

УДК 551.465

© А. Г. Лучинин*, М. Ю. Кириллин, 2022

Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия

*E-mail: luch@ipfran.ru

ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ ВИДЕНИЯ НА ВОЛНАХ ФОТОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ПОДВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ ЧЕРЕЗ ВЗВОЛНОВАННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Статья поступила в редакцию 10.11.2021, после доработки 30.12.2021, принята в печать 01.02.2022

Аннотация

Исследовано влияние взволнованной поверхности на разрешающую способность систем видения, использующих для подсветки узкие модулированные пучки. Сформулированы соотношения, связывающие комплексные амплитуды волн фотонной плотности, распространяющихся через взволнованную границу и слой воды, с основными параметрами задачи. Эти соотношения учитывают конечную высоту волн и изменение длины траекторий фотонов при случайном преломлении лучей при вхождении в воду. Введены усредненные по ансамблю реализаций поверхностного волнения оптическая передаточная функция взволнованной поверхности и функция рассеяния пучка. Исследованы зависимости этих функций от интегральных параметров волнения — дисперсии возвышений и дисперсии уклонов. Выполнены оценки вкладов поверхностного волнения и слоя воды в формирование оптических передаточных функций и в общий уровень сигнала от подводного объекта при его наблюдении с применением волн фотонной плотности. Показано, что в некотором диапазоне глубин, пространственных частот и частот модуляции пучка подсветки системы с применением волн фотонной плотности могут иметь преимущества перед системами со стационарной подсветкой.

Ключевые слова: системы видения, взволнованная поверхность, оптическая передаточная функция, волны фотонной плотности, многократное рассеяние

© А. Г. Luchinin*, V. Yu. Kirillin, 2022

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, 603950, Ul'anova str., 46, Nizhny Novgorod, Russia

*E-mail: luch@ipfran.ru

CHARACTERISTICS OF THE IMAGE SYSTEM BASED ON PHOTON DENSITY WAVES IN OBSERVING UNDERWATER OBJECTS THROUGH A WAVED SURFACE

Received 10.11.2021; Revised 30.12.2021; Accepted 01.02.2022

Abstract

The wavy surface effect on the resolution of optical imaging systems employing narrow modulated probing beams is studied. Relations are formulated connecting the complex amplitudes of the photon density waves (propagating through the wavy interface and the water layer) to the main parameters of the problem. These relations consider the finite waves height and the change in the photon trajectory length due to random refraction of rays upon entering the water. The optical transfer function of the wavy surface and the beam scattering function averaged over the ensemble of surface waving realizations are introduced. The dependences of these functions on the surface waves integral parameters, namely, the elevations and slopes dispersions, are examined. The contributions of surface waving and water layer to the generation of optical transfer functions and to the overall signal level from an underwater object when it is imaged using photon density waves are estimated. It is shown that in a certain range of depths, spatial frequencies, and illumination beam modulation frequencies, the systems employing photon density waves can demonstrate advantages over the systems with stationary illumination.

Keywords: imaging systems, wavy surface, modulated transfer function, photon density waves, multiply scattering

Ссылка для цитирования: Лучинин А.Г., Кириллин М.Ю. Характеристики системы видения на волнах фотонной плотности при наблюдении подводных объектов через взволнованную поверхность // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15, № 3. С. 125–136. doi:10.48612/fpg/7k5k-zu86-nxhz

For citation: Luchinin A.G., Kirillin V. Yu. Characteristics of the Image System based on Photon Density Waves in Observing Underwater Objects through a Waved Surface. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 3, 125–136.

doi:10.48612/fpg/7k5k-zu86-nxhz

1. Введение

В ряде работ в различных приближениях было показано, что использование световых пучков, модулированных по мощности высокой частотой, в качестве подсветки при формировании изображения в подводных системах видения может увеличить пространственное разрешение таких систем [1–4]. Этот эффект обусловлен подавлением диффузной переменной составляющей излучения на периферии пучка подсветки за счет интерференции волн фотонной плотности при многократном рассеянии в воде. Он был также подтвержден серией лабораторных экспериментов [5, 6]. В связи с этим представляет интерес оценить возможность использования модулированных пучков подсветки (волн фотонной плотности) для формирования изображения при наблюдении через взволнованную поверхность. Взволнованная поверхность по отношению к волнам фотонной плотности играет роль случайного фазового экрана, искажающего структуру преломленного поверхностью светового поля и, соответственно, структуру формируемого изображения. Фундаментальной характеристикой системы видения является оптическая передаточная функция (ОПФ), определяющая передачу контраста наблюдаемого объекта в виде бесконечной миры с синусоидальным распределением коэффициента отражения. Впервые ОПФ системы видения применительно к наблюдению через взволнованную поверхность была введена в работе [7], где было показано, что для описания изображения, усредненного по ансамблю реализаций поверхностного волнения, эта функция может быть выражена через характеристическую функцию уклонов волн. Обобщение этого результата с учетом эффектов многократного рассеяния света в воде выполнено в работе [8]. В этой работе было показано, что среднестатистическая ОПФ системы наблюдения через взволнованную поверхность может быть представлена в виде произведения частных ОПФ: ОПФ поверхности и ОПФ слоя воды между поверхностью моря и объектом наблюдения, например, дном. Этот результат был получен в малоугловом приближении уравнения переноса излучения, не учитывающего разброс фотонов по путям пробега при многократном рассеянии. Равным образом в этом приближении не учитывался этот же эффект за счет конечной высоты волн и изменения длины траекторий фотонов при случайном преломлении при вхождении в воду. Оценке влияния этих эффектов на статистические характеристики ОПФ систем видения через взволнованную поверхность при использовании модулированных пучков подсветки и посвящена настоящая работа. При этом мы будем основываться на принципах и аналитических соотношениях теории переноса изображения в рассеивающих средах, сформулированных в работах [9–12].

2. Методы

2.1. Постановка задачи

Конкретизируем схему наблюдения и некоторые важные параметры. Пусть система наблюдения располагается на высоте H над средним уровнем взволнованной поверхности. Полагая, что источник излучения и приемник совмещены в пространстве, их координаты в горизонтальной плоскости зададим вектором \mathbf{r}_S . Пусть объект наблюдения с диффузным коэффициентом отражения $R(\mathbf{r})$ находится на глубине Z . Его изображение может формироваться в результате сканирования объекта узким пучком и воспроизводства в приемной системе мощности сигнала, отраженного объектом, как функции положения оси пучка подсветки или его направления. Если положение пучка в плоскости объекта задается вектором \mathbf{r}_0 , то определение оптического изображения объекта сводится к нахождению распределения мощности сигнала $P_{ob}(\mathbf{r}_0)$, соответствующего данному распределению коэффициента отражения объекта $R(\mathbf{r})$. Вектор \mathbf{r}_0 в случае гладкой поверхности раздела воздух — вода связан с направлением излучения соотношением $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_S + \mathbf{n}_0(H + Z/m)$ (рис. 1). Здесь \mathbf{n}_0 — проекция на горизонтальную плоскость единичного вектора \mathbf{n} , определяющего направление оси пучка подсветки, m — коэффициент преломления воды.

В общем случае нестационарной подсветки и произвольных диаграммах направленности излучателя и приемника уравнение, связывающее мощность сигнала $P_{ob}(\mathbf{r}_0, t)$ с распределением $R(\mathbf{r})$, параметрами системы наблюдения и свойствами среды имеет вид [9]:

$$P_{ob}(\mathbf{r}_0, t) = \frac{\Sigma \Delta \Omega (1 - R_{sf})^2}{\pi m^2} \iiint_{\infty} R(\mathbf{r}) E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, t') E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, t - t') d\mathbf{r} dt', \quad (1)$$

где Σ и Ω — площадь приемной апертуры и телесный угол приема, m — показатель преломления воды, R_{sf} — коэффициент отражения поверхности, который в пределах поля зрения мы полагаем не зависящим от угла падения лучей, $P^0(t)$ — мощность источника излучения, $E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, t)$ — распределение облученности,

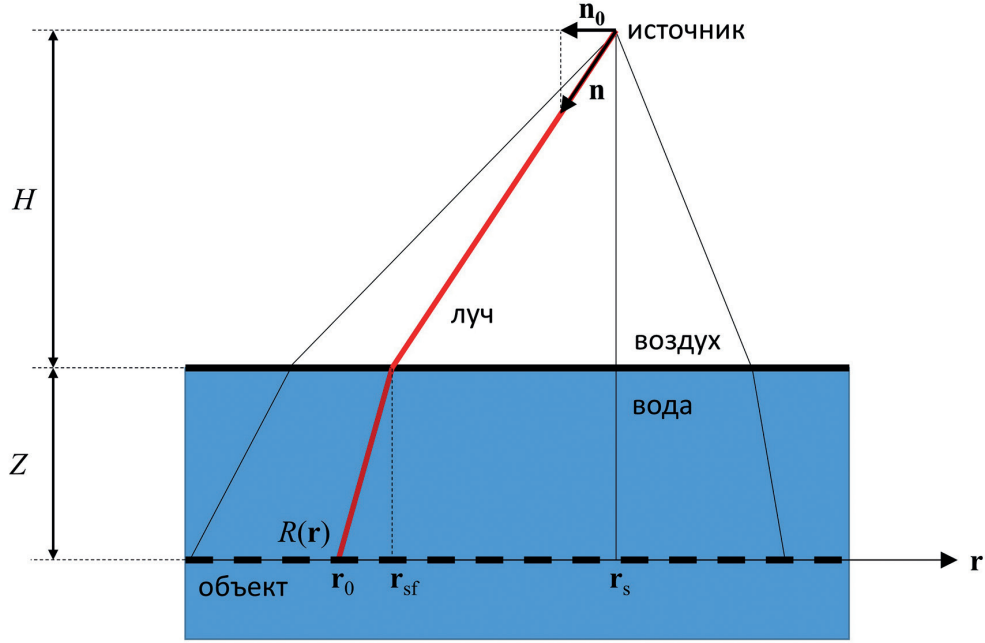


Рис. 1. Схема хода лучей

Fig. 1. Ray path diagram

создаваемое зондирующим пучком, $E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, t)$ — аналогичное распределение, создаваемое фиктивным источником сигнала с единичной энергией, с такими же, как у приемника, пространственно-угловыми характеристиками и временной зависимостью, воспроизводящей импульсную переходную характеристику системы приема и обработки сигнала, \mathbf{r}_0 — вектор, описывающий положение центра пучка подсветки и приемной диаграммы в плоскости объекта. Если источник излучения модулируется во времени гармоническим сигналом с частотой ω и в приемнике детектируется переменная составляющая сигнала на этой частоте, то уравнение (1) может быть преобразовано к виду:

$$P_{ob}(\mathbf{r}_0, \omega) = \frac{\Sigma \Delta \Omega P_{\omega}^0 (1 - R_{sf})^2}{\pi m^2} \iint_{\infty} R(\mathbf{r}) E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где P_{ω}^0 амплитуда переменной составляющей мощности источника. Конкретизируем далее характеристики приемника и излучателя. Пусть приемник имеет широкую диаграмму направленности, которую можно считать изотропной в пределах поля зрения. Излучатель формирует узкий пучок, переменную составляющую яркости которого можно аппроксимировать дельта-функциями по пространственным и угловым переменным:

$$I_S(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \omega) = P_{\omega}^0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_S) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0). \quad (3)$$

Поскольку при входе в воду свет преломляется случайным образом, подынтегральные функции E_S и E_R в (2) имеют случайный характер и мощность сигнала P_{ob} также является случайной величиной. Для сигнала, усредненного по ансамблю реализаций взволнованной поверхности справедливо соотношение:

$$\langle P_{ob}(\mathbf{r}_0, \omega) \rangle = \frac{\Sigma \Delta \Omega P_{\omega}^0 (1 - R_{sf})^2}{\pi m^2} \iint_{\infty} R(\mathbf{r}) \langle E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle d\mathbf{r}. \quad (4)$$

В дальнейшем мы будем пренебрегать корреляционными связями между функциями E_S и E_R . Их влияние на характеристики системы видения, в частности на вид усредненной ОПФ исследовалось в работе [13]. Оценки, проведенные в этой работе, показывают, что корреляционные эффекты приводят к заметному изменению ОПФ только в области высоких пространственных частот, где контраст формируемого изображения мал. Поэтому здесь мы будем пренебрегать этим эффектом и считать, что справедливо равенство:

$$\langle E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle = \langle E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle \langle E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle. \quad (5)$$

Уместно заметить, что при других способах формирования изображения (например, при синхронном сканировании пучком и узкой приемной диаграммой) эти оценки, полученные в [13], и общий анализ влияния поверхности требуют уточнения.

Введем в явном виде зависимости функций от характеристик волнения. Ограничимся для простоты анализом свойств этих функций в центральной части изображения, считая, что их структура не меняется при изменении координаты \mathbf{r}_0 . В этом случае формируемый сигнал зависит только от разности \mathbf{r}_0 и \mathbf{r} . Это эквивалентно пренебрежению эффектами, связанными с нарушением изопланатизма изображения и позволяет для упрощения формул положить в (4) $\mathbf{r}_0 = 0$, $\mathbf{n}_0 = 0$. В этом приближении в отсутствие волнения (в случае гладкой поверхности) распределение комплексной амплитуды переменной составляющей облученности E_S на глубине Z можно представить в виде произведения

$$E_S(\mathbf{r}, Z, \omega) = e(\mathbf{r}, Z, \omega) \exp\left(-i \frac{\omega}{c} (H + mZ)\right), \quad (6)$$

где c — скорость света. Величина $\varphi_0 = -\frac{\omega}{c} (H + mZ)$ описывает регулярный (геометрический) набег фазы, а функция $e(\mathbf{r}, Z, \omega)$ — распределение облученности в волне фотонной плотности, создаваемого точечным мононаправленным источником, расположенным на границе раздела, в плоскости $Z = \text{const}$ с учетом дополнительного набега фазы, обусловленного многократным рассеянием в воде. При преломлении пучка на взволнованной поверхности происходит изменение направления его распространения в воде и расстояния до его пересечения с плоскостью $Z = \text{const}$. Поэтому соотношение (6) должно быть преобразовано следующим образом:

$$E_S(\mathbf{r}, Z, \omega) = e(\mathbf{r} + Zq\boldsymbol{\eta}, Z, \omega) \exp\left(-i \frac{\omega}{c} \left(H - \xi + m \left(Z + \xi + Zq^2 \frac{\eta^2}{2} \right) \right)\right), \quad (7)$$

где ξ — случайное возвышение поверхности в точке входа луча в воду, $\boldsymbol{\eta} = -\nabla\xi$ — уклон поверхности в той же точке, $q = (m-1)/m$. При преобразовании аргументов функции $E_S(\cdot)$ в (7) предполагалось выполнение неравенств: $q|\boldsymbol{\eta}| \ll 1$ и $\xi \ll Z$. Введем далее спектр поперечного распределения облученности $e(\mathbf{r}, Z, \omega)$ в отсутствие волнения:

$$\Phi(\mathbf{k}, Z, \omega) = (2\pi)^{-2} \iint e(\mathbf{r}, Z, \omega) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (8)$$

Считая \mathbf{r} , $\boldsymbol{\eta}$ независимыми переменными, введем аналогично (8) Фурье-трансформанту функции $E_S(\mathbf{r}, Z, \omega)$:

$$\Phi_S(\mathbf{k}, Z, \omega) = (2\pi)^{-2} \iint e_S(\mathbf{r}, Z, \omega) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (9)$$

Как следует из (7), (8)

$$\Phi_S(\mathbf{k}, Z, \omega) = \Phi(\mathbf{k}, Z, \omega) \exp\left(iZq\mathbf{k}\boldsymbol{\eta} - i \frac{\omega}{c} \left(H - \xi + m \left(Z + \xi + Zq^2 \frac{\eta^2}{2} \right) \right)\right). \quad (10)$$

Усредняя (10) по ансамблю реализаций поверхностного волнения, получим уравнение для статистически среднего пространственного спектра переменной составляющей облученности:

$$\langle \Phi_S(\mathbf{k}, Z, \omega) \rangle = \iiint \Phi_S(\mathbf{k}, Z, \omega, \xi, \boldsymbol{\eta}) W(\xi, \boldsymbol{\eta}) d\xi d\boldsymbol{\eta}, \quad (11)$$

где $W(\xi, \boldsymbol{\eta})$ — совместная функция распределения вероятности возвышений и уклонов. Одноточечная функция распределения возвышений и уклонов, применимая в (11), может быть представлена в виде произведения $W(\xi, \boldsymbol{\eta}) = W(\xi)W(\boldsymbol{\eta})$. Это равенство справедливо в силу равенства нулю моментов распределения $\langle \xi(\mathbf{r}_1)\eta_x(\mathbf{r}_2) \rangle$, $\langle \xi(\mathbf{r}_1)\eta_y(\mathbf{r}_2) \rangle$ при $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$. Полагая далее волнение нормальным и изотропным, функции распределения возвышений и уклонов представим в виде функций Гаусса, т.е.: $W(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\xi^2}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_\xi^2}\right)$ и

$W(\boldsymbol{\eta}) = \frac{1}{2\pi\sigma_\eta^2} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2}\right)$. Тогда из (4), (5) получим выражение для среднестатистической величины функции Φ_S :

$$\langle \Phi_S(\mathbf{k}, Z, \omega) \rangle = \frac{\Phi(\mathbf{k}, Z, \omega)}{1 + i\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2} \exp \left(-i\varphi_0 - \frac{\kappa^2 q^2 \sigma_\xi^2}{2} - \frac{k^2 Z^2 q^2 \sigma_\eta^2}{2(1 + i\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2)} \right), \quad (12)$$

где κ — волновое число в воде ($\kappa = m\omega/c$), σ_ξ^2 и σ_η^2 — дисперсия возвышений и уклонов поверхности соответственно. Таким образом, пространственный спектр переменной составляющей облученности $\langle E_S(\mathbf{r}, Z, \omega) \rangle$ может быть представлен в виде произведения спектра в отсутствие волнения на дополнительную функцию, описывающую влияние волнения, которое сводится не только к ослаблению спектра на высоких пространственных частотах, но и к общему ослаблению сигнала за счет случайного изменения фазы при конечной высоте поверхностных волн.

Обратимся к виду функции $\langle E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle$. С учетом введенных выше приближений эту функцию можно представить в виде:

$$\langle E_R(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle = \frac{1}{\Delta\Omega} \iint \langle e_S(\mathbf{r} + \mathbf{n}(H + Z/m), Z, \omega) \rangle d\mathbf{n} = \frac{(2\pi)^2 \langle \Phi_S(k=0, Z, \omega) \rangle}{\Delta\Omega (H + Z/m)^2}. \quad (13)$$

Поскольку $\langle E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle = \iint \langle \Phi_S(k, Z, \omega) \rangle \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)) d\mathbf{k}$, уравнение (2) может быть записано в форме:

$$\langle P_{ob}(\mathbf{r}_0, \omega) \rangle = \frac{\Sigma (2\pi)^2 P_\omega^0 (1 - R_{sf})^2 \langle \Phi_S(k=0, Z, \omega) \rangle}{\pi m^2 (H + Z/m)^2} \iint_\infty R(\mathbf{r}) \iint \langle \Phi_S(k, Z, \omega) \rangle \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)) d\mathbf{k} d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Для однородно отражающего объекта (дна с равномерным распределением коэффициента отражения R_0) из (14) следует формула для комплексной амплитуды принимаемого сигнала:

$$\langle P_{ob}(\omega) \rangle = \frac{\Sigma R_0 P_\omega^0 (1 - R_{sf})^2 (2\pi)^4 \langle \Phi_S(k=0, Z, \omega) \rangle^2}{\pi m^2 (H + Z/m)^2}. \quad (15)$$

Его модуль определяется уравнением:

$$|\langle P_{ob}(\omega) \rangle| = \frac{\Sigma R_0 P_\omega^0 (1 - R_{sf})^2 (2\pi)^4 |\langle \Phi(0, Z, \omega) \rangle|^2 \exp(-\kappa^2 q^2 \sigma_\xi^2)}{\pi m^2 (H + Z/m)^2 \left(1 + (\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2)^2 \right)}. \quad (16)$$

Таким образом, влияние волнения на общий уровень отраженного сигнала приводит к экспоненциальному ослаблению сигнала с ростом частоты за счет его расфазировки при конечной высоте волн и степенному ослаблению за счет расфазировки при угловом разбросе лучей. ОПФ характеризует передачу контраста при формировании изображения объекта в виде мира с синусоидальным коэффициентом отражения как функцию ее пространственной частоты. Поэтому, подставив в (14) распределение $R(\mathbf{r})$ в виде гармонической функции с пространственной частотой \mathbf{k} , после несложных преобразований нетрудно получить выражение для контраста формируемого изображения:

$$K_{ob} = (P_{ob}^{\max} - P_{ob}^{\min}) / (P_{ob}^{\max} + P_{ob}^{\min}) = K_0 \Theta_{tot}(\mathbf{k}, Z, \omega), \quad (17)$$

где P_{ob}^{\max} и P_{ob}^{\min} комплексные амплитуды сигналов при ориентации пучка подсветки на точки объекта с максимальным и минимальным коэффициентом отражения соответственно, K_0 — начальный или истинный контраст мира, $\Theta_{tot}(\mathbf{k}, Z, \omega)$ — ОПФ системы наблюдения, которая может быть представлена в виде произведения независимо рассчитанных ОПФ слоя воды и поверхности:

$$\Theta_{tot}(\mathbf{k}, Z, \omega) = \Theta_{wat}(\mathbf{k}, Z, \omega) \Theta_{sf}(\mathbf{k}, Z, \omega), \quad (18)$$

$$\Theta_{wat}(\mathbf{k}, Z, \omega) = \frac{\Phi(\mathbf{k}, Z, \omega)}{\Phi(\mathbf{k}=0, Z, \omega)}, \quad (19)$$

$$\Theta_{sf}(\mathbf{k}, Z, \omega) = \exp \left(-\frac{k^2 Z^2 q^2 \sigma_\eta^2}{2(1 + i\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2)} \right). \quad (20)$$

При $\omega = 0$ (18) совпадает с полученным ранее в малоугловом приближении результатом применительно к стационарным полям [8].

Полученные соотношения позволяют оценить влияние различных факторов на характеристики системы наблюдения и сравнить вклады взволнованной поверхности и рассеяния в воде на формирование сигнала.

2.2. ОПФ взволнованной поверхности

Прежде чем перейти к сравнению потерь, вносимых поверхностью и слоем воды в формирование совместной ОПФ и в общий уровень сигнала, рассмотрим отдельно ОПФ поверхности в предположении, что глубина Z не велика и ОПФ слоя воды можно считать постоянной. В этом случае для изотропного волнения

$$\Theta_{sf}(k, Z, \omega) = |\Theta_{sf}(k, Z, \omega)| \exp(i\varphi_{sf}(k, Z, \omega)), \quad (21)$$

$$|\Theta_{sf}(k, Z, \omega)| = \exp\left(-\frac{k^2 \delta}{2}\right), \quad (22)$$

$$\varphi_{sf}(k, Z, \omega) = \frac{k^2 \kappa Z q^2 \sigma_n^2 \delta}{2}, \quad (23)$$

где параметр $\delta = \frac{Z^2 q^2 \sigma_n^2}{1 + \kappa^2 Z^2 q^4 \sigma_n^4}$ определяет ширину ОПФ поверхности. Как следует из (21)–(23), волновое число k или частота ω является значимым параметром ОПФ поверхности. Особенно интересным является вид модуля и фазы ОПФ при асимптотически больших значениях этих параметров, когда выполняется неравенство

$$\kappa^2 Z^2 q^4 \sigma_n^4 \gg 1. \quad (24)$$

При этом условии (22) и (23) можно представить в виде:

$$|\Theta_{sf}(k, Z, \omega)| = \exp\left(-\frac{k^2}{2\kappa^2 q^2 \sigma_n^2}\right), \quad (25)$$

$$\varphi_{sf}(k, Z, \omega) = -\frac{k^2 Z}{2\kappa}. \quad (26)$$

Как следует из (22), модуль ОПФ поверхности инвариантен относительно величины k/κ и не зависит от глубины. Также нетривиальна его зависимость от степени поверхностного волнения — показатель экспоненты в (25) обратно пропорционален дисперсии уклонов. Фактически это означает, что рассеяние пучка по высокочастотной переменной составляющей уменьшается с ростом уклонов. Этот эффект, в известной мере, аналогичен подавлению переменной компоненты излучения на периферии пучка в воде за счет интерференционных эффектов при многократном рассеянии [3, 4]. Фаза ОПФ, в отличие от ее модуля, при выполнении (24) не зависит от уклонов и пропорциональна произведению параметра k/κ на угловую частоту kZ . Еще одной интересной особенностью ОПФ поверхности является наличие максимума показателя экспоненты в (22) при изменении дисперсии уклонов. Этот максимум достигается при условии

$$q^2 \sigma_n^2 = (\kappa Z)^{-2}. \quad (27)$$

В этом случае, как следует из (23)–(25), комплексная ОПФ поверхности принимает вид

$$\Theta_{sf}(k, Z, \omega) = \exp\left(-\frac{k^2 Z(1+i)}{4\kappa}\right). \quad (28)$$

Понятно, что условие (27) при фиксированном значении дисперсии уклонов может реализоваться при изменении частоты ω только на фиксированной глубине.

При выполнении неравенства, противоположного (24), ОПФ поверхности переходит в ОПФ для стационарного случая.

2.3. Функция рассеяния пучка

Введем еще одну характеристику, важную для оценки влияния взволнованной поверхности на возможности систем видения через такую поверхность. Функция рассеяния пучка (ФРП) является функцией, сопряженной по Фурье ОПФ. Нормированная на свое значение при $r = 0$ эта функция в соответствии с (18)–(20) имеет вид:

$$\Pi_{sf}(r, Z, \omega) = \exp\left(-\frac{r^2(1 - i\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2)}{2Z^2 q^2 \sigma_\eta^2}\right). \quad (29)$$

Соотношение (29) показывает, что ФРП взволнованной поверхности на волнах фотонной плотности представляет собой осциллирующую по координате r функцию с огибающей, совпадающей с ФРП для стационарного пучка. Период осцилляций ФРП не зависит от степени волнения и равен $\sqrt{2\lambda Z}$, где λ — длина волны фотонной плотности. Таким образом, статистически среднее распределение облученности в волне фотонной плотности на плоскости $Z = \text{const}$ подобно дифракционной картине с шириной главного максимума, обратно пропорциональной частоте волны и, повторим, не зависящей от степени волнения. Простое объяснение этому эффекту заключается в том, что соотношение (29) описывает среднее по ансамблю реализаций волнения, но «мгновенное» распределение переменной составляющей облученности с фазой, отсчитываемой от фазы при $r = 0$. Сужение главного максимума при повышении частоты волны независимо от степени волнения и приводит к описанным выше особенностям асимптотического поведения ОПФ поверхности.

Полученные зависимости ФРП от параметров задачи вполне предсказуемы, поскольку среднестатистическое распределение яркости волны фотонной плотности под поверхностью подобно распределению в сферической волне с центром фазового фронта при $Z = 0$ и амплитудой, модулированной по углу функцией распределения уклонов.

Заметим, что приведенные выше результаты можно получить более коротким, но менее корректным путем, сформулировав уравнение для функции $\langle E_S(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, Z, \omega) \rangle$ при граничных условиях, отвечающих среднестатистическому разбросу лучей по направлениям, определяемому функцией распределения уклонов. Использование в качестве исходного уравнения для случайной реализации сигнала (2) необходимо для корректного перехода к статистическим характеристикам при учете конечной высоты волн и при решении задач в более сложной постановке, например, при конечной ширине пучка, его наклонном падении и (или) при исследовании вторых статистических моментов поля. В этом случае требуется привлечение сведений о двухточечных совместных функциях распределения возвышений и уклонов поверхности.

3. Результаты

3.1. Оценка величины среднего сигнала

Хотя полученные формулы, описывающие величину среднего сигнала и ОПФ поверхности, достаточно просты, для наглядности полезно привести их графическое представление. Из (16) следует, что оценка влияния параметров трассы наблюдения на величину среднего сигнала сводится к расчету функции

$$K(Z, \omega) = K_{wat}(Z, \omega) K_{sf}(Z, \omega), \quad (30)$$

где $K_{wat} = |\Phi(0, Z, \omega)|^2$, $K_{sf} = \frac{\exp(-\kappa^2 q^2 \sigma_\xi^2)}{1 + (\kappa Z q^2 \sigma_\eta^2)^2}$. Функция $\Phi(0, Z, \omega)$ может быть рассчитана с помощью метода

статистического моделирования Монте-Карло, особенности которого применительно к подводной трассе распространения пучка света описаны в [3, 4]. Влияние поверхности на величину отраженного от однородного объекта сигнала можно оценить с привлечением данных о статистических характеристиках поверхностного волнения. Проблеме аналитического описания этих характеристик посвящена обширная литература. Здесь мы воспользуемся данными монографии [14], в которой на основе анализа различных моделей спектра поверхностного волнения приведены обобщенные данные об интегральных характеристиках волнения, в частности о величинах σ_ξ^2 и σ_η^2 . Для оценок мы воспользуемся конкретными данными для умеренной скорости приводного ветра $V = 5$ м/с. Согласно [14] при этом ветре $\sigma_\xi^2 = 0,0054$ м² и $\sigma_\eta^2 = 0,0215$ рад². Величина дисперсии уклонов равная 0,0215 является средней по двум ортогональным направлениям относительно вектора скорости ветра.

Результаты расчета функций K_{wat} и K_{sf} при этих значениях параметров в зависимости от частоты представлены на рис. 2.

Как видно из этого рисунка, для оценки уровня сигнала фактор поверхности наиболее существен в области высоких частот. При этом наибольший вклад в ослабление сигнала вносит эффект расфазировки переменной составляющей поля за счет конечной высоты поверхностных волн.

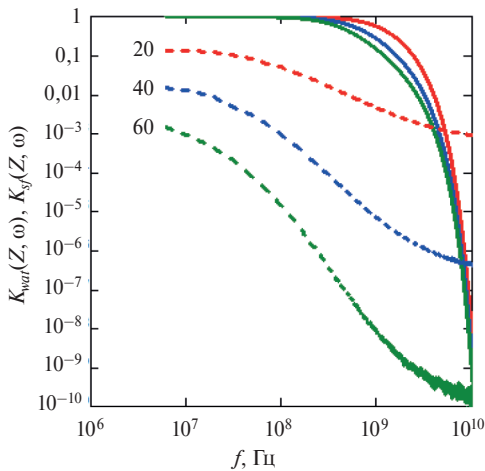


Рис. 2. Зависимость функций K_{wat} (пунктирные кривые) и K_{sf} (сплошные кривые) от частоты $f = \omega/2\pi$ для глубин Z , равных 20, 40 и 60 м. При расчетах функции K_{wat} показатели рассеяния и поглощения воды приняты равными 0,16 1/м и 0,04 1/м соответственно

Fig. 2. Dependence of K_{wat} (dashed curves) and K_{sf} (solid curves) functions on the frequency $f = \omega/2\pi$ for depths Z equal to 20, 40 and 60 m. When calculating K_{wat} function, water scattering and absorption coefficients were considered to be equal to 0,16 1/m and 0,04 1/m, respectively

ного рассеяния в толще воды на разрешение систем видения при наблюдении подводных объектов из атмосферы. Из сравнения кривых этих рисунков следует, что потеря в разрешении высоких пространственных частот при наблюдении на волнах фотонной плотности через взволнованную поверхность в первую очередь определяется волнением, за исключением области очень высоких частот модуляции пучка ($\sim 10^{10}$ Гц), где вклады поверхности и слоя воды сравниваются. Вместе с тем, как следует из представленных

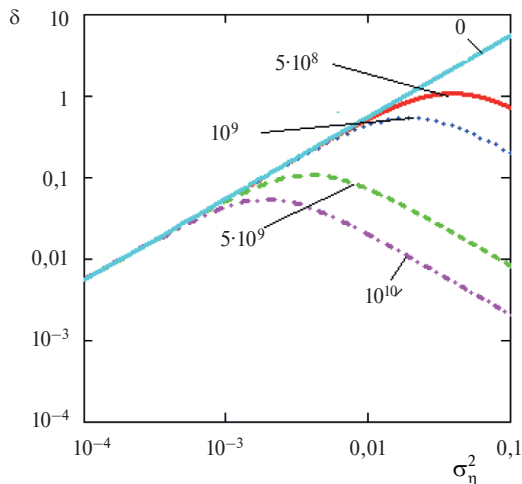


Рис. 3. Зависимость параметра δ от дисперсии уклонов для глубины $Z = 30$ м. Цифры у кривых показывают частоту волны фотонной плотности в герцах

Fig. 3. Dependence of the parameter δ on the slopes dispersion for the depth $Z = 30$ m. The numbers indicate the frequency of the photon density wave in Hz

3.2. Оценка ОПФ слоя воды и поверхности

Как указывалось выше, величина δ характеризует ширину ОПФ как функцию пространственной частоты и фактически определяет диапазон разрешаемых пространственных частот. Поэтому, прежде чем перейти к сравнительной оценке вкладов поверхности и слоя воды в формирование совместной ОПФ, приведем примеры зависимости этой величины от значимых параметров задачи.

Рис. 3–5 демонстрируют перечисленные в разделе 3 основные особенности ОПФ поверхности — наличие максимума параметра δ при изменении дисперсии уклонов при определенном сочетании частоты и глубины, его уменьшение с ростом дисперсии уклонов и независимость от глубины при высоких частотах. Уместно заметить, что максимум параметра δ при изменении дисперсии уклонов находится в диапазоне величин, характерных для морского волнения при умеренных скоростях приводного ветра.

В работе [15] были приведены результаты Монте-Карло моделирования ОПФ слоя воды на волнах фотонной плотности. Эти результаты можно сравнить с результатами расчета ОПФ поверхности, выполненными по формуле (8). На рис. 6 и 7 приведены примеры расчета модуля ОПФ поверхности и слоя воды для двух значений глубины и четырех значений частоты волны фотонной плотности.

По кривым этих рисунков можно судить об относительном вкладе рассеяния на взволнованной поверхности и многократного

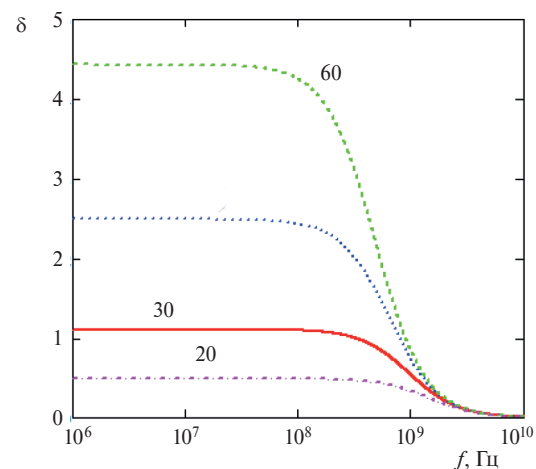


Рис. 4. Зависимость параметра δ от частоты при фиксированных глубинах (цифры у кривых в метрах). $\sigma_n^2 = 0,0215 \text{ рад}^2$

Fig. 4. Dependence of the parameter δ on the frequency at fixed depths (shown by numbers in meters). $\sigma_n^2 = 0,0215 \text{ рад}^2$

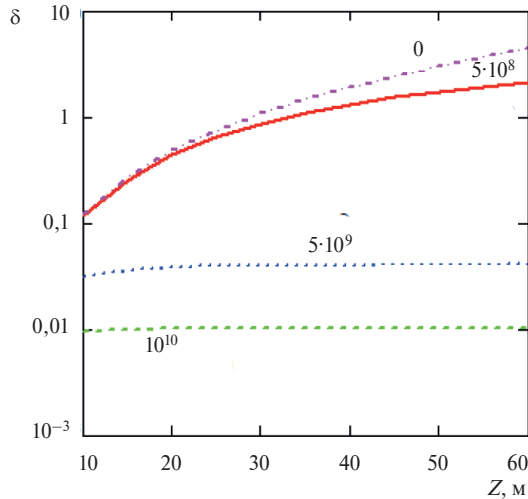


Рис. 5. Зависимость параметра δ от глубины при фиксированных частотах (цифры у кривых в Гц).

$$\sigma_{\eta}^2 = 0,0215 \text{ рад}^2$$

Fig. 5. Dependence of the parameter δ on the depth at fixed frequencies (shown by numbers in Hz).

$$\sigma_{\eta}^2 = 0,0215 \text{ рад}^2$$

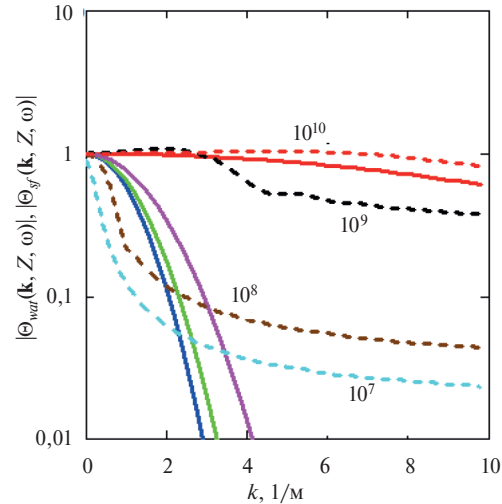


Рис. 6. Модуль ОПФ поверхности (сплошные кривые) и слоя воды (пунктир) на волнах фотонной плотности различной частоты (цифры у кривых в Гц) на глубине 30 м.

Fig. 6. The surface (solid curves) and the water layer (dashed curves) OTF absolute values at photon density waves of different frequencies (numbers in Hz) at a depth of $Z = 30$ m

рисунков, в области относительно низких пространственных частот и при относительно низких частотах модуляции пучка определяющим в потере контраста является многократное рассеяние в воде.

3.3. Оценка величины сигнала при наблюдении тест-объекта

Приведенные оценки влияния поверхностного волнения на свойства ОПФ надводных систем наблюдения подводных объектов на волнах фотонной плотности, вообще говоря, не являются достаточными для оценки их видимости. Расчет ОПФ системы наблюдения необходим и достаточен в том случае, когда возможность наблюдения ограничивается контрастной чувствительностью приемника. Однако в ряде случаев возможности наблюдения (дальность и пространственное разрешение) ограничиваются энергетическим потенциалом системы. Тогда определяющей величиной является не контраст наблюдаемого тест-объекта в виде мира с синусоидальным распределением коэффициента отражения, а разность в уровнях сигнала при ориентации пучка подсветки на светлую и темную полосы, которая должна превышать уровень шумов в приемнике. Приведем здесь оценку влияния поверхности и толщи воды на эту разность. Допустим, что коэффициент отражения тест-объекта задан в виде

$$R_{ob}(\mathbf{r}) = R_0 (1 + K_0 \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r})), \quad (31)$$

где R_0 — средний коэффициент отражения и K_0 — начальный (истинный) контраст. Оценим разность в уровнях сигнала при ориентации пучка подсветки на точку $\mathbf{r} = 0$ и на точку, смещенную на расстояние, равное половине периода структуры вдоль направления \mathbf{k}_0 .

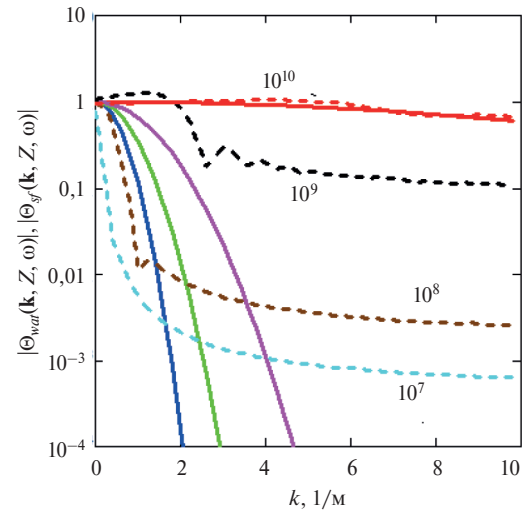


Рис. 7. То же, что и на рис. 6 для глубины 60 м.

Fig. 7. The surface (solid curves) and the water layer (dashed curves) OTF absolute values at photon density waves of different frequencies (numbers in Hz) at a depth of $Z = 60$ m

Подставляя (31) в (14), получим для абсолютной величины разности сигнала следующее соотношение:

$$|\Delta P_{ob}(k_0, Z, \omega)| = A \sqrt{K(Z, \omega)} \Theta_{tot}(k_0, Z, \omega), \quad (32)$$

где коэффициент A учитывает все параметры задачи, не зависящие от свойств среды и поверхностного волнения (мощность излучения, геометрия наблюдения, истинный контраст тест-объекта и т. д.). На рис. 8 и 9 представлены результаты «кумулятивного» влияния поверхности и слоя воды на уровень сигнала, нормированного на величину A .

Эти результаты показывают, что существует область параметров (глубин наблюдения, пространственных частот, частот волн фотонной плотности), где применение модулированных высокой частотой пучков подсветки может дать заметный выигрыш в разрешении и дальности (глубины) наблюдения.

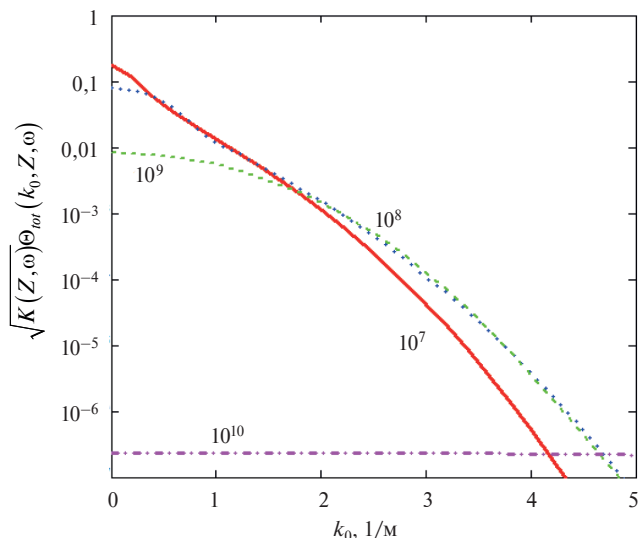


Рис. 8. Относительный уровень сигнала для глубины наблюдения 30 м, как функция пространственной частоты при различных частотах волны фотонной плотности (цифры у кривых в герцах)

Fig. 8. Relative signal level for the observation depth of $Z = 30$ m versus spatial frequency at different frequencies of the photon density wave (shown in Hz)

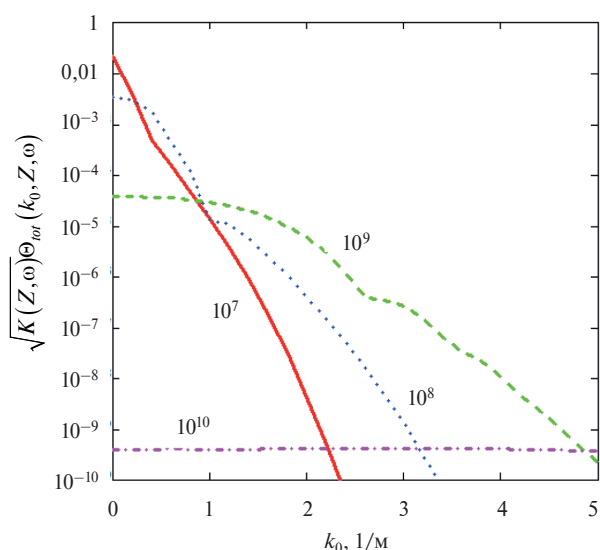


Рис. 9. То же, что и на рис. 7 для глубины 60 м.

Fig. 9. Relative signal level for the observation depth of $Z = 60$ m versus spatial frequency at different frequencies of the photon density wave (shown in Hz)

4. Обсуждение

Проведенный анализ влияния взволнованной поверхности на основные характеристики системы видения на волнах фотонной плотности не может претендовать на полноту исследования проблемы. Поскольку он ограничивается установлением связей между среднестатистическими характеристиками формируемых изображений и поверхностного волнения, его непосредственное использование для оценки необходимых параметров возможно лишь при достаточно длительном накоплении сигнала. Кроме того, эти результаты будут полезны для оценки возможности обнаружения объекта по одной случайной реализации его изображения, если расчеты статистически среднего изображения дополнить оценками дисперсии его флуктуаций из-за волнения. Частично эти оценки были выполнены в [13] для систем со стационарной подсветкой. Обзор флуктуационных явлений, обусловленных фокусировкой света поверхностным волнением, содержится в [14]. Однако, применительно к фокусировке волн фотонной плотности, сформированных искусственным источником, эта проблема требует отдельного рассмотрения.

Второе замечание касается фазово-частотных характеристик изображения. Выполненные нами оценки касаются в основном амплитудных характеристик сигналов, формирующих изображение. При этом неявно предполагается, что при обработке сигнала фазовые искажения могут быть устранены за счет коррекции фазы опорного сигнала при детектировании переменной составляющей в приемной системе. Разумеется, этот вопрос также требует дополнительного анализа при уточнении способа формирования изображения, в частности способа сканирования пучком подсветки.

5. Заключение

Оценки изменения уровня сигнала и передаваемого контраста изображения должны быть дополнены расчетами уровня шумовых составляющих изображения, которые зависят от энергетического потенциала системы наблюдения и внешних

условий, в частности уровня фоновой засветки. Поэтому потенциальный выигрыш от ослабления влияния волнения за счет применения модулированных пучков при формировании изображения должен также оцениваться с учетом частотной зависимости этих факторов.

Заметим, что подход уменьшения влияния волнения, альтернативный рассмотренному выше, был предложен в [16]. Он основан на коррекции формируемого изображения за счет определения угла преломления по смещению изображения импульсной помехи обратного рассеяния. В этой работе было показано, что эффект размытия пучка поверхностным волнением может быть уменьшен на порядок. По-видимому, эти подходы могут быть совмещены при использовании импульсного пучка подсветки с внутриимпульсной модуляцией сложным высокочастотным сигналом [17]. При этом разрешение по глубине, позволяющее использовать изображение помехи обратного рассеяния для определения угла преломления пучка подсветки, будет определяться шириной полосы модулирующего сигнала, а применение высокочастотного диапазона модуляции даст выигрыш в разрешении за счет интерференционных эффектов при многократном рассеянии, подавляющих диффузную составляющую излучения [15].

Благодарности

Авторы признательны Л.С. Долину за полезные советы, которыми мы воспользовались при выполнении работы.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (проект 0030-2021-0006) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-02-00089а).

Funding

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education (project 0030-2021-0006) and the Russian Foundation for Basic Research (project 19-02-00089a).

Литература

1. *Лучинин А.Г.* Пространственный спектр узкого синусоидально модулированного пучка света в анизотропно рассеивающей среде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. Т. 10, № 12. С. 1312–1317.
2. *Ремизович В.С., Rogozkin Д.Б., Рязанов М.И.* Распространение узкого модулированного пучка света в рассеивающей среде с учетом флуктуаций путей фотонов при многократном рассеянии // Известия вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 8. С. 891–898.
3. *Luchinin A.G., Kirillin M. Yu.* Temporal and frequency characteristics of a narrow light beam in sea water // Applied Optics. 2016. Vol. 55, N 27. P. 7756–7762. doi:10.1364/AO.55.007756
4. *Лучинин А.Г., Кириллин М.Ю.* Структура модулированного узкого пучка света в морской воде: моделирование методом Монте-Карло // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, № 2. С. 275–284. doi:10.7868/S0002351517020080
5. *Гордеев Л.Б., Лучинин А.Г., Шегольков Ю.Б.* Экспериментальные исследования структуры узкого синусоидально модулированного пучка света в модельной анизотропно рассеивающей среде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11, № 1 С. 86–89.
6. *Mullen L., Laux A., Concannon B., Zege E.P., Katsev I.L., Prikhach A.S.* Amplitude-modulated laser imager // Applied Optics. 2004. Vol. 43, N 19. 3874–3892. doi:10.1364/ao.43.003874
7. *Мулламаа Ю.-А.Р.* Влияние взволнованной поверхности на видимость подводных объектов // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11, № 2. С. 199–205.
8. *Лучинин А.Г.* Некоторые закономерности формирования изображения шельфа при его наблюдении через взволнованную поверхность моря // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, № 7. С. 732–736.
9. *Долин Л.С., Левин И.М.* Справочник по теории подводного видения. Л. Гидрометеиздат, 1991. 230 с.
10. *Dolin L., Gilbert G., Levin I., Luchinin A.* Theory of imaging through wavy sea surface. N. Novgorod: Institute of Applied Physics, 2006. 180 p.
11. *Левин И.М.* О наблюдении объектов, освещенных узким световым пучком, в рассеивающей среде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5, № 1. С. 62–76.
12. *Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Лучинин А.Г., Савельев В.А.* Некоторые вопросы теории видения в мутных средах // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5, № 7. С. 672–684.
13. *Вебер В.Л., Лучинин А.Г.* Влияние корреляционных эффектов на характеристики изображения дна водоема, наблюдаемого через взволнованную поверхность // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37, № 2. С. 257–264.

14. Walker R.E. Marine Light Field Statistics. John Wiley&Sons, INC. 1994. 675 p.
15. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. Nonstationary optical transfer functions of underwater imaging systems // *Applied Optics*. 2017. Vol. 56, N 27. P. 7518–7524. doi:10.1364/AO.56.007518
16. Dolin L.S., Luchinin A.G. Water-scattered signal to compensate for the rough sea surface effect on bottom lidar imaging // *Applied Optics*. 2008. Vol. 47, N36. P. 6871–6878. doi:10.1364/ao.47.006871
17. Лучинин А.Г., Долин Л.С. Модель системы подводного видения со сложно модулированным пучком подсветки // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2014. Т. 50, № 4. С. 468–476. doi:10.7868/S0002351514040099

References

1. Luchinin A.G. Spatial spectrum of a narrow sine-wave-modulated light beam in an anisotropically scattering medium. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1974, 10, 1312–1317 (In Russian).
2. Remizovich V.S., Rogozkin D.B., Ryazanov M.I. Propagation of a narrow modulated beam of light in a scattering medium taking into account fluctuations of photon traces at multiple scattering. *Izvestiya Vuzov, Radiofizika*. 1982, 25, 8, 891–898 (In Russian).
3. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. Temporal and frequency characteristics of a narrow light beam in sea water. *Applied Optics*. 2016, 55, 7756–7762. doi:10.1364/AO.55.007756
4. Luchinin A.G., Kirillin M. Y. Structure of a modulated narrow light beam in seawater: Monte Carlo simulation. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2017, 53, 2, 242–249. doi:10.1134/S0001433817020086
5. Gordeev L.B., Luchinin A.G., Shcegol'kov Yu.B. Experimental studies of the structure of a narrow sine-wave-modulated light beam in a model anisotropically scattering medium. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1975, 11, 50–53 (In Russian).
6. Mullen L., Laux A., Concannon B., Zege E.P., Katsev I.L., Prikhach A.S. Amplitude-modulated laser imager. *Applied Optics*. 2004, 43, 19, 3874–3892. doi:10.1364/ao.43.003874
7. Mullamaa Yu.-A.R. Effect of a rough sea surface on the visibility of submerged objects. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1975, 11, 199–205 (In Russian).
8. Luchinin A.G. Some characteristics of the formation of a shelf image when it is observed through a wavy sea surface. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1981, 17, 537–541 (In Russian).
9. Dolin L.S., Levin I.M. Handbook of underwater vision theory. Leningrad, Gidrometeoizdat, 1991. 230 p. (In Russian).
10. Dolin L., Gilbert G., Levin I., Luchinin A. Theory of imaging through wavy sea surface. *N. Novgorod, Institute of Applied Physics*, 2006. 180 p.
11. Levin I.M. Observation of objects illuminated by narrow light beam in scattering medium. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1969, 5, 32–36 (In Russian).
12. Bravo-Zhivotovskiy D.M., Dolin L.S., Luchinin A.G., Savel'ev V.A. Problems of the theory of imaging in turbid media. *Izvestiya AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana*. 1969, 5, 672–684 (In Russian).
13. Veber V.L., Luchinin A.G. Influence of correlation effects on characteristics of bottom imaging through the rough surface of a body of water. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2001, 37, 239–246.
14. Walker R.E. Marine Light Field Statistics. John Wiley&Sons, INC., 1994. 675 p.
15. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. Nonstationary optical transfer functions of underwater imaging systems. *Applied Optics*. 2017, 56, 7518–7524. doi:10.1364/AO.56.007518
16. Dolin L.S., Luchinin A.G. Water-scattered signal to compensate for the rough sea surface effect on bottom lidar imaging. *Applied Optics*. 2008, 47, 6871–6878. doi:10.1364/ao.47.006871
17. Luchinin A.G., Dolin L.S. Model of an underwater imaging system with a complexly modulated illumination beam. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2014, 50, 411–419. doi:10.1134/S0001433814040185

Об авторах

ЛУЧИНИН Александр Григорьевич	Доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН (603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия), ROR 05nnv1197	elibrary AuthorID: 472 e-mail: luch@ipfran.ru
КИРИЛЛИН Михаил Юрьевич	Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН (603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия), ROR 05nnv1197	ORCID ID: 0000-0002-6804-6369 elibrary AuthorID: 153037 e-mail: kirillin@ipfran.ru