

УДК 535.361

С. БАБИЧЕНКО, М. ПРАХОВ

МНГОВОННОВОЕ ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ
ТЕРРИГЕНННОГО ГИДРОЗОЛЯS. BABITSENKO, M. PRAHNOV. TERRIGEENSE HÜDROSOOLI MITMELAINELINE LASERSON-
DEERIMINES. BABITCHENKO and M. PRAKHOV. MULTIPLE-WAVELENGTH LASER SENSING OF TERRIGE-
NOUS HYDROSOL

(Представил Г. Лийдвя)

Одной из важнейших задач оптики океана является определение параметров взвеси, содержащейся в морской воде. Гидрозоле представляет собой смесь двух компонент — биогенной (крупные частицы размером от единиц до десятков микрон с относительным показателем преломления $m=1,02-1,05$) и терригенной (размеры менее 1 мкм и $m=1,13-1,25$) [1]. Для определения функции распределения частиц по размерам или ее параметров разработан ряд оптических методов: метод спектральной прозрачности, полной индикатрисы, подбора [2], которые являются лабораторными, требуют большого числа измерений и не позволяют, таким образом, оперативно определять параметры взвеси *in situ*. Во многих практических случаях достаточно знать лишь интегральные физические и оптические характеристики морского гидрозоля (среднее сечение частиц, объем, концентрацию и коэффициенты ослабления α и обратного рассеяния β_π).

В настоящей работе представлены результаты дистанционного определения параметров терригенной взвеси методом многоволнового лазерного зондирования. Данные обработаны с помощью метода моментов функции распределения [3].

Измерения выполнены с помощью многоволнового морского лидара (СКБ АН ЭССР) [4] с борта НИС АН ЭССР «Арнольд Веймер» (18-й рейс, август 1987 г., Балтийское море, пролив Соэла-Вяйн). В случае моностатической коаксиальной схемы накоплением по 100 импульсам измерялась интегральная по глубине $R_g=15$ м энергия рассеянного назад излучения на длинах волн зондирования 435, 460, 475, 495, 520 нм, нормированная на энергию исходного импульса с учетом спектральной чувствительности приемного тракта. Значения сигналов обратного рассеяния и их среднеквадратичные отклонения получены усреднением 9—10 измерений. При интерпретации данных зондирования использовалась информация о поглощении «желтого вещества» ($\kappa_{ж}^0(390 \text{ нм})=0,43-0,6 \text{ м}^{-1}$), о концентрации хлорофилла a ($C_{хл}=2,74 \text{ мг/л}$) и об интенсивности флуоресценции хлорофилла на длине волны 685 нм в зависимости от длины волны возбуждения, что позволило оценить вклад этих составляющих морской воды в полное ослабление излучения [5].

Для обработки данных зондирования сделаны следующие предположения: а) сигнал обратного рассеяния формируется за счет однократного рассеяния; б) частицы терригенного гидрозольа — однородные сферические частицы с показателем преломления $m=1,15$; в) вкладом биогенной взвеси и чистой морской воды в сигнал обратного рассеяния пренебрегают [1, 2]; г) спектральный ход коэффициента ослабления биогенной взвеси нейтрален [1, 2]; д) зондируемый слой воды однороден по микрофизическим и оптическим характеристикам; е) ослаблением излучения в воздухе пренебрегают. В силу этих предположений уравнение лазерной локации имеет вид:

$$P(z, \lambda_i) = P_0(\lambda_i) A \frac{c\tau_{\Pi}}{2} \frac{\beta_{\Pi}(\lambda_i)}{n^2(R_0 + z/n)^2} \exp \{-2z\alpha(\lambda_i)\}, \quad (1)$$

где $i=1, \dots, I$; I — число длин волн зондирования; $P(z, \lambda_i)$ — мощность принятого с глубины $0 < z < R_g$ сигнала обратного рассеяния; R_0 — расстояние от излучателя до поверхности воды; R_g — глубина зондирования; $P_0(\lambda_i)$ — мощность импульса зондирования; τ_{Π} — его длительность; A — аппаратная константа лидара, m^2 ; $\beta_{\Pi}(\lambda_i) = \beta_{\Pi_p}(\lambda_i) + \beta_{\Pi_t}(\lambda_i)$ — объемный коэффициент обратного рассеяния; $\alpha(\lambda_i) = \alpha_p(\lambda_i) + \alpha_t(\lambda_i) + \alpha_b(\lambda_i) + \kappa_{ж}(\lambda_i) + \kappa_{хл}(\lambda_i) + \kappa_{в}(\lambda_i)$ — объемный коэффициент ослабления; κ — объемный коэффициент поглощения; n — показатель преломления воды (индексы р. т, б, ж, хл, в относятся к релеевским частицам, терригенной и биогенной взвеси, «желтому веществу», хлорофиллу a и чистой морской воде соответственно).

Измеряемая энергия рассеянного назад излучения определялась как

$$E(\lambda_i) = \int_0^{R_g} P(z', \lambda_i) dz'. \quad (2)$$

По теореме о среднем вместо (2) можно записать

$$U(\lambda_i) = \beta_{\Pi}(\lambda_i) \frac{R_g}{(nR_0 + R_*)^2} \exp \{-2\alpha(\lambda_i)R_*\}, \quad (3)$$

где $U(\lambda_i) = E/[AP_0(\lambda_i)c\tau_{\Pi}/2]$, $R_* \in [0, R_g]$. Интегрируя (2), нетрудно показать, что $0 < R_* < \sqrt{nR_0(nR_0 + R_g)} - nR_0$. В эксперименте $R_0 = 10$ м, $R_g = 15$ м, тогда при $\alpha \sim 0,1-1,0$ m^{-1} получим $R_* \sim 3-5$ м. В расчетах выбрано $R_* = 4$ м. В эксперименте не определялась аппаратная константа A , поэтому принимаемый сигнал измерялся в относительных единицах. Система лидарных уравнений для отношения измеренных сигналов имеет вид:

$$\begin{aligned} S_i/S_i = [\beta_{\Pi_t}(\lambda_i) + \beta_{\Pi_p}(\lambda_i)] / [\beta_{\Pi_t}(\lambda_i) + \beta_{\Pi_p}(\lambda_i)] \times \\ \times \exp \{2R_*[\alpha_t(\lambda_i) - \alpha_t(\lambda_i) + \alpha_p(\lambda_i) - \alpha_p(\lambda_i)]\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $S_i(\lambda_i) = U(\lambda_i)R^{-1}(nR_0 + R_0)^2 \exp \{2R_*(\alpha_{в} + \kappa_{ж} + \kappa_{хл})\}$. При расчетах $\alpha_{в}$ взято из [2], $\kappa_{ж}(\lambda_i) = \kappa_{ж}^0 \exp \{0,015(390 - \lambda_i)\}$.

Согласно [3], представим α_t и β_{Π_t} в виде линейной комбинации моментов функции распределения частиц по размерам $f_T(r)$

$$\beta_{\Pi_t}(\lambda_i) = \pi \sum_{j=1}^J A_{ij} M_{j+1}, \quad \alpha_t(\lambda_i) = \pi \sum_{j=1}^J B_{ij} M_{j+1}, \quad (5)$$

где $M_{j+1} = N_T \int_0^{R_m} f_T(r) r^{j+1} dr$ — $j+1$ -й объемный момент $f_T(r)$; N_T — концентрация терригенных частиц; R_m — их максимальный размер; A_{ij} , B_{ij} — коэффициенты аппроксимации факторов обратного рассеяния $K_\pi(r, \lambda_i)$ и ослабления $K(r, \lambda_i)$ полиномами степени $J-1$ на $[0, R_m]$

$$K_\pi(r, \lambda_i) = \sum_{j=1}^J A_{ij} r^{j-1}, \quad K(r, \lambda_i) = \sum_{j=1}^J B_{ij} r^{j-1}. \quad (6)$$

Коэффициенты β_{π_p} и α_p в (4) имеют вид

$$\beta_{\pi_p}(\lambda_i) = \frac{64\pi^5}{\lambda_i^4} N_p \bar{r}_p^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad \alpha_p(\lambda_i) = \frac{2}{3} \beta_{\pi_p}(\lambda_i), \quad (7)$$

где N_p — концентрация релеевских частиц, \bar{r}_p^6 — среднее от шестой степени радиуса частиц. Подставляя (5), (7) в (4), получим систему $I-1$ -уравнений относительно $J+1$ -неизвестных моментов M_{j+1} и $N_p \bar{r}_p^6$. Система решалась численно путем минимизации относительной невязки между правой и левой частями (4) по всем длинам волн с ограничениями $M_{j+1} > 0$, $N_p \bar{r}_p^6 > 0$, $\beta_{\pi_T} > 0$, $\alpha_T > 0$ методом скользящего допуска [6].

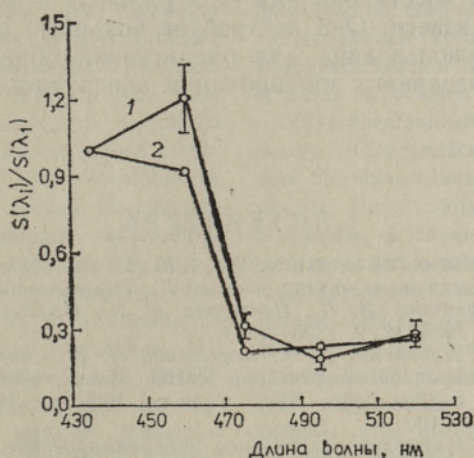


Рис. 1. Отношение лидарных сигналов $S(\lambda_i)/S(\lambda_1)$, измеренное в эксперименте (1) и вычисленное из решения прямой задачи с восстановленными параметрами гидрозоля (2) с учетом ослабления в морской воде.

При обработке результатов эксперимента по описанной методике ($I=5$, $J=3$) определены средние: сечение и объем терригенных частиц в единице объема воды $M_2 = 0,263 \times 10^6$ мкм²/см³, $M_3 = 7,32 \times 10^4$ мкм³/см³, массовая концентрация $C_T = 0,192$ мг/л (рис. 1). Спектральный ход зависимости коэффициентов обратного рассеяния терригенной взвеси и релеевских частиц и коэффициентов ослабления от длины волны зондирования (рис. 2) показывает, что основной вклад в обратное рассеяние вносят релеевские частицы, тогда как полный коэффициент ослабления излучения определяется терригенными частицами. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведено отношение лидарных сигналов, вычисленное из решения прямой задачи с моментами, определенными выше. Наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом (величина невязки по всем длинам волн 0,235).

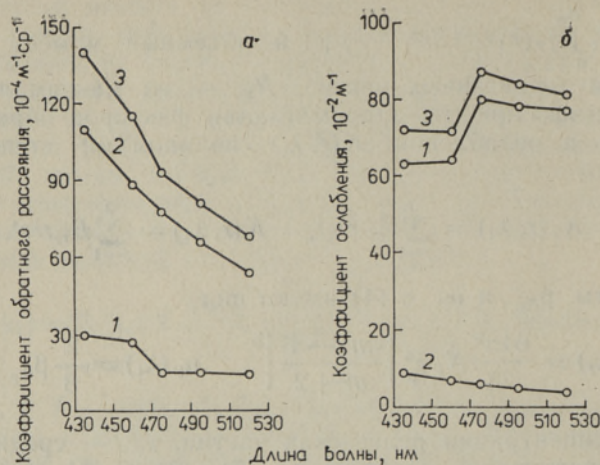


Рис. 2. Спектральный ход коэффициентов обратного рассеяния (а) и ослабления (б) для терригенной взвеси (1), релеевских частиц (2) и их суммы (3).

Таким образом, в работе на основе моментной модели гидрозоля развита методика восстановления интегральных и оптических параметров терригенной взвеси. Она не требует большого объема вычислений и может быть использована для оперативной обработки результатов многоволнового лазерного зондирования поверхностных вод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оптика океана. Физическая оптика океана. I. М., Наука, 1983.
2. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л., Гидрометеиздат, 1983.
3. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Пентегова Л. И., Прахов М. С. // Квантовая электроника, 1985, 12, 9, 1825—1833.
4. Бабиченко С. М., Дудельзак А. Э., Порывкина Л. В., Саар К. Ю. // Тез. докл. XIII Международной конференции КиНО. Минск, 1988, 213—214.
5. Отчет о работах в 18-м рейсе НИС «Арнольд Веймер», ИТЭФ АН ЭССР. Таллинн, 1987, 81—100.
6. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М., Мир, 1975.

Специальное конструкторское бюро
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
17/VI 1988

Московский государственный университет