

УДК 551.46.07

*А.А. ЛИСЕНКО<sup>1</sup>, А.И. ПОТЕКАЕВ<sup>2,3</sup>, В.С. ШАМАНАЕВ<sup>1</sup>*

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ СИГНАЛОВ ЛИДАРА С МАТРИЧНЫМ ФОТОПРИЕМНИКОМ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ДНА МОРЯ

С целью получения предварительных оценок методом Монте-Карло решено нестационарное уравнение лазерного зондирования для моностатического лидара с установленным на борту летательного аппарата матричным фотоприемником сложной многокомпонентной водной оптически плотной среды. Учтены влияние границы раздела «вода – воздух», вклад многократного рассеяния излучения морской водой и отражения сигнала от дна. Получены оценки зависимости мощности регистрируемого от поверхности и дна моря лидарного сигнала для различных оптических характеристик среды и яркости солнечной засветки. Поле зрения матричного фотоприёмника перемещается вдоль направления полёта носителя с относительно малой скоростью. Общее изображение пространства получается «сшиванием» перемещающихся прямоугольных изображений. При этом каждый пиксель на кадре отображает расстояние и дает трёхмерное изображение поверхности моря и дна. Результаты статистического моделирования показали, что лидарная система для зондирования морской воды с матричным детектором на современном техническом уровне может быть реализована. При благоприятных условиях возможно зондирование водной толщи до 44 м.

*Ключевые слова:* оптика океана, лидар с матричным фотоприемником, метод Монте-Карло, глубина моря.

### Введение

Результаты измерений глубины моря моностатическим самолетным лидаром [1–4] и статистические оценки отраженных от дна моря лидарных сигналов [5] показали, что измерение глубины дна по регистрируемому фотоприемником эхосигналу моностатического лидара возможно только до оптической толщи воды 3.5–4. Предлагается для формирования трехмерного изображения объектов (толща воды и рельеф морского дна) с предельно низким уровнем интенсивности отраженного сигнала использовать матричные фотоприемники с высоким пространственным разрешением, максимальной чувствительностью и минимальными собственными шумами. С целью получения необходимых оценок методом Монте-Карло решено нестационарное уравнение лазерного зондирования многокомпонентной водной оптически плотной среды. Учтены влияние границы раздела «вода – воздух», вклад многократно рассеянного лазерного излучения и отражение от дна. Получены зависимости мощности лидарного сигнала, регистрируемого матричным фотоприемником от поверхности и дна моря для различных модельных оптических характеристик среды и яркости солнечной засветки. С точки зрения реализации наиболее перспективными для решения данной задачи выглядят субмикронные КМОП-технологии с интеграцией лавинных фотодиодов, которые используют лавинное умножение для усиления генерируемого фотоэлектрическими процессами тока. Такие приборы обладают хорошей квантовой эффективностью (отношению числа фотонов, поглощение которых детектором вызвало образование квазичастиц (электроны – дырки) к общему числу поглощенных фотонов) и низким уровнем шума. Интегрированные лавинные фотодиоды вместе с возможностью обработки сигнала на микрочипе, что обеспечивается КМОП-технологией, обуславливают появление высокочувствительных фотосенсоров со сверхкоротким временным разрешением. Предлагаются два варианта решения задачи с использованием лавинных фотодиодов как по гейгеровскому принципу работы (напряжение сдвига лавинных фотодиодов выше, чем напряжение пробоя), так и по субгейгеровскому (линейному) принципу, где напряжение сдвига лавинных диодов меньше напряжения пробоя, а лавинное усиление ниже.

Вариант гейгеровского режима использует лавинные диоды, известные как однофотонные лавинные диоды (SPAD). Они осуществляют цифровое преобразование каждого улавливаемого фотона, поэтому ширина спектральной полосы, требуемая для обработки и передачи временной информации для каждого фотона у сенсоров с высоким разрешением, обычно очень велика. В этом случае в первую очередь обрабатывается временная информация при помощи временного стробирования и накопления улавливаемых фотонов на уровне пикселей, как это осуществляется в усовершенствованных ПЗС (приборах с зарядовой связью). В субгейгеровском режиме лавинные фотодиоды используются линейно посредством модуляции их лавинного усиления для осуществления фазочувствительного детектирования. В этом случае лавинный фотодиод работает как ши-

рокополосный прибор временной обработки сигналов. Уже существует несколько образцов КМОП-матриц с лавинными фотодиодами на основе субмикронных полупроводниковых технологий. Работая в гейгеровском режиме, такие приборы обладают временным разрешением в десятки доли пикосекунды и низким шумом. Работая в линейном режиме, КМОП-матрицы с лавинными фотодиодами на основе субмикронных полупроводниковых технологий обладают шириной спектральной полосы в гигагерцовом диапазоне и низкими остаточными шумами.

На основании вышеизложенного цель данной работы – методами статистического моделирования показать, что лидарная система для зондирования морской воды с матричным детектором может быть реализована на современном техническом уровне.

### Геометрия решаемой задачи и структура вычислительного алгоритма

Рассматривалась импульсная моностатическая локационная система, установленная на авианосителе, движущемся со скоростью  $V = 100$  м/с на высоте  $H = 200$  м, и зондирующая морскую поверхность без учета атмосферных условий, с использованием стробирования. Лазерное излучение посылается вертикально вниз, проходит через поверхность раздела «воздух – вода», поглощается и рассеивается в воде, отражается от дна моря, пересекает границу «вода – воздух» и принимается матричным детектором. Глубина моря составляла 50 м. Расстояние от лидара включает в себя как высоту полёта 200 м, так и глубину под водой (без учёта её показателя преломления света). Коэффициент отражения от дна  $\rho = 0.1$ . При этом сигнал лазерного локалятора определяется сигналом однократного рассеяния на частицах гидрозоля и молекулярного рассеяния чистой воды, а также вкладом многократного рассеяния излучения. Наряду с полезным сигналом, на матричный фотоприемник попадает также фоновое излучение. Оно обусловлено оптическим излучением, существующим в атмосфере в полосе приемника (излучение Солнца, Луны, звездного неба).

### Фоновое излучение

Мощность фоновой помехи  $P_b$  для приемника с узким полем зрения и узкополосным интерференционным фильтром

$$P_b = L_b \Delta\lambda \pi r_r^2 \Omega_r, \quad (1)$$

где  $L_b$  – спектральная яркость засветки;  $\Delta\lambda$  – полоса пропускания фильтра;  $\Omega_r = \pi\alpha_r^2$  – мгновенный телесный угол поля зрения приемника;  $r_r$  – радиус апертуры приемника. Для лазерного локалятора, работающего через границу раздела «воздух – вода», яркость излучения  $L_b$ , приходящего на приемник лидара, находящегося на высоте  $H$  над уровнем моря, при наблюдении в надир равна

$$L_b = L_h + L_s + L_{sf}.$$

Здесь  $L_h$  – яркость атмосферной дымки (яркость света, рассеянного нижележащим слоем атмосферы непосредственно в приемник);  $L_s$  – яркость излучения, выходящего из толщи воды;  $L_{sf}$  – яркость излучения, отраженного от водной поверхности.

Яркости  $L_h$ ,  $L_s$ ,  $L_{sf}$  находятся по следующим формулам:

$$L_h = \frac{\pi S_\lambda \cos \theta_0}{4\pi(1 + \cos \theta_0)} \exp(\tau_o - \tau) \times \left\{ \exp \left[ -(\tau_o - \tau) \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta_0} \right) \right] - \exp \left[ -\left( \tau_o \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta_0} \right) \right) \right] \right\}; \quad (2)$$

$$L_s = T_{sf}^\downarrow \frac{T_{sf}^\uparrow}{m^2} E \rho_s \exp(-\tau); \quad (3)$$

$$L_{sf} = T_{sf}^\downarrow \frac{\rho_{sf} E}{\pi} \exp(-\tau). \quad (4)$$

Здесь  $E$  – освещенность, создаваемая на водной поверхности светом Солнца и неба,

$$E = 2 \frac{1 + \frac{3}{2}\mu_0 + \left(1 - \frac{3}{2}\mu_0\right) \exp\left[\frac{-\tau_0}{\mu_0}\right]}{\left[4 + (3 - x_1)\tau_0\right]} E_0, \quad (5)$$

где  $\mu_0 = \cos\theta_0$  – косинус зенитного угла Солнца  $\theta_0$ ;  $\tau_0$  – оптическая толщина атмосферы;  $x_1$  – параметр индикатрисы рассеяния атмосферы (первый член разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра);  $E_0 = E_{\perp}\mu_0$  – освещенность солнечными лучами верхней границы атмосферы;  $E_{\perp}$  – спектральная солнечная постоянная (для  $\lambda = 0.53$  мкм  $\tau_0 = 0.3E_{\perp} = 1.95$  Вт/(м<sup>2</sup>·нм));  $T_{sf}^{\downarrow}$  – коэффициент пропускания морской поверхности для падающего из атмосферы солнечного излучения,  $T_{sf}^{\downarrow} \cong 0.98$ ;  $T_{sf}^{\uparrow}$  – коэффициент пропускания морской поверхности для солнечного излучения, выходящего из толщи воды,  $T_{sf}^{\uparrow} = 0.98$ ;  $m$  – коэффициент преломления воды,  $m = 1.33$  для  $\lambda = 0.53$  мкм;  $\rho_s$  – коэффициент яркости моря (зависит от типа морских вод и для  $\lambda = 0.53$  мкм можно считать  $\rho_s = 0.0097-0.0121$ );  $\rho_{sf}$  – коэффициент яркости водной поверхности (зависит от зенитного угла Солнца  $\theta_0$  и скорости ветра  $U$ ). Для  $\theta_0 = 20^\circ$  величина  $\rho_{sf} = 0.033$  при  $U = 2$  м/с и  $\rho_{sf} = 0.077$  при  $U = 5$  м/с;  $\tau = \epsilon H$  – оптическая толщина слоя атмосферы от водной поверхности до локатора.

В случае зондирования морского дна с небольших высот можно принять  $L_h \cong 0, \exp(-\tau) \cong 1$ , тогда для яркости излучения  $L_b$ , приходящего на приемник лидара, имеем

$$L_b \cong \left( \frac{T_{sf}^{\downarrow} T_{sf}^{\uparrow}}{m^2} \rho_s + \frac{\rho_{sf}}{\pi} \right) E. \quad (6)$$

В другом предельном случае при зондировании морского дна с больших высот ( $H \geq 10$  км)

$$L_b \cong \frac{E_{\perp} \cos\theta_0}{4\pi(1 + \cos\theta_0)} \left\{ 1 - \exp\left[ -\tau_0 \left( 1 + \frac{1}{\cos\theta_0} \right) \right] \right\} + \left( \frac{T_{sf}^{\downarrow} T_{sf}^{\uparrow}}{m^2} \rho_s + \frac{\rho_{sf}}{\pi} \right) E. \quad (7)$$

### Статистические оценки отношения сигнал/шум для профилирования дна моря с использованием SPAD-камеры

Приемная локационная система была оснащена SPAD-камерой с разрешением  $64 \times 32$  (2048) пикселей. Пространственное разрешение одного пикселя в продольном и поперечном направлении  $2 \times 2$  м, что соответствует полю зрения одного пикселя как в продольном, так и в поперечном направлении  $2F_r = 8$  мрад ( $F_r = \arctg(D/2H)$ , где  $H = 250$  м – высота полета авианосителя с учетом глубины,  $D = 2$  м – пространственное разрешение), тогда с учетом количества пикселей в матрице продольная ширина зондируемой полосы по направлению движения авианосителя  $D_{\text{прод}} = 128$  м, с полем зрения  $2F_{\text{las}} = 500$  мрад ( $28.6^\circ$ ), а поперечная ширина  $D_{\text{поп}} = 64$  м с полем зрения  $2F_{\text{las}} = 254$  мрад, т.е.  $14.5^\circ$ .

Интересно и полезно то, что прямоугольник обзора может быть легко переориентирован: либо широкой стороной в направлении полёта, либо узкой, в зависимости от особенностей решаемых задач.

Оценки проводились для импульсной локационной системы. Пусть передатчиком является лазер Nd:YAG ( $\lambda = 532$  нм,  $E = 1$  Дж,  $f = 1$  Гц,  $\tau = 10$  нс), а приёмной детектирующей оптической системой – приемник  $64 \times 32$  3D SPAD-камера компании «SPAD Labs».

### Статистические оценки отношения сигнал/шум для метода счета фотонов

По мере снижения уровня шумов или при уменьшении длительности полезного сигнала может заметно проявляться дискретная природа помех, например дробового шума приемника. Поэтому наряду с методами приема и преобразования оптического сигнала в электрический, при которых регистрируется среднее значение выходного тока или напряжения и которые называются статическими, на практике используется динамический метод (режим) работы, когда регистриру-

ются отдельные импульсы тока или напряжения. Иногда этот метод называют методом счета фотонов или метод счета одноэлектронных импульсов.

При динамическом методе сигнал на выходе приемника характеризуется скоростью счета импульсов, возникающих при попадании на фоточувствительный слой отдельных квантов излучения. Среднее число фотоэлектронов, возникающих в цепи приемника при попадании на него потока излучения  $P_s$ , равно

$$\bar{n}_s = \frac{\eta P_s}{h\nu}, \quad (8)$$

где  $\eta$  – квантовая эффективность фотоприемника;  $\nu$  – оптическая частота излучения;  $h$  – постоянная Планка.

Если в качестве приемника используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), то каждый отдельный фотоэлектрон вызывает на аноде лавину электронов, число которых определяется коэффициентом усиления ФЭУ и которые заряжают его распределенную выходную емкость  $C$  (обычно  $C = 4\text{--}20$  пФ). Если  $C$  успевает разрядиться через нагрузку  $R$  до прихода следующей лавины электронов, то регистрируются неперекрывающиеся одноэлектронные импульсы, соответствующие приходу на фотокатод отдельных квантов излучения. Устанавливая определенный уровень срабатывания следующей за приемником электронной схемы, можно подавить значительную часть шумовых импульсов, возникающих вне фотокатода.

Число регистрируемых в единицу времени квантов (скорость счета квантов)  $1/n = n^{-1}$  задается неравенством  $n^{-1} \geq RC$ . При  $n^{-1} < RC$  импульсы перекрываются и на выходе регистрируется интегральный фототок, т.е. приемник работает в «токовом» режиме (прямой метод приема).

Если достигнуто разрешение всех импульсов во времени, то вероятность появления  $n$  импульсов в единицу времени описывается законом Пуассона (число  $n$  флуктуирует около  $\bar{n}_c$ ):

$$\omega(n, \bar{n}_s) = (\bar{n}_s)^n \exp(-\bar{n}_s) / n! \quad (9)$$

При этом отношение сигнал/шум

$$\text{SNR} = \frac{(\bar{n}_s \tau_g)^2}{\left[ \sqrt{(\bar{n}_s + \bar{n}_b + \bar{n}_n) \tau_g} \right]^2} = \frac{\bar{n}_s^2 \tau_g}{\bar{n}_s + \bar{n}_b + \bar{n}_n}, \quad (10)$$

где  $\tau_g$  – время измерения (длительность сигнала);  $\bar{n}_n$  – среднее число фотоэлектронов, возникающих вследствие внутренних шумов;  $\bar{n}_b$  – среднее число фотоэлектронов, возникающих вследствие воздействия внешнего фона на приемник. Если для срабатывания ОЭП необходимо, чтобы число электронов  $n_s$  превысило некоторый порог  $n_L$ , то вероятность срабатывания определяется как

$$\omega(n \geq n_L, \bar{n}_s) = \sum_{n=n_L}^{\infty} \left[ (\bar{n}_s)^n \exp(-\bar{n}_s) / n! \right]. \quad (11)$$

Из последнего выражения можно получить число  $\bar{n}_{s \min}$ , соответствующее заданной по техническим условиям вероятности  $\omega(n, \bar{n}_s)$ .

Достоинством этого метода является то, что при счете импульсов используется вся энергия сигналов, в то время как при прямом и гетеродинном методах, осуществляемых с модуляцией сигнала, часть его энергии теряется. Дискретная регистрация каждого импульса позволяет уменьшить влияние шума, обусловленного умножительной системой фотоприемника.

### Результаты и их обсуждение

Для решения нестационарного уравнения переноса излучения необходимо определить оптические характеристики морской воды: показатели поглощения  $a$ , рассеяния  $b$  и производные от них – показатель ослабления  $c = a + b$  и вероятность выживания фотона  $w = b/c$ , а также индикатору рассеяния, описывающую зависимость интенсивности рассеяния от угла  $\varphi$  между направлением рассеянного и падающего на элементарный объем светового пучка.

Диапазон изменения гидрооптических характеристик морской воды очень велик: 2–3 порядка величины в зависимости от ее химико-физического состава. Если не принимать во внимание пу-

зырьки воздуха в пограничном слое воды, то гидрооптические свойства морской воды определяются тремя факторами, тремя оптически активными компонентами: чистой водой, растворенными биологическими веществами и гидрозольной взвесью. Ее оптические характеристики могут быть представлены как суперпозиция характеристик отдельных компонентов:

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\text{SB}} + \sigma_{\text{ПВ}} + \sigma_{\text{СЧ}} + C_x \alpha_x + C_{\text{ж}} \alpha_{\text{ж}},$$

где  $\sigma_{\text{SB}}$  и  $\sigma_{\text{ПВ}}$  – показатели рассеяния и поглощения чистой водой;  $\sigma_{\text{СЧ}}$  – показатель рассеяния взвешенными в воде частицами;  $C_x$ ,  $C_{\text{ж}}$  и  $\alpha_x$ ,  $\alpha_{\text{ж}}$  – концентрации и удельное поглощение хлорофилла и желтого вещества (растворенная органика, накопившаяся в воде за тысячи лет). Собственно молекулярное рассеяние света водой подчиняется закону Рэля и практически одинаково для всех вод мирового океана. На длине волны  $\lambda = 0.53$  мкм  $\sigma_{\text{SB}} = 1.5 \text{ км}^{-1}$ , а  $\sigma_{\text{ПВ}} = 22 \text{ км}^{-1}$ .

Индикатриса рассеяния является оптическим параметром, характеризующим рассеивающие частицы и определяющим процесс распространения излучения в мутной среде. В теории распространения света и теории подводного видения и дистанционного зондирования для качественной оценки типа водной среды обычно используются малопараметрические модели индикатрис рассеяния P0–P15 для типов вод по классификации Петцольда [6]. На рис. 1–3 представлены результаты расчетов лидарных сигналов, регистрируемых матричным фотоприемником из-под воды для индикатрис рассеяния трех типов: P2 – чистая вода океана (clear ocean, рис. 1), P5 – океан в прибрежной зоне (coastal ocean, рис. 2) и мутная вода в гавани (turbid harbor, рис. 3). Оптические характеристики этих типов вод указаны в подписи к рисункам.

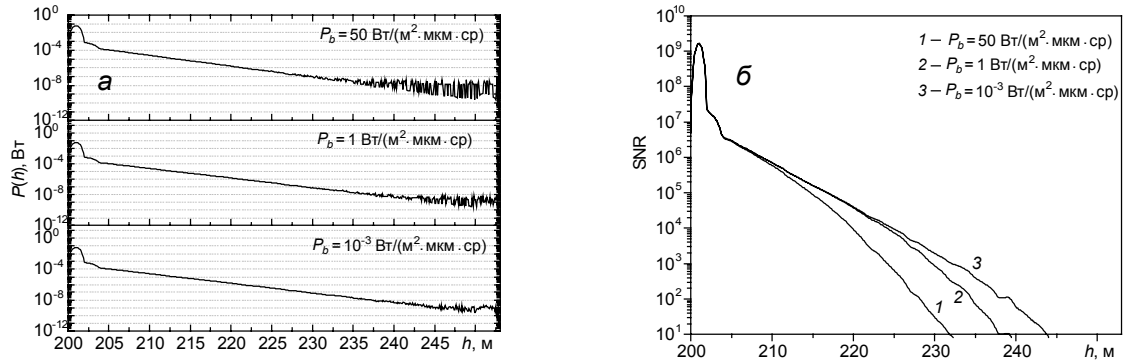


Рис. 1. Тип морской воды P02:  $a = 0.114 \text{ м}^{-1}$ ,  $b = 0.037 \text{ м}^{-1}$ ,  $c = 0.151 \text{ м}^{-1}$ ,  $w = 0.245$ . Мощность суммарного сигнала из-под воды в абсолютных единицах  $P_b(h)$ , включающая рассеянный и отраженный от поверхности моря и дна сигнал, регистрируемый матричным фотоприемником для указанных яркостей солнечной засветки (а). Отношение сигнал/шум в зависимости от яркости солнечной засветки (б)

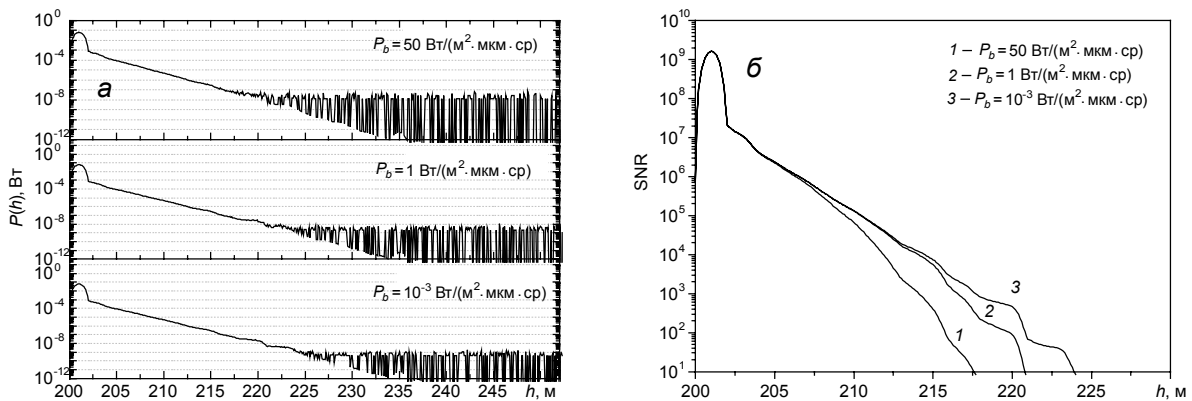


Рис. 2. Тип морской воды P05:  $a = 0.179 \text{ м}^{-1}$ ,  $b = 0.219 \text{ м}^{-1}$ ,  $c = 0.398 \text{ м}^{-1}$ ,  $w = 0.55$ . Мощность суммарного сигнала из-под воды в абсолютных единицах  $P(h)$  (а). Отношение сигнал/шум (б)

Начальный максимум лидарного сигнала на рис. 1, а – 3, а обусловлен влиянием границы раздела воздух – вода. Большой разброс сигнала на глубинах более 35 м на рис. 1, а, 20 м на рис. 2, а и 10 м на рис. 3, а обусловлен влиянием фонового сигнала второй и более высокой кратности рассеяния. Из представленных на рис. 1–3 статистических оценок лидарного сигнала видно, что в дневное время для яркости засветки  $P_b = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср})$  отношение сигнал/шум превышает 10 до глубин 32, 17 и 8 м для чистой воды океана (индикатриса P02), океана в прибрежной зоне

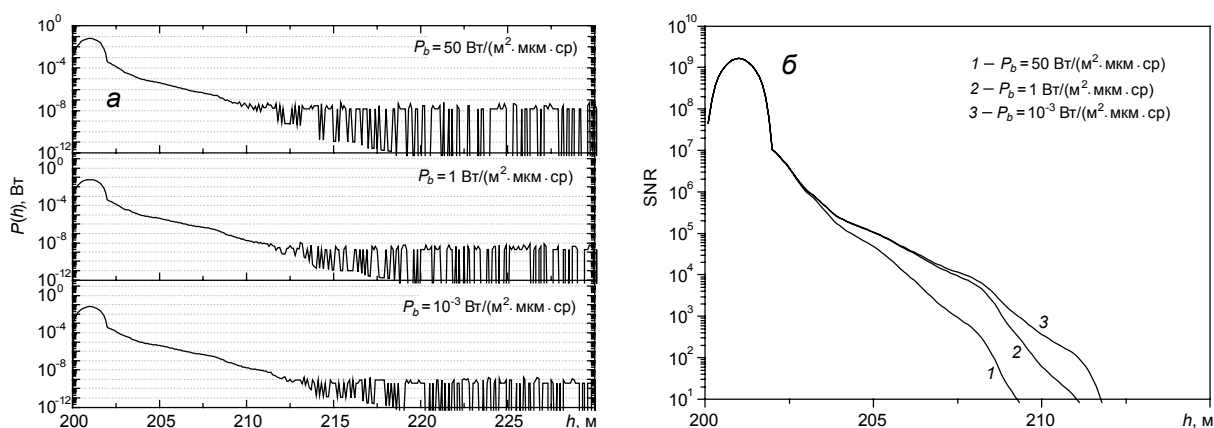


Рис. 3. Тип морской воды P07:  $a = 0.366$ ,  $b = 1.824$ ,  $c = 2.19$ ,  $w = 0.833$ . Мощность суммарного сигнала из-под воды в абсолютных единицах  $P(h)$  (а). Отношение сигнал/шум SNR в зависимости от яркости солнечной засветки (б)

(индикатриса P05) и мутной воды (индикатриса P07). В ночное время (яркость засветки  $P_b = 10^{-3}$  Вт/(м<sup>2</sup>·км·ср)) отношение сигнал/шум превышает 10 вплоть до глубины 44, 24 и 12 м для этих типов вод, что говорит о возможности уверенного приема сигнала матричным фотоприемником лидара вплоть до этих глубин.

### Заключение

Результаты статистического моделирования показали, что лидарная система для зондирования морской среды с матричным детектором может быть реализована на современном техническом уровне. Энергетические уровни сигналов матричных фотоприемников при благоприятных условиях обеспечивают зондирование водной толщи до глубины 44 м.

Оптическая сканирующая система с высокой скоростью вращения при этом устраняется за счёт использования матричного фотоприёмника. Прямоугольное поле зрения при этом перемещается вдоль направления полёта самолёта (вертолёта) – носителя с относительно малой скоростью. Общее изображение исследуемого пространства будет получаться путём «сшивания» перемещающихся прямоугольных изображений (кадров). При этом каждый пиксель на кадре будет отображать расстояние от лидара и давать трёхмерное изображение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim H. H. // Appl. Opt. – 1977. – V. 16. – No. 1. – P. 46–56.
2. Fredriksson K., Galle B., Nystrom K., et al. Underwater laser-radar experiments for bathymetry and fishschool detection: Report GJPR-162. Goteborg Inst. Phys. – Goteborg, 1978. – 29 p.
3. Шаманаев В. С., Пеннер И. Э., Коханенко Г. П., Крекова М. М. // Наука – производству. – 2003. – № 9(65). – С. 20–23.
4. Гладких В. А., Лизогуб В. Г., Коханенко Г. П., Шаманаев В. С. // Приборы и техника эксперимента. – 1996. – № 1. – С. 85–88.
5. Шаманаев В. С., Потекаев А. И., Лисенко А. А., Креков М. Г. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 12. – С. 51–56.
6. Petzold T. J. Volume scattering functions for selected ocean waters. Institute of Oceanography, Visibility Laboratory. – San Diego, CA, 1972. – 79 p.

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 16.02.17.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

<sup>3</sup> Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова Томского государственного университета, г. Томск, Россия

**Лисенко** Андрей Александрович, к.ф.-м.н., науч. сотр., e-mail: Lisenko@iao.ru;

**Потекаев** Александр Иванович, д.ф.-м.н., профессор, профессор НИ ТГУ, директор СФТИ ТГУ, e-mail: kanc@spti.tsu;

**Шаманаев** Виталий Сергеевич, к.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: shvs@iao.ru.