«Оптика атмосферы и океана», **1**, N 7 (1988) УДК 535.361.2:639.2053

В.С. Шаманаев, И.Э. Пеннер

ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ВЕРХНЕГО СЛОЯ МОРЯ САМОЛЕТНЫМ ЛИДАРОМ С УЧЕТОМ МАЛОУГЛОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Предложено в малоугловом приближении уравнение лазерного зондирования верхнего слоя моря с борта самолета. Оценен диапазон изменчивости лидарного сигнала при вариациях различных параметров системы «лидар—море». Получено выражение для определения показателя ослабления излучения. Оценена его точность. Применимость предложенной методики проиллюстрирована экспериментальными данными.

Проведение экспериментов по лазерному зондированию светорассеивающей системы «нижний слой атмосферы — верхний слой океана» с борта летательных аппаратов стало относительно регулярным явлением. Но если в задачах исследования атмосферы лидарами достигнут значительный прогресс в плане интерпретации полученных эхо-сигналов, то в задаче гидрооптического зондирования успехи в этом направлении значительно скромнее [1].

Как правило, исходя из уравнения лазерного зондирования (УЛЗ) в приближении однократного рассеяния и применяя формулу логарифмической производной сигнала, используют следующее выражение для показателя ослабления излучения в воде:

$$\varepsilon = -\frac{n}{2(z_2 - z_1)} \ln \frac{F(z_2)\left(H + \frac{z_2}{n}\right)^2}{F(z_1)\left(H + \frac{z_1}{n}\right)^2}, \tag{1}$$

где $F(z_i)$ — мощность эхо-сигнала, пришедшего на приемник лидара с глубины z_i; H — высота нахождения лидара над поверхностью моря; n — показатель преломления воды. $\varepsilon = \sigma + \kappa$, т.е. ε в воде равен сумме показателей рассеяния и поглощения.

Можно также определять показатель поглощения κ, исходя из асимптотики диффузионного приближения уравнения переноса излучения [2]. Лидар в этом случае должен принимать сигналы при больших полях зрения и с достаточно больших глубин. Тогда

$$\varkappa = -\frac{n}{2(z_2 - z_1)} \ln \frac{F(z_2)\left(H + \frac{z_2}{n}\right)^{5/2}}{F(z_1)\left(H + \frac{z_1}{n}\right)^{5/2}}. \tag{2}$$

В обоих случаях предполагается, что значения σ и $\varkappa$ постоянны в диапазоне глубин z_1–z_2. В то же время промежуточный режим практически не анализируется. Метод Монте-Карло дает только численные результаты. В этом ключе полезно вновь обратиться к малоугловому приближению (МУП). Метод МУП является приближенным, но имеет аналитическое представление и поэтому удобен для анализа.

В работе [3] приведено УЛЗ для лидара, размещенного непосредственно на поверхности воды и облучающего ее δ—импульсом,

$$F(t) = \frac{1}{2\pi}\,\varepsilon^2\sigma\,\chi_0\,\frac{c}{n}\,S_0\,W\,\frac{\exp\left[-(1-\Lambda)\,\varepsilon\frac{c}{n}t\right]}{\left(\frac{b4\varepsilon}{\theta}\right)^2 + \left(\varepsilon\frac{c}{n}t\right)^2 + \frac{2\Lambda\left(\varepsilon\frac{c}{n}t\right)^3}{3\left(a\frac{\theta}{2}\right)^2}}, \tag{3}$$

где t — время от момента вспышки лазера; c — скорость света в вакууме; S_0 — площадь приемного телескопа лидара; x_0 — индикатриса рассеяния назад при условии нормировки всей индикатрисы на 4π; W — энергия излучения лазера в δ—импульсе; Λ — вероятность выживания фотона, ($\Lambda = \sigma/\varepsilon$);$\theta$ — угол поля зрения приемного телескопа; b — расстояние между оптическими осями лазера и приемного телескопа; a — параметр аппроксимации индикатрисы рассеяния. Для воды при малых углах рассеяния хорошо выполняется аппроксимация $x(\gamma) \sim \gamma^{-1}\exp(-\alpha\gamma)$, где γ — угол рассеяния. Уравнение (3) применимо при значительном превышении угла поля зрения над углом расходимости излучателя и условии $t > c^{-1}\,n\,b\,ctg\,(\Theta/4)$. Преобразуем его к случаю, когда лидар расположен на высоте H над водой, учитывая следующее. Показатель обратного рассеяния $\sigma_{\Pi} = \frac{1}{4\pi}\sigma x_0$ при нормировке индикатрисы на единицу. Вводится импульс реальной длительности Δt и мощности F_0 и $\Delta r = c\Delta t/2$. Для лидара с совмещенной оптической схемой $b = 0$. Вынесенная из знаменателя (3) величина $(ct/n)^2$ заменяется на $(H + z/n)^2$ согласно [4] и описывает фотометрическое ослабление излучения на трассе «атмосфера—точка с глубиной z под водой». Правое слагаемое знаменателя (3), описывающее индикатрисные эффекты только в водной части трассы зондирования, заменяем на $\frac{2\Lambda}{3n}\frac{\varepsilon z}{(a\theta_{\text{п}})^2}$. В свою очередь, $\Theta_{\Pi}(z) = \operatorname{arctg}\left[\frac{\theta}{2}\left(\frac{H}{z}+\frac{1}{n}\right)\right]$ — угол поля зрения, редуцированный к поверхности воды от глубины z в соответствии с [5]. В итоге получаем, что

$$F(z) = \frac{F_0 S_0 \Delta r T^2}{n\left(H+\frac{z}{n}\right)^2}\beta_{\text{п}}\Lambda_{\varepsilon}\frac{\exp\left(-2\,\frac{1-\Lambda}{n}\,\varepsilon z\right)}{1+\frac{4\Lambda}{3n}\,\frac{\varepsilon z}{(a\theta_{\text{п}})^2}}, \tag{4}$$

где T^2 — коэффициент, учитывающий френелевские потери по границе воздух—вода; $\beta_\pi = \sigma_\pi/\sigma$ — лидарное отношение.

Уравнение зондирования воды, основанное на тех же исходных условиях, получено в работе [6], но его конечный вид отличается от (4).

Для оценки особенностей и диапазона изменчивости сигнала $F(z)$ при вариациях параметров системы «лидар—море» были проведены расчеты по (4). В УЛЗ такого вида входят три априорные характеристики: β_π, Λ, a. В [7] обобщены данные по Λ и a. Поэтому расчеты выполнялись для $\Lambda = 0{,}65\div0{,}85$ и $a = 5\div8$. В этой же работе [7] приведены экспериментальные корреляционные отношения между общим показателем рассеяния и показателем рассеяния при фиксированном угле. При дополнительной обработке этих данных и экстраполяции до угла рассеяния 180° было получено усредненное значение $\beta_\pi = 0{,}0175$ ср$^{-1}$.

Расчеты величин сигналов выполнялись для лидара, имеющего лазер с длиной волны $\lambda = 530$ нм; мощность импульса $F_0 = 1\cdot10^6$ Вт; длительность импульса $\tau = 10$ нс; высоты над уровнем моря 100; 200; 400 и 600 м; угол поля зрения 10; 20 и 30 мрад; площадь приемного телескопа $S_0 = 5\cdot10^{-2}$ м^2.

Полученные результаты приведены на рис. 1—3. Роль показателя ослабления задается экспоненциальным множителем в (4) и в силу простоты не анализируется. Во всех случаях сигналы с учетом МУП превышают таковые для однократного рассеяния.

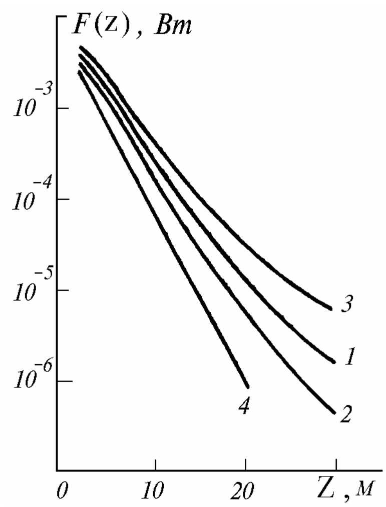

Рис. 1. Сигналы лидара, рассчитанные в малоугловом приближении для $H = 200$ м, $\Theta = 10$ мрад, $\varepsilon = 0{,}3$ м$^{-1}$, $a = 7$. *1* — $\Lambda = 0{,}75$; *2* — $\Lambda = 0{,}65$; *3* — $\Lambda = 0{,}85$; *4* — расчет в приближении однократного рассеяния

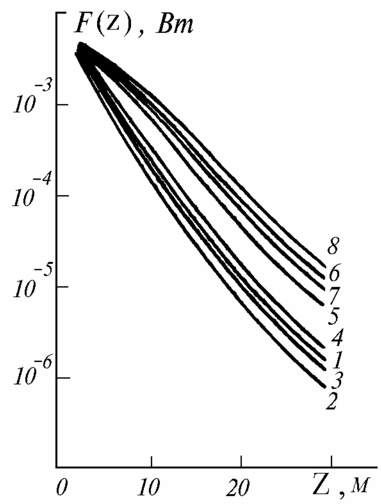

Рис. 2. Сигналы лидара, рассчитанные при H=200 м, $\Lambda = 0{,}75$, $\varepsilon = 0{,}3$ м$^{-1}$. Для $\Theta = 10$ мрад: *1* — $a = 7$; *2* — $a = 5$; *3* — $a = 6$; *4* — $a = 8$. Для $a = 7$: *5* — Θ=20 мрад; *6* — Θ=30 мрад. Для Θ=30 мрад: *7* — a=6; *8* — $a = 8$

В табл. 1 указаны отклонения значений сигналов $F(z)$ от исходных при вариациях соответствующих параметров, входящих в УЛЗ. В графах 2, 3, 4 рассмотрено влияние параметров морской воды. Заметна важная роль вероятности выживания фотона Λ на величину сигнала, так как она связана с истинным поглощением в воде $\varkappa$. Возрастанию параметра a соответствует рост вытянутости индикатрисы рассеяния в направлении вперед, т.е. и соответствующее изменение доли многократного рассеяния.

Таблица 1

Влияние изменения параметров УЛЗ на величину лидарного сигнала

z, м	$\Delta\Lambda = \pm 0{,}1$ $\Lambda = 0{,}75$ (13%)	$\Delta a = \pm 1$ $a = 7$ (14%)	$\Delta\varepsilon = \pm 0{,}1$ м$^{-1}$ $\varepsilon = 0{,}3$ м$^{-1}$ (33%)	$\Delta\Theta = +20$ мрад	$\Theta = 10$ мрад (200 %)	
				$H = 100$ м	$H = 200$ м	$H = 600$ м
5	+36 −36	−13 +9	−1 −10	151	45	6
20	+145 −145	−32 +35	−110 +106	804	615	231

Увеличение угла поля зрения лидара также ведет к возрастанию эхо-сигнала за счет добавки многократного рассеяния. Однако чем выше находится лидар над водой, тем относительно слабее это проявляется. Такая интересная зависимость отчетливо видна в графах 5, 6, 7 табл. 1.

Что касается расположения лидара на разных расстояниях от воды, то нетривиальный результат представляет рис. 3 (кривые *1–4*). На некоторой глубине величины эхо-сигналов $F(z)$ независимо от высоты H начинают стягиваться к одним и тем же значениям. Тенденция эта сохраняется и для больших полей зрения (кривые *5–6*). Это свидетельствует о возрастании доли МКР излучения в сигнале за счет увеличения объема рассеяния в воде. Этот эффект нивелирует уменьшение интенсивности лидарного отклика за счет влияния фактора $(H + z/n)^2$ при увеличении высоты расположения лидара.

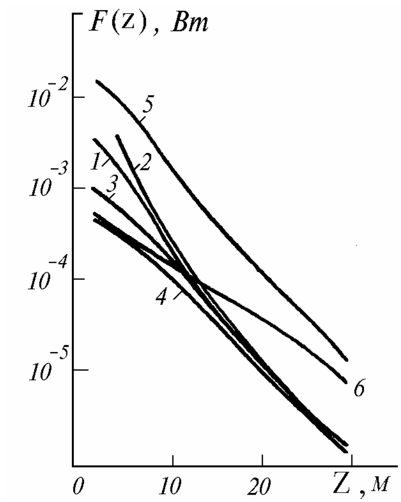

Рис. 3. Сигналы лидара, рассчитанные при $\varepsilon = 0{,}3$ м$^{-1}$, $\Lambda = 0{,}75$, $a = 7$. Для $\Theta = 10$ мрад: *1* – $H = 200$ м; *2* – $H = 100$ м; *3* – $H = 400$ м; *4* – $H = 600$ м. Для $\Theta = 30$ мрад: *5* – $H = 100$ м; *6* – $H = 600$ м.

Приведем УЛЗ (4) к более общему виду.

$$S(z) = \frac{\varepsilon \exp(-2\xi\varepsilon z)}{1 + \kappa y \varepsilon z},$$

где

$$S(z) = \frac{nF(z)\left(H + \frac{z}{n}\right)^2}{F_0 S_0 \Delta r \beta_{\text{п}} \Lambda T^2}; \quad \xi = \frac{1 - \Lambda}{n}; \quad y = \frac{1}{[a\theta_{\text{п}}(z)]^2}; \quad \kappa = \frac{4}{3}\frac{\Lambda}{n}. \tag{5}$$

Дифференцируя (5) по z, получим

$$S' + \kappa\varepsilon\,(S'y\,z + Sy'z + S\,y) = -2\,\varepsilon^2\,\xi\,\exp(-2\,\xi\,\varepsilon z). \qquad (6)$$

Подставим в правую часть (6) выражение для ε exp $(-2\,\xi\varepsilon z)$ из (5) и получим следующее уравнение:

$$\varepsilon^2 + \left[\frac{S'}{S}\cdot\frac{1}{2\,\xi} + \frac{y'}{y}\cdot\frac{1}{2\,\xi} + \frac{1}{2\,\xi\,z} + \frac{1}{\kappa\,yz}\right]\varepsilon + \frac{S'}{S}\cdot\frac{1}{2\,\kappa\,\xi\,yz} = 0. \qquad (7)$$

Показатель ослабления ε является решением данного квадратного уравнения, т.е.

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\left(-p + \sqrt{p^2 - 4q}\right), \qquad (8)$$

где

$$p = \frac{n}{2(1-\Lambda)}\left\{[\ln F(z)]' + \frac{2}{nH+z} - 2\,[\ln\theta_{\text{п}}(z)]' + \frac{1}{z} + \frac{3}{2}\,\frac{1-\Lambda}{\Lambda}\,\frac{1}{z}\,[a\theta_{\text{п}}(z)]^2\right\}; \qquad (9)$$

$$q = \left\{[\ln F(z)]' + \frac{2}{nH+z}\right\}\frac{3n^2}{8\Lambda\,(1-\Lambda)}\cdot\frac{1}{z}\,[a\theta_{\text{п}}(z)]^2. \qquad (10)$$

Для заднего фронта лидарного эхо-сигнала, т.е. на его спадающем участке, где $S'(z)/S(z) < 0$, действительное решение вида (8) существует всегда, так как всегда $q < 0$. Подрадикальное выражение необходимо использовать в его положительном значении, так как величины $\varepsilon < 0$ являются нефизическими. При этом для исследованного диапазона изменения параметров системы «лидар–море» скобка в (8) является положительной.

Решение уравнения лазерного зондирования в малоугловом приближении в виде (8)–(10) достаточно простое и наглядное. Недостатком данного метода является необходимость использования сразу двух априорных параметров: Λ и α.

Оценим погрешность восстановления ε, учитывая только неточности априорного задания Λ и α. Вычислительные погрешности, которые связаны с соотношением сигнал–шум и с численным дифференцированием и которые могут быть уменьшены статистическими методами, рассматривать в данном исследовании не будем. Погрешностями измерения расстояния z, величины поля зрения Θ и другими пренебрежем. Аналитические выражения для погрешностей измерений этих параметров громоздки и не репрезентативны. В связи с этим для оценки погрешностей, обусловленных неточностью априорного задания Λ и α, был использован численный метод. Из расчетных сигналов $F(z)$, полученных для различного набора параметров, по формулам (8)–(10) были восстановлены значения ε, но с использованием фиксированных значений $\Lambda = 0{,}75$ и $\alpha = 7$. Численное дифференцирование сигналов осуществлялось в диапазоне глубин 5–10 м. Для уменьшения связанных с ним погрешностей использовались расчетные данные с максимальной вычислительной точностью. Глубина z, входящая в (9) и (10) в выражения для p и q, бралась в середине диапазона глубин, т.е. при $z = 7{,}5$ м. Результаты сведены в табл. 2. Для сравнения приведены величины $\varepsilon^{(1)}$.

Очевидно, что однократное приближение занижает получаемые значения ε. Чем чище вода или чем меньше высота расположения лидара и его угол поля зрения, тем ближе восстановленный показатель ослабления к истинному. Чувствительность восстановленного с учетом МУП значения ε к исходным искажениям Λ и α оказывается различной для их примерно одинаковых относительных отклонений от истинных значений. Используя в (8) $\Lambda = 0{,}75$ при «истинных» значениях 0,65 и 0,85 ($\delta\Lambda = +\,15 \div -12\%$), получаем отклонения $\delta\varepsilon = -\,22 \div +9\%$, т.е. отклонения асимметричные и противоположные по знаку. 13%-ное отклонение $\Delta\alpha$ от заданного в расчете значения $\alpha = 6$ или $\alpha = 8$ до априорно выбранного при восстановлении $\alpha = 7$ дает отклонения $\Delta\varepsilon$ противоположного знака, и они отличаются по абсолютной величине. Дальнейшее уменьшение α до значения 5 увеличивает отклонение ε от «истинного» значения до + 21%. Можно сказать, что с точки зрения абсолютных погрешностей опаснее занизить априорное значение Λ и завысить априорное значение α.

Таблица 2

Значения показателя ослабления ε, восстановленные по (8) – (10), относительные отклонения $\sigma\varepsilon$ от исходного значения, значение $\varepsilon^{(1)}$, восстановленное по (1)

Показатели ослабления	Параметры системы «лидар – море»								
	$H=200$ м; $\Theta=10$ мрад								
	$\varepsilon=0{,}30$ м$^{-1}$						$\varepsilon=0{,}20$ м$^{-1}$	$\varepsilon=0{,}40$ м$^{-1}$	$\varepsilon=0{,}50$ м$^{-1}$
	$a=7$			$a=5$	$a=6$	$a=8$	$a=7$		
	$\Lambda=0{,}75$	$\Lambda=0{,}65$	$\Lambda=0{,}85$	$\Lambda=0{,}75$					
ε, м$^{-1}$ МУП	0,278	0,233	0,326	0,364	0,318	0,245	0,185	0,376	0,462
$\delta\varepsilon$, %	—7	—22	9	21	6	—18	—7	—6	—7
$\varepsilon^{(1)}$, м$^{1-}$ однокр.	0,24	0,22	0,26	0,28	0,26	0,22	0,19	0,28	0,32

Показатели ослабления	$a=7$; $\Lambda=0{,}75$; $\varepsilon=0{,}30$ м$^{-1}$						
	$H=200$ м		$H=100$ м		$H=400$ м	$H=600$ м	
	$\Theta=20$ мрад	$\Theta=30$ мрад	$\Theta=10$ мрад	$\Theta=30$ мрад	$\Theta=10$ мрад	$\Theta=10$ мрад	$\Theta=30$ мрад
ε, м$^{-1}$ МУП	0,290	0,297	0,260	0,284	0,287	0,326	0,303
$\delta\varepsilon$, %	—3	—1	—13	5	—4	9	1
$\varepsilon^{(1)}$, м$^{1-}$ однокр.	0,16	0,12	0,30	0,19	0,15	0,12	0,08

Необходимо отметить, что в целом методика определения ε с учетом поправок на малоугловое рассеяние света дает меньшие погрешности (несмотря на использование дополнительной априорной информации о свойствах воды), чем обычно применяемая методика однократного рассеяния [8]. Тщательная экспериментальная проверка предложенной методики требует проведения натурного лазерного зондирования в контролируемых условиях. Это сложный эксперимент, который предполагается выполнить в ближайшем будущем. На данном этапе рассмотрим материалы, имеющие иллюстративный характер.

В полетах над различными акваториями использовались самолетные лидары, описанные в [9, 10]. Для регистрации поляризационных компонентов сигналов применены микро-ЭВМ и аналого-цифровой преобразователь с периодом квантования сигналов 25 нс. Временное окно, в котором АЦП измеряет амплитуду сигнала, 3 нс.

Зондирование производилось на удалении до 500 км от берега моря и вблизи береговой линии на высотах полета 100–450 м. Угол поля зрения лидара устанавливался от 8 до 20 мрад. Независимые измерения показателя ослабления не выполнялись, однако восстановленные по (8) – (10) значения ε (при $\Lambda = 0{,}75$ и $\alpha = 7$) в одном из полетов составили $0{,}49$ м$^{-1}$ и $0{,}25$ м$^{-1}$. Эти значения являются вполне реальными. Вариации Λ и α в рассмотренных ранее пределах не приводят к выходу ε за границы разумных значений. Отметим, что упрощенная процедура (1) дает в описанной выше ситуации $\varepsilon^{(1)}$, равный 0,26 и 0,18 м$^{-1}$.

Таким образом, предложенный алгоритм определения показателя ослабления воды с учетом малоуглового приближения является вполне работоспособным, особенно в тех условиях, когда режим зондирования не позволяет использовать приближение однократного рассеяния. Несмотря на погрешности, вносимые использованием априорной информации о вероятности выживания фотона и ширине малоугловой части индикатрисы рассеяния, восстанавливаются более точные значения ε, чем по приближению однократного рассеяния.

1. Зуев В.Е. –Болг. физ. ж., 1987, т. 14, №2, с. 196–205.
2. Зеге Э.П., Иванов А.П., Каргин Б.А., Кацев И.Л. –Изв. АН СССР. ФАО, 1971, т. 7, №7, с. 750–757.
3. Долин Л.С., Савельев В.А. –Изв. АН СССР. ФАО, 1971, т. 7, №5, 505–510.
4. Половинко В.В. Оптические неконтактные методы исследования мирового океана. –М.: Недра, 1984. 168 с.
5. Левин И.М. –Изв. АН СССР. ФАО, 1986, т. 22, №12, с. 1328–1332.
6. Фейгельс В.И. – В кн.: Проблемы лазерного аэрозондирования поверхности Земли. (Тез. докл. Всес. семинара–совещания). –Ташкент: Изд. Таш. ПИ, 1984, с. 17–18.
7. Иванов А.П. Физические основы гидрооптики. –Минск: Наука и техника, 1975. 504 с.
8. Steinvell O., Klevebrant H., Lexander J., Widen A. –Appl. Optics, 1981, v. 20, №18, p. 3284–3286.
9. Шаманаев В.С., Абрамочкин А.И. –Изв. вузов. Физика. Деп. в ВИНИТИ, №6222–85 Деп.
10. Абрамочкин А.И., Занин В.В., Пеннер И.Э., Тихомиров А.А., Шаманаев В.С. –Оптика атмосферы, 1988, т. 1, №2, с. 92–96.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию 28 марта 1988 г.

V.S. Shamanaev, I.E. Penner. **Airborne Lidar Sounding of Upper Sea Layer Taking into Account Small-Angle Approximation.**

A lidar equation for airborne laser sounding of the upper sea layer based on the small-angle approximation is proposed. The lidar intensity range for variations of certain parameters characterizing the «lidar–sea» system is estimated. An expression for the attenuation factor is derived and its accuracy evaluated. The utility of the proposed approach is confirmed by the experimental evidence.