

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК. 551.463.5:535.36

Г.М. Креков, М.М. Крекова

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В СИСТЕМЕ «АТМОСФЕРА-ОКЕАН»

Методом Монте-Карло выполнены расчеты поляризационных характеристик эхо-сигнала, отраженного морской водой. Исследована их зависимость от оптических свойств среды: индикатрисы рассеяния, коэффициента ослабления, коэффициента поглощения и геометрических условий наблюдения. Оценки выполнены на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм с матрицами рассеяния, общий вид которых близок к рэлеевскому. Граница раздела воздух – вода представляет собой плоскостратифицированную поверхность.

В последние годы быстрыми темпами развиваются работы, связанные с использованием техники лазерного зондирования в системе «атмосфера–океан». Перспективность дистанционных лидарных методов диагностики верхнего слоя океана очень высока, но велики и трудности, связанные с обращением измеренных данных в условиях активного влияния атмосферы и границы раздела двух сред. Успешное решение вопроса интерпретации результатов прохождения коротких импульсов в глубину океана требует привлечения и сопоставления различных методов измерений и имитационного моделирования.

Данная работа направлена на изучение возможностей использования поляризованного излучения в зондировании природных вод. Следует заметить, что работы в этом направлении как экспериментального, так и теоретического характера единичны. Отсутствие теоретических исследований связано не только с трудоемкостью математического аппарата, но и с отсутствием достаточного объема систематических сведений о матрицах рассеяния морской воды. А имеющиеся данные разноречивы в главном – в самом виде матриц рассеяния.

Ниже будут представлены некоторые данные о поляризационных характеристиках отраженного сигнала из результатов численного эксперимента по зондированию моря или океана гипотетической лидарной системой, помещенной, например, на борту самолета.

Объективный теоретический анализ может быть проведен на основе решения нестационарного векторного уравнения переноса. Учитывая многообразие состава морской взвеси, правомерно допустить, что ее рассеивающие свойства будут описываться матрицей рассеяния, количество ненулевых компонент которой меняется в зависимости от природы частиц. Исходя из этого, следует искать метод решения векторного уравнения переноса, включающий полную форму матрицы рассеяния. Таким требованиям удовлетворяет численный статистический метод, позволяющий строить алгоритм решения с матрицей рассеяния общего вида и с разделением по кратностям взаимодействия. Остановившись на детальном описании и обосновании алгоритма, изложенного в [1, 2], отметим далее лишь основные моменты постановки задачи. Ее граничные и начальные условия соответствуют типовой схеме моностатического лазерного зондирования [2]. Полагается, что линейно поляризованный световой сигнал, описываемый δ -функцией во времени, падает нормально на плоскопараллельный рассеивающий слой. Источник расположен в плоскости $Y = 0$ системы пространственных $\vec{r}(x, y, z)$ и угловых $\vec{Q}(a, b, c)$ координат, его область определена как круг, излучающий изотропно в конусе направленный $\cos \varphi_n \ll b \ll 1$. Приемник также определен как круг с набором углов поля зрения $\cos \varphi_d^i \ll b \ll 1$, $i = 1, 2, \dots$. Лидарная система находится в атмосфере на расстоянии H_0 от морской поверхности (без волнения). Оптические свойства атмосферы над морем заданы в соответствии с моделями грубодисперсной морской дымки пограничного слоя, приведенными в [3] для условий «сухой» и «влажной» атмосферы. В модели «сухой» атмосферы предполагалось, что частицы аэрозоля представляют собой кристаллы соли NaCl, матрица рассеяния которых задавалась в соответствии с данными, представленными в [4]. Для модели «влажной» атмосферы матрица рассеяния рассчитывалась по формулам Ми. Начальное состояние поляризационного вектора задается в форме $\mathbf{F}(I, Q, U, V) = \mathbf{F}^0(1, 1, 0, 0)$. Нас будут интересовать поляризационные характеристики сигнала обратного рассеяния $\mathbf{F}(I, Q, U, V)$ в зависимости от оптического состояния среды и геометрических параметров схемы регистрации. При построении алгоритма использовалась модификация метода локальной оценки, учитывающая высокую степень асимметрии индикатрисы рассеяния морской воды [5].

При решении задачи учтено также, что ослабление морской водой обязано нескольким механизмам: рассеянию и поглощению самой водой, рассеянию и поглощению на взвешенных частицах, причем поглощение взвеси обязано в основном пигменту фитопланктона (хлорофиллу) и растворенной

органике (в основном желтому веществу).

Соответственно суммарный показатель ослабления σ_{ext} задавался в виде

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{SB}} + \sigma_{\text{ПВ}} + \sigma_{\text{SF}} + C_X \chi_X + C_{\text{ж}} \chi_{\text{ж}},$$

где σ_S и $\sigma_{\text{П}}$ – показатели рассеяния и поглощения чистой воды и гидрозоля, а C_X , $C_{\text{ж}}$ и χ_X , $\chi_{\text{ж}}$ – концентрации и удельное поглощение хлорофилла и желтого вещества.

Следует более подробно остановиться на выборе матриц рассеяния частиц гидрозоля. В работе использованы массивы экспериментальных данных, полученных при измерениях в различных акваториях Тихого и Атлантического океанов [6], на модельных средах [7–8] и в водах Балтийского моря [9]. Измеренные в перечисленных работах матрицы имеют вид

$$\hat{S} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{21} & S_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & S_{43} & S_{44} \end{vmatrix},$$

причем S_{43} и S_{34} близки к нулю, а $S_{12} = S_{21}$.

Для другой серии экспериментальных работ [10, 11] характерны матрицы, в которых все элементы, кроме S_{31} и S_{42} , не равны нулю и независимы между собой. Использование данных матриц в расчетах практически невозможно. Причина заключается в следующем. Отсутствие симметрии элементов матрицы рассеяния может свидетельствовать либо о наличии выделенной ориентации рассеивающих частиц, либо об их оптической активности. В любом из этих случаев приведенные в работах данные не могут полностью характеризовать радиационные свойства элементарного объема, так как отсутствует информация об азимутальном распределении рассеянного света, не говоря уже об элементах матрицы экстинкции.

Основная часть расчетов была выполнена с матрицами рассеяния, приведенными в работе [6]. Они представляют собой осредненные табличные данные по более чем 200 измерениям, выполненным в различных личных районах Тихого и Атлантического океанов. Дисперсия результатов измерений

элементов матрицы рассеяния \hat{S} для различных проб воды колеблется в пределах 10%. В то же время отличие индикатрис рассеяния для вод Тихого и Атлантического океанов весьма существенны в области углов меньше 30° и больше 120° . В работе [6] указанные индикатрисы приведены только графически. Учитывая низкую точность, возможную при снятии данных, мы провели их расчеты по точным формулам Ми для модели спектра частиц, предложенной в [12] в форме суперпозиции степенных распределений $f_i(r) = \sum_i a_i r^{-v_i}$, варьируя параметры распределения так, чтобы воспроизвести качественные особенности экспериментальных индикатрис. Следует отметить, что в состав взвеси входят частицы минерального и органического происхождения, показатели преломления которых $n = 1,15 - i0,0001$ и $n = 1,03 - i0,0001$ соответственно. В результате модельная индикатриса для вод Тихого океана $g_1(\vartheta)$ рассчитана при следующих параметрах:

$$f_1(r) = a_1 r^{-v}, \text{ где } v = \begin{cases} 0, & r < 0,01 \text{ мкм} \\ 2,65, & 0,01 \leq r \leq 0,05 \text{ мкм} \\ 3,5, & 0,05 < r \leq 0,1 \text{ мкм} \\ 4,5, & 0,1 < r \leq 1,3 \text{ мкм} \\ 3, & r > 1,3 \text{ мкм} \end{cases},$$

причем частицы с $r > 1,3$ органического происхождения.

Водам Атлантического океана соответствует индикатриса $g_2(\vartheta)$ рассчитанная при параметрах:

$$f_2(r) = a_2 r^{-v}, \text{ где } v = \begin{cases} 0, & r < 0,01 \text{ мкм} \\ 2,65, & 0,01 \leq r \leq 0,05 \text{ мкм} \\ 4, & 0,05 \leq r < 1,5 \text{ мкм} \\ 3,5, & r > 1,5 \text{ мкм} \end{cases}.$$

Частицы с $r > 1,5$ мкм – органические. Индикатриса рассеяния $g_1(\vartheta)$ имеет более высокие значения коэффициента асимметрии и рассеяния в направлениях, близких к 180° . Другие оптические характеристики полагались в соответствии с [13] равными $\chi_x = 0,025 \text{ м}^2/\text{мг}$, $\chi_{\text{ж}} = 0,022 \text{ м}^{-1}$, $\sigma_{\text{ПВ}} = 0,0271 \text{ м}^{-1}$, $\sigma_{\text{SB}} = 0,0023 \text{ м}^{-1}$.

Прежде чем переходить к обсуждению поляризационных характеристик отраженного сигнала, проанализируем особенности его формирования. На рис. 1 представлены результаты, иллюстрирующие относительную добавку фона многократного рассеяния в эхо-сигнале в зависимости от индикатрисы рассеяния. Данные приведены для различных значений параметра $\eta = 1/2 \varphi_d H_0 \sigma_{\text{ext}}$, характеризующего

условия освещения. Оказывается, что при малых значениях параметра $\eta \leq 0,02$ структура сигнала существенно зависит от степени вытянутости индикатрисы рассеяния; с ростом η эта зависимость снижается и при $\eta > 0,12$ фактически теряется. Следует отметить также, что в основном фоновый компонент сигнала формируется в области оптических толщин $\tau \lesssim 2$ независимо от величины параметра η . Такие значения τ реализуются уже на глубинах $h \leq 20$ м, так как минимальные отмеченные в чистых водоемах значения коэффициента ослабления $\sigma_{\text{ext}} \leq 0,1 \text{ м}^{-1}$ (для $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$). Практически эти значения выше и σ_{ext} достигает в продуктивных водах величин $\sigma_{\text{ext}} \geq 0,3 \text{ м}^{-1}$, еще более высокими значениями σ_{ext} характеризуются прибрежные воды ($\sigma_{\text{ext}} \lesssim 1,5 - 2 \text{ м}^{-1}$).

На рис. 2 приведены оценки, характеризующие поведение степени деполяризации δ в зависимости от концентрации поглощающей фракции, типа индикатрисы рассеяния и геометрических условий освещения. Расчеты выполнены для условий «сухой» атмосферы. Специфической особенностью полученных расчетных оценок является экстремальный характер поведения $\delta(\tau)$ в зависимости от глубины проникновения сигнала. На подобное поведение степени деполяризации обращалось внимание в работе [14], где были представлены данные экспериментальных измерений с борта самолета. В качестве объяснения высказывалось предположение об изменении оптических свойств гидрозоля с глубиной. Как будет показано далее, отмеченная выше особенность в определенной степени связана, возможно, с влиянием пограничного слоя атмосферы, когда в нем присутствуют частицы NaCl в кристаллическом состоянии. Остаточная деполяризация атмосферы слабо выражена при узкой угловой апертуре приема $\phi_d \leq \phi_H$, то есть ограничена возможность регистрации фоновой составляющей сигнала.

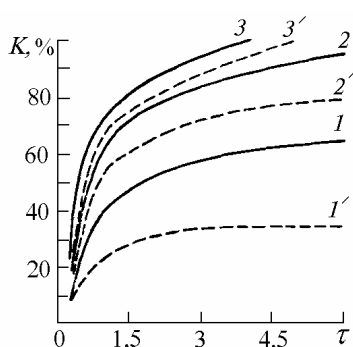


Рис. 1. Зависимость $\kappa(\tau) = I_\phi(\tau) / I(\tau)$ от параметра η и индикатрисы рассеяния при $\sigma_{\text{ext}} = 0,33 \text{ м}^{-1}$, $W = 0,835$, $1/2 \phi_H = 0,3 \text{ мрд}$; 1–3 – расчет с индикатрисой $g_1(\theta)$; 1'–3' – $g_2(\theta)$; 1, 1' – $\eta = 0,02$; 2, 2' – $\eta = 0,06$; 3, 3' – $\eta = 0,12$

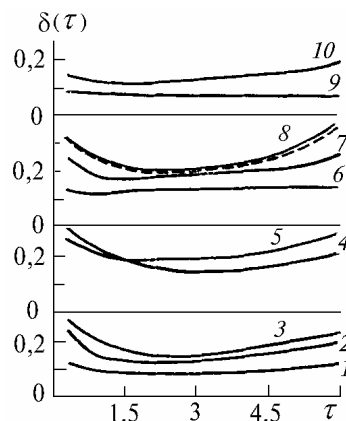


Рис. 2. Зависимость $\delta(\tau)$ от параметра η , индикатрисы рассеяния и вероятности выживания кванта при $\sigma_{\text{ext}} = 0,33 \text{ м}^{-1}$, $W = 0,835$, кроме 9, 10, где $W = 0,63$. Расчет с $g_2(\theta)$ – 1–4, $g_1(\theta)$ – 5–10. Для 1, 6, 9 – $\eta = 0,02$; 2, 7, 10 – $\eta = 0,06$; 3, 4, 5, 8 – $\eta = 0,12$

Кривые 1–4 и 5–8 рассчитаны соответственно с индикатрисами $g_2(\theta)$ и $g_1(\theta)$. При значениях параметра $\eta \leq 0,02$ и углах $\phi_d = \phi_H$ отмечается нейтральный ход $\delta(\tau)$ до значительных глубин. При зондировании среды, содержащей несферические частицы, уровень деполяризации отраженного сигнала в основном определяется степенью деполяризации однократного рассеяния. Чем она выше, тем меньше относительные искажения $\delta(\tau)$ высшими порядками рассеяния. Деполяризация однократного сигнала частицами гидрозоля невысока и изменяется в пределах $0,12 - 0,15$. Стабильность хода $\delta(\tau)$ в морской воде обусловлена низкой деполяризацией фоновой составляющей сигнала $I_\phi(\tau)$, так как вследствие сильной анизотропии индикатрисы рассеяния (см. рис. 2 кривые 4 и 5) вторичное рассеяние происходит в достаточно малой области углов относительно направления распространения. Кроме того, при малых значениях параметра $\eta \leq 0,02$ возрастает относительная роль молекулярного рассеяния, способствующего сохранению первоначальной поляризации сигнала. Расчеты с матрицами рассеяния, измеренными на модельных средах [7–8] (бактериях, диатомовых водорослях и др.), а также для вод Балтийского моря [9], показали, что $\delta(\tau)$ изменяется в указанных выше пределах.

Одним из нестабильных компонентов морской воды является концентрация поглощающей фракции. Коэффициент поглощения чистой воды практически одинаков для всех типов вод, и изменение поглощения в морской воде почти полностью определяется вариациями концентраций пигментов фитопланктона C_x и желтого вещества $C_{\text{ж}}$. В расчетах поглощение учитывается величиной вероятности выживания кванта W . Приведенные выше оценки (рис. 2, кривые 1–8) выполнены для вод средней продуктивности, где принятым, согласно [12–13], значениям концентраций $C_x = 0,2 \text{ мг/м}^3$ и $C_{\text{ж}} = 1 \text{ ед}$ соответствовало

значение W , равное 0,835. Эффекты поглощения более выражены в случае высокопродуктивных вод. Кривые 9, 10 (рис. 2) рассчитаны для условий высокой концентрации поглощающих компонент, достигающей значений $C_x = 2 \text{ мг/м}^3$ и $C_{ж} = 2 \text{ ед.}$, $W = 0,63$. Высокий уровень поглощения снижает порядок кратностей рассеяния в фоновом компоненте сигнала, что в свою очередь приводит к снижению деполаризации $\delta(\tau)$ (сравним кривые 9 и 10 с 6 и 7 на рис. 2). Следует отметить, что низкие значения вероятности выживания кванта возможны и для малопродуктивных вод высокой прозрачности, так как возрастает относительная роль молекулярного поглощения. Поэтому при их зондировании также вероятно значительное сохранение состояния первоначальной поляризации в отраженном сигнале, этому же способствует и возрастание относительной роли молекулярного рассеяния. Расчет, выполненный для уровня концентраций $C_x = 0,1 \text{ мг/м}^3$ и $C_{ж} = 0,3 \text{ ед.}$ ($W = 0,72$), показал, что сигнал, принимаемый в апертуре φ_d равен $3 \varphi_{и}$ и деполаризован в пределах значений $\delta \sim 0,12 - 0,15$ до оптических глубин $\tau \lesssim 0,6$.

Следует заметить, что незначительные колебания концентраций C_x и $C_{ж}$ не приводят к заметным изменениям поляризационной структуры эхо-сигнала (штриховая кривая на рис. 1 для $W = 0,81$). Оценки $\delta(\tau)$ для условий «влажной» атмосферы приведены на рис. 3, расчет выполнен с индикатрисой $g_1(9)$. Наблюдается отмеченный выше стабильный ход $\delta(\tau)$ при $\eta \lesssim 0,02$ и возрастающий с глубиной при $\eta > 0,02$. Отсутствует влияние на ход $\delta(\tau)$ пограничного слоя атмосферы. Сопоставляя данные рис. 3 с кривыми 6–8 на рис. 2, нужно отметить, что влияние остаточной деполаризации атмосферы на поведение $\delta(\tau)$ ограничивается глубинами 4–6 метров от границы раздела.

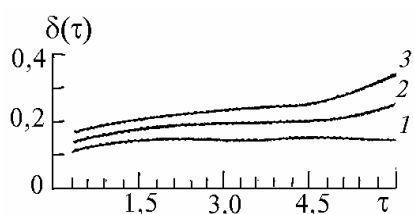


Рис. 3. Зависимость $\delta(\tau)$ от параметра η при $\sigma_{\text{ext}} = 0,33 \text{ м}^{-1}$, $W = 0,835$; 1–3 — $\eta = 0,02$; 0,06 и 0,12. Расчет для «влажной» атмосферы

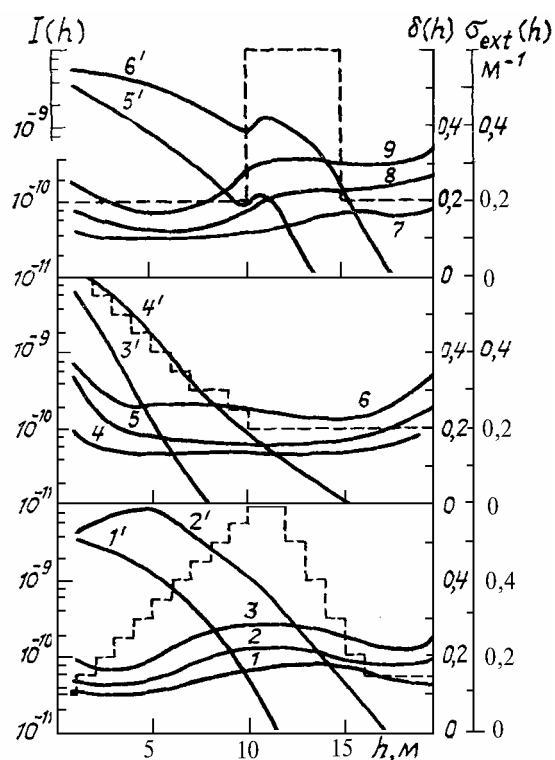


Рис. 4. Изменение интенсивности эхо-сигнала $I(h)$ и степени его деполаризации в зависимости от вида профиля $\sigma_{\text{ext}}(h)$ расчет с $g_1(9)$; 1'–6' — $I(h)$; 1–9 — $\delta(h)$. Для 1, 4, 7 и 1', 3', 5' — $\eta = 0,02$; 2, 5, 8 и 2', 4', 6' — $\eta = 0,06$; 3, 6, 9 — $\eta = 0,12$. Штриховые — профили $\sigma_{\text{ext}}(h)$

Оптические характеристики морской воды не являются постоянными по всей ее толще. Не останавливаясь подробно на многообразных физических процессах, способствующих этому, отметим, что вертикальное распределение $\sigma_{\text{ext}}(h)$ для каждого района Мирового океана имеет свой специфический и достаточно стабильный характер [15]. Это связано с гидродинамическими процессами, определяющими формирование оптической структуры вод данного района. Тип профиля $\sigma_{\text{ext}}(h)$ во многих случаях определяется глубиной залегания сезонного пикноклина (слоя скачка плотности). Его глубокое залегание ($h \gtrsim 50 \text{ м}$) или интенсивное турбулентное перемешивание приводит к относительной стабильности оптических свойств в поверхностном слое. Приведенные выше оценки относятся к подобной оптической ситуации. Если пикноклин расположен близко к поверхности, то слой пониженной

прозрачности, как правило, хорошо выражен, и в этом случае реализуется возрастающий с глубиной профиль $\sigma_{\text{ext}}(h)$ в верхнем горизонте воды. Существенно реже наблюдается спадающий профиль $\sigma_{\text{ext}}(h)$ [15]. Кроме того, на некотором удалении от поверхности под действием гидродинамических, биологических и других процессов могут возникать стратифицированные слои инверсно высокой оптической плотности. Интересно в связи с этим оценить возможное влияние различных оптических ситуаций на поляризационные характеристики эхо-сигнала. Результаты выполненных расчетов для условий «сухой» атмосферы приведены на рис. 4, где гистограммой показаны модельные профили коэффициента ослабления. Для каждого профиля приведены серии из трех кривых, характеризующих $\delta(h)$ в зависимости от угловой апертуры детектора. Как видим, при малых углах приема $\varphi_d \leq \varphi_n$ характеристика $\delta(h)$ слабо чувствительна к изменению оптической структуры воды. Этот факт можно легко объяснить, приняв во внимание, что в объеме конуса визирования сосредоточено излучение невысоких кратностей рассеяния, степень деполяризации которого не имеет существенного превышения над деполяризацией однократного сигнала. С увеличением углов приема к интенсивности отраженного сигнала добавляется излучение, рассеянное под большими углами, с более высокой деполяризацией. В результате характер поведения $\delta(h)$ сигнала становится более зависимым от вида профиля $\sigma_{\text{ext}}(h)$. Максимальный угол приема, для которого на рис. 3 приведены результаты $1/2 \varphi_d$ равен 1° . Его увеличение приводит к тому, что фоновый компонент в сигнале становится определяющим, степень деполяризации равномерно высокой во всем временном интервале, теряется зависимость от профиля $\sigma_{\text{ext}}(h)$. Следует отметить, что ни в одном рассмотренном примере уровень $\delta(h)$ к концу трассы зондирования до $\tau \sim 7 - 8$ не превышал $\sim 0,5$. На рис. 4 приведены также временные развертки интенсивности эхо-сигнала $I(h)$. Реакция последнего на вид функции $\sigma_{\text{ext}}(h)$ четко выражена только в случае стратифицированной гидрозольной инверсии. В других ситуациях изменение вида профиля $I(h)$ сопровождается изменением $\text{grad } I(h)$. Одновременный анализ поведения $\text{grad } I(h)$ и $\text{grad } \delta(h)$ при вариации углов приема может дать качественное представление о профиле $\sigma_{\text{ext}}(h)$.

Очевидно, что приведенные численные оценки не исчерпывают возможного многообразия оптических свойств морской воды. В первую очередь это касается вида матриц рассеяния. В данном сообщении мы рассмотрели только один, реализовавшийся в подавляющем большинстве экспериментов тип, близкий по общему виду к рэлеевскому.

Выполненные оценки показали, что важным фактором, определяющим формирование поляризационной структуры отраженного морской водой сигнала, является тип ее индикатрисы рассеяния. Уменьшение степени асимметрии или рост уровня рассеяния в направлении назад за счет изменения дисперсного или фракционного состава может привести к возрастанию деполяризации сигнала. В то же время количественные изменения (порядка 10–15%) в элементах матрицы рассеяния, наблюдавшиеся в экспериментах различных авторов [6–9], по нашим оценкам не приводят к заметным изменениям в поляризационной структуре сигнала.

1. Зуев В.Е., Креков Г.М., Матвиенко Г.Г., Попков А.И. // В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. М.: Наука. 1976. С. 29–46.
2. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. // Изв. АН СССР. ФАО. 1988. Т. 19. №6. С. 595.
3. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: ТФ СО АН СССР. 1986. С. 294.
4. Perry R.J., Hant J., Huffman D.R. // J. Appl. Optics. 1978. V. 17. № 17.
5. Белов В.В., Креков Г.М., Титов Г.А. // В кн.: Вопросы дистанционного зондирования атмосферы/Под ред. В.Е. Зуева. Томск: ТФ СО АН СССР. 1975. С. 102–113.
6. Voss K.J., Fry E.S. // J. Appl. Optics. 1984. V. 23. №23. P. 4427.
7. Любовцева Ю.С., Моисеенко Г.С., Плахина И.Н. // Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 10. С. 1097.
8. S. Thompson R.C., Bottiger J.R., Fry E.S. // SPIE. Ocean Optics V. 1979. V. 60. P. 43–48.
9. Кадышев Е.А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. №1. С. 108.
10. Кадышев Е.А., Любовцева Ю.С., Розенберг Г.В. // Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 7. №5. С. 557.
11. Кадышев Е.А., Любовцева Ю.С., Розенберг Г.В. // Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. №2. С. 186.
12. Копелевич О.В. // В кн.: Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука. 1983. С. 208–236.
13. Дистанционное зондирование моря с учётом атмосферы /Под ред. В.А. Урденко, Г. Циммерманна. ИКИ АН ГДР. 1985.
14. Крекова М.М., Пеннер И.Э., Самохвалов И.В. // Труды IX Всес. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: ТФ СО АН СССР. 1987. С. 202–206.
15. Буренков В.И. // В кн.: Оптика океана. Т. 2. Прикладная оптика океана. М.: Наука. 1983. С. 65–83.

G. M. Krekov, M. M. Krekova. **Some Peculiarities in the Polarization Laser Sensing in the Atmosphere-Ocean System.**

The paper presents the calculations of the polarization parameters of lidar returns from sea waters made using the Monte-Carlo technique. The relations of these parameters to such optical characteristics of medium as scattering phase function, extinction coefficient, and absorption coefficient as well as to the experimental geometry are studied in the paper. Estimations are made for $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ with the scattering matrices close in the form to the Rayleigh one.