

Н.М. Буднев², Г.П. Коханенко¹, М.М. Крекова¹, Р.Р. Миргазов²,
И.Э. Пеннер¹, Б.А. Таращанский², В.С. Шаманаев¹

Измерения асимметрии рассеяния гидрозоля по световому полю точечного источника

¹ *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

² *НИИ прикладной физики при Иркутском государственном университете*

Поступила в редакцию 4.10.2004 г.

Анализируется метод измерения асимметрии индикатрисы рассеяния гидрозоля по отношению освещенностей от двух источников с полусферической диаграммой направленности. Метод реализован в устройстве ASP-15, установленном в месте расположения нейтринного телескопа NT-200 на оз. Байкал и контролирующем оптические параметры воды в диапазоне длин волн 350–690 нм. Проведено численное моделирование световых полей методом Монте-Карло. Показано, что при использовании соответствующих поправок, учитывающих значения показателей поглощения и рассеяния среды, возможно определение фактора асимметрии с приемлемой точностью. Выдвинута гипотеза о влиянии согласованного изменения действительной и мнимой частей показателя преломления в линии поглощения хлорофилла, объясняющая наблюдаемое в эксперименте уменьшение асимметрии в области длин волн 650–690 нм.

Введение

Индикатриса рассеяния является важным оптическим параметром, характеризующим рассеивающие частицы и определяющим процесс распространения излучения в мутной среде. Для качественной оценки типа среды обычно достаточно знать фактор асимметрии K , определяющий отношение потоков, рассеянных элементарным объемом в переднюю и заднюю полусферы:

$$K = \frac{\int_0^{\pi/2} \beta(\gamma) \sin \gamma d\gamma}{\int_{\pi/2}^{\pi} \beta(\gamma) \sin \gamma d\gamma}. \quad (1)$$

Здесь $\beta(\gamma)$ — показатель направленного рассеяния; γ — угол рассеяния. Для естественных вод значения фактора асимметрии определяются в первую очередь соотношением содержания крупной органической и мелкой минеральной фракций в гидрозоле [1, 2]. По данным [3, 4], типичные значения коэффициента асимметрии, наблюдавшиеся в океанах, лежат в пределах 8–60 для Атлантического океана и 10–85 для Индийского. Максимальные значения $K = 150$ наблюдались в водах Перуанского апвеллинга, для которых характерно преобладание крупных биологических частиц.

Точные методы измерения асимметрии рассеяния, в соответствии с (1), должны основываться на освещении рассеивающего объема коллимированным пучком и измерении рассеянного света узкоугловым приемником в полном диапазоне углов 0–180°. Особенности длительного натурного экспе-

римента, проводящегося без изменения настроек оптической схемы в течение года, требуют применения простых методов, не требующих точной юстировки узких пучков и не зависящих от абсолютной калибровки прибора [5].

Методы измерения гидрооптических параметров по излучению изотропного источника реализованы в стационарном измерителе гидрооптических характеристик ASP-15 (прежнее название — «Бурхан») [6, 7]. Он расположен возле м. Ивановский на Байкале в 3,5 км от берега в месте нахождения нейтринного телескопа NT-200 [8]. С 1993 г. измеритель обеспечивает работу телескопа, контролируя в течение года оптические характеристики воды в диапазоне длин волн 350–690 нм (поглощение, рассеяние, индикатрису рассеяния) на глубине 1200 м. В марте–апреле, в период профилактики аппаратуры, проводятся измерения гидрооптических характеристик во всем слое от поверхности до дна (1390 м) [9]. Методы, используемые при восстановлении оптических параметров — показателей поглощения, рассеяния и индикатрисы рассеяния в диапазоне углов 2–100° — подробно описаны в [7].

Погрешность восстановления индикатрисы рассеяния в диапазоне углов 2–100°, по оценке [7], не превышает 10%, что вполне приемлемо для практических задач. Однако если измерения показателей поглощения и рассеяния с помощью измерителя полупространственной освещенности достаточно просты и выполняются в автоматическом режиме, для измерения индикатрисы рассеяния необходимо измерение поля яркости узконаправленным приемником, что сложнее в техническом исполнении и не

позволяет продлить измерения индикатрисы в область углов более 90° из-за ограниченной световой мощности источника. В связи с этим был предложен [9] простой метод приближенного контроля интегрального параметра — коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния — по измерениям освещенности от точечного источника с полусферической диаграммой направленности.

В данной статье мы рассмотрим только принципиальную схему метода, не касаясь технических деталей оптической схемы прибора. Принципиальная схема измерений представлена на рис. 1.

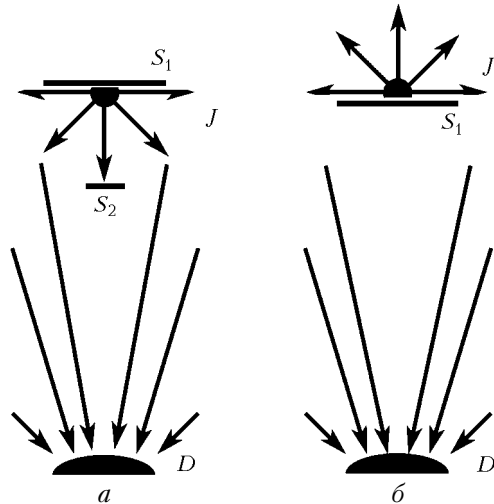


Рис. 1. Принципиальная схема измерения фактора асимметрии рассеивающей среды

Точечный изотропный источник излучения J находится на расстоянии $R_0 \approx 5 \div 10$ м от приемника D -измерителя освещенности с косинусной диаграммой приема. Большой экран $S1$, закрывая изотропный источник, оставляет только часть излучения, направленную в сторону приемника (рис. 1,а) или в обратную (1,б) относительно приемника полусферу. В случае, показанном на рис. 1,а, дополнительно устанавливается маленький экран $S2$, который создает тень с углом раскрытия $0,5^\circ$ и тем самым убирает прямой поток, попадающий на приемник без рассеяния, оставляя только излучение, рассеянное в переднюю полусферу E_F . По схеме рис. 1,б измеряется рассеянный назад поток E_B .

При типичных значениях показателя ослабления излучения в глубинных слоях воды $c = 0,1 \div 0,2 \text{ м}^{-1}$ оптическая толщина слоя между источником и приемником $\tau = cR_0$ не превышает значительно единицы, и можно ожидать, что вклад многократного рассеяния невелик. Поэтому отношение потоков излучения, первоначально направленного вперед и назад $K' = E_F/E_B$, будет определяться, прежде всего, асимметрией индикатрисы рассеяния K . Однако на величину K' также влияют и другие оптические параметры среды, а именно показатели поглощения a и рассеяния b . Можно ли по измеренной величине $K' = E_F/E_B$ судить о точном значении фактора асимметрии, определяемого по (1)? Этот вопрос является предметом анализа в данной статье.

1. Моделирование светового поля в рассеивающей среде

Моделирование световых полей от изотропного источника проводилось методом Монте-Карло с использованием алгоритмов локальной оценки [10, 11] для нестационарного уравнения переноса. Предполагалось, что точечный источник $P_0(r,t) = \delta(r)\delta(t)$ с единичной интенсивностью находится в однородной бесконечной рассеивающей среде, характеризующейся показателями рассеяния b , поглощения a и индикатрисой рассеяния $g(\gamma) = \beta(\gamma)/b$. На расстоянии $R_0 = 5$ м от него располагается точечный приемник с косинусной диаграммой приема. Принимаемый световой поток выражается в виде

$$P(t) = \int_{2\pi} L(t) \cos\phi d\Omega,$$

где $L(t)$ — яркость в точке приемника, и определяет временную форму сигнала или, в другой терминологии, распределение фотонов по длинам пробега $l = vt$ ($v = 0,224 \text{ м/нс}$ — скорость света в воде). Первые фотоны достигают приемника в момент $T_0 = R_0/v$. Предполагается формально, что площадь приемника равна 1 м^2 , тогда освещенность в точке приемника получается интегрированием потока по времени:

$$E = \int_{T_0}^{\infty} P(t) dt.$$

Расчеты проводились для консервативной среды ($a = 0$). Затем для заданного поглощения проводился пересчет согласно известному соотношению [12]:

$$P(t, b, a \neq 0) = P(t, b, a = 0) \exp(-avt).$$

Следует остановиться на особенностях моделирования излучения изотропного источника в средах с сильно анизотропным рассеянием. Из физики задачи ясно, что при небольших (порядка $\tau \approx 1$) оптических толщах среды основной вклад в освещенность вносят фотоны, первоначально вылетевшие в направлениях, близких к направлению на приемник. Более того, как будет видно ниже из результатов расчетов, происходит разделение во времени фотонов, вылетевших под разными углами из источника. Чем меньше время запаздывания фотонов, тем меньший диапазон углов вылета вокруг направления вперед формирует принимаемый поток. Но именно в первые моменты времени проходит основная энергия сигнала в средах с сильно вытянутыми индикатрисами, характерными для гидрозоля. Это приводит к необходимости при моделировании начального направления вылета фотонов из источника давать преимущество фотонам, вылетевшим под малыми углами, вводя соответствующий начальный вес фотона [13].

В расчетах брались два значения показателя рассеяния: $b = 0,15 \text{ м}^{-1}$ (характерное для наиболее прозрачных приповерхностных вод Байкала в фев-

рале—марте) и $b = 0,015 \text{ м}^{-1}$ (значение, иногда наблюдаемое на глубинах 1200 м). Значения показателя поглощения выбирались в пределах $0,005\text{--}0,5 \text{ м}^{-1}$, что перекрывает наблюдаемый диапазон поглощения в области спектра $0,4\text{--}0,7 \text{ мкм}$. Были выбраны четыре типа индикатрис рассеяния морской воды, экспериментально измеренных в разное время О.В. Копелевичем и В.М. Павловым и взятых нами из работы [14] (рис. 2). Две индикатрисы имеют экстремальную асимметрию.

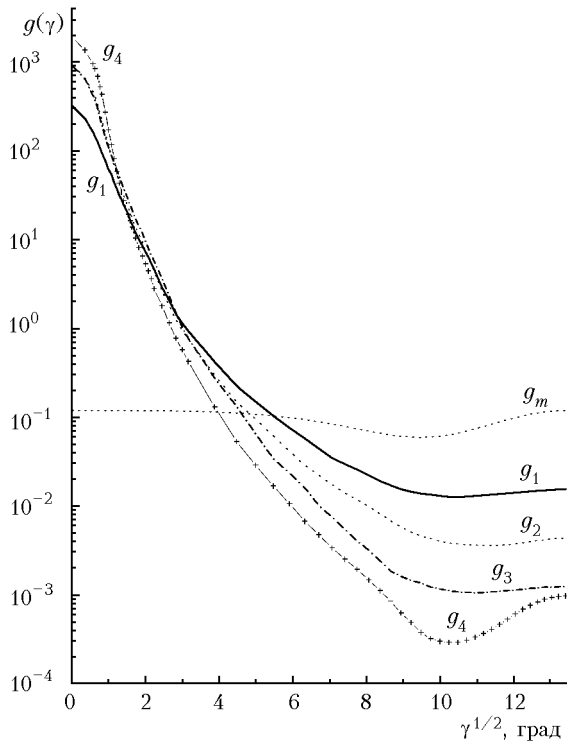


Рис. 2. Модельные индикатрисы рассеяния, использовавшиеся в расчетах

Наименее вытянутая индикатриса g_1 ($K = 11$, $\langle \cos \gamma \rangle = 0,788$) наблюдалась в прозрачных водах Саргассова моря, наиболее вытянутая g_4 ($K = 361$, $\langle \cos \gamma \rangle = 0,987$) в водах Черного моря. Индикатрисы g_2 ($K = 40$, $\langle \cos \gamma \rangle = 0,924$) и g_3 ($K = 139$, $\langle \cos \gamma \rangle = 0,97$) типичны для вод открытого океана. Кроме этого использовалась индикатриса молекулярного рассеяния g_m . Показанные на рис. 2 индикатрисы нормированы из условия

$$2\pi \int g(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1.$$

На рис. 3,а приведен вид распределения фотонов по длинам пробега для различных индикатрис рассеяния, а на рис. 3,б — накопленная к моменту времени t энергия импульса

$$E^t = \int_{T_0}^t P(t') dt'$$

для значения показателя рассеяния $b = 0,15 \text{ м}^{-1}$. По оси абсцисс отложено время запаздывания Δt

фотонов по отношению ко времени прихода первого фотона ($T_0 = 22 \text{ нс}$ для $R_0 = 5 \text{ м}$, соответственно время прихода фотонов $t = T_0 + \Delta t$). При расчете бралось от 10 до 100 млн траекторий в зависимости от вида индикатрисы рассеяния, шкала времени разбивалась на равномерные в логарифмическом масштабе участки гистограммы (5 точек на декаду).

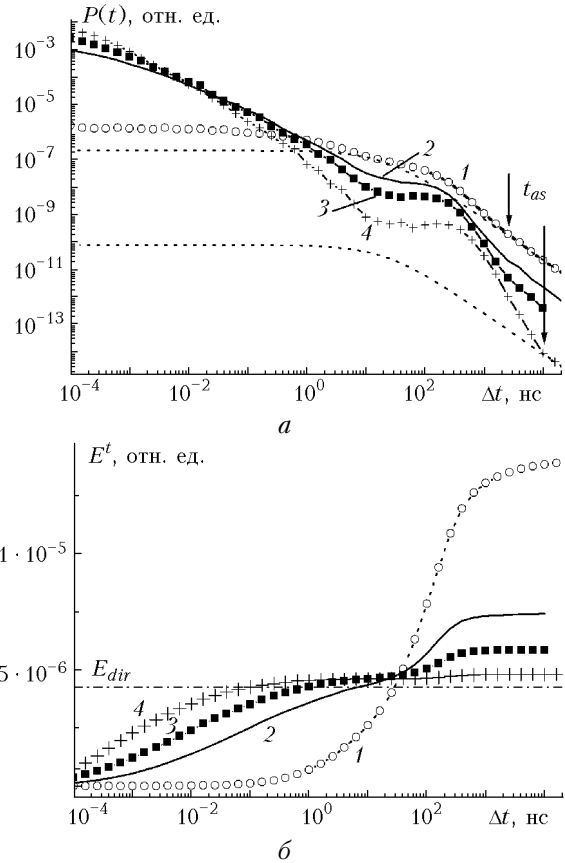


Рис. 3. Вид распределения фотонов по времени прихода $P(t)$ (а) и накопленная энергия E^t (б) для сред с различными индикатрисами рассеяния: 1 — g_m , 2 — g_1 , 3 — g_2 , 4 — g_4

Пунктиром на рис. 3,а для индикатрис g_m и g_4 приведена характерная для изотропного источника [15] асимптотическая зависимость $P(t) \sim t^{-3/2}$. Излучение, попадающее на приемник без рассеяния (прямой пучок), не моделировалось, а могло быть рассчитано (при необходимости) по формуле:

$$E_{dir} = \frac{1}{4\pi R_0^2} \exp(-cR_0).$$

Прежде всего, обратим внимание, что при достаточно больших временах распределение выходит на асимптотический спад с показателем степени $-3/2$ и статистическое моделирование для более поздних моментов не имеет смысла, поскольку остаточная энергия может быть рассчитана аналитически. Моменты выхода на асимптотику t_{as} показаны стрелками. Выход на асимптотику для более вытянутых индикатрис происходит позднее, чем для менее вытянутых. Значения безразмерного времени в момент выхода на асимптотику $u = bvt$ составляют

$u = 80$ для g_m и $u = 340$ для g_4 (для первых фотонов величина u равна оптической толщине слоя между источником и приемником $\tau = 0,75$). При этом доля энергии, приходящая после момента t_{as} , больше для слабо вытянутых индикатрис (и абсолютно, и относительно): это 3,7% для g_m , 0,5% для g_1 и лишь 0,002% для g_4 .

На рис. 3,б видно, что в средах с вытянутой индикатрисой энергия импульса набирается быстрее. Ступеньки на кривых 3, 4 зависимости $P(t)$ в момент $\Delta t \approx 22$ нс (задержка фотонов равна времени прохождения трассы) более заметны у вытянутых индикатрис g_2 и g_4 и имеют вид второго максимума, хотя доля энергии, приходящая в этот момент, незначительна. К этому моменту в среде с индикатрисой g_4 проходит уже 96% энергии, тогда как для g_m только 25%. Для средних индикатрис ($g_1 - g_2$) особенно заметно проявление двухмасштабной временной структуры излучения. Первый быстрый набор энергии происходит в начальные моменты времени, когда преобладает рассеяние на малые углы. Наличие второго максимума на распределении $P(t)$ приводит к новому заметному росту энергии, причем эта добавка рассеянного излучения сравнима с энергией прямого пучка E_{dir} .

Несомненно, что дельта-образный пик излучения в начальные моменты времени вызван преобладанием в эти моменты рассеяния на малые углы, не приводящего к сколько-нибудь заметному удлинению пробега фотонов. Причина появления второго максимума может быть понята из рассмотрения рис. 4, показывающего формирование полного потока излучения фотонами, имеющими различное направление вылета из источника.

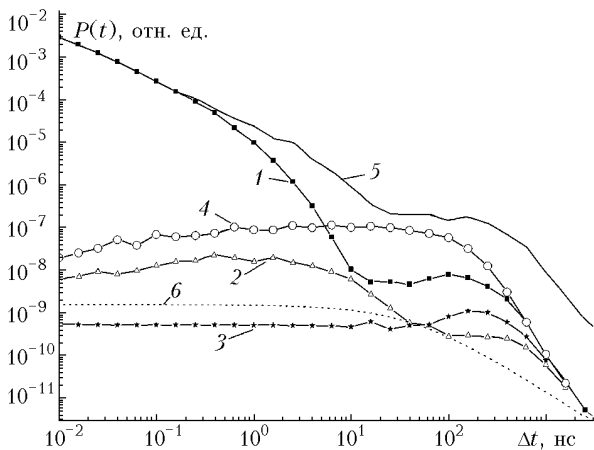


Рис. 4. Распределение $P(t)$ для фотонов, вылетевших из источника под углами 0° (1), 60° (2), 120° (3), 180° (4) к направлению на приемник

Для $R_0 = 10$ м, $b = 0,15$ м $^{-1}$ ($\tau = 1,5$) и индикатрисы g_2 моделировались пучки лучей с угловым раскрытием 10° и различным направлением вылета θ (угол отсчитывается относительно направления от источника к приемнику). Видно, что в начальные моменты преобладают фотоны, вылетевшие в направлении приемника ($\theta = 0^\circ$, кривая 1). В моменты $\Delta t > 5$ нс ($\Delta u > 0,2$) уже преобладают фотоны,

вылетевшие в противоположном приемнику направлении ($\theta = 180^\circ$, кривая 4). Все это время вклады фотонов, вылетевших в других направлениях (60° , кривая 2 и $120^\circ - 3$), пренебрежимо малы. И только после второго максимума, когда оптическая длина пробега достигает значительных величин ($\Delta t > 400$ нс, $\Delta u > 10$), вклады фотонов, вылетевших в различных направлениях, сравниваются. Здесь набирается уже 95% энергии.

Таким образом, вся полная энергия (суммарный поток представлен кривой 5) практически определяется двумя группами фотонов, при этом их роль резко разграничивается во времени. Фотоны, вылетевшие вперед, формируют пик в начальные моменты, а вылетевшие назад — максимум в моменты, когда задержка сравнима с временем пролета трассы. Можно сделать вывод, что второй максимум представляет собой свечение задней полусферы (области за источником). В то же время этот второй максимум даже более выражен для излучения, первоначально направленного вперед. Вероятно, он формируется фотонами, дважды рассеянными под углами, близкими к 180° . Формирование диффузного светового поля, когда полностью исчезает зависимость от направления вылета фотонов и спад интенсивности происходит по асимптотическому закону $t^{-3/2}$ (кривая 6), при реализующихся в измерениях небольших оптических толщах $\tau \approx 1$ происходит в еще более поздние моменты времени.

2. Анализ измеряемых в эксперименте сигналов

Перейдем к рассмотрению экспериментально измеряемых потоков излучения, первоначально направленных вперед E_F и назад E_B .

Влияние среды на распределение мощности $P(t)$ от полусферических источников представлено на рис. 5 для случаев молекулярного рассеяния (индикатриса g_m) и наиболее различающихся гидрозолевых индикатрис g_1 и g_4 . Кривые для остальных индикатрис занимают промежуточное положение.

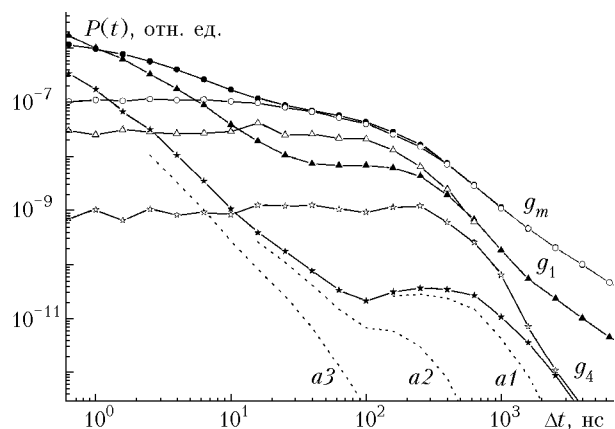


Рис. 5. Распределение $P(t)$ для фотонов, первоначально направленных в переднюю (темные значки) и заднюю (светлые значки) полусферы. Пунктирные кривые — зависимости с учетом поглощения

Обозначение индикатрис указано в правой части кривых, темными значками показано излучение, первоначально направленное в переднюю полусферу $P_F(t)$, а светлыми значками — в заднюю $P_B(t)$. Для всех индикатрис в начальные моменты времени P_F превышает P_B . Момент времени, где уровни P_F и P_B сравниваются, практически неизменен. Дальше P_B начинает преобладать и формируется второй максимум излучения. В большие моменты времени (но еще до выхода на асимптотику) потоки снова сравниваются, причем для более вытянутых индикатрис это происходит позже. С уменьшением вытянутости индикатрисы разница между P_F и P_B в районе второго максимума тоже уменьшается, и для молекулярного рассеяния кривые совпадают.

На рис. 5 показано влияние поглощения на форму светового потока на примере зависимости $P_F(t)$ для индикатрисы g_4 . Пунктирные кривые соответствуют значениям показателя поглощения $a = 0,005 \text{ м}^{-1}$ (a1), $0,05 \text{ м}^{-1}$ (a2) и $0,2 \text{ м}^{-1}$ (a3). Постепенное увеличение поглощения приводит в первую очередь к ослаблению фотонов с большой длиной пробега. Малое поглощение (значение $a = 0,005 \text{ м}^{-1}$ может наблюдаться в области 410–140 нм в чистой

воде) приводит к занижению самого дальнего участка кривой $P(t)$ и слабо влияет как на сами потоки E_F и E_B , так и на их отношение. Но характерные для естественных вод значения $a = 0,05 \div 0,1 \text{ м}^{-1}$ оказывают сильное влияние на интервале времени $\Delta t = 30 \div 300 \text{ нс}$, на который приходится основная энергия потока в заднюю полусферу E_B , в то время как большая доля потока E_F уже набрана. Поэтому увеличение поглощения в этих пределах приводит к увеличению отношения E_F/E_B . Занижение принимаемого потока в начальные моменты времени заметно только при $a > 0,2 \text{ м}^{-1}$. И здесь увеличение поглощения также ведет к увеличению измеряемого отношения E_F/E_B .

Рассмотрим теперь результаты расчетов отношения потоков вперед E_F и назад E_B для выбранных оптических параметров. На рис. 6,а представлена зависимость отношения потоков $K' = E_F/E_B$ от показателя поглощения для среды с индикатрисой g_3 (значение $K = 139$) и различных значений показателя рассеяния. Кривая 1 соответствует значению $b = 0,015 \text{ м}^{-1}$, кривая 2 — $b = 0,15 \text{ м}^{-1}$. Как и следовало ожидать, отношение потоков не постоянно, а зависит от других оптических параметров среды.

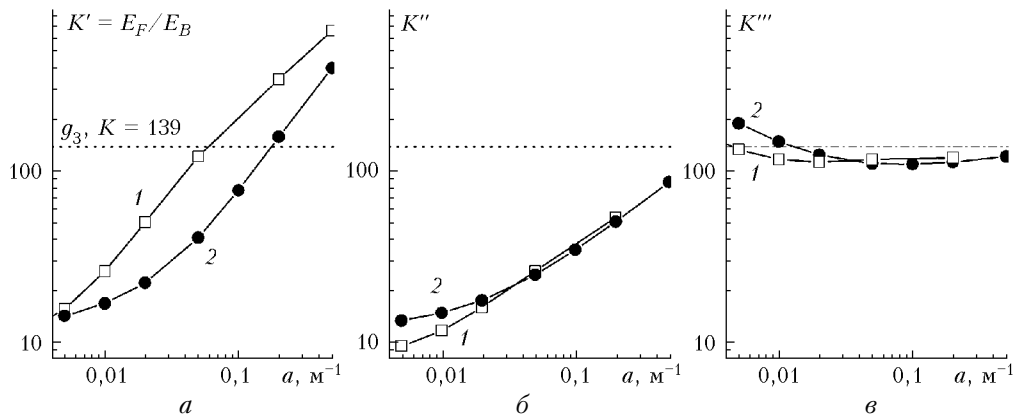


Рис. 6. Зависимость рассчитанного отношения потоков от оптических параметров среды (а) и результаты коррекции с учетом показателей ослабления и поглощения (б, в)

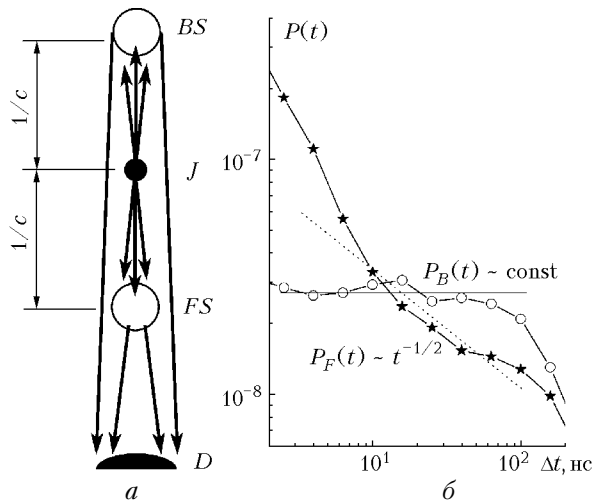


Рис. 7. Схема, поясняющая принцип коррекции измеряемых потоков

Попробуем теперь произвести некоторую коррекцию результатов измерения, учитывающую эффекты, связанные с влиянием ослабления и поглощения на измеряемую величину. Для обоснования предлагаемой ниже формулы (5) на рис. 7,а приведена упрощенная схема формирования измеряемых потоков. Здесь учтен показанный выше факт, что в среде с $\tau \approx 1$ определяющую роль в сигнале играют два пучка света.

Пучок, первоначально вышедший в сторону приемника и претерпевший в дальнейшем рассеяние на малые углы, приходит в начальные моменты времени и формирует сигнал E_F . Пучок, направленный в обратную от приемника сторону, испытывает рассеяние на 180° и формирует сигнал E_B . Вкладом остальных направлений в первом приближении можно пренебречь. Средняя длина пробега фотонов в среде определяется показателем ослабления: $\langle l \rangle = 1/c$. Два объема рассеяния (рис. 7,а)

находятся на расстоянии $\langle l \rangle$ от изотропного источника и играют роль виртуальных источников для однократно рассеянного вперед (рассеивающий объем FS) и назад (объем BS) излучения. Свет от рассеивающего назад объема BS проходит дополнительное расстояние $\Delta l = 2/c$, и это вызывает ослабление потока $E_B \approx \exp(-a\Delta l)$, которое нужно учесть при корректировке. (В первом приближении ослабление излучения от изотропного источника определяется только истинным поглощением в среде). Таким образом, первый этап корректировки измеренного отношения $K' = E_F/E_B$ будет иметь вид

$$K'' = K' \exp\left(-a\frac{2}{c}\right). \quad (2)$$

Зависимость $K''(a)$ показана на рис. 6,б. Видно, что кривые для сред с разным значением показателя рассеяния совпадают, но остается зависимость от поглощения. Для учета влияния поглощения рассмотрим рис. 7,б, где приведен фрагмент зависимости $P(t)$ для индикатрисы g_1 в интервале времени, определяющем основную энергию рассеянного излучения. В этой области $E_B \approx \text{const}(t)$, тогда как $E_F \sim t^{-1/2}$ (пунктирная прямая). В результате отношение потоков будет зависеть от поглощения:

$$\frac{E_F}{E_B} \sim \frac{\int t^{-1/2} \exp(-avt) dt}{\int \exp(-avt) dt} \sim \sqrt{a}. \quad (3)$$

Таким образом, коррекция на поглощение будет иметь вид

$$K''' = K'' / \sqrt{a}. \quad (4)$$

Величина K''' показана на рис. 6,в, из которого видно, что в диапазоне $a = 0,02 \div 0,5 \text{ м}^{-1}$ применение описанной коррекции устраняет зависимость измеряемой величины от дополнительных оптических параметров среды – рассеяния и поглощения. Окончательное выражение (в безразмерных оптических координатах) имеет вид:

$$K^{cor} = K' \frac{\exp(2\Lambda - 1)}{\sqrt{\tau_a + \tau/K'}}, \quad (5)$$

где $K' = E_F/E_B$ – измеренное отношение потоков; $\Lambda = b/c$ – альbedo однократного рассеяния; $\tau_a = aR_0$ – оптическая толщина по поглощению. В дополнение к (3), (4) член τ/K' под корнем в знаменателе (5) устраняет расхождение результата при $a \rightarrow 0$ и существен только при очень малых a . Результаты расчетов для всех использованных индикатрис с учетом корректировки (5) приведены на рис. 8. Пунктирные линии соответствуют истинным значениям асимметрии для выбранных индикатрис, светлые значки – значению $b = 0,015 \text{ м}^{-1}$, темные – $b = 0,15 \text{ м}^{-1}$. Видно, что предложенная корректировка позволяет с хорошей точностью восстанавливать значения асимметрии для всех индикатрис рассеяния, за исключением среды с чисто молеку-

лярным рассеянием, для которой принятое допущение о разделении потоков не выполняется. Для наиболее типичных индикатрис g_1-g_4 в диапазоне поглощения $a = 0,02-0,5 \text{ м}^{-1}$ отклонения восстановленных значений от истинных не превышают 15%.

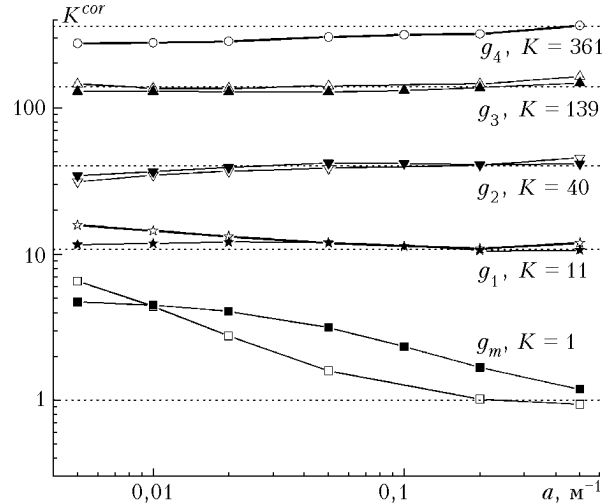


Рис. 8. Результат применения коррекции рассчитанных значений K' для сред с различными индикатрисами рассеяния

3. Обсуждение результатов природных наблюдений

На рис. 9 приведены данные экспериментальных наблюдений в поверхностных слоях воды оз. Байкал, проведенных в марте 2001 г. с помощью устройства ASP-15.

Спектральная зависимость поглощения (рис. 9,а) была практически постоянной за время измерений. Значения показателя рассеяния (рис. 9,б) существенно возросли в период с 21 по 26 марта (кривая 2 за 26.03), а затем снова уменьшились. Результаты измерения асимметрии индикатрис рассеяния приведены на рис. 9,в. Значки – измеренные величины отношения потоков $K' = E_F/E_B$, кривые линии – скорректированные с помощью (5) данные. После корректировки исчезает провал в области 450–500 нм, обусловленный минимальным поглощением в этой области, и во всем диапазоне 350–600 нм в целом наблюдается рост асимметрии рассеяния.

Хотя спектральные измерения индикатрис рассеяния проводились редко, подобное поведение асимметрии известно [3, 17] и объясняется как уменьшением вклада молекулярного рассеяния с увеличением длины волны, так и незначительными изменениями в индикатрисе рассеяния крупных частиц гидрозоля. Видно, что 26 марта, наряду с увеличением рассеяния, наблюдался и значительный рост фактора асимметрии, что может быть объяснено увеличением содержания именно крупных органических частиц (фитопланктон) в период «цветения» озера. Следует сказать, что данные о замутнении воды и изменении индикатрисы рассеяния в эти дни подтверждаются проводившимися измерениями с помощью гидрозольного лидара и погружаемого фотометра-прозрачномера [18].

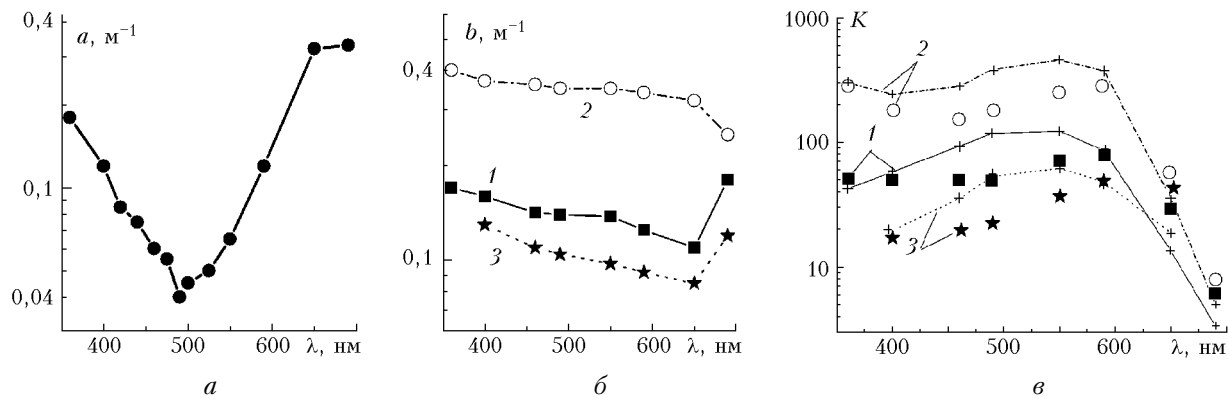


Рис. 9. Результаты измерения оптических параметров в поверхностных слоях оз. Байкал. Даты измерений: 1 – 17.03.2001, 2 – 26.03.01, 3 – 27.03.01

В то же время нам неизвестны экспериментальные результаты измерения индикатрис рассеяния в области длин волн более 600 нм. Приводимые здесь результаты измерений показывают, что наблюдается резкое падение фактора асимметрии на длине волны 690 нм до значений порядка $K = 10$, что обычно (при наблюдениях в области максимальной прозрачности воды) характерно только для очень чистых вод с малым содержанием органических частиц.

Анализ методических и инструментальных погрешностей прибора не позволяет предположить о существовании какой-то специфической ошибки измерений именно в этой области спектра, приводящей к занижению на порядок измеряемых световых потоков. Корректировка измерений по (5) может быть неточной из-за увеличения погрешностей в определении оптических параметров в красной области спектра. Однако как скорректированные по (5), так и непосредственно измеренные отношения $K' = E_F/E_B$ показывают уменьшение фактора асимметрии в диапазоне длин волн 650–690 нм. Особенно это заметно для сред с повышенной мутностью, т.е. повышенным содержанием органических частиц.

Для объяснения полученных данных ниже будет рассмотрена гипотеза о возможном влиянии поглощения хлорофилла на индикатрису рассеяния гидрозолевых частиц.

4. Влияние поглощения хлорофилла на оптические параметры гидрозоля

Известно, что хлорофилл А имеет сильную линию поглощения в области 680 нм, которая может проявляться в спектральном ходе ослабления и обратного рассеяния морской водой [1, 4]. Хлорофилл не распределен равномерно по объему фитопланктона, а содержится в хлоропластах, занимающих незначительный объем в клетке водоросли. Например, по измерениям [19] размер клеток зеленой водоросли *Chlorella vulgaris* варьирует в пределах 3–10 мкм, тогда как размер внутренних структур (хлоропластов) имеет достаточно узкое

распределение со средним радиусом 0,8 мкм с концентрацией хлорофилла в них порядка 0,8 кг/м³. Мнимая часть k показателя преломления $m = n - ik = n(1 - ia\lambda/4\pi)$ однозначно зависит от показателя поглощения хлорофилла A и легко учитывается в расчетах оптических параметров гидрозолей [19]. В то же время внутри линии поглощения наблюдается резкое изменение в действительной части показателя преломления (аномальная дисперсия), которое трудно учитывается в расчетах. Обычно предполагаемое [1, 2] значение относительного показателя преломления для органических частиц $n' = 1,02 \div 1,05$ ($n' = n/1,34$, где 1,34 – показатель преломления воды), что соответствует абсолютной величине $n = 1,4 \div 1,47$. На рис. 10,а приведена взятая из [20] спектральная зависимость действительной (кривая 1) и мнимой (2) компонент показателя преломления хлорофилла А в линии 680 нм.

Одновременно с ростом поглощения в линии наблюдается скачок вещественной части показателя преломления с $n = 1,4$ до $n = 2,04$ при $\lambda = 700$ нм, и подобное одновременное изменение компонент показателя преломления должно проявить себя в рассеивающих свойствах частицы.

Мы провели расчет оптических параметров частиц хлоропластов, используя приведенную зависимость показателя преломления и распределение по размерам, взятое из [19]. Расчеты проводились по точным формулам теории Ми [21]. На рис. 10,б приведен пример рассчитанной индикатрисы рассеяния вне линии поглощения (кривая 1, $\lambda = 600$ нм) и в линии (2, $\lambda = 670$ нм). Хорошо заметно уменьшение вытянутости индикатрисы в линии поглощения при сильном возрастании рассеяния назад. Результаты расчетов интегральных параметров – показателя рассеяния b (кривая 1) и фактора асимметрии K (2) – приведены на рис. 10,в. Показатель рассеяния незначительно возрастает внутри линии. В то же время наблюдается сильное уменьшение вытянутости индикатрисы с изменением фактора асимметрии с 65 вне линии до 10 внутри ее. Качественно результаты расчетов соответствуют экспериментально наблюдаемой картине изменения асимметрии, особенно для наблюдений 17 и 27 марта.

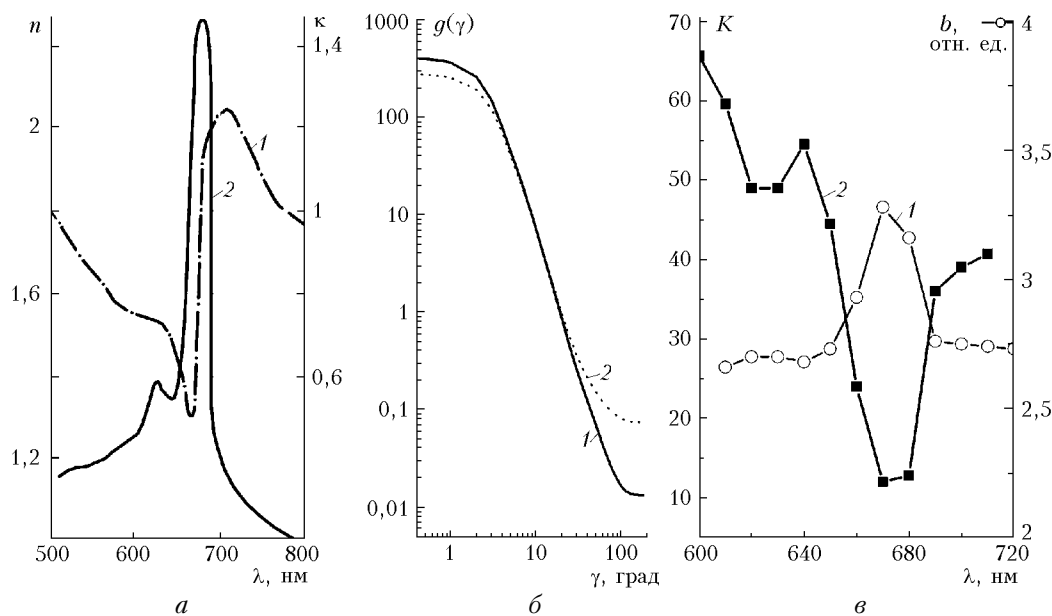


Рис. 10. Влияние компонент комплексного показателя преломления хлорофилла на рассеивающие свойства частиц в линии поглощения 680 нм

Проведенные расчеты нельзя рассматривать как точную модель рассеивающих свойств фитопланктона по крайней мере по той причине, что в них не учтена истинная концентрация хлорофилла в хлоропластах (предполагалось 100% содержание чистого хлорофилла), и реальный диапазон изменения показателя преломления будет зависеть от процентного содержания хлорофилла и размеров ядер. Однако предлагаемый механизм изменения индикатрисы рассеяния в линии поглощения качественно ясен и заключается в следующем.

Вне линии поглощения ядра хлоропласта по значению вещественной части показателя преломления практически не выделяются на фоне остального вещества клетки, и вся клетка водоросли рассеивает излучение как мягкая частица (относительное значение $n' \approx 1,05$) с размерами значительно больше длины волны. Подобные частицы характеризуются сильно вытянутыми индикатрисами рассеяния.

Внутри линии поглощения вещественный показатель преломления вещества хлоропласта резко растет, ядро начинает выделяться на фоне остальной клетки и предстает как самостоятельно рассеивающая жесткая частица (близкая по значению показателя преломления к минеральным частицам) с размерами порядка длины волны света. Для таких частиц индикатрисы рассеяния имеют незначительную асимметрию.

Заключение

Моделирование работы прибора ASP-15 показало, что метод измерения асимметрии индикатрисы рассеяния по отношению освещенностей от источников с полусферической диаграммой направленности дает приемлемую точность, позволяющую контролировать изменчивость рассеивающей среды, анализировать соотношение крупной и мелкой

фракций гидрозоля. Предлагаемая коррекция результатов измерений требует знания показателей поглощения и рассеяния изучаемой водной среды и справедлива для всех наблюдаемых в естественных водах типов рассеивающих сред со значениями асимметрии от 10 до 360 и значениями показателя поглощения в пределах $0,02-0,5 \text{ м}^{-1}$. Одновременное измерение прибором ASP-15 всех оптических параметров воды позволяет проводить взаимно согласованное уточнение измеренных величин (показателей поглощения, рассеяния и фактора асимметрии) с учетом типа рассеивающей среды. Получены уникальные результаты по спектральному ходу фактора асимметрии рассеяния в диапазоне длин волн от 350 до 690 нм. Высказана гипотеза о влиянии изменения показателя преломления хлорофилла в линии поглощения 680 нм на рассеивающие свойства частиц фитопланктона.

Авторы выражают благодарность Г.В. Домогацкому за постоянное внимание и интерес к работе.

Работа поддержана программой № 6.3 Отделения наук о Земле РАН (проект «Исследование загрязнений атмосферы и поверхностных вод Байкала»); проектом РФФИ № 04-02-16171, Программой «Университеты России» (ур. 02.01.004).

1. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеониздат, 1983. 278 с.
2. Копелевич О.В. Малопараметрическая модель оптических свойств морской воды // Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана / Ред. А.С. Монин. М.: Наука, 1983. С. 208–235.
3. Копелевич О.В. Экспериментальные данные об оптических свойствах морской воды // Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана / Ред. А.С. Монин. М.: Наука, 1983. С. 166–208.
4. Ерлов Н. Оптическая океанография. М.: Мир, 1970. 224 с.
5. Буренков В. И., Кельбалиханов Б.Ф., Копелевич О.В. Методы измерений оптических свойств морской воды

- // Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана / Ред. А.С. Монин. М.: Наука, 1983. С. 114–149.
6. Таращанский Б.А., Миргазов Р.Р., Почейкин К.А. Стационарный глубоководный измеритель гидрооптических характеристик «Бурхан» // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 5. С. 771–774.
 7. Гапоненко О.Н., Миргазов Р.Р., Таращанский Б.А. Определение первичных гидрооптических характеристик по световому полю точечного источника // Оптика атмосф. и океана. 1996. Т. 9. № 8. С. 1069–1076.
 8. Balkanov V., Belolaptikov I., Bezrukov L., Chensky A., Budnev N., Danilchenko I., Dzhilkibaev Z.A., Domogatsky G., Doroshenko A., Fialkovsky S., Gaponenko O., Garus A., Gress T., Karle A., Klabukov A., Klimov A., Klimushin S., Koshechkin A., Kulepov V., Kuzmichev L., Lubsandorzhiev B., Louzov S., Mikolajski T., Milenin M., Mirgazov R., Moroz A., Moseiko N., Nikiforov S., Osipova E., Pandel D., Panfilov A., Parfenov Yu., Pavlov A., Petukhov D., Pokhil P., Pokolev P., Porova E., Rozanov M., Rubzov V., Sokalski I., Spiering Ch., Streicher O., Tarashansky B., Thon T., Wischnevski R., Yashin I. In situ measurements of optical parameters in Lake Baikal with the help of a Neutrino telescope // Appl. Opt. 1999. V. 38. N 33. P. 6818–6825.
 9. Budnev N.M., Mirgazov R.R., Tarashchansky B.A. Possibilities and advantages of using in hydrobiology of *in situ* monitoring of optical water parameters // Proc. of V Workshop on Phys. Processes in Natural Waters / S. Semovski, Ed. Limnological Inst., Irkutsk, 2000. P. 59–62.
 10. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
 11. Креков Г.М., Михайлов Г.А., Каргин Б.А. Об алгоритмах метода Монте-Карло для решения задач теории распространения узких пучков света // Изв. вузов. Физ. 1968. № 4. С. 5.
 12. Зега Э.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 326 с.
 13. Горшков М.Н., Назаралиев М.А. Некоторые алгоритмы метода Монте-Карло для решения задач переноса излучения точечного изотропного источника в атмосфере // Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике / Ред. Г.И. Марчук. Новосибирск: Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1979. С. 5–14.
 14. Гурфинк А.М. Расчет временной структуры сигнала, приходящего на приемник малой угловой апертуры, расположенный в произвольной точке среды // Световые поля в океане. М.: ИО АН СССР, 1980. С. 115–165.
 15. Зега Э.П., Кацев И.Л. Временные асимптотические решения уравнения переноса излучения и их применение. Минск: Ин-т физики АН БССР, 1978. 61 с.
 16. Pope R.M., Fry E.S. Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements // Appl. Opt. 1997. V. 36. N 33. P. 8710–8722.
 17. Буренков В.И., Кельбалиханов Б.Ф., Стефанцев Л.А. Спектры рассеяния света морской водой // Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов: Тез. докл. Таллинн: Изд-во АН ЭССР, 1980. С. 54–56.
 18. Budnev N.M., Kokhanenko G.P., Mirgazov R.R., Penner I.E., Tarashchansky B.A., Shamanaev V.S., Shershtyanin P.P., Blinov V.V., Ivanov V.G. The experiments on simultaneously remote and *in situ* measurements of the inherent hydrooptical properties of Baikal Lake // Current Problems in Optics of Natural Waters / Eds.: I. Levin, and G. Gilbert: Proc. of D.S. Rozhdestvensky Optical Society, St. Petersburg, 2001. P. 318–322.
 19. Krol T., Kaczmarek S., Kopelevich O.V. Light attenuation and absorption by phytoplankton cells and structures based on the example of *Chlorella vulgaris* green alga // Current Problems in Optics of Natural Waters / Eds.: I. Levin, and G. Gilbert: Proc. of D.S. Rozhdestvensky Optical Society, St. Petersburg, 2001. P. 354–359.
 20. Ивлев Л.С., Андреев С.Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1986. 360 с.
 21. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мнр, 1971. 165 с.

N.M. Budnev, G.P. Kokhanenko, M.M. Krekova, R.R. Mirgazov, I.E. Penner, B.A. Tarashchanskii, V.S. Shamanaev. **Measurements of hydrosol scattering asymmetry from light field of a point source.**

A method for measuring the asymmetry of the hydrosol scattering phase function from the ratio of irradiance generated by two sources with hemispherical direction patterns is analyzed. The method proposed was realized in ASP-15 device, installed at the place of location of the NT-200 neutrino telescope (Lake Baikal region) and measuring the optical parameters of water in the wavelength range of 350–690 nm. Numerical simulation of the light fields by the Monte Carlo method was carried out. It is shown that, using the appropriate corrections accounting for the values of the absorption and scattering coefficients of the medium, it is possible to determine the asymmetry factor with the acceptable accuracy. A hypothesis is put forward that the real and imaginary parts of the refractive index in the chlorophyll absorption line vary in coordination. This hypothesis can explain the experimentally observed decrease of asymmetry in the range of 650–690 nm.