

В.В. Веретенников

**Численное моделирование оптико-микрофизических
характеристик морской воды в задачах лидарного
зондирования***Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 25.12.2000 г.

Представлены результаты численного моделирования малоугловых характеристик рассеяния для полидисперсной взвеси в морской воде, образованной двумя фракциями частиц: мелкодисперсной терригенной и грубодисперсной биогенного происхождения, при вариациях их параметров и соотношения между фракциями. Результаты моделирования необходимы в качестве априорной информации для решения обратных задач лазерного зондирования морской воды.

Введение

При зондировании морской воды лидарный сигнал зависит от многократного рассеяния света, которое можно учитывать в малоугловом приближении [1, 2]. Для перехода к этому приближению в индикатрисе рассеяния выделяют вытянутую вперед малоугловую часть. Такая малоугловая индикатриса рассеяния часто аппроксимируется с помощью элементарных функций типа экспоненциальной [3] или гауссовой [4]. В [5] предложена приближенная формула для описания рассеяния в области малых углов на частицах, показатель преломления которых близок к единице. Эта формула получена из общих формул Ми и, в отличие от [3, 4], в явном виде описывает зависимость индикатрисы рассеяния от размера частиц.

Эффективность решения задач лазерного зондирования моря, как и других обратных задач, в значительной степени зависит от правильного учета априорной информации об исследуемой среде. Одним из априорно выбираемых параметров в рассматриваемой задаче является относительная доля однократно рассеиваемой энергии, приходящейся на малоугловую область. Эта величина определяется отношением малоуглового коэффициента рассеяния σ_1 к его истинному значению $a_1 = \sigma_1/\sigma$ и может быть определена как малоугловой фактор асимметрии. Априорная информация о малоугловой индикатрисе рассеяния необходима при восстановлении профиля коэффициента ослабления из лидарного сигнала с учетом многократного рассеяния [6, 7]. Эту информацию можно заменить значением одного параметра – эффективного размера частиц в случае, когда угол поля зрения приемника достаточно велик. Целью настоящей работы является численное исследование влияния параметров микроструктуры взвеси морских вод на их оптические характеристики, априорно задаваемые при обращении данных лидарных экспериментов.

**1. Модель характеристик рассеяния
морской воды**

Для частиц, взвешенных в морской воде, относительный показатель преломления m близок к единице. Это приводит к тому, что при прохождении сквозь частицу лучи слабо отклоняются от первоначального направления и в случае, когда сдвиг волны по фазе $\delta = 2kr |m - 1| \approx 1$ за частицей невелик, происходит интерференция дифрагированного и проходящего света. В результате угловое распределение излучения, рассеянного «мягкими» частицами, можно описать с помощью следующей приближенной формулы [5]:

$$\beta_1(\gamma) = q \beta^{(D)}(\gamma), \quad (1)$$

где $\beta^{(D)}(\gamma)$ – коэффициент направленного светорассеяния в приближении дифракции Фраунгофера, который определяется по известной формуле Эйри [8]:

$$\beta^{(D)}(\gamma) = \frac{r^2 J_1^2(kr\gamma)}{\gamma^2}, \quad \gamma = \sin(\theta), \quad (2)$$

θ – угол рассеяния. Поправочный множитель q в формуле (1) имеет вид

$$q = 4 |R(i\delta)|^2, \quad (3)$$

где

$$R(z) = \frac{1}{2} + \frac{e^{-z}}{z} + \frac{e^{-z} - 1}{z^2} \quad (4)$$

– функция Хюлста [9]. С учетом вида $R(z)$ (4) для функции $q(\delta)$ можно получить

$$q(\delta) = 1 + \frac{4}{\delta^2} \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\delta^2} \right) (1 - \cos \delta - \delta \sin \delta) \right]. \quad (5)$$

Из оптической теоремы для фактора эффективности ослабления $K_{\text{ex}} = \varepsilon/\pi r^2$ следует его связь с функцией $R(i\delta)$:

$$K_{\text{ex}} = 4\text{Re}[R(i\delta)], \quad (6)$$

откуда для больших «мягких» частиц можно получить формулу Хюлста

$$K_{\text{ex}} = 2 - \frac{4}{\delta} \sin \delta + \frac{4}{\delta^2} (1 - \cos \delta). \quad (7)$$

При $\delta > 3,5 - 4,0$ можно пренебречь мнимой частью $R(i\delta)$ по сравнению с действительной $\text{Im}[R(i\delta)] \ll \text{Re}[R(i\delta)]$, откуда следует, что

$$q = K_{\text{ex}}^2/4 = K_{\text{sc}}. \quad (8)$$

При $\delta \rightarrow \infty$, $K_{\text{ex}} \rightarrow 2$ малоугловой фактор эффективности рассеяния $K_{\text{sc}} \rightarrow 1$ и $\beta_1(\gamma) = \beta^{(D)}(\gamma)$.

В рассматриваемом приближении поправочный коэффициент q не зависит от угла рассеяния. Поэтому для нормированной индикатрисы рассеяния можно записать

$$x_1(\gamma) = \beta_1(\gamma) / \sigma_1 = x^{(D)}(\gamma), \quad (9)$$

$$x^{(D)}(\gamma) = \frac{J_1^2(kr\gamma)}{\pi\gamma^2}, \quad \sigma_1 = q \sigma^{(D)},$$

откуда следует, что для «мягких» частиц одного размера нормированная индикатриса рассеяния имеет тот же вид, что и в случае дифракции на непрозрачном экране.

Для полидисперсного ансамбля частиц нормированная индикатриса рассеяния определяется выражением

$$x_1(\gamma) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} x^{(D)}(\gamma, r) \tilde{f}(r) dr, \quad (10)$$

где функция

$$\tilde{f}(r) = s(r) q(r) / \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} s(r) q(r) dr \quad (11)$$

пропорциональна распределению геометрического сечения частиц по размерам $s(r) = \pi r^2 n(r)$ в единичном объеме с весовым коэффициентом $q(r) = K_{\text{sc}}(r)$.

Аналитическое описание лидарного сигнала [1, 7] с учетом многократного рассеяния содержит зависимость не от самой малоугловой индикатрисы рассеяния, а от ее преобразования Ганкеля. Для частиц одинакового радиуса R преобразование Ганкеля $\tilde{x}^{(D)}(p)$ индикатрисы рассеяния $x^{(D)}(\gamma, r)$ в дифракционном приближении (9) имеет вид $\tilde{x}^{(D)}(p) = G(p/2kR)$, где функция $G(t)$ определяется по формуле

$$G(t) = \begin{cases} (2/\pi)[\arccos t - t\sqrt{1-t^2}], & t \leq 1, \\ 0 & t > 1. \end{cases} \quad (12)$$

Для полидисперсного ансамбля будем соответственно иметь

$$\tilde{x}_1(p) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} G(p/2kr) \tilde{f}(r) dr. \quad (13)$$

Как показано в [7], при больших углах поля зрения приемника функцию $\tilde{x}_1(p)$ в лидарном уравнении можно заменить величиной производной $\tilde{x}'_1(0)$ в нуле. С учетом формулы для производной

$$\frac{dG(t)}{dt} = -\frac{4}{\pi} (1-t^2)^{1/2}, \quad t \leq 1,$$

дифференцируя $\tilde{x}_1(p)$, получим

$$\tilde{x}'_1(0) = -\frac{2}{\pi k} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-1} \tilde{f}(r) dr. \quad (14)$$

В частном случае монодисперсной среды, радиус частиц в которой равен R , формула для производной $\tilde{x}'_1(0)$ существенно упрощается:

$$\tilde{x}'_1(0) = -2/(\pi k R). \quad (15)$$

Интеграл, стоящий в правой части формулы (14), определяет некоторый эффективный размер частиц

$$R_{\text{eff}} = \left[\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-1} \tilde{f}(r) dr \right]^{-1}. \quad (16)$$

С учетом введенного обозначения формула (14) будет аналогична формуле (15) при подстановке R_{eff} вместо R . Таким образом, задание производной $\tilde{x}'_1(0)$ эквивалентно заданию эффективного радиуса частиц R_{eff} (16).

Сравнение результатов расчетов малоугловой индикатрисы рассеяния по формуле (1) с данными, полученными из расчетов по точным формулам теории Ми для частиц с показателями преломления 1,02 и 1,15, показывает, что формула (1) позволяет с достаточно высокой точностью получать значения коэффициента направленного светорассеяния для «мягких» частиц практически любых размеров [5]. Возрастание ошибок в случае применения формулы (1) происходит при приближении к первому нулю функции Бесселя $J_1(\omega)$, который определяет положение дифракционного минимума в точке $\omega = kr\gamma \approx 3,83$. Для полидисперсных ансамблей частиц положения дифракционных минимумов различны для частиц разных размеров, что приводит к сглаживанию картины рассеяния. Вследствие этого различия между расчетами индикатрисы рассеяния по точной и приближенной формулам становятся менее заметными. Как показывают модельные расчеты [5], погрешность приближения составляет не более 15% при углах рассеяния $\theta \leq 10^\circ$ для ансамблей частиц со степенной функцией распределения по размерам (распределение Юнге) $n(r) \sim r^{-\nu}$, $\nu = 5$ и граничными размерами $kr_{\min} = 20$, $kr_{\max} = 200$.

2. Результаты численного моделирования

По современным представлениям о микрофизических свойствах морской воды основной вклад в рассеяние света

вносят взвешенные в воде частицы двух фракций: мелкодисперсной фракции частиц минерального (терригенного) происхождения с размерами $r < 1 - 2$ мкм и относительным показателем преломления 1,15 и грубодисперсной фракции частиц органического (биогенного) происхождения ($r > 1$ мкм) с относительным показателем преломления в пределах 1,02 – 1,05. Соотношение вкладов в суммарный коэффициент рассеяния обеих фракций варьирует в широких пределах. Например, по данным [10], в зависимости от типа вод вклад органических частиц грубодисперсной фракции в коэффициент рассеяния составляет от 22 до 78%, что должно естественно отразиться на форме индикатрисы рассеяния морской воды и на поведении лидарных сигналов.

При моделировании оптических свойств взвеси спектр размеров мелкодисперсных терригенных (t) частиц описывался степенным законом

$$s_t(r) = A_t r^{-\nu} \quad (17)$$

с показателем $\nu = 1 - 4$ в интервале размеров $0,2 \leq r \leq 2,0$ мкм. Для описания спектра размеров грубодисперсной фракции биогенных (b) частиц было выбрано модифицированное гамма-распределение

$$s_b(r) = A_b \left(\frac{r}{r_m} \right)^\alpha \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\gamma} \left[\left(\frac{r}{r_m} \right)^\alpha - 1 \right] \right\} \quad (18)$$

с варьируемым модальным радиусом $r_m = 5 \div 20$ мкм и фиксированными параметрами $\alpha = 8$ и $\gamma = 3$. Весовые множители A_t и A_b в распределениях $s_t(r)$ и $s_b(r)$ выбирались таким образом, чтобы обеспечить заданное соотношение $\xi = \sigma_b/\sigma_t$ между вкладами указанных фракций в суммарный коэффициент рассеяния $\sigma = \sigma_t + \sigma_b$.

В проведенных исследованиях полагалось, что малоугловая картина рассеяния формируется за счет всех частиц b-фракции. Что же касается t-фракции, то здесь специальное внимание уделено изучению влияния границы «отсечки» r_{\min} самых мелких частиц на малоугловые характеристики рассеяния.

На рис. 1 представлены отношение $a_1 = \sigma_1/\sigma$ и эффективный размер частиц R_{eff} (16) в зависимости от r_{\min} при различном вкладе $p = \sigma_t/\sigma$ t-фракции в суммарный коэффициент рассеяния. Микроструктурные параметры фракций (17) и (18) были взяты следующие: $\nu = 2$ и $r_m = 10$ мкм. Крайнее левое положение на оси ординат при $r_{\min} = 0,2$ мкм соответствует учету в малоугловом рассеянии частиц t-фракции всех размеров согласно модели (17). В этом случае при любых значениях p отношение $a_1 > a_1^{(D)} = 0,5$, где $a_1^{(D)}$ – доля дифрагированного света при рассеянии на прозрачных оптически «жестких» больших частицах. Из рис. 1, а следует неожиданный, на первый взгляд, результат, показывающий, что с увеличением p , т. е. роли t-фракции, относительная доля энергии, рассеиваемой в малоугловой области, также возрастает. Это объясняется особенностями поведения факторов K_{sc} (8) и K_{ex} (7), приводящими к увеличению отношения K_{sc}/K_{ex} при малых r .

Зависимости параметра a_1 , как функции r_{\min} , носят монотонно убывающий характер, что объясняется исключением из рассмотрения в малоугловом рассеянии вклада частиц t-фракции $s_t(r)$ (17) с радиусами от 0,2 мкм до r_{\min} .

Естественно, что скорость указанного убывания тем выше, чем значимее роль t-фракции. Интересным для практических приложений в задачах зондирования оказывается тот факт, что все кривые на рис. 1, а пересекаются в окрестности точки $r_{\min} = 0,45$ мкм. Следовательно, учет в малоугловом рассеянии вклада только тех частиц, радиус которых превышает 0,45 мкм, позволяет считать параметр a_1 постоянным и равным 0,52 при любых соотношениях между t- и b-фракциями частиц в интервале рассмотренных значений параметра $p = 0,2 \div 0,7$.

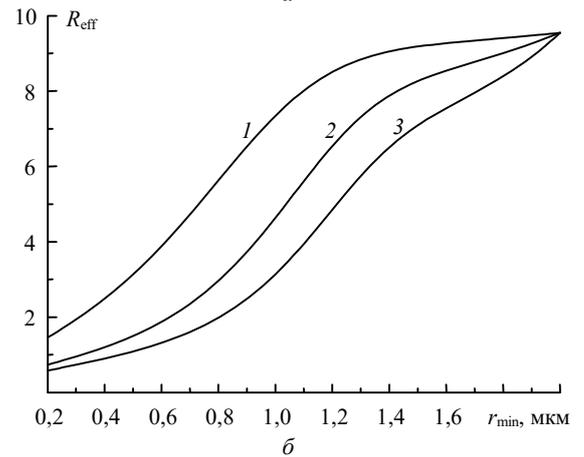
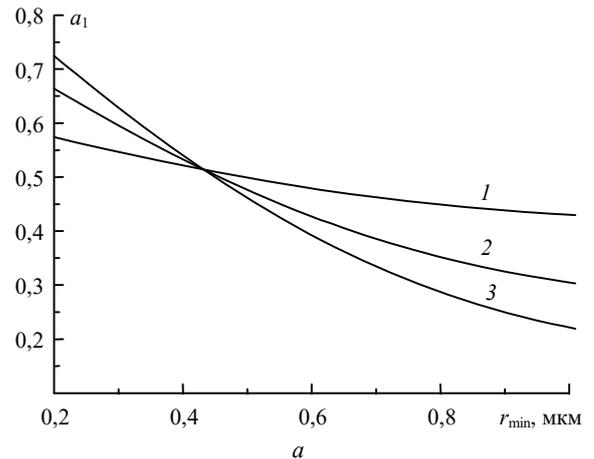


Рис. 1. Отношение $a_1 = \sigma_1/\sigma$ (а) и эффективный радиус R_{eff} (б) в зависимости от r_{\min} для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$ и $r_m = 10$ мкм при $p = 0,2$ (1), 0,5 (2) и 0,7 (3)

Рассмотрим теперь поведение эффективного радиуса R_{eff} (16), представленное на рис. 1, б. Предварительно отметим, что каждая из фракций имеет собственный эффективный радиус частиц: $R_{\text{eff},t} = 0,46$ мкм для $s_t(r)$ (17) при $r_{\min} = 0,2$ мкм и $R_{\text{eff},b} \approx r_m = 10$ мкм для $s_b(r)$ (18). В зависимости от величины параметра p и выбора r_{\min} эффективный радиус R_{eff} для суммы фракций изменяется между этими крайними значениями. Из приведенных на рис. 1, б данных следует, что даже небольшая добавка к большим частицам b-фракции мелкодисперсных частиц t-фракции значительно уменьшает величину эффективного размера частиц суммарной взвеси ($p = 0,2$; кривая 1).

Зависимости, аналогичные рис. 1, представлены и на рис. 2 для случая увеличения параметра ν в распределении $s_t(r)$ до четырех.

Такое изменение приводит к увеличению степени «мелкодисперсности» t -фракции за счет усиления в ней роли наиболее мелких частиц. Закономерности, отмеченные для зависимостей, изображенных на рис. 1, сохраняются. Изменения касаются смещения влево точки пересечения кривых на рис. 2, а до $r_{\min} = 0,3$ мкм. Примечательно, что значение параметра a_1 в этой точке сохранилось практически прежним и равно 0,52.

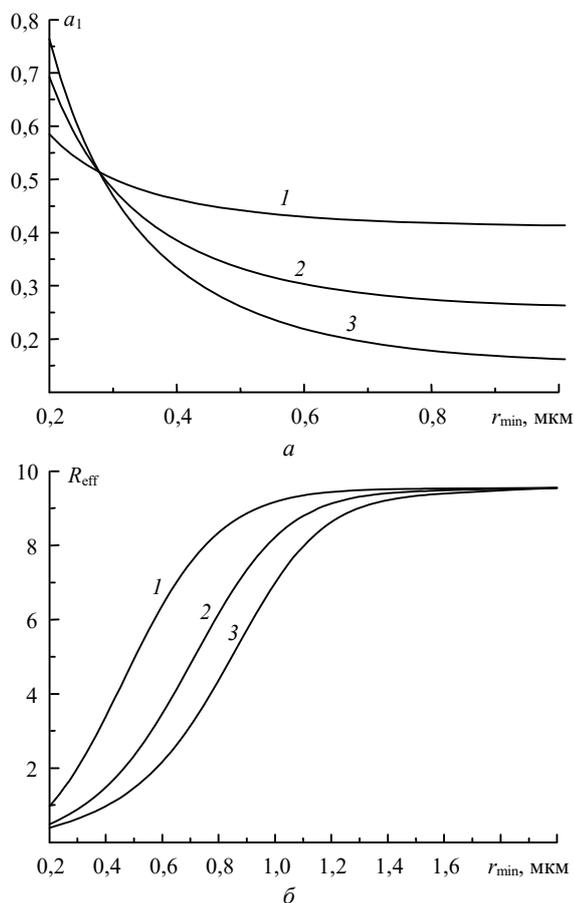


Рис. 2. Отношение a_1 (а) и эффективный радиус R_{eff} (б) в зависимости от r_{\min} для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 4$ и $r_m = 10$ мкм при $p = 0,2$ (1), 0,5 (2) и 0,7 (3)

Как видно из сравнения рис. 1, б и 2, б, при увеличении параметра ν происходят более быстрый рост и «насыщение» эффективного радиуса R_{eff} в зависимости от r_{\min} . В этом случае при $\nu = 4$ наблюдается общее понижение значений R_{eff} на левом краю интервала вследствие уменьшения величины $R_{\text{eff},1}$ для t -фракции до 0,31 мкм.

Еще один факт, обращающий на себя внимание при рассмотрении рис. 1 и 2, состоит в том, что положение точки r_{\min} , в которой параметр a_1 не зависит от соотношения фракций в смеси, близко к величине эффективного размера частиц t -фракции (0,45 и 0,46 мкм при $\nu = 2$; 0,3 и 0,31 при $\nu = 4$).

Основные выводы, сделанные при анализе данных рис. 1 и 2, сохраняются также и при вариациях параметров фракции крупных органических частиц $s_b(r)$ (18). В качестве примера на рис. 3 изображено поведение параметра a_1 и эффективного радиуса R_{eff} (16) для модального радиуса b -фракции $r_m = 15$ мкм при различном соотношении между

фракциями, определяемом величиной p . Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1. Положение точки пересечения кривых на рис. 3, а практически не изменилось. Отличие рис. 3, б проявилось в расширении диапазона изменения эффективного радиуса R_{eff} вследствие увеличения r_m .

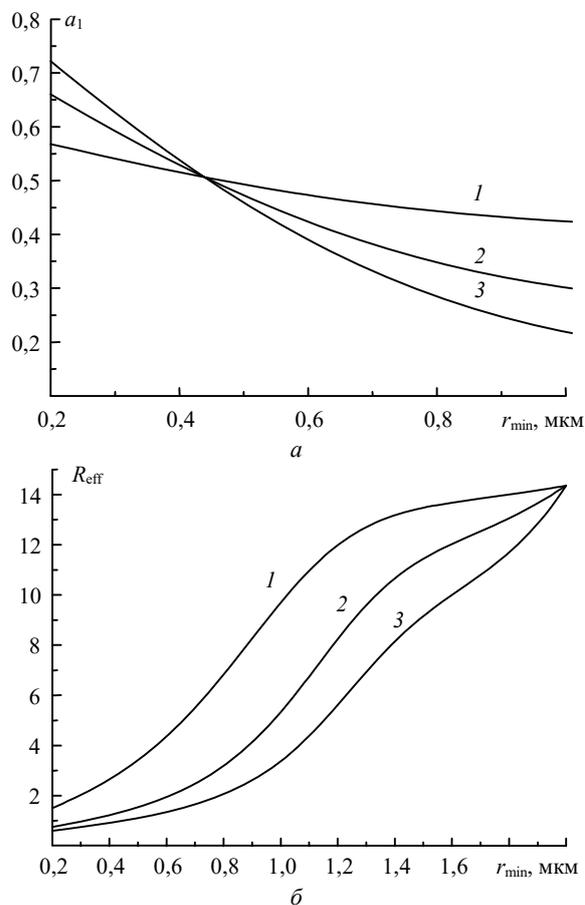


Рис. 3. Отношение a_1 (а) и эффективный радиус R_{eff} (б) в зависимости от r_{\min} для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$ и $r_m = 15$ мкм при $p = 0,2$ (1), 0,5 (2) и 0,7 (3)

На рис. 4 показаны те же характеристики a_1 и R_{eff} при неизменном виде t -фракции ($\nu = 2$) и равном соотношении обеих фракций ($p = 0,5$) для набора значений модального радиуса $r_m = 10, 15$ и 20 мкм. Как видно из рис. 4, а, вариации модального радиуса r_m практически не влияют на величину отношения a_1 .

Тот же вывод можно отнести и к поведению эффективного радиуса R_{eff} в области значений r_{\min} , где влияние t -фракции не ослаблено за счет исключения в малоугловом рассеянии вклада частиц с размерами менее 0,8 – 1 мкм.

Далее рассмотрим поведение малоугловых индикатрис рассеяния и их преобразований Ганкеля. Для всех приведенных ниже примеров модальный радиус b -фракции взвеси считался неизменным и равным 15 мкм.

На рис. 5 представлено семейство зависимостей коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)$, рассчитанных для рассмотренной микроструктурной модели взвеси с параметрами $\nu = 2$ и $r_m = 15$ мкм и различной нижней границей r_{\min} размеров частиц t -фракции, учитываемых в малоугловой картине рассеяния. При этом вклад в полный коэффициент рассеяния обеих фракций считался одинаковым ($p = 0,5$).

Кривая 1 на рис. 5 соответствует учету всех частиц t-фракции $s_t(r)$ (17) в интервале размеров $0,2 \leq r \leq 2,0$ мкм, а кривая 5 получена при полном отсутствии этих частиц и определяется исключительно рассеянием на частицах b-фракции $s_b(r)$ (18). Остальные кривые описывают промежуточные случаи.

На кривых (рис. 5) различаются две области, в которых преобладает рассеяние одной из фракций. Граница между этими областями проходит в районе углов рассеяния $\theta = 1 \div 2^\circ$. Положение границы смещается обратно пропорционально изменению модального радиуса r_m b-фракции. В пределах узкой первой области функция $\beta_1(\theta)$ убывает более чем на два порядка, затем ее убывание существенно замедляется, тем не менее общий диапазон изменчивости в пределах углов рассеяния $\theta < 45^\circ$ достигает 5–6 порядков. В первой области t-фракция вносит незначительный вклад, и ее вариации здесь проявляются слабо. Вторая область формируется преимущественно за счет частиц t-фракции, и изменения в микроструктуре этих частиц отчетливо проявляются в трансформации углового хода $\beta_1(\theta)$. По мере исключения из рассмотрения мелких частиц в малоугловой индикатрисе рассеяния она становится более вытянутой. На кривых $\beta_1(\theta)$ появляются локальные экстремумы, обусловленные сужением диапазона дисперсности t-фракции. Например, минимуму на кривой 3 ($r_{\min} = 0,6$ мкм) при $\theta \approx 20,7^\circ$ соответствует эквивалентный радиус частиц $r = 3,83/(k \sin \theta) \approx 0,69$ мкм, аналогично для минимума на кривой 4 ($r_{\min} = 0,8$ мкм) при $\theta \approx 15,2^\circ$ будем иметь $r \approx 0,93$ мкм.

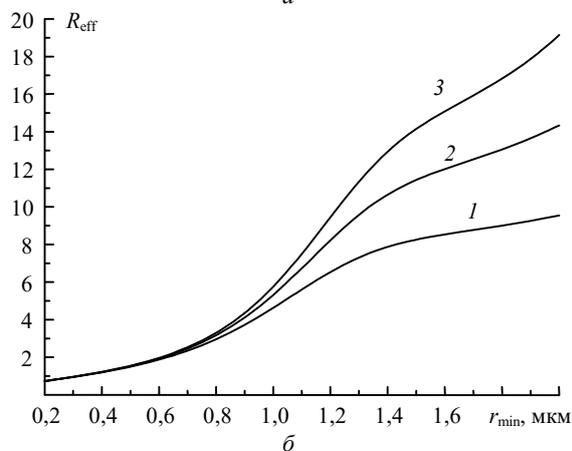
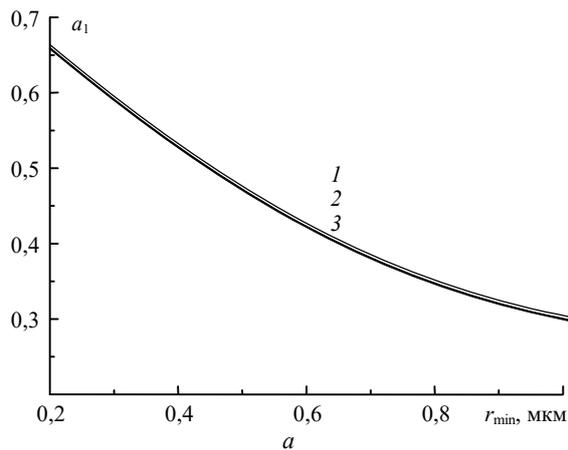


Рис. 4. Отношение a_1 (а) и эффективный радиус R_{eff} (б) в зависимости от r_{\min} для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$, $p = 0,5$ и различным модальным радиусом частиц биогенной фракции $r_m = 10$ (1), 15 (2) и 20 (3) мкм

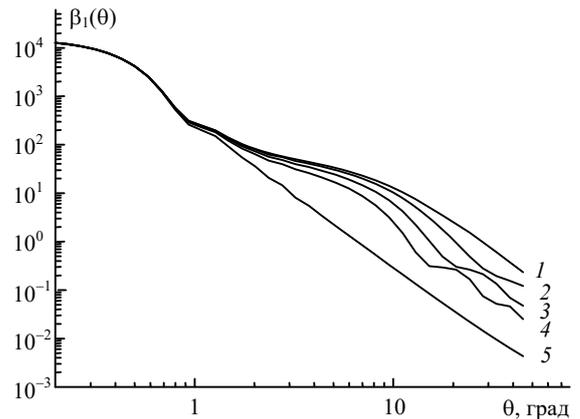


Рис. 5. Малоугловой коэффициент направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)$ для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$, $r_m = 15$ мкм, $p = 0,5$ при $r_{\min} = 0,2$ (1), 0,4 (2), 0,6 (3), 0,8 (4) и 2,0 (5) мкм

Рис. 6 дает представление о соотношении индикатрис рассеяния t-фракции (кривая 1) и b-фракции (кривая 2) в одной из суммарных зависимостей $\beta_1(\theta)$, приведенных на рис. 5 (кривая 3).

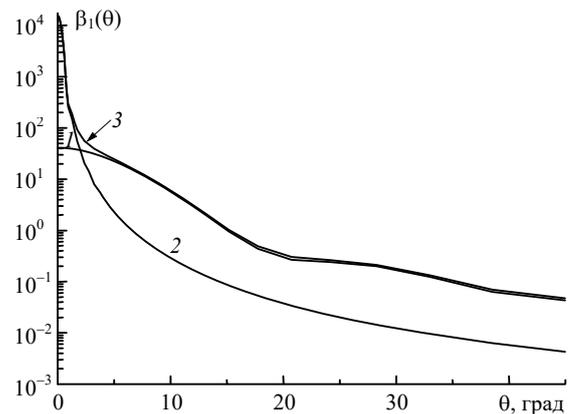


Рис. 6. Составляющие коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)$ для частиц минеральной фракции (1) с параметрами $\nu = 2$, $r_{\min} = 0,6$ мкм, биогенной фракции (2) с модальным радиусом $r_m = 15$ мкм и их сумма (3) при $p = 0,5$

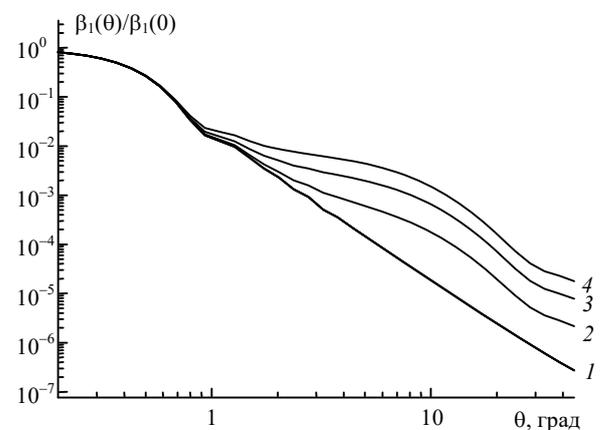


Рис. 7. Угловая зависимость коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)/\beta_1(0)$ для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$, $r_{\min} = 0,4$ мкм и $r_m = 15$ мкм при $p = 0$ (1), 0,2 (2), 0,5 (3) и 0,7 (4)

Рис. 7 описывает трансформацию коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)$ с ростом вклада t-фракции при неизменных остальных параметрах микроструктуры: $r_{\min} = 0,4$ мкм, $\nu = 2$ и $r_m = 15$ мкм.

На рис. 8 показано влияние наклона распределения $s_i(r)$ на поведение коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)$ при вариациях параметра ν и $r_{\min} = 0,4$ мкм. В этом случае так же, как и на рис. 5, соотношение между вкладами обеих фракций в коэффициент рассеяния было равным ($p = 0,5$). Кривая 5 описывает индикатрису рассеяния только на частицах t-фракции.

Выводы, сформулированные при обсуждении рис. 5 относительно разделения малоугловой области на две зоны с преобладающим влиянием в каждой из них разных фракций взвеси, можно отнести и к результатам, приведенным на рис. 7 и 8.

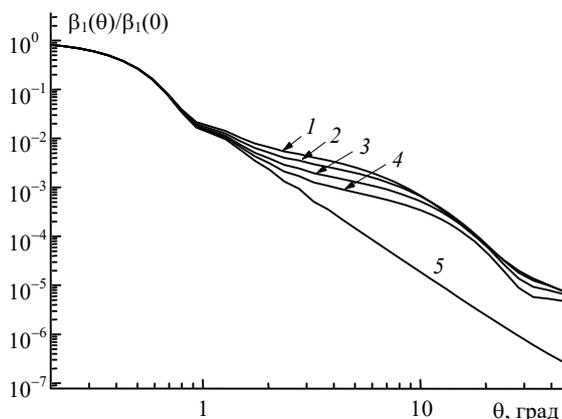


Рис. 8. Угловая зависимость коэффициента направленного светорассеяния $\beta_1(\theta)/\beta_1(0)$ для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $r_{\min} = 0,4$ мкм, $r_m = 15$ мкм, $p = 0,5$ и $\nu = 1$ (1), 2 (2), 3 (3) и 4 (4)

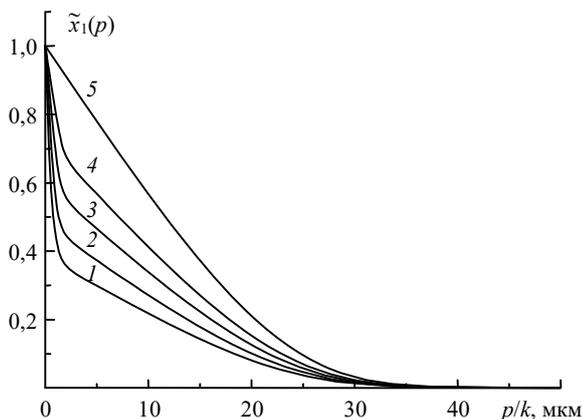


Рис. 9. Преобразование Ганкеля $\tilde{x}_1(\rho)$ малоугловой индикатрисы рассеяния для полидисперсной взвеси частиц в воде с параметрами микроструктуры $\nu = 2$, $r_m = 15$ мкм, $p = 0,5$ при $r_{\min} = 0,2$ (1), 0,4 (2), 0,6 (3), 0,8 (4) и 2,0 (5) мкм

В заключение кратко рассмотрим, как отражаются изменения в индикатрисах рассеяния, наблюдаемые при вариациях микроструктуры взвеси, на поведении их преобразований Ганкеля. На рис. 9 и 10 приведены примеры преобразований Ганкеля $\tilde{x}_1(\rho)$ в зависимости от аргумента $\rho = p/k$ для индикатрис рассеяния, изображенных на рис. 5 и 6. Как и на

рис. 5, кривая 1 на рис. 9 соответствует ситуации, когда в расчетах $\tilde{x}_1(\rho)$ полностью учитывались частицы обеих фракций. Противоположный случай, соответствующий учету в малоугловом рассеянии частиц только b-фракции, представлен кривой 5. Кривые 2–4 описывают трансформацию $\tilde{x}_1(\rho)$ по мере исключения из рассмотрения вклада частиц размерами менее 0,4 (кривая 2), 0,6 (3) и 0,8 (4) мкм соответственно.

Функция $\tilde{x}_1(\rho)$ – монотонно убывающая. Ее особенность состоит в том, что при каждом значении $\rho = p/k$ величина $\tilde{x}_1(\rho)$ зависит только от микроструктуры тех частиц, чей радиус $r > \rho/2$. Как результат, на рассматриваемых кривых выделяются два характерных масштаба: область малых значений ρ менее 4 мкм, которая характеризуется крутым наклоном кривых и в которой наблюдается совместное проявление обеих фракций, и область с более пологим убыванием $\tilde{x}_1(\rho)$ при $\rho > 4$ мкм, формируемая исключительно за счет частиц b-фракции. Положение ординаты на зависимостях $\tilde{x}_1(\rho)$ в окрестности изменения наклона характеризует соотношение между вкладами t- и b-фракций в малоугловой коэффициент рассеяния σ_1 .

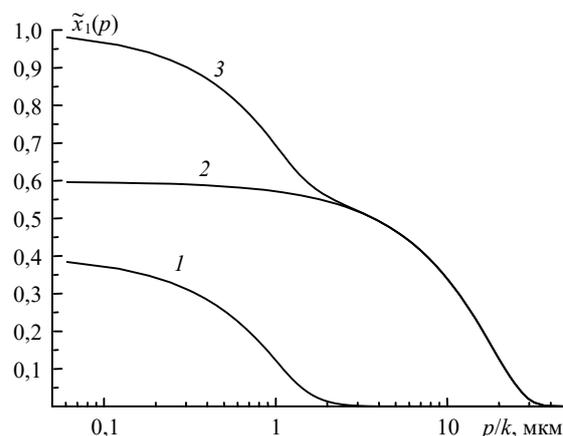


Рис. 10. Составляющие преобразования Ганкеля $\tilde{x}_1(\rho)$ для частиц минеральной фракции (1) с параметрами $\nu = 2$, $r_m = 0,6$ мкм, биогенной фракции (2) с модальным радиусом $r_m = 15$ мкм и их сумма (3) при $p = 0,5$

Для кривой 3 (см. рис. 9) на рис. 10 представлено разложение $\tilde{x}_1(\rho)$ на компоненты, соответствующие t- (кривая 1) и b- (2) фракциям частиц. Из рис. 10 видно, что в области малых значений ρ кривая 2 меняется незначительно и изменение $\tilde{x}_1(\rho)$ происходит за счет b-фракции.

Заключение

С помощью численного моделирования нами исследована изменчивость малоугловых характеристик рассеяния дисперсных взвесей в морской воде при вариациях параметров их микроструктуры. В число рассмотренных характеристик, помимо малоугловой индикатрисы рассеяния, были включены также ее преобразование Ганкеля, малоугловой фактор асимметрии и эффективный размер рассеивателей. Перечень выбранных характеристик диктовался в первую очередь требованиями к априорной информации при решении обрат-

ных задач лидарного зондирования морской воды с учетом многократного рассеяния.

При выборе параметров микроструктуры взвеси предполагалось, что взвесь образована двумя фракциями частиц: мелкодисперсной фракцией терригенного происхождения и грубодисперсной фракцией биогенного происхождения. Результаты расчетов свидетельствуют о необходимости учета вклада терригенной фракции, без которых малоугловая картина рассеяния существенно изменяется.

Установлена нижняя граница размеров частиц терригенной фракции, для которой малоугловой фактор асимметрии сохраняется практически неизменным при вариациях в широких пределах соотношения между фракциями. При этом малоугловой фактор асимметрии также слабо чувствителен к изменению модального радиуса частиц биогенной фракции. Для малоугловой индикатрисы рассеяния и ее преобразования Ганкеля выделены области и оценены их размеры, в пределах которых в формировании этих характеристик доминируют ука-

занные фракции взвеси. Представленные результаты могут быть полезны при интерпретации данных лидарных экспериментов.

1. Долин Л.С., Савельев В.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1971. Т. 7. № 5. С. 505–510.
2. Ермаков Б.В., Ильинский Ю.А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 5. С. 694–701.
3. Долин Л.С. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 2. С. 380–382.
4. Scotts L.B. // JOSA. 1977. V. 67. N 6. P. 815–819.
5. Буренков В.И., Копелевич О.В., Шифрин К.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1975. Т. 11. № 8. С. 828–835.
6. Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В. Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
7. Veretennikov V.V. // Proc. of SPIE. 1999. V. 3983. P. 260–270.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
9. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1969. 536 с.
10. Оптика океана / Под ред. А.С. Моница. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука, 1983. 372 с.

V.V. Veretennikov. Numerical simulation of the sea water optical-microphysical characteristics in the problems of lidar sensing.

The results of numerical simulation of small-angle characteristics of light scattering by the polydispersed suspension in the sea water are presented. The suspension is formed from particles of two fractions: fine particles of terrigenous origin and coarse ones of biogenic origin.

Variations of their parameters and ratios between the fractions were taken into account. The modeling results are necessary as *a priori* information in solving the inverse problems of laser sensing of the sea water.