«Оптика атмосферы и океана», **9**, N 8 (1996)

УДК 535.34.:36

О.Н. Гапоненко, Р.Р. Миргазов, Б.А. Таращанский

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ГИДРООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО СВЕТОВОМУ ПОЛЮ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Обсуждается метод получения первичных гидрооптических характеристик в рамках единого подхода – по световому полю, создаваемому в среде точечным источником излучения с широкой диаграммой направленности. Приводятся данные *in situ* измерений показателя рассеяния, показателя поглощения и индикатрисы рассеяния для оз. Байкал.

1. Введение

Изучение оптических свойств определенной среды представляет интерес как для научных, так и практических целей. Наиболее важными оптическими характеристиками являются так называемые первичные величины, которые не зависят от условий освещения и наблюдения. К числу таких величин, как известно, относятся: показатель поглощения $\varkappa$, показатель ослабления ε (связанный с показателем рассеяния соотношением $\varepsilon = \varkappa + \sigma$) и индикатриса рассеяния $\chi(\alpha)$. Кроме уже названных, часто также используются вероятность выживания кванта света $\Lambda(= \sigma/\varepsilon)$, показатель рассеяния на заданный угол $\sigma(\alpha)$ $(= \sigma\chi(\alpha))$ и целый ряд других величин, которые, в свою очередь, могут быть получены из приведенного выше базисного набора первичных характеристик (см., например, [1]). Для определения этих величин применяются разнообразные методы. В этой статье рассматривается подход, который позволяет получать все вышеназванные характеристики единым образом – по световому полю, создаваемому в однородной среде точечным источником с широкой диаграммой направленности.

Распространение излучения в среде описывается кинетическим уравнением, коэффициенты которого – известные функции от первичных оптических характеристик. Мы же рассматриваем обратную задачу: зная измеренное в эксперименте пространственно-угловое распределение яркости, найти первичные оптические величины. Нетрудно показать [2], что в приближении однократного рассеяния число фотонов $\dot{N}$, попавших в единицу времени в элементарном телесном угле $d\Omega$ на детектор, ориентированный под углом α к оси источник–приемник, будет равно

$$\dot{N} = \begin{cases} \dot{N}_0 & \text{для направления на источник } (\alpha = 0), \\ \dot{N}_s(\alpha) & \text{для } \alpha > 0, \end{cases} \tag{1.1}$$

где

$$\dot{N}_0 = I_0\, F(0)\, (S_D/R^2)\, \mathrm{e}^{-\varepsilon R} \tag{1.2}$$

и

$$\dot{N}_s(\alpha) = I_0 \frac{d\Omega}{\sin(\alpha)} \frac{S_D}{R^2} (\sigma R) \int_0^{\pi-a} \chi(\alpha + \beta)\, F(\beta)\, \mathrm{e}^{-\varepsilon R(\alpha,\beta)}\, d\beta. \tag{1.3}$$

Здесь I_0 – интенсивность источника; $F(\beta)$ – функция направленности (например, для изотропного источника $F(\beta) = 1/4\pi$; для ламбертовского источника $F(\beta) = \begin{cases} \cos(\beta)/p & \text{при } \beta \le \pi/2 \\ 0 & \text{при } \beta > \pi/2 \end{cases}$); S_D – площадь детектора; R – расстояние источник–приемник; $R(\alpha, \beta)$ – путь фотонов от источника до приемника:

$$R(\alpha, \beta) = R \frac{\sin(\alpha) + \sin(\beta)}{\sin(\alpha + \beta)}. \tag{1.4}$$

Член $\dot{N}_0$ в (1.1) описывает вклад «прямого» света, а член $\dot{N}_s$ – рассеянного [3] – [5]. Результат не зависит от азимутального угла ϕ благодаря осевой симметрии. Индикатриса χ в (1.3) нормирована условием

$$\int_{4\pi} \chi(\Omega)\, d\Omega = 2\pi \int_0^{p} \chi(\gamma) \sin(\gamma)\, d\gamma = 1. \tag{1.5}$$

Для измерения поля яркости нами был использован прибор, схема и подробное описание которого приведены в [6]. Переменная база прибора позволяла осуществлять измерения для расстояний R в диапазоне от 1,2 до 15 м. Сканирование по углу α можно было проводить в интервале от 0 до 180° с минимальным шагом 2′. Апертурный угол прибора в режиме сканирования не превышал 1,5°. Прибор был оснащен (квази-) изотропным источником света с широким спектром излучения в видимой области. Набор узкополосных [с шириной пропускания ~ 5 нм (на полувысоте)] сменных светофильтров использовался для выделения нужной длины волны. Управление прибором осуществлялось дистанционно при помощи микропроцессорного устройства, что делало возможным использовать прибор для *in situ* (т.е. непосредственно в естественных условиях) измерений. Измерения проводились на оз. Байкал в районе Южно-Байкальской котловины на удалении 3,5 км от берега на глубине 1000–1100 м (в области расположения нейтринного телескопа).

Из (1.1)–(1.3) видно, что в величину, определяющую поле яркости, входит полный базисный набор перечисленных выше параметров: ε, σ, χ. В общем случае решение уравнений (1.1)–(1.3) сопряжено с известными трудностями. Далее мы рассмотрим решение этих уравнений при дополнительном предположении о сильной вытянутости индикатрисы рассеяния в направлении вперед – свойстве, характерном для индикатрис естественных водоемов.

2. Коэффициент поглощения

Уравнение (1.1) получено для числа фотонов, приходящих на детектор в направлении элементарного угла $d\Omega$. Просуммируем вклады от всех возможных направлений прихода и для соответствующей интегральной величины найдем

$$\dot{N}_{\text{полн}} = \dot{N}_0 + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \dot{N}_s(\alpha) \sin(\alpha)\, d\alpha. \tag{2.1}$$

Рассмотрим для простоты случай изотропного источника излучения. Из уравнений (1.2), (1.3) находим

$$\dot{N}_{\text{полн}} = I_0 \frac{S_D}{4\pi R^2} e^{-\varepsilon R} \left(1 + \sigma R\, 2\pi \int_0^{\pi} d\alpha \int_0^{\pi-\alpha} d\beta\, \chi(\alpha+\beta)\, e^{\varepsilon(R - R(\alpha,\beta))}\right). \tag{2.2}$$

Сделаем замену $\gamma = \alpha + \beta$ переменной во втором интеграле в правой части (2.2), изменим порядок интегрирования и получим

$$\int_0^{\pi} d\alpha \int_0^{\pi-\alpha} d\beta\, \chi(\alpha+\beta)\, e^{\varepsilon(R-R(\alpha,\beta))} = \int_0^{\pi} d\gamma\, \chi(\gamma) \int_0^{\gamma} d\alpha\, e^{\varepsilon(R-R(\alpha,\gamma-\alpha))}. \tag{2.3}$$

Из-за сильной вытянутости индикатрисы в направлении вперед интегрирование в (2.3) фактически ведется по области малых углов. Из формулы (1.4) следует, что в этом случае $R(\alpha, \beta) \approx R$, и, значит,

$$\int_0^{\pi} d\gamma\, \chi(\gamma) \int_0^{\gamma} d\alpha\, e^{\varepsilon(R-R(\alpha,\gamma-\alpha))} \approx \int_0^{\pi} \chi(\gamma)\, \gamma\, d\gamma. \tag{2.4}$$

Учитывая условие нормировки (1.5), получим

$$\int_0^{\pi} \chi(\gamma)\, \gamma\, d\gamma = \frac{1}{2\pi}(1 + K_\chi), \tag{2.5}$$

где

$$K_\chi = 2\pi \int_0^\pi \chi(\gamma)\,(\gamma - \sin(\gamma))\,d\gamma. \tag{2.6}$$

Для остронаправленной вперед индикатрисы выполняется соотношение

$$K_\chi \ll 1. \tag{2.7}$$

Учитывая в (2.2) соотношения (2.3)–(2.7), будем иметь

$$\dot{N}_{\text{полн}} \approx I_0\,[S_D/(4\pi R^2)]\,e^{-\varepsilon R}\,(1 + \sigma R). \tag{2.8}$$

Исходная формула (2.2) была выписана нами в приближении однократного рассеяния, когда учитывались лишь степени σR не выше первой. На заданном уровне точности выполняется приближенное равенство

$$1 + \sigma R \approx e^{\sigma R}. \tag{2.9}$$

Отсюда и из (2.8) окончательно получим

$$\dot{N}_{\text{полн}} \approx I_0\,[S_D/(4\pi R^2)]\,e^{-\varkappa R}. \tag{2.10}$$

Точность выполнения (2.7) зависит от конкретной индикатрисы. Для нашего случая (см. следующий раздел) было найдено $K_\chi \le 0{,}015$, и, таким образом, соотношение (2.7) действительно выполняется.

Хотя выше мы учитывали рассеяние света в первом порядке по константе σR, нетрудно показать, что учет высших степеней приведет к появлению дополнительных слагаемых $\frac{(\sigma R)^2}{2!} + \frac{(\sigma R)^3}{3!} + \ldots$ в правой части формулы (2.8), и, следовательно, (2.9) заменится в этом случае строгим равенством. Уравнение (2.10) будет выполняться и для случая, когда нельзя пренебрегать многократным рассеянием, лишь бы, по-прежнему, коэффициент K_χ (соответствующим образом модифицированный) оставался мал.

Проверка уравнения (2.10) для случая многократного рассеяния была проведена в [7], где данные эксперимента сравнивались с результатами Монте-Карло моделирования. Было найдено, что отклонения от уравнения (2.10) остаются малы даже для очень больших расстояний R ($R \sim 3\sigma$).

Теперь уже нетрудно найти коэффициент поглощения $\varkappa$. Записывая (2.10) для двух различных баз R_1 и R_2, получим

$$\varkappa \approx \ln\left(\frac{\dot{N}_{\text{полн}}(R_1)\,R_1^2}{\dot{N}_{\text{полн}}(R_2)\,R_2^2}\right)/(R_2 - R_1). \tag{2.11}$$

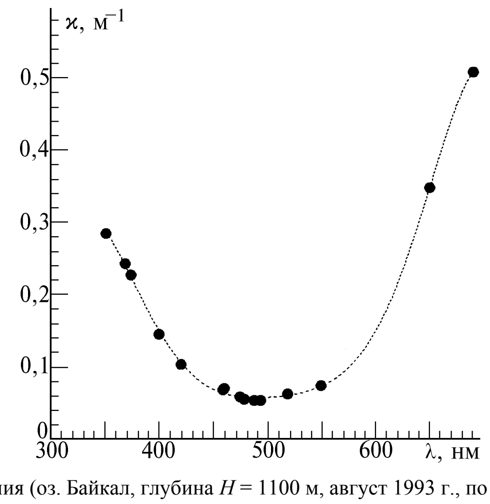

Рис. 1. Показатель поглощения (оз. Байкал, глубина H = 1100 м, август 1993 г., по данным *in situ* эксперимента)

Результаты расчета коэффициента поглощения по данным измерений интегрального поля яркости для разных длин волн приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что имеется характерное окно прозрачности с максимумом пропускания на длине волны $\lambda \approx 490$ нм, где длина поглощения $1/\varkappa$ достигает $18 \div 20$ м.

3. Индикатриса рассеяния

Число фотонов рассеянного света, попавших на коллимированный детектор под углом α к оси источник–детектор, согласно уравнению (1.3) описывается следующим выражением:

$$\dot{N}_s(\alpha) = I_0 \frac{S_D}{R^2} (\sigma R) \int_{\Omega_D} \frac{dW}{\sin(a)} \int_0^{p-a} \chi(\alpha + \beta)\, F(\beta)\, e^{-\varepsilon R(\alpha,\beta)}\, d\beta. \tag{3.1}$$

Для углов α, таких что $\sin(\alpha) \gg \Delta\alpha$ ($2\Delta\alpha$ – апертурный угол детектора), можно ограничиться простой оценкой первого интеграла в (3.1), считая подынтегральную функцию постоянной на малом интервале $\Omega_D(\Omega_D/4\pi \ll 1)$. Внеся коэффициенты, не зависящие от углов, в постоянный множитель $C = I_0(S_D/R^2)(\sigma R)\Omega_D$, будем иметь

$$\dot{N}_s(\alpha) = \frac{C}{\sin(\alpha)} \int_0^{\pi-\alpha} \chi(\alpha + \beta)\, F(\beta)\, e^{-\varepsilon R(\alpha,\beta)}\, d\beta. \tag{3.2}$$

Формулу (3.2) можно рассматривать как уравнение относительно неизвестной функции χ. Постоянную C довольно сложно определить непосредственно из эксперимента, однако она не войдет в окончательный ответ благодаря условию нормировки индикатрисы (1.5).

Для решения уравнения (3.2) мы использовали метод, описанный в нашей предыдущей работе[5]. Там же проведено сравнение результатов расчета индикатрисы по полю яркости из уравнения (3.2) с результатами измерений $\chi(\alpha)$ по «стандартной» методике. В частности, было найдено, что различия между восстановленной по полю яркости и непосредственно измеренной индикатрисами не превышали ошибок самого эксперимента.

В указанной работе также приводилось подробное обсуждение вопросов устойчивости метода, влияния ошибок измерения на точность восстановления индикатрисы и вопросов, связанных с некорректностью интегрального уравнения (3.2).

На рис. 2 показана индикатриса рассеяния для оз. Байкал. Видно, что вследствие сильной вытянутости индикатрисы в основном преобладает рассеяние на малые углы. Полный диапазон изменений $\chi(\alpha)$ в приведенной на рисунке области углов составляет примерно пять порядков. Характерные углы, где начинается «выполаживание» индикатрисы, это $\alpha \sim 15 \div 20°$.

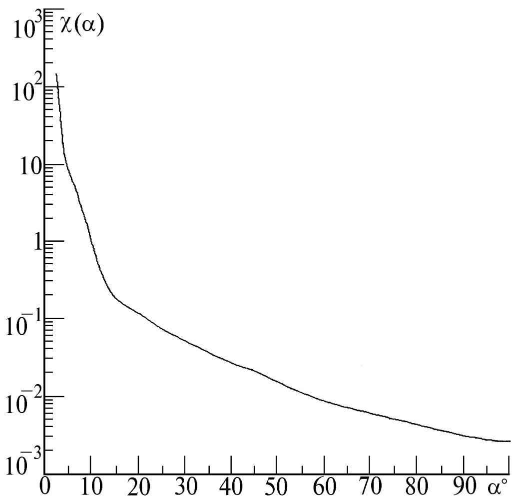

Рис. 2. Индикатриса рассеяния (оз. Байкал, глубина $H = 1000$ м, длина волны $\lambda = 497$ нм, март 1988 г., по данным *in situ* эксперимента)

В заключение этого раздела получим численную оценку величины K_χ из (2.6). По определению

$$K_\chi = \frac{\int_0^\pi \chi(\alpha)\,(\alpha - \sin(\alpha))\,d\alpha}{\int_0^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} \tag{3.3}$$

(в этой формуле мы явным образом учли условие нормировки индикатрисы (1.5)). Для расчета K_χ по формуле (3.3) необходимо знать индикатрису во всем диапазоне углов. Однако данные эксперимента обычно позволяют определить индикатрису лишь от некоторого минимального угла $\alpha_0 > 0$ (например, для рис. 2 $\alpha_0 = 2°$). Покажем, как можно построить оценку K_χ в этом случае. Разобьем интервал интегрирования в числителе (3.3) на два подынтервала – от 0 до α_0 и от α_0 до π соответственно, и получим

$$K_\chi = K_1 + K_2. \tag{3.4}$$

Для K_1 находим

$$K_1 = \frac{\int_0^{\alpha_0} \chi(\alpha)\,(\alpha - \sin(\alpha))\,d\alpha}{\int_0^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} =$$

$$= \frac{\int_0^{\alpha_0} \chi(\alpha)\left(\frac{\alpha - \sin(\alpha)}{\sin(\alpha)}\right)\sin(\alpha)\,d\alpha}{\int_0^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} \le \max_{\alpha\in(0,\alpha_0)}\left(\frac{\alpha - \sin(\alpha)}{\sin(\alpha)}\right)\frac{\int_0^{\alpha_0} \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha}{\int_0^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} \le \frac{\alpha_0 - \sin(\alpha_0)}{\sin(\alpha_0)}. \tag{3.5}$$

Далее, для K_2 будем иметь

$$K_2 = \frac{\int_{\alpha_0}^\pi \chi(\alpha)\,(\alpha - \sin(\alpha))\,d\alpha}{\int_0^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} =$$

$$= \frac{\int_{\alpha_0}^\pi \chi(\alpha)\,(\alpha - \sin(\alpha))\,d\alpha}{\int_0^{\alpha_0} \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha + \int_{\alpha_0}^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha} \le \frac{\int_{\alpha_0}^\pi \chi(\alpha)\,(\alpha - \sin(\alpha))\,d\alpha}{\int_{\alpha_0}^\pi \chi(\alpha)\sin(\alpha)\,d\alpha}. \tag{3.6}$$

В расчете по формуле (3.6) можно не учитывать вклад от области очень больших углов. Из рис. 2 видно, что эта область не может существенно влиять на результаты расчета.

K_χ, см. (2.6)	$\langle\alpha\rangle$	$\langle\alpha^2\rangle^{1/2}$	$\langle\alpha^3\rangle^{1/3}$	$\langle\cos\alpha\rangle$
$\le 0{,}015$	$\le 8°$	$\le 16°$	$\le 24°$	$\ge 0{,}96$

Привлекая формулы (3.4)–(3.6) и данные по индикатрисе из рис. 2, получим использованную в предыдущем разделе верхнюю оценку для коэффициента K_χ. Подобным образом можно получать оценки различных величин, например средних углов рассеяния. Результаты соответствующих расчетов приведены в таблице.

4. Показатели ослабления и рассеяния

Простой способ нахождения показателя ослабления ε может быть получен из формулы (1.1) при $\alpha = 0$. Однако для того, чтобы выделить вклад только прямого света, необходимо применять узкоапертурный коллиматор, что заметно усложняет настройку прибора при поиске направления $\alpha = 0$. Кроме того, в этом случае даже небольшие ошибки в определении направления на источник могут приводить к заметным погрешностям в измеряемой величине ε. Задача крайне усложняется для *in situ* прибора, когда настройка должна проводиться автоматически. Применение же широкого коллиматора приводит к тому, что происходит усреднение сигнала по ширине коллиматора и мы оказываемся в ситуации, рассмотренной в разд. 2.

Всех этих сложностей можно избежать, если использовать для восстановления ε только сигнал $\dot{N}_s(\alpha)$ от рассеянного света. В случае остронаправленной вперед индикатрисы, для двух различных баз R_1 и R_2 будем иметь

$$\frac{\dot{N}_s(\alpha;R_1)\,R_1}{\dot{N}_s(\alpha;R_2)\,R_2}=\frac{\int_0^{\pi-\alpha}\chi(\alpha+\beta)F(\beta)\,\mathrm{e}^{-\varepsilon R_1(\alpha,\beta)}d\beta}{\int_0^{\pi-\alpha}\chi(\alpha+\beta)F(\beta)\,\mathrm{e}^{-\varepsilon R_2(\alpha,\beta)}d\beta}\approx$$

$$\approx\frac{\mathrm{e}^{-\varepsilon R_1(\alpha,0)}\int_0^{\pi-\alpha}\chi(\alpha+\beta)\,F(\beta)\,d\beta}{\mathrm{e}^{-\varepsilon R_2(\alpha,0)}\int_0^{\pi-\alpha}\chi(\alpha+\beta)\,F(\beta)\,d\beta}=\mathrm{e}^{\varepsilon(R_2(\alpha,0)-R_1(\alpha,0))}=\mathrm{e}^{\varepsilon(R_2-R_1)}\tag{4.1}$$

(мы учли, что согласно формуле (1.4) $R(\alpha,0) = R$).

Из (4.1) следует, что оценкой показателя ослабления может служить величина

$$\tilde{\varepsilon}(\alpha)=\ln\left(\frac{\dot{N}_s(\alpha;\,R_1)\,R_1}{\dot{N}_s(\alpha;\,R_2)\,R_2}\right)\Big/(R_2-R_1),\tag{4.2}$$

причем, как следует из вывода,

$$\tilde{\varepsilon}(\alpha=+0)=\varepsilon;\tag{4.3}$$

и

$$\tilde{\varepsilon}(\alpha)\approx\varepsilon\tag{4.4}$$

для $\alpha > 0$, если преобладает рассеяние на малые углы.

Для проверки точности (4.4) при различных углах α поступим следующим образом. Выберем некоторое значение показателя ослабления и по формуле (1.3), привлекая данные по индикатрисе из раздела 3, рассчитаем $\dot{N}_s(\alpha;R)$ для двух различных расстояний R_1 и R_2. Конкретная величина показателя ослабления здесь не имеет особого значения, т.к. из (1.3), (1.4) видно, что ε входит лишь в комбинации с фактором R, где R – база прибора, параметр, который может быть выбран по нашему усмотрению. Затем по формуле (4.2) рассчитаем $\tilde{\varepsilon}(\alpha)$ и сравним ее с исходной величиной ε.

Результаты расчета для $\varepsilon = 0{,}1$ м$^{-1}$ и $R_1 = 1{,}5$ м, $R_2 = 3$ м приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что в области углов от 0 до 10 ÷ 12° имеется некоторое плато (обведено пунктиром на рисунке), где $\tilde{\varepsilon}(\alpha)$ практически не отличается от ε. Из рисунка также видно, что и в области больших углов α ~ 10 ÷ 30° разница между оценкой показателя ослабления по формуле (4.2) и самим показателем ослабления ε не превышает 10%.

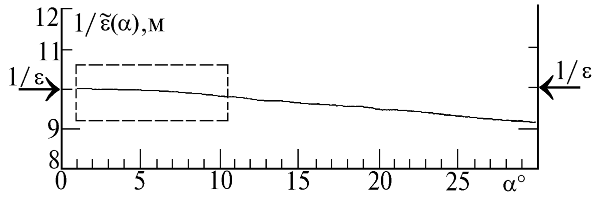

Рис. 3. Сравнение ε с оценкой $\tilde{\varepsilon}(\alpha)$ из формулы (4.2). В расчете было принято $\varepsilon = 0{,}1$ м$^{-1}$, $R_1 = 1{,}5$ м, $R_2 = 3$ м, см. текст

По данным измерений поля яркости при $\alpha = 4°$ и для различных расстояний с помощью (4.2) нами был рассчитан показатель ослабления ε для нескольких длин волн λ. Привлекая результаты раздела 2, можно получить показатель рассеяния σ_λ. Результаты расчета показаны на рис. 4. Из рисунка, в частности, видно, что в максимуме прозрачности длина рассеяния $1/\sigma$ составляет ~ 15 м.

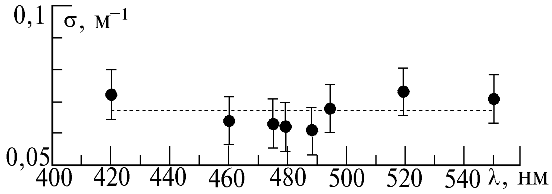

Рис. 4. Показатель рассеяния (оз. Байкал, глубина H = 1100 м, октябрь–ноябрь 1993 г., по данным *in situ* эксперимента)

5. Заключение

В статье рассмотрен подход, позволяющий определять первичные гидрооптические характеристики единым образом – по световому полю, создаваемому точечным источником излучения.

В приближении однократного рассеяния, для случая, когда преобладает рассеяние на малые углы, из уравнения (1.1) и данных эксперимента по пространственно-угловому распределению яркости были получены: показатель ослабления $\varkappa$ (см. рис. 1), индикатриса рассеяния $\chi(\alpha)$ (см. рис. 2) и показатель рассеяния σ (см. рис. 4). Для решения (1.1) относительно трех неизвестных $\varkappa$, χ и σ оно записывалось в виде системы уравнений для двух различных баз R_1 и R_2; в качестве третьего необходимого уравнения использовалось условие нормировки (1.5).

Получение каждой величины сопровождалось обсуждением используемых предположений и точности методов расчета.

Данный метод определения первичных гидрооптических характеристик применяется в рамках работ по изучению условий глубоководной регистрации элементарных частиц на оз. Байкал.

Авторы благодарят своих коллег Н.М. Буднева и В.И. Добрынина за полезные обсуждения результатов работы и выражают признательность администрации Государственного прибайкальского природного национального парка за разрешение провести научные исследования на территории этого парка.

Работа поддержана Международным научным фондом (грант NN 6000).

1. Оптика океана. В 2 т. / Отв. ред. А.С. Монин. М.: Наука, 1983.
2. Гапоненко О.Н., Добрынин В.И., Миргазов Р.Р. и др. // II Межреспубликанский симпозиум «Оптика атмосферы и океана». (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО РАН, 1995. Ч. 1. С. 99–100.
3. Безруков Л.Б., Буднев Н.М., ..., Таращанский Б.А. // Оптика моря и атмосферы. (Тезисы докл.). Красноярск: Институт им. Л.В. Киренского СО АН СССР. 1990. Ч. 2. С. 10–11.
4. Гапоненко О.Н., Добрынин В.И., Миргазов Р.Р. и др. // I Межреспубликанский симпозиум «Оптика атмосферы и океана». (Тезисы докл.). Томск: ТНЦ СО РАН, 1994. Ч. 1. С. 90–91.
5. Таращанский Б.А., Гапоненко О.Н, Добрынин В.И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 11–12. С. 1508–1515.
6. Таращанский Б.А., Миргазов Р.Р., Почейкин К.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 5. С. 771–774.
7. Безруков Л.Б, Буднев Н.М., Таращанский Б.А. // Океанология. 1990. Т. 30. N 6. С. 1022–1026.

НИИ прикладной физики
при Иркутском госуниверситете

Поступила в редакцию
19 декабря 1995 г.

O.N. Gaponenko, R.R. Mirgazov, V.A. Tarashchanskii. **Determination of the Primary Hydrooptical Haracteristics from the Light Field Formed by a Pointlike Source.**

In the framework of the unified approach a method is discussed of reconstructing of the primary hydrooptical characteristics from the light field formed in a medium by a pointlike source with a wide directional pattern. For the lake Baikal, the *in situ* measurement data on scattering coefficient, absorption coefficient, and scattering phase function are presented.