



Тематический выпуск

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Лучинин А.Г.</i> О системах подводного видения со сложно модулированными пучками подсветки	5
<i>Лихачева М.В., Копелевич О.В., Шеберстов С.В.</i> Модифицированный алгоритм атмосферной коррекции данных спутникового сканера MODIS	18
<i>Триз Ч., Пеннучи Дж.</i> Верификация вторичных оптических характеристик, восстанавливаемых планерами Слокама	26
<i>Долин Л.С.</i> Об искажениях импульсного светового пучка в среде с сильно анизотропным рассеянием	30
<i>Родионов М.А., Долина И.С., Левин И.М.</i> Корреляции между вертикальными распределениями показателя ослабления света и плотности воды в Северных морях.....	39
<i>Вазюля С.В., Копелевич О.В.</i> Сравнительные оценки баланса фотосинтетически активной радиации в Баренцевом, Белом, Карском и Черном морях по данным судовых и спутниковых измерений.....	47
<i>Фицек Д., Мелер Й., Западка Т., Стонь-Эгерт Й.</i> Моделирование коэффициентов поглощения света фитопланктоном в озерах Померании (северная Польша).....	54
<i>Пеннучи Дж., Альварес А., Триз Ч.</i> Спутниковый метод, основанный на ковариации, для поддержки деятельности AERONET – верификация данных по цвету океана.....	64
<i>Толкаченко Г.А., Калинин Д.В., Смирнов А.В., Прохоренко Ю.А.</i> Оценка пространственных масштабов аэрозольной атмосферы над акваторией Черного моря.....	69
<i>Левин И.М., Дарецкий М., Саган С., Ковальчук П., Здун А., Радомысльская Т.М., Родионов М.А.</i> Можно ли применять к Балтийскому морю известные модели оптических свойств воды?.....	80
<i>Сухоруков А.Л., Титов М.А.</i> Об использовании эффекта планирования для движения подводных аппаратов.....	88
Конференции	102
Тематический указатель 2012 г.	106
Авторский указатель за 2012 г.	108
Правила представления материалов в редакцию.....	109

CONTENTS

Articles

- Luchinin A.G.* On Underwater Imaging Systems with Complex Modulated Beams of Illumination.... 5

A scheme of construction of imaging systems based on a complex modulated illuminating beam and the received echo signal processing is proposed, which involves the extraction of the modulated component and its matched filtering is discussed. The approached model of a signal taking into account the effect of surface waves and multiple scattering in water is constructed. The system limiting longitudinal and transverse resolutions determined by random light refraction on the surface and scattering in water are estimated. Characteristics of imaging systems with extremely high frequency of beam modulation are estimated.

Key words: underwater imaging, modulated beams of light, dispersion of modulation waves, compression of complex signal, random refraction, wavy surface hydrodynamically rough.

- Likhacheva M.V., Sheberstov S.V., Kopelevich O.V.* Modified Algorithm of Atmospheric Correction for MODIS Satellite Data..... 18

New approach to MODIS data processing, joined of algorithm for sun glint area and low-parametric algorithm of atmospheric correction is presented. Software package processing MODIS imagery has been developed. Validation of this algorithm with in situ measurements of the water radiance reflectance $\rho(\lambda)$ in most cases shows better accuracy than the SeaDAS 6.1 data as in the presence of sun glint and without glint. As a result of applying of new algorithm, the area of solving the inverse problem increased.

Key words: atmospheric correction, sun glint, ocean color sensors.

- Trees C., Pennucci G.* About the Distortions of the Pulsed Light Beam in the Medium with Strongly Anisotropic Scattering..... 26

One of the principle advantages of gliders is that they provide high-resolution measurements at small temporal and spatial scales. They also autonomously operate 24/7 under a variety of weather and sea-state conditions, they increase sample measurement densities (shipboard sampling 87 profiles day-1 as compared to 665 profiles day-1 from a glider), they are relatively low cost, easily re-locatable and finally, they have low power requirements for extended deployment periods. The goals of this study were (1) to determine the radiometric uncertainty of downwelling irradiance (E_d) measurements made from gliders, (2) to apply the Submerged Remote Sensing (SRS) technique for calculating mean K 's (average K over some depth interval from just below the surface to the sensor depth) from validated glider E_d data and (3) to invert mean K 's to local K 's (K over some smaller depth increment $\sim 1-2$ m to generate a vertical profile of K) under varying incident solar fluxes (cloud cover/atmospheric conditions).

Key words: slocum gliders, underwater irradiance, vertical attenuation coefficient.

- Dolin L.S.* About the Distortions of the Pulsed Light Beam in the Medium with Strongly Anisotropic Scattering..... 30

The method for analysis of spatially - temporal distortions of a pulsed light beam in the stratified turbid medium with narrow scattering phase function (in particular, sea water) is developed. It is shown that the radiative transfer equation in the refined small-angle approximation is reduced to a set of equations for longitudinal moments of a pulsed light field which is solved rigorously unlike the analogous equations for temporary moments of pulse. Recurrence relations, which permit to calculate the moments of the higher order based on the zero moment, are obtained. The formulas for calculating the first three moments, defining the average radiance (or irradiance), the distance between the leading front and the "centre of gravity" of pulse as well as the longitudinal scale of its smearing, are given. Formulas for definition of time characteristics of pulse from its spatial moments are obtained.

Key words: laser impulse, turbid medium, light scattering, radiative transfer equation, light field, a method of the moments.

Rodionov M., Dolina I., Levin I. Correlations Between Depth Distributions of Water Attenuation Coefficient and Density in the North Seas 39

The paper contains the data on measurements of depth distributions of attenuation coefficient and fluid density in the Barents, White and Kara Seas together with results of analysis the correlations between these distributions. We founded that in many cases correlations between parameters of the functions used for distributions approximation are rather high, namely, between the horizons of maximal change of attenuation coefficient and the pycnocline depth, between widths of pycnocline and the layer of attenuation coefficient jump, as well as between the gradient of c and the buoyancy frequency.

Key words: correlations, depth profiles, attenuation coefficient, fluid density.

Vasulia S.V., Kopelevich O.V. Comparative Estimates of the Budget of Photosynthetic Available Radiation (PAR) in the Barents, White, Kara and Black Seas Derived From *in situ* and Satellite Data 47

The comparative assessment of all components of the PAR budget (incident on the sea surface, reflected from the rough sea surface, penetrating to the different depth in the water column, water-leaving and absorbed in water) made by using satellite and *in situ* data in the Barents, Black, Kara, and White seas is presented. Water quality is varied from clear with the diffuse attenuation coefficient $K_d(555) \approx 0.13 \text{ m}^{-1}$ to very turbid with $K_d(555) = 0.42 \text{ m}^{-1}$. These differences cause the essential discrepancy of components of the PAR budget in different seas. An agreement between the estimates of PAR penetration in the upper layer derived from *in situ* and satellite data is quite satisfactory.

Key words: photosynthetic available radiation, PAR budget, satellite data.

Ficek D., Meler J., Zapadka T., Stoń-Egiert J. Modelling the Light Absorption Coefficients of Phytoplankton in Pomeranian Lakes (Northern Poland) 54

In 2004-08 the absorption properties of phytoplankton was measured in 15 northern Polish lakes of different trophicity. At the same time the concentrations of optically active substances in these lakes were also measured. These data were used to test the model of the absorption properties of phytoplankton, derived by Bricaud et al. for case 1 oceanic waters (hereafter referred to as Bricaud's parameterisation), to predict the spectra of light absorption by phytoplankton a_{ph} for lakes in Pomerania. This study shows the limitations of this model to lacustrine phytoplankton; and the reasons for them are discussed. In addition, an analogous model of light absorption by phytoplankton in the investigated lakes was derived on the same mathematical basis as Bricaud's model, but with different values of the relevant empirical parameters. For the sake of simplicity, the analysis covered the coefficients of light absorption only by surface water phytoplankton. The results were compared with those obtained for case 2 waters by other authors using similar models.

Key words: phytoplankton absorption spectra, lakes, bio-optical modelling.

Pennucci G., Alvarez A., Trees C. A Satellite Covariance-Based Method to Support AERONET Ocean Color Validation Activities 64

The objective is to determine the location(s) in any given oceanic area during different temporal periods where *in situ* sampling for Calibration/Validation (Cal/Val) provides the greatest improvement in retrieving accurate radiometric and derived product data (lowest uncertainties). A method is presented to merge satellite imagery with *in situ* samples and to determine the best *in situ* sampling strategy suitable for satellite Cal/Val efforts. This methodology uses satellite acquisitions to build a covariance matrix encoding the spatio-temporal variability of the area of interest. The covariance matrix is used in a Bayesian framework to merge satellite and *in situ* data providing a product with lower uncertainty. The best *in situ* location for Cal/Val efforts is retrieved using a design principle (A-optimum design) that looks for minimizing the estimated variance of the merged product.

Key words: satellite images, field measurements, calibration-validation, merged product.

Tolkachenko G.A., Kalinskaya D.V., Smirnov A.V., Prohorenko Y.A. Evaluation of Spatial Scales of Aerosol Atmosphere over the Black Sea 69

Results of researches of spatial correlation of atmosphere optical heterogeneities above the Black sea are presented. Measurements of aerosol optical thickness are carried out by two spaced sun photometers. The spatial correlation radius of aerosol optical thickness is estimated and constitutes in order of 160 km. Possibility of revealing the absorbing aerosols properties above the sea is shown on a concrete examples. The recommendations on application of portable photometers in sub-satellite measured experiments are given.

Key words: aerosol, correction atmosphere, spatial correlation, undersatellite experiment.

Levin I., Darecki.M., Sagan S., Kowalczyk P., Zdun A., Radomyslskaya T., Rodionov M. Can the Known Models of Seawater Optical Properties Be Applied to the Baltic Sea?..... 80

Commonly used optical models of natural waters have been analyzed in the context of their applicability in the Baltic Sea. By use of a large data set collected at the Baltic, we found that published before relationships between scattering, attenuation and backscattering coefficients at wavelength 550 nm in ocean waters are valid for Baltic as well. When the same data were used for validation of the relationships connecting absorption and scattering coefficients of the chlorophyll and absorption coefficients of Colored Dissolved Organic Matter (CDOM) with chlorophyll concentration, the result shows a large discrepancy, disqualifying them in the complicated environment of the Baltic Sea.

Key words: inherent optical properties, phytoplankton, yellow substance.

Sukhorukov A.L., Titov M.A. Use of Gliding Effect for Motion of Underwater Vehicles 88

This study defines hydrodynamic characteristics of underwater gliders based upon numeric solution of Reynolds-averaged Navier-Stokes equation. The characteristics were compared with experimental data and it was shown that it is possible to use numeric methods of viscous fluid dynamics for development of a shape of such objects. Mathematical model of glider's motion was designed. Feasibility of its use as a towing vehicle for another underwater object was studied. Analytical estimations of glider motion parameters were obtained at steady-state modes with and without account of towing force.

Key words: underwater vehicle, glider, numeric methods, mathematical model of motion, towing, excessive buoyancy.

УДК 535.36

© Л.С.Долин, 2012

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
lev.dolin@hydro.appl.sci-nnov.ru

ОБ ИСКАЖЕНИЯХ ИМПУЛЬСНОГО СВЕТОВОГО ПУЧКА В СРЕДЕ С СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫМ РАССЕЯНИЕМ

Разработан метод анализа искажений пространственно-временной структуры импульсного пучка света при его распространении в стратифицированной мутной среде с узкой индикатрисой рассеяния (в частности, морской воде). Из нестационарного уравнения переноса излучения в «уточненном малоугловом» приближении получена система уравнений для пространственных моментов импульсного поля излучения, которая строго решается в отличие от аналогичной системы уравнений для его временных моментов. Найдены рекуррентные соотношения, позволяющие последовательно вычислять моменты различного порядка начиная с нулевого. Получены выражения для трех моментов распределения облученности, характеризующих среднее (по длине импульса) значение, расстояние между передним фронтом и «центром» импульса и продольный масштаб его размытия в мутной среде. Приведены формулы для определения временных характеристик импульса по его пространственным моментам.

Ключевые слова: лазерный импульс, мутная среда, рассеяние света, уравнение переноса излучения, импульсное световое поле, метод моментов.

Аналитические модели распространения импульсных пучков света в мутных средах с сильно анизотропным рассеянием [1–8] используются в теории подводного лазерного видения, лидарного зондирования океана и атмосферы [9–12], а также для решения задач оптической томографии биотканей [13]. Эти модели строятся на основе нестационарного уравнения переноса излучения (УПИ), упрощенного с учетом определенных предположений о структуре исследуемого поля излучения.

На расстояниях от источника, где направленная составляющая поля излучения велика по сравнению с диффузной, процесс уширения светового пучка хорошо описывается «малоугловым» УПИ, которое имеет строгое аналитическое решение [14, 15], но игнорирует эффекты разброса фотонов по пробегам. Учет этих эффектов в рамках малоуглового приближения достигается за счет более точной записи дифференциального оператора УПИ [3, 4, 16–18]. Однако «уточненное» малоугловое УПИ приближение (с интегралом столкновений) строго не решается, а его приближенное решение имеет довольно сложный вид [4]. Поэтому влияние сред с сильно анизотропным рассеянием на характеристики нестационарных световых полей в основном исследовалось в малоугловом диффузионном приближении [5, 6, 17, 18] с помощью уравнения, которое получается из уточненного малоуглового УПИ путем замены его интегрального оператора на дифференциальный. Это приближение является весьма грубым, хотя его используют для оценок разрешающей способности лазерных систем подводного наблюдения и обоснования требований к их параметрам.

В настоящей работе предлагается более точный метод анализа структуры импульсного светового пучка в стратифицированной мутной среде. Метод основывается на сведении «уточненного малоуглового» УПИ к системе уравнений для пространственных моментов продольного распределения яркости в импульсном объеме. Показано, что уравнения для этих моментов решаются точно (в отличие от исходного УПИ) и позво-

ляют последовательно находить моменты различного порядка начиная с нулевого. Приводятся соотношения для определения временных моментов импульса по его пространственным моментам, формулы для расчета трех первых пространственных моментов импульсного поля облученности и оценки эффекта продольного «размытия» импульса при его распространении в воде.

Исходные уравнения. Полагаем, что «дельта-импульсный» пучок света с мощностью $P(t) = W\delta(t)$ падает в направлении оси z на границу мутной среды ($z = 0$) с сильно анизотропным рассеянием и слоисто-неоднородными оптическими характеристиками – показателем поглощения $a(z)$, показателем рассеяния $b(z)$, показателем ослабления $c(z) = a + b$ и индикатрисой рассеяния $P_0(z, \gamma)$, которая может быть представлена в виде суммы остронаправленной $P_1(\gamma)$ и изотропной индикатрис с соответствующими весовыми множителями:

$$P_0(z, \gamma) = (1 - 2p_b(z))P_1(\gamma) + 2p_b(z), \quad p_b(z) = (1/2) \int_{\pi/2}^{\pi} P_0(z, \gamma) \sin \gamma \, d\gamma.$$

Здесь γ – угол рассеяния, p_b – вероятность обратного рассеяния (доля света, рассеиваемого элементарным объемом среды в заднюю полусферу). Индикатриса малоуглового рассеяния удовлетворяет следующими условиями:

$$(1/2) \int_{\pi/2}^{\pi} P_1(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma \ll p_b, \quad (1/2) \int_0^{\pi} P_1(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma \approx (1/2) \int_0^{\infty} P_1(\gamma) \gamma \, d\gamma = 1.$$

Для расчета поля излучения в среде воспользуемся уравнением переноса излучения в «уточненном» малоугловом приближении [4] –

$$\left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega}_{\perp} \nabla_{\perp} + \left(1 - \frac{\Omega_{\perp}^2}{2} \right) \frac{\partial}{\partial z} + c(z) \right] I(\mathbf{r}_{\perp}, z, \mathbf{\Omega}_{\perp}, t) = \frac{b_1(z)}{4\pi} \iint_{\infty} I(\mathbf{r}_{\perp}, z, \mathbf{\Omega}'_{\perp}, t) P(|\mathbf{\Omega}_{\perp} - \mathbf{\Omega}'_{\perp}|) d\mathbf{\Omega}'_{\perp}, \quad (1)$$

где I – яркость излучения в точке \mathbf{r} в направлении единичного вектора $\mathbf{\Omega}$ в момент времени t ; v – скорость света в среде; $\mathbf{r}_{\perp}(x, y)$, $\mathbf{\Omega}_{\perp}(\Omega_x, \Omega_y)$ – составляющие векторов \mathbf{r} , $\mathbf{\Omega}$ в плоскости $z = \text{const}$; $\mathbf{\Omega}_{\perp} \nabla_{\perp} = \Omega_x \frac{\partial}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial}{\partial y}$, $b_1 = b(1 - 2p_b)$ – показатели малоуглового рассеяния. Яркость падающего на среду излучения зададим в виде

$$I(\mathbf{r}_{\perp}, 0, \mathbf{\Omega}_{\perp}, t) = \bar{I}(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{\Omega}_{\perp}) \delta(t) \quad (2)$$

(\bar{I} – «накопленная» яркость импульса).

Переходя от переменных t, z к новым переменным [3]

$$u = vt, \quad \zeta = vt - z \quad (3)$$

и предполагая, что характерный масштаб неоднородности показателя рассеяния велик по сравнению с продольным размером (Δz) светового цуга, для функции $L(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u) = I(\mathbf{r}_{\perp}, u - \zeta, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u/v)$ из (1), (2) получим уравнение

$$\left[\frac{\partial}{\partial u} + \mathbf{\Omega}_{\perp} \nabla_{\perp} + \frac{\Omega_{\perp}^2}{2} \frac{\partial}{\partial \zeta} + c(u) \right] L(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u) = \frac{b_1(u)}{4\pi} \iint_{\infty} L(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, \mathbf{\Omega}'_{\perp}, u) P(|\mathbf{\Omega}_{\perp} - \mathbf{\Omega}'_{\perp}|) d\mathbf{\Omega}'_{\perp} \quad (4)$$

и граничное условие

$$L(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, \mathbf{\Omega}_{\perp}, 0) = v\bar{I}(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{\Omega}_{\perp}) \delta(\zeta).$$

Замена переменных (3) соответствует переходу в «сопровождающую» систему координат: величина u – это расстояние, на которое удалился передний фронт импульса от границы среды, а ζ – расстояние между передним фронтом импульса и точкой наблюдения.

Уравнения для пространственных моментов яркости. Продольную структуру импульса будем характеризовать пространственными моментами

$$L_n(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, u) = \int_0^u \zeta^n L(\mathbf{r}_\perp, \zeta, \mathbf{\Omega}_\perp, u) d\zeta = \int_0^u (u-z)^n I(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp, u/v) dz, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

которые введены с учетом условия $L(\zeta < 0) \equiv 0$. Для этих моментов из (4) получается система уравнений

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial u} + \mathbf{\Omega}_\perp \nabla_\perp + c(u) \right] L_n(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, u) - \frac{b_1(u)}{4\pi} \iint_{\infty} L_n(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}'_\perp, u) P(|\mathbf{\Omega}_\perp - \mathbf{\Omega}'_\perp|) d\mathbf{\Omega}'_\perp = \\ & = \frac{n\Omega_\perp^2}{2} L_{n-1}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, u), \end{aligned} \quad (5)$$

которая должна решаться при следующих начальных условиях:

$$L_0(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, 0) = v\bar{I}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp), \quad L_{n>0}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, 0) = 0.$$

Уравнения (5) позволяют рассчитывать момент произвольного порядка n по найденному моменту порядка $n-1$. Все уравнения имеют одинаковый вид и отличаются только правой частью. Заменой $u \rightarrow z$ они сводятся к малоугловому УПИ для поля излучения стационарных (не зависящих от времени) источников и могут быть строго решены [14].

Заметим, что если форма импульса мало меняется при его смещении на собственную длину (Δz), то временные моменты поля излучения

$$I_n(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp) = \int_{z/v}^{\infty} t^n I(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp, t) dt \quad (6)$$

можно весьма просто выразить через его пространственные моменты $L_n(\bar{\mathbf{r}}_\perp, \bar{\mathbf{\Omega}}_\perp, u)$. Для этого достаточно сначала перейти в (6) к новой переменной интегрирования $\zeta = vt - z$ и представить временные моменты в виде

$$\begin{aligned} I_n(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp) &= \frac{1}{v^{n+1}} \int_0^\infty (z+\zeta)^n I(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp, (z+\zeta)/v) d\zeta = \\ &= \frac{1}{v^{n+1}} \sum_{m=0}^n C_n^m z^{n-m} \int_0^\infty \zeta^m I(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp, (z+\zeta)/v) d\zeta, \end{aligned}$$

а затем воспользоваться приближенным соотношением

$$I(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp, (z+\zeta)/v) \approx I(\mathbf{r}_\perp, z-\zeta, \mathbf{\Omega}_\perp, z/v) = L(\mathbf{r}_\perp, \zeta, \mathbf{\Omega}_\perp, z),$$

подстановка которого под знак интеграла приводит к формуле

$$I_n(\mathbf{r}_\perp, z, \mathbf{\Omega}_\perp) = \frac{1}{v^{n+1}} \sum_{m=0}^n \frac{n!}{(n-m)!m!} z^{n-m} L_m(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{\Omega}_\perp, z),$$

позволяющей определять временные характеристики импульсного сигнала на выходе рассеивающего слоя по его пространственным характеристикам. В частности, время прихода «центра тяжести» импульса t_0 и его дисперсия t_1^2 выражаются через пространственные моменты в виде

$$t_0 = \int_{z/v}^{\infty} t I dt \left[\int_{z/v}^{\infty} I dt \right]^{-1} = \frac{1}{v} \left[z + \frac{L_1}{L_0} \right], \quad t_1^2 = \int_{z/v}^{\infty} (t-t_0)^2 I dt \left[\int_{z/v}^{\infty} I dt \right]^{-1} = \frac{1}{v^2} \left[\frac{L_2}{L_0} - \frac{L_1^2}{L_0^2} \right]. \quad (7)$$

Моменты яркости в спектральном представлении. С помощью Фурье-преобразований

$$L_n(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u) = \iiint_{\infty} F_n(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp} + i\mathbf{p}\mathbf{\Omega}_{\perp}) d\mathbf{k} d\mathbf{p}, \quad P_1(\mathbf{\Omega}_{\perp}) = \iint_{\infty} P_s(p) \exp(i\mathbf{p}\mathbf{\Omega}_{\perp}) d\mathbf{p}$$

интегро-дифференциальные уравнения (5) сводятся к системе дифференциальных уравнений для пространственно-угловых спектров искомых моментов:

$$\left[\frac{\partial}{\partial u} - \mathbf{k}\nabla_{\mathbf{p}} + c(u) - b_1(u) f(p) \right] F_n(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) = -\frac{n}{2} \Delta_{\mathbf{p}} F_{n-1}(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u),$$

где \mathbf{k} и \mathbf{p} – векторы пространственной и угловой частот;

$$f(p) = \frac{P_s(p)}{P_s(0)} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} P(\mathbf{\Omega}_{\perp}) J_0(p\mathbf{\Omega}_{\perp}) \mathbf{\Omega}_{\perp} d\mathbf{\Omega}_{\perp};$$

$\Delta_{\mathbf{p}}$ – оператор Лапласа, действующий по переменной \mathbf{p} ; J_0 – функция Бесселя первого рода с нулевым индексом, $f(0) = 1$.

Спектр момента нулевого порядка представляется в виде

$$F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) = F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p} + \mathbf{k}u, 0) \cdot \exp[-\tau(u) + \psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u)], \quad (8)$$

$$\tau(u) = \int_0^u c(u_1) du_1, \quad \psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) = \int_0^u b_1(u_1) f(|\mathbf{p} + \mathbf{k}(u - u_1)|) du_1, \quad (9)$$

$$F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p}, 0) = \frac{v}{(2\pi)^4} \iiint_{\infty} \bar{L}(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{\Omega}_{\perp}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp} - i\mathbf{p}\mathbf{\Omega}_{\perp}) d\mathbf{r}_{\perp} d\mathbf{\Omega}_{\perp}.$$

Спектры моментов порядка $n > 0$ находятся из рекуррентных соотношений

$$F_n(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) = -(n/2) \int_0^u \left\{ \left[\Delta_{\mathbf{p}} F_{n-1}(\mathbf{k}, \mathbf{p} + \mathbf{k}(u - u_1), u_1) \right] \cdot \exp[-\tau(u) + \tau(u_1) + \psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) - \psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u/u_1)] \right\} du_1, \quad (10)$$

где

$$\psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u/u_j) = \int_0^{u_j} b_1(u') f(|\mathbf{p} + \mathbf{k}(u - u')|) du'. \quad (11)$$

Для упрощения дальнейших расчетов падающий на среду пучок света будем считать параллельным, полагая

$$\bar{L} = W A(\mathbf{r}_{\perp}) \delta(\mathbf{\Omega}_{\perp}), \quad \iint_{\infty} A(\mathbf{r}_{\perp}) d\mathbf{r}_{\perp} = 1$$

(W – энергия падающего импульса, A – нормированное распределение облученности в поперечном сечении пучка на границе среды). В этом случае функция

$$F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p}, 0) = F_0(\mathbf{k}) = \frac{\nu W}{(2\pi)^4} \iint_{\infty} A(\mathbf{r}_{\perp}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp}) d\mathbf{r}_{\perp}, \quad (12)$$

входящая в правую часть формулы (8), не зависит от \mathbf{p} , что облегчает расчеты функций F_n по формулам (10), (11).

Для параллельного импульсного пучка спектры моментов яркости первого и второго порядка выражаются в виде

$$F_{1,2}(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) = \mp \frac{1}{2} F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u) \cdot \Phi_{1,2}(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u), \quad \Phi_1 = \int_0^u \left[\Delta \Psi_1 + (\nabla \Psi_1)^2 \right] du_1, \quad (13)$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{2} \Phi_1^2 + \int_0^u (u - u_1) \Delta \left[\Delta \Psi_1 + (\nabla \Psi_1)^2 \right] du_1 + 2 \int_0^u \left\{ \nabla \Psi_1 \cdot \nabla \int_0^{u_1} \left[\Delta \Psi_2 + (\nabla \Psi_2)^2 \right] du_2 \right\} du_1, \quad (14)$$

где $\Psi_i = \Psi(\mathbf{k}, \mathbf{p}, u/u_i)$ (см. (11)), $\Delta = \Delta_{\mathbf{p}}$, ∇ – градиент по \mathbf{p} .

В настоящей работе мы не будем проводить более детальный анализ моментов яркости. Полученные формулы будут использованы для решения более простой задачи – расчета моментов распределения облученности в импульсном объеме.

Моменты облученности. В малоугловом приближении облученность связана с яркостью соотношением

$$E(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, u) = \iint_{\infty} L(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u) d\mathbf{\Omega}_{\perp}.$$

Моменты продольного распределения облученности в импульсном объеме

$$E_n(\mathbf{r}_{\perp}, u) = \int_0^{\infty} \zeta^n E(\mathbf{r}_{\perp}, \zeta, u) d\zeta$$

выражаются через моменты яркости и их спектры в виде

$$E_n(\mathbf{r}_{\perp}, u) = \iint_{\infty} L_n(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{\Omega}_{\perp}, u) d\mathbf{\Omega}_{\perp} = (2\pi)^2 \iint_{\infty} F_n(\mathbf{k}, 0, u) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp}) d\mathbf{k}. \quad (15)$$

Согласно (15), пространственные моменты облученности вычисляются по спектрам соответствующих моментов яркости при $\mathbf{p} = 0$. Обращаясь к формулам (8), (9), (11)–(14) и используя обозначения

$$f'(p) = \frac{df}{dp}, \quad f''(p) = \frac{d^2 f}{dp^2}, \quad \Delta f(p) = \frac{d^2 f}{dp^2} + \frac{1}{p} \frac{df}{dp}, \quad p_i = k(u - u_i),$$

спектры, необходимые для расчета моментов $E_{0,1,2}$, можно записать следующим образом:

$$F_0(\mathbf{k}, 0, u) = F_0(\mathbf{k}) \exp \left[-\tau(u) + \int_0^u b_1(u_1) f(p_1) du_1 \right], \quad (16)$$

$$F_{1,2}(\mathbf{k}, 0, u) = \mp \frac{1}{2} F_0(\mathbf{k}, 0, u) \cdot \Phi_{1,2}(\mathbf{k}, 0, u), \quad (17)$$

$$\Phi_1(k, 0, u) = \int_0^u (u - u_1) b_1(u_1) \left[\Delta f(p_1) + 2f'(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f'(p_2) du_2 \right] du_1, \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_2(k, 0, u) = & \frac{1}{2}(\Phi_1^2) + \frac{1}{2} \int_0^u (u - u_1)^2 b_1(u_1) \Delta \Delta f(p_1) du_1 + \\
 & + \int_0^u (u - u_1)^2 b_1(u_1) [\Delta f'(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f'(p_2) du_2 + \\
 & + 2f''(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f''(p_2) du_2 + f'(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) \Delta f'(p_2) du_2] du_1 + \\
 & + 2 \left[\int_0^u (u - u_1) b_1(u_1) f'(p_1) du_1 \right] \cdot \left[\int_0^u (u - u_1) b_1(u_1) (\Delta f'(p_1) + \right. \\
 & \left. + 2f''(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f'(p_2) du_2 + 2f'(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f''(p_2) du_2) du_1 \right] - \\
 & - \left[\int_0^u (u - u_1)^2 b_1(u_1) f'(p_1) du_1 \right] \cdot \left[\int_0^u b_1(u_1) \Delta f'(p_1) du_1 + \right. \\
 & \left. + 2 \cdot \int_0^u b_1(u_1) f'(p_1) du_1 \cdot \int_0^u b_1(u_1) f''(p_1) du_1 \right] + \\
 & + \int_0^u \left\{ b_1(u_1) \left[\int_0^{u_1} (u - u_2)^2 b_1(u_2) f'(p_2) du_2 \right] [\Delta f'(p_1) + \right. \\
 & \left. + 2f''(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f'(p_2) du_2 + 2f'(p_1) \int_0^{u_1} b_1(u_2) f''(p_2) du_2] \right\} du_1. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Характеристики бесконечно широкого импульсного пучка. Моменты распределения облученности в бесконечно широком пучке можно рассчитать, задав пространственный спектр начального распределения «накопленной» облученности в виде

$$F_0(\mathbf{k}) = (2\pi)^{-2} v W_1 \delta(\mathbf{k}),$$

где W_1 – энергия, падающая на единицу поверхности среды. В этом случае приведенные выше формулы дают

$$E_0(u) = v W_1 \exp \left[- \int_0^u a_1(u_1) du_1 \right], \quad E_{1,2}(u) = \mp \frac{1}{2} E_0(u) \Phi_{1,2}(0, 0, u),$$

где $a_1 = c - b_1 = a + 2bp_b$ – эффективный показатель поглощения среды. Функции $\Phi_{1,2}$ находятся из (18), (19) с помощью соотношений $f(0) = 1$, $f'(0) = 0$, $\Delta f(0) = -\langle \gamma^2 \rangle$, $f''(0) = -\langle \gamma^2 \rangle / 2$, $\Delta f'(0) = 0$, $\Delta \Delta f(0) = \langle \gamma^4 \rangle$, $\langle \gamma^n \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\infty \gamma^n P_1(\gamma) \gamma d\gamma$. В результате для нормированных моментов продольного распределения облученности в импульсном объеме

$$\bar{\zeta} = \int_0^\infty \zeta E d\zeta / \int_0^\infty E d\zeta = E_1 / E_0, \quad (20)$$

$$(\Delta \zeta)^2 = \int_0^\infty (\zeta - \bar{\zeta})^2 E d\zeta / \int_0^\infty E d\zeta = E_2 / E_0 - (E_1 / E_0)^2$$

получаем формулы

$$\bar{\zeta} = \frac{1}{2} \langle \gamma^2 \rangle \int_0^u (u - u_1) b_1(u_1) du_1,$$

$$(\Delta\zeta)^2 = \frac{1}{2} \int_0^u (u - u_1) \left[\langle \gamma^4 \rangle \tau_b(u_1) + \langle \gamma^2 \rangle^2 \tau_b^2(u_1) \right] du_1, \quad \tau_b(u_1) = \int_0^{u_1} b_1(u_2) du_2.$$

Зависимости $\bar{\zeta}(u)$, $\Delta\zeta(u)$ описывают процесс отставания «центра тяжести» импульса от его переднего фронта и удлинение импульса с ростом расстояния $u = vt$, пройденного передним фронтом импульса в среде. Временные характеристики сигнала на заданной глубине z , а именно время прихода «центра тяжести» импульса (t_0) и его дисперсию (t_1^2), можно найти подстановкой функций $\bar{\zeta}(z)$ и $\Delta\zeta(z)$ в формулы $t_0 = (z + \bar{\zeta})/v$, $t_1 = \Delta\zeta/v$ (см.(7)). Такая подстановка приводит к результату, полученному ранее в работе [4].

Распространение в воде импульсного пучка света конечной ширины. Приведем для примера результаты расчета параметра $\bar{\zeta}(u)$ для поля излучения, которое формируется в водной среде с однородными оптическими свойствами при прохождении через нее «дельта-импульсного» пучка света конечной ширины. Индикатрису рассеяния воды и распределение облученности на ее границе зададим в виде

$$P_1(\gamma) = 2q\gamma^{-1} \exp(-q\gamma), \quad A(r_\perp) = (\pi r_0^2)^{-1} \exp(-r_\perp^2 / r_0^2), \quad (21)$$

где q – параметр индикатрисы, связанный с ее дисперсией соотношением $q = 2 / \langle \gamma^2 \rangle$; r_0 – эффективный радиус падающего на среду пучка. Указанная индикатриса имеет спектр $f(p) = (1 + p^2 / q^2)^{-0.5}$, допускающий возможность представления спектров F_n через элементарные функции. При этом оказывается, что безразмерный параметр импульсного объема

$$\delta = qb_1\bar{\zeta}$$

зависит только от безразмерных координат точки приема импульсного сигнала

$$\theta = qr_\perp / u, \quad \tau_b = b_1 u$$

и безразмерного параметра

$$\rho_0 = qb_1 r_0 / 2,$$

связанного с шириной падающего на среду пучка. Заметим, что в малоугловом приближении отношение r_\perp / u – это полярный угол точки приема сигнала (в радианах), отсчитываемый от оси пучка, а θ – отношение этого угла к характерной ширине индикатрисы рассеяния. Из (15)–(18), (20), (21) находим:

$$\delta(\theta, \tau_b) = \frac{\tau_b^2}{2} \cdot \int_0^\infty X \cdot Y dx \Big/ \int_0^\infty X dx, \quad X(\theta, \tau_b, x) = x(x + \sqrt{1+x^2})^{\tau_b/x} J_0(\theta x) e^{-\rho_0^2 x^2 / \tau_b^2},$$

$$Y(\tau_b, x) = \frac{1}{x^2} \left[\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+x^2}^3} - \frac{\tau_b}{x} \left(\arctg(x) - \frac{2}{\sqrt{1+x^2}} \ln(x + \sqrt{1+x^2}) + \frac{x}{1+x^2} \right) \right].$$

Результаты расчета зависимости параметра δ от безразмерных координат точки приема (θ , τ_b) и безразмерной ширины пучка ρ_0 представлены на рис.1.

Ниже в таблице приведены значения длины пути (νt), при которых импульс света, зарегистрированный на оси пучка с начальной шириной 10 см, размывается таким образом, что его «центр тяжести» отстает от переднего фронта на 0.5 м. При выполнении расчетов вероятность выживания фотона $\Lambda = b/c$, а также параметры q и b_1 выражались через показатель ослабления (c) с помощью регрессий Левина–Копелевича [19].

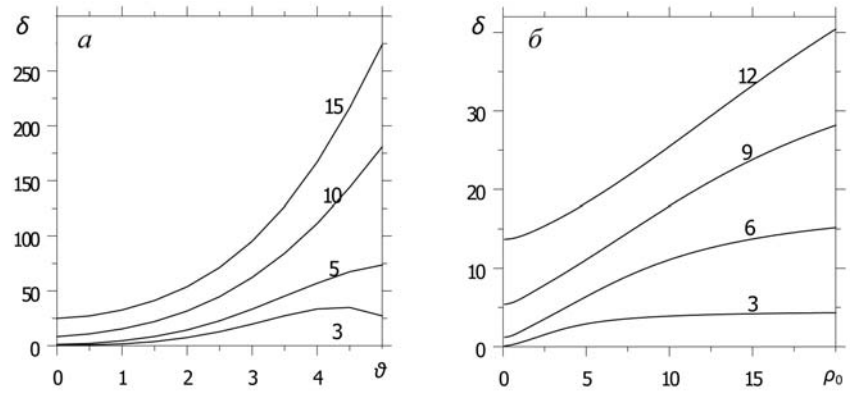


Рис.1. Зависимость δ от θ при $\rho_0 = 1$ (а) и δ от ρ_0 при $\theta = 0$ (б).
Цифры над кривыми – значения τ_b .

Расстояние от источника (νt), на котором параметр $\bar{\zeta}$ импульсного сигнала достигает значения 0.5 м при указанных значениях c и Λ

$c, \text{м}^{-1}$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	0.8	1.0
Λ	0.47	0.70	0.78	0.82	0.86	0.88	0.90
$\nu t, \text{м}$	230	65	36	25	16	12	9.5

В заключение заметим, что огибающая импульсного сигнала на заданной глубине z не вполне точно воспроизводит продольное распределение яркости в импульсном объеме в момент прихода переднего фронта импульса на глубину z . Именно поэтому уравнения для пространственных моментов отличаются от соответствующих уравнений для временных моментов, которые строго не решаются. По этой же причине не совсем точными являются соотношения (7).

Автор благодарит А.Г.Лучинина за обсуждение полученных результатов.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ (договор № 11.G34.31.0048) и РФФИ (проект № 11-05-97022-р_поволжье).

Литература

1. Белянцев А.М., Долин Л.С., Савельев В.А. О распространении световых импульсов малой длительности в мутной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т.10, № 4. С.489–497.
2. Ishimaru A. Pulse propagation, scattering, and diffusion in scattering and turbulence // Radio Sci.1979. V.14. P.269–276.
3. Furutsu K. An analytical theory of pulse wave propagation in turbulent media // J. Math. Phys. 1979. V.20, N 4. P.617–628.
4. Долин Л.С. Решение уравнения переноса излучения в малоугловом приближении для стратифицированной мутной среды с учетом разброса фотонов по пробегам // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т.16, № 1. С.55–64.
5. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И. Распространение импульсного светового сигнала в мутной среде // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т.19, №10. С.1053–1061.
6. Рогозкин Д.Б. Распространение светового импульса в среде с сильно анизотропным рассеянием // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т.23, № 3. С.275–281.
7. Van de Hulst H.C., Kattawar George W. Exact spread function for a pulsed collimated beam in a medium with small-angle scattering // Applied Optics. 1994. V.33, N 24. P.5820–5829.
8. McLean John W., Freeman Jonatan D., Walker Ronald E. Beam spread function with time dispersion // Applied Optics. 1994. V.33, N 24. P.5820–5829.
9. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 230 с.

10. Zege E.P., Katsev I.L., Polonsky I.N. Analytical solution to LIDAR return signals from clouds with regard to multiple scattering // Appl. Phys. 1995. В 60. P.345–353.
11. Katsev I.L., Zege E.P., Prikhach A.S., Polonsky I.N. Efficient technique to determine backscattered light power for various atmospheric and oceanic sounding and imaging systems // J.Opt.Soc.Am. 1997. V.A14, N 6. P.1338–1346.
12. Зеге Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н. Учет многократного рассеяния при лазерном зондировании стратифицированной рассеивающей среды // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1998. Т.34, № 1. С.45–50.
13. Долин Л.С. Теория оптической когерентной томографии // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т.41, № 10. С.1258–1289.
14. Долин Л.С. О рассеянии светового пучка в слое мутной среды // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т.7, № 2. С.380–382.
15. Долин Л.С., Савельев В.А. К теории распространения узкого пучка света в стратифицированной рассеивающей среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т.22, № 11. С.1310–1317.
16. Долин Л.С. О распространении узкого пучка света в среде с сильно анизотропным рассеянием // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т.9, № 1. С.61–71.
17. Лучинин А.Г. О пространственной структуре синусоидально-модулированного пучка света в среде с сильно анизотропным рассеянием // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т.14, № 12. С.1925–1927.
18. Лучинин А.Г. Пространственный спектр узкого синусоидально-модулированного пучка света в анизотропно рассеивающей среде // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1974. Т.10, № 12. С.1312–1317.
19. Левин И.М., Копелевич О.В. Корреляционные соотношения между первичными гидрооптическими характеристиками в области спектра около 550 нм // Океанология. 2007. Т.47, № 3. С.344–348.

Статья поступила в редакцию 17.04.2012 г.

