

В. И. Козинцев, В. М. Орлов,  
Б. В. Стрелков, И. С. Потапцев

## ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРНОЙ БАТИМЕТРИИ ЧЕРЕЗ НЕРОВНУЮ МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

*Рассмотрены особенности формирования лидарного сигнала от морского дна при лазерной батиметрии через морскую поверхность, возмущенную ветровым волнением. В рамках малоугловой теории переноса излучения в рассеивающей среде и линейного по уклонам волн приближения построена модель лидарного сигнала, включающая первые два статистических момента — среднюю мощность и дисперсию флуктуаций мощности, вызванных волнением. Приведены примеры влияния рассеивающих свойств морской воды и поверхностного волнения на лидарный сигнал от морского дна. Модель лидарного сигнала может быть использована при создании быстрых алгоритмов компьютерного моделирования лазерных систем глубинного картирования мелководной зоны континентального шельфа.*

Лазерная батиметрия — измерение глубин моря с помощью специальных батиметрических лидаров (БЛ) [1]. Привлекательность авиационных лидарных методов для батиметрического картирования обусловлена возможностью измерения глубин на мелководных акваториях со сложным рельефом, например вблизи прибрежных рифов, где измерение глубины с судов затруднено или вообще невозможно. Кроме того, использование авиалидаров для батиметрического картирования позволяет значительно увеличить скорость получения гидрографических карт.

При размещении БЛ на борту авианосителя наличие на трассе локации неровной границы раздела “воздух–вода” приводит к появлению в лидарном сигнале, получаемом от дна, флуктуационной составляющей, влияющей на чувствительность БЛ. Эта флуктуационная помеха имеет мультипликативный характер и не может быть компенсирована увеличением энергетического потенциала БЛ. Это необходимо учитывать при оценке потенциальных возможностей авиационных БЛ, что возможно только при наличии адекватной математической модели лидарного сигнала от дна.

Задача расчета статистических характеристик лидарного сигнала достаточно сложна, так как требует одновременного учета случайного преломления световых лучей на неровной поверхности, приводящего к появлению флуктуаций, и подавляющего флуктуации многократного

рассеяния света в морской среде. По этой причине при получении аналитических решений используют упрощающие задачу предположения, например предположение одномерного ветрового волнения, линейное по уклонам волн приближение и др. [2, 3]. Численное моделирование статистических характеристик лидарного сигнала, проведенное в работе [3], показало, что на глубинах  $z \geq 10$  м статистика лидарного сигнала близка к нормальной, оценка статистически средней величины сигнала может быть получена в приближении гладкой границы раздела, дисперсия флуктуаций сигнала рассчитана на основе линейного по уклонам волн приближения.

В настоящей работе с использованием результатов работ [2–5] построена математическая модель лидарного сигнала, получаемого от дна, включающая первые два статистических момента — средней мощности и дисперсии флуктуаций мощности, вызванных волнением. Модель получена в рамках малоугловой теории переноса излучения с учетом случайного волнения морской поверхности и эффектов многократного рассеяния светового излучения в морской воде.

Рассмотрим задачу лазерной локации морского дна с борта летательного аппарата в следующей постановке. Импульсный лазерный локатор, в котором оптические оси передающего и приемного трактов совмещены, находится на высоте  $H$  над поверхностью моря. Зондирующий импульс последовательно отражается от поверхности моря и дна. По измерению временного интервала между моментами прихода отраженных импульсов рассчитывается глубина моря  $z$ . Морская среда характеризуется показателями ослабления  $\varepsilon$ , рассеяния  $\sigma$ , поглощения  $\kappa$ , индикатрисой рассеяния  $x(\gamma)$  и показателем преломления  $m$ . Неровная морская поверхность характеризуется случайной функцией уклонов  $\vec{q}(\vec{r})$ , которые зависят от скорости ветра  $V$ .

**Средняя мощность лидарного сигнала.** Среднюю мощность лидарного сигнала найдем в приближении гладкой границы раздела на основе решения уравнения переноса в малоугловом приближении [5]:

$$\tilde{L}(\vec{\nu}, z, \vec{\eta}) = \tilde{L}_0(\vec{\nu}, \vec{\eta} + \vec{\nu}z) \exp\left(-\varepsilon z + \frac{\sigma}{2} \int_0^z \tilde{x}(\rho_0) dz'\right), \quad (1)$$

$$\rho_0 = \left((\eta_x + \nu_x z')^2 + (\eta_y + \nu_y z')^2\right)^{1/2},$$

где  $\tilde{L}_0(\vec{\nu}, \vec{\eta})$  — фурье-образ яркости  $L(\vec{r}_\perp, z, \vec{n}_\perp)$  при  $z = 0$  на выходе источника,

$$\tilde{L}(\vec{\nu}, z, \vec{\eta}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} L(\vec{r}_{\perp}, z, \vec{n}_{\perp}) e^{-i(\vec{\nu}\vec{r}_{\perp} + \vec{\eta}\vec{n}_{\perp})} d\vec{r}_{\perp} d\vec{n}_{\perp},$$

$$L(\vec{r}_{\perp}, z, \vec{n}_{\perp}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} \tilde{L}(\vec{\nu}, z, \vec{\eta}) e^{i(\vec{\nu}\vec{r}_{\perp} + \vec{\eta}\vec{n}_{\perp})} d\vec{\nu} d\vec{\eta}, \quad (2)$$

$$\tilde{x}(\rho) = \int_0^{\infty} \gamma x(\gamma) J_0(\rho\gamma) d\gamma,$$

$J_0(\rho\gamma)$  — функция Бесселя нулевого порядка первого рода.

Расчет энергетических характеристик сигнала в рассеивающих средах на трассе с отражением основан на оптической теореме взаимности. Применение этой теоремы позволяет свести локационную задачу к нахождению характеристик светового поля, создаваемого реальным и фиктивным (с параметрами приемника) источниками на прямых трассах. Если падающее излучение отражается морским дном диффузно, то для мощности излучения, попадающего в приемник, справедливо соотношение [5]

$$P(z) = \frac{P_0 \Sigma_{\text{п}} \Omega_{\text{п}} T_{\text{мп}} T_{\text{а}} \rho_0}{m^2 \pi} \iint_{-\infty}^{\infty} E_{\text{и}}(\vec{r}_{\perp}, z) E_{\text{п}}(\vec{r}_{\perp}, z) d\vec{r}; \quad (3)$$

здесь  $P_0$  — мощность лазерного источника;  $\Sigma_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2$  — площадь входного зрачка приемной оптической системы;  $\Omega_{\text{п}} = \pi \alpha_{\text{п}}^2$  — телесный угол поля зрения приемника;  $m$  — показатель преломления воды;  $\rho_0$  — коэффициент отражения морского дна;  $T_{\text{мп}}$  — коэффициент пропускания морской поверхности (из воздуха в воду и обратно);  $T_{\text{а}}$  — коэффициент ослабления излучения в слое атмосферы “БЛ — морская поверхность — БЛ”;  $E_{\text{и}}(\vec{r}_{\perp}, z)$ ,  $E_{\text{п}}(\vec{r}_{\perp}, z)$  — распределение освещенности на глубине  $z$  в плоскости морского дна от действительного и фиктивного источников,  $\vec{r}_{\perp}$  — вектор в плоскости морского дна; интегрирование проводится по поверхности морского дна.

Освещенность площадки, нормальной к оси пучка, в малоугловом приближении описывается выражением

$$E(\vec{r}_{\perp}) \approx \iint_{-\infty}^{\infty} L(\vec{r}_{\perp}, z, \vec{n}_{\perp}) d\vec{n}_{\perp}, \quad (4)$$

которое с помощью формул (2) преобразуется к виду

$$E(\vec{r}_\perp) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{L}(\vec{\nu}, z, 0) \exp(i\vec{\nu}\vec{r}_\perp) d\vec{\nu}, \quad (5)$$

где  $\tilde{L}(\vec{\nu}, z, 0)$  — решение уравнения (1) при  $\vec{\eta} = 0$ .

Тогда выражение (3) для мощности излучения, попадающего в приемник, можно представить в эквивалентной форме для пространственных частот:

$$P(z) = \frac{P_0 \Sigma_{\text{п}} \Omega_{\text{п}} T_{\text{мп}} T_{\text{а}} \rho_0}{(2\pi)^2 m^2 \pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{L}_{\text{и}}\left(\vec{\nu}, \vec{\nu}\left(H + \frac{z}{m}\right)\right) \times \\ \times \tilde{L}_{\text{п}}\left(\vec{\nu}, \vec{\nu}\left(H + \frac{z}{m}\right)\right) T_{\text{с}}^2(\vec{\nu}) d\vec{\nu}, \quad (6)$$

где  $\tilde{L}_{\text{и}}$ ,  $\tilde{L}_{\text{п}}$  — фурье-образы аппаратных функций источника и приемника соответственно;  $T_{\text{с}}$  — оптическая передаточная функция морской среды.

Примем для аппаратной функции источника при  $z = 0$

$$L_0(\vec{r}_\perp, \vec{n}_\perp) = \frac{\exp\left(-\frac{\alpha^2}{\alpha_{\text{п}}^2}\right)}{\pi \alpha_{\text{п}}^2} \delta(\vec{r}_\perp), \quad (7)$$

для аппаратной функции приемника

$$A(\vec{r}_\perp, \vec{n}_\perp) = \frac{\exp\left(-\frac{\alpha^2}{\alpha_{\text{п}}^2}\right)}{\pi \alpha_{\text{п}}^2} \delta(\vec{r}_\perp), \quad (8)$$

где  $2\alpha_{\text{и}}$  — эффективный угол расходимости светового пучка в плоскости  $z = 0$ ;  $r_{\text{п}}$ ,  $2\alpha_{\text{п}}$  — эффективный радиус приемной апертуры и угол поля зрения;  $\delta(\vec{r}_\perp)$  — дельта-функция.

Индикатрису рассеяния аппроксимируем показательной функцией:

$$x(\gamma) = \frac{2}{\mu^2} \exp\left(-\frac{\gamma}{\mu}\right); \quad \langle \gamma^2 \rangle = 6\mu^2. \quad (9)$$

Получим

$$\tilde{L}_{\text{и}}\left(\vec{\nu}, \vec{\nu}\left(H + \frac{z}{m}\right)\right) = \exp\left[-\nu^2 \frac{\left(H + \frac{z}{m}\right)^2 \alpha_{\text{п}}^2}{4}\right], \quad (10)$$

$$\tilde{L}_n(\vec{\nu}, \vec{\nu}(H + \frac{z}{m})) = \exp\left[-\nu^2 \frac{\left(H + \frac{z}{m}\right)^2 \alpha_n^2}{4}\right], \quad (11)$$

$$T_c(\nu) \equiv L(\vec{\nu}, z, 0) = \exp\left[-\varepsilon z + \frac{\sigma}{2} \int_0^z \tilde{x}(\rho_0) d\zeta\right] = \\ = \exp\left[-\varepsilon z + \frac{\sigma z}{\sqrt{\mu^2 z^2 \nu^2 + 1}}\right]. \quad (12)$$

Подставляя выражения (10)–(12) в формулу (6) и используя процедуру вычислений из работы [5], получим следующее выражение для мощности лидарного сигнала от морского дна:

$$\frac{P(z)}{P_0} = \frac{T_{\text{мп}} T_a \rho_0}{m^2} \left(\frac{r_n}{r_s}\right)^2 \alpha_n^2 \exp(-2\tau(1 - \Lambda)) \times \\ \times \left[ \frac{\frac{D}{(\Lambda\tau)^3} + \exp\left(-2\tau\Lambda\left(1 + \frac{D}{(\Lambda\tau)^3}\right)\right)}{1 + \frac{D}{(\Lambda\tau)^3}} \right]; \quad (13)$$

здесь  $\Lambda = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ ;  $\tau = \varepsilon z$ ;  $D = \frac{\Lambda^2 (\varepsilon r_s)^2}{4\mu^2}$ ;  $r_s^2 = (\alpha_n^2 + \alpha_n^2) \left(H + \frac{z}{m}\right)^2$ .

Формулу (13) представим в следующем виде:

$$P(z) = P_1(z) + P_2(z),$$

где  $P_1$  — составляющая отраженного сигнала, которая формируется прямым (нерассеянным) светом;  $P_2$  — мощность отраженного сигнала, обусловленная многократно рассеянным светом.

На малых глубинах, когда ослабление сигнала в среде происходит по закону Бугера, формула (13) преобразуется в классическое уравнение локации

$$P_1 = P \exp(-2\tau), \quad (14)$$

где

$$P = P_0 T_{\text{мп}} T_a \rho_0 r_n \left(\frac{\alpha_n^2}{\alpha_n^2 + \alpha_n^2}\right) \frac{1}{(H_m + z)^2}$$

— мощность принимаемого излучения при отсутствии атмосферы.

В другом предельном случае, когда в лидарном сигнале преобладает составляющая, обусловленная многократным рассеянным светом, из

формулы (13) следует уравнение локации в диффузном приближении

$$\frac{P_2}{P_0} = \frac{(T_{\text{мп}} T_a) \rho_0 r_{\text{п}}^2 \alpha_{\text{п}}^2 \exp(-2\varepsilon z (1 - \Lambda))}{\left(4\mu^2 \Lambda \varepsilon z^3 + \left(H + \frac{z}{m}\right)^2 (\alpha_{\text{п}}^2 + \alpha_{\text{п}}^2)\right) m^2}. \quad (15)$$

Для предельно широкого угла поля зрения из выражения (15) имеем

$$\frac{P_2}{P_0} = \frac{(T_{\text{мп}} T_a) \rho_0 r_{\text{п}}^2 \exp(-2\varepsilon z (1 - \Lambda))}{(Hm + z)^2}. \quad (16)$$

Таким образом, из формулы (13) следуют известные частные случаи для величины принимаемой мощности, и ее можно рассматривать как обобщение уравнения локации для сильно рассеивающих сред.

**Дисперсия флуктуаций мощности лидарного сигнала.** Дисперсию флуктуаций мощности лидарного сигнала найдем в линейном по уклонам волн приближении для одномерного волнения, представляющего собой наиболее простую модель волнения, когда волны распространяются только вдоль одного направления.

Получим выражение для случайной реализации мощности лидарного сигнала:

$$P(z) = A \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \int \int \int \int \int \int \tilde{L}_{\text{п}} \left( \vec{v}_1, H\vec{v}_1 + \vec{v} \frac{z}{m} \right) \tilde{L}_{\text{п}} \left( \vec{v}_2, H\vec{v}_2 + \vec{v} \frac{z}{m} \right) \times \\ \times T_c^2(\vec{v}) \exp(i\alpha z \vec{v} (\vec{q}(\vec{r}_1) - \vec{q}(\vec{r}_2))) + i\vec{r}_1 (\vec{v}_1 - \vec{v}) + i\vec{r}_2 (\vec{v}_2 - \vec{v}) \times \\ \times d\vec{v} d\vec{v}_1 d\vec{v}_2 d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{P_0 \rho_0 \Sigma_{\text{п}} \Omega_{\text{п}}}{m^2 (2\pi)^6}, \quad \alpha = \left( \frac{m-1}{m} \right),$$

$\vec{q}(\vec{r})$  — уклон неровной поверхности в точке с координатой  $\vec{r}$ .

Формула (17) учитывает как случайное волнение морской поверхности, так и эффекты рассеяния света в морской воде. Полагая  $\vec{q}(\vec{r}) = 0$ , получим формулу (6).

Для нахождения второго статистического момента лидарного сигнала возведем выражение (17) в квадрат и усредним его по реализациям уклонов случайно неровной границы раздела. В работе [2] в рамках линейного по уклонам волн приближения получена формула для относительной дисперсии флуктуаций мощности лидарного сигнала, создаваемых поверхностным волнением, которая связывает аппаратную

функцию лазерного источника, оптические свойства воды и характеристики волнения:

$$M^2(z) = \left( \frac{\sqrt{\sigma^2(z)}}{P(z)} \right)^2 = \left( \frac{\alpha z}{1 + \frac{z}{mH}} \right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \nu^4 F_n^2(\vec{\nu}) T_c^4(\vec{\nu}) G(\vec{\nu}) d\vec{\nu}; \quad (18)$$

здесь  $\sigma^2(z)$  — дисперсия флуктуаций мощности лидарного сигнала;  $P(z)$  — мощность лидарного сигнала в случае гладкой поверхности раздела;  $G(\nu)$  — пространственный спектр морского волнения, заданный в дальнейших расчетах формулой Пирсона–Московица;  $F_n(\nu)$  — нормированный спектр аппаратной функции источника;  $T_c(\nu_0)$  — нормированная оптическая передаточная функция морской среды,

$$\nu_0 = \frac{\nu}{\left(1 + \frac{z}{mH}\right)}.$$

Формула (18) получена для модели изотропного приемника и согласно оценкам, полученным в работе [3], определяет верхнюю границу дисперсии флуктуаций мощности, вызванных волнением. Положим формулу (18) в основу флуктуационной части модели лидарного сигнала и конкретизируем вид входящих в нее функций, используя для диаграммы направленности лазерного источника и оптической передаточной функции морской среды те же аппроксимации, что и при вычислении средней мощности лидарного сигнала. Тогда имеем

$$\begin{aligned} M^2(z) &= \left( \frac{\alpha z}{1 + \frac{z}{mH}} \right)^2 \beta \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 \nu^2 H^2}{2}\right) \times \\ &\times \exp\left(-4\sigma z + \frac{4\sigma z}{\sqrt{(\mu z \nu_0)^2 + 1}}\right) \exp\left(-\frac{0,74g^2}{\nu^2 V^4}\right) \nu d\nu \approx \\ &\approx \left( \frac{\alpha z}{1 + \frac{z}{mH}} \right)^2 \beta \left( \frac{c_0}{a_0 + b_0} \right)^{0,5} K_1\left(2\sqrt{(a_0 + b_0)c_0}\right), \quad (19) \end{aligned}$$

где

$$\alpha = \left( \frac{m-1}{m} \right), \quad \beta = 6,5 \cdot 10^{-3}, \quad \nu_0 = \frac{\nu}{\left(1 + \frac{z}{mH}\right)},$$

$$\exp\left(-4\sigma z + \frac{4\sigma z}{\sqrt{(\mu z \nu_0)^2 + 1}}\right) \approx \exp\left(-\left(\frac{4\sigma \mu^2 z^3}{2}\right) \nu_0^2\right),$$

что соответствует диффузному приближению для оптической передаточной функции морской среды; здесь  $V$  — скорость приводного ветра, м/с;  $g = 9,8$  м/с<sup>2</sup>;

$$a_0 = \frac{\alpha_w^2 H^2}{2}, \quad b_0 = \frac{2\sigma \mu^2 z^3}{\left(1 + \frac{z}{mH}\right)^2}, \quad c_0 = \frac{0,74g^2}{V^4};$$

$K_1(\cdot)$  — модифицированная функция Бесселя второго рода первого порядка.

**Гидрооптические характеристики морской среды.** В основу модели лидарного сигнала положим соотношения, отражающие корреляционные связи между гидрооптическими характеристиками. Построим замкнутую схему определения гидрооптических характеристик морской среды с исходным параметром  $z_6$  — прозрачностью по белому диску, используя результаты работ [5–7]. Если задано значение  $z_6$ , то из соотношений

$$\varepsilon = \frac{4,85}{z_6}, \quad \Lambda = 0,955 - \frac{0,035}{\varepsilon}, \quad \sigma = \Lambda \varepsilon \quad (20)$$

можно найти показатель ослабления  $\varepsilon$ , вероятность выживания фотона  $\Lambda$  и показатель рассеяния  $\sigma$ .

Далее из выражений

$$\varphi_0 = 10^{-3} \left( \frac{0,4 + 7,83\varepsilon + 3,65\varepsilon^2}{0,955\varepsilon - 0,035} \right), \quad (21)$$

$$K_{ac} = \frac{(1 - \varphi_0)}{\varphi_0}$$

определяется коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния  $K_{ac}$  и рассчитываются для индикатрисы рассеяния вида (9) параметр  $\mu$  и ее значение  $x_\pi$  в направлении обратного рассеяния:

$$\langle \gamma^2 \rangle = 0,021 + \frac{0,765}{1 + K_{ac}},$$

$$\mu = \sqrt{\frac{\langle \gamma^2 \rangle}{6}}, \quad (22)$$

$$x_\pi = \frac{2}{1 + K_{ac}}.$$



Полученные таким образом гидрооптические характеристики могут быть использованы для оценочных расчетов средней мощности и дисперсии флуктуаций мощности лидарного сигнала.

В табл. 1, 2 приведены данные расчетов по формуле (19), поясняющие влияние рассеивающих свойств морской воды и поверхностного волнения на лидарный сигнал от морского дна. При расчетах принято:  $H = 100$  м,  $\alpha_{и} = 10^{-3}$  рад,  $\mu = 7 \cdot 10^{-2}$ ,  $\sigma = 0,12$  м<sup>-1</sup> (для табл. 1),  $V = 6$  м/с (для табл. 2).

Таблица 1

**Зависимость дисперсии флуктуаций мощности  $M$  полезного сигнала от глубины  $z$  при  $\sigma = 0,12$  м<sup>-1</sup> для различных скоростей ветра**

$z$ , м	$V = 3$ м/с	$V = 6$ м/с	$V = 10$ м/с
10	0,28	0,3	0,3
20	0,06	0,1	0,12
30	0,012	0,05	0,075
40	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,029	0,056
50	$5,4 \cdot 10^{-4}$	0,017	0,043

Таблица 2

**Зависимость дисперсии флуктуаций мощности  $M$  полезного сигнала от глубины  $z$  при  $V = 6$  м/с для различных показателей рассеяния воды**

$z$ , м	$\sigma = 0,1$ м <sup>-1</sup>	$\sigma = 0,2$ м <sup>-1</sup>	$\sigma = 0,3$ м <sup>-1</sup>
10	0,394	0,138	0,087
20	0,147	0,055	0,036
30	0,066	0,028	0,0016
40	0,038	0,014	$7,3 \cdot 10^{-3}$
50	0,023	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$3,28 \cdot 10^{-3}$

Как видно из табл. 1, 2, увеличение скорости ветра вызывает увеличение флуктуационных шумов во всем диапазоне глубин, а увеличение мутности воды, наоборот, приводит к снижению их уровня.

Таким образом, с учетом случайного волнения морской поверхности и эффектов многократного рассеяния светового излучения в морской воде построена математическая модель лидарного сигнала от мор-

ского дна, состоящая из трех частей, соответствующих формулам (13), (19) и (20)–(22). Модель лидарного сигнала можно использовать при создании быстрых алгоритмов компьютерного моделирования авиационных систем лазерной батиметрии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баландин В. Н., Володарский Р. Д. Лазерные приборы для измерения глубин мелководий // Геодезия и картография. – 1979. – № 2. – С. 58–61.
2. Лучинин А. Г. О некоторых свойствах сигнала обратного рассеяния при лазерном зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. – 1987. – Т. 23. – № 9. – С. 976–983.
3. Кондранин Т. В., Юрин Д. В. Влияние волнения и апертурных характеристик лидара на статистические характеристики сигнала обратного рассеяния при лазерном зондировании верхнего слоя океана // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. – 1991. – Т. 27. – № 6. – С. 648–658.
4. Абрисимов Д. И., Лучинин А. Г. О статистике лидарных сигналов при зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. – 1999. – Т. 35. – № 2. – С. 291–298.
5. Карасик В. Е., Орлов В. М. Лазерные системы видения. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. – 352 с.
6. Долин Л. С., Левин И. М. Справочник по теории подводного видения. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 230 с.
7. Иванов А. П. Импульсное светолоцирование слоев в океане // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. – 1996. – Т. 32. – № 4. – С. 505–513.

Статья поступила в редакцию 8.12.2003

Валентин Иванович Козинцев родился в 1945 г., окончил в 1969 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, зам. директора НИИ “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной техники.

V.I. Kozintsev (b. 1945) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1969. D.Sc. (Eng.), deputy director of “Radio Electronics and Laser Technology” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 150 publications in the field of laser technology.



Борис Викторович Стрелков родился в 1947 г. окончил в 1971 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, декан факультета “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 50 научных работ в области измерительной техники.

B.V. Strelkov (b. 1947) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. Ph. D. (Eng.), dean of the “Radio electronics and Laser Technology” faculty of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 50 publications in the field of measurement technology.