

С.Э. Сармин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И РАСПОЛОЖЕНИЯ ОБЛАКОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

На основе малоугловой модификации метода сферических гармоник реализован алгоритм исследования световых полей в облачной атмосфере. Проведено исследование влияния оптических характеристик и положения облачного слоя на пространственно-угловое распределение светового поля. На основе введенного критерия качества передачи изображения объектов показано, что при увеличении расстояния между объектом и рассеивающим слоем, несмотря на монотонное ухудшение оптической передаточной функции среды, качество передачи изображения объекта может монотонно ухудшаться, монотонно улучшаться и может носить экстремальный характер.

Исследования облачных структур, проводящиеся оптическими методами, по существу сводятся к исследованию световых полей в атмосфере в присутствии облаков. Поскольку облачные образования пространственно ограничены и имеют вид оптически плотных рассеивающих слоев, при исследовании облаков необходимо учитывать эффекты, присущие переносу излучения в таких средах: многократный характер рассеяния, влияние на перенос излучения не только оптических параметров облаков, но и положение облачного слоя на трассе.

Линейность и инвариантность оптических систем позволяет применить для описания переноса излучения в рассеивающей среде линейно-системный подход и рассматривать среду как отдельный элемент всей системы наблюдения, характеризующийся оптической передаточной функцией (ОПФ), которая является Фурье-образом функции рассеяния (ФРТ) среды.

Резко анизотропный характер рассеяния в облачной атмосфере сделал малоугловое приближение наиболее пригодным для исследования в ней световых полей (для решения уравнения переноса излучения (УПИ)). Решение [1], получившее наибольшее распространение из-за преобразования интегрального члена УПИ в интеграл типа свертки, справедливо лишь для чрезвычайно анизотропных индикатрис рассеяния и очень малых углов визирования, что резко сужает границы его применимости в условиях атмосферы.

Известно, что в теории видения возможны два подхода к определению ФРТ [2]. Согласно первому подходу ФРТ определяется как яркость в направлении оптической оси, создаваемая элементарным ламбертовским излучателем, и является функцией положения этого источника на предметной плоскости. Согласно второму подходу ФРТ есть угловое распределение яркости в точке наблюдения от элементарного ламбертовского излучателя, находящегося на предметной плоскости на оптической оси. Первый подход для данной задачи является строгим, второй — приближенным, однако в рамках малоуглового приближения, используемого в данной статье (т.е. при угловых размерах объекта менее 5°), применение второго подхода приводит к ошибке менее 10% [2]. Заметим, что в границах применимости малоуглового приближения световые поля, создаваемые элементарным ламбертовским излучателем и точечным изотропным источником, эквивалентны. В соответствии с вышесказанным в качестве ФРТ примем угловое распределение яркости от точечного изотропного источника.

В данной статье для решения УПИ использована малоугловая модификация метода сферических гармоник (СГ) [3]. ФРТ представляется в виде ряда по полиномам Лежандра

$$L(\hat{l}, \mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) C_k(r) P_k(\mu), \quad (1)$$

где $L(\hat{l}, \mathbf{r})$ — яркость светового поля в точке \mathbf{r} в направлении \hat{l} от точечного изотропного источника света (знаком « $\hat{\cdot}$ » здесь и далее обозначаются единичные векторы); $C_k(r)$ — коэффициенты разложения по полиномам Лежандра; P_k — полиномы Лежандра; $\mu = (\hat{l}, \hat{r})$ — косинус угла визирования яркости.

Классический метод СГ приводит к бесконечной трехдиагональной системе дифференциальных уравнений относительно коэффициентов разложения C_k . Для достижения приемлемой точности необходимо сохранять несколько сот (а иногда значительно больше) членов разложения, т.е. решать систему с таким же числом уравнений, что представляет огромные трудности даже при современном уровне развития вычислительной техники. В использованной малоугловой модификации метода СГ допускается непрерывная и монотонная зависимость коэффициентов C_k от номера k , что позволяет свести бесконечную систему к одному дифференциальному уравнению в частных производных второго порядка, которое затем решается аналитически. Решение сохраняет все особенности точного реше-

ния УПИ и пренебрегает только дисперсией путей рассеянных фотонов и обратным рассеянием, что позволяет его применять в широком диапазоне углов визирования яркости, а также снимает резкие ограничения на анизотропность индикатрисы рассеяния среды. Сравнения с методом Монте-Карло показали, что решение дает погрешность для атмосферных индикатрис при углах визирования 40–50° не более 10–15% (т.е. на уровне дисперсии самого метода Монте-Карло). Кроме того, решение, полученное в виде ряда, делает его более применимым в инженерных расчетах по сравнению с решением в виде несобственного интеграла [1].

В рассматриваемых в статье ситуациях ФРТ среды круглосимметрична, и ОПФ находится как преобразование Ганкеля от ФРТ. Поскольку возможны замены $P_k(\cos\varphi) \approx J_0(k\varphi)$ (для $\varphi \rightarrow 0$; J_0 — функция Бесселя) и $\sum_{k=0}^{\infty} \frac{2k+1}{4\pi} \approx \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \nu d\nu$ (при острых индикатрисах рассеяния число ненулевых членов в разложении (1) будет очень велико), можно говорить об эквивалентности C_k оптической передаточной функции при $k = \nu$, где ν — пространственная частота. В дальнейшем для простоты изложения C_k будем называть оптической передаточной функцией. Заметим, что в приведенных в этом абзаце рассуждениях ясно прослеживается связь [4] малоугловых форм [1] и [3].

Рассмотрим передачу изображения самосветящегося объекта через оптически плотный рассеивающий слой (рис. 1). Положение слоя (следуя [5–7]) будем характеризовать параметром $t = d/D$, где d — расстояние от объекта до середины слоя; D — до точки визирования (приемника).

При фиксированном D ОПФ среды станет функцией t и согласно [3] будет описываться формулой

$$C_k(t) = \frac{1}{D^2} \exp \left\{ -\tau + \frac{2\Lambda\varepsilon D}{q} \cdot \frac{g^{qt}}{\ln g} \operatorname{sh} \left(q \frac{\Delta}{2D} \ln g \right) \right\}, \quad (2)$$

где $q = \sqrt{k(k+1)}$; Δ — толщина слоя; $\tau = \varepsilon\Delta$ — оптическая толщина слоя; ε и Λ — соответственно показатель ослабления и альbedo однократного рассеяния слоя; g — параметр функции Хенли-Гринштейна, которой аппроксимирована индикатриса рассеяния слоя [8] (g имеет смысл среднего косинуса угла индикатрисы).

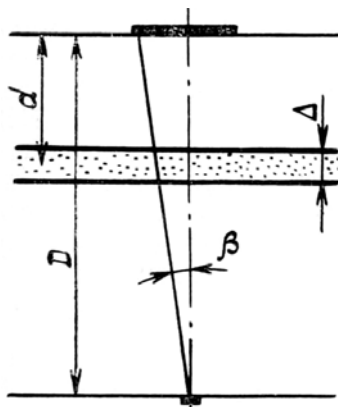


Рис. 1. Расчетная схема

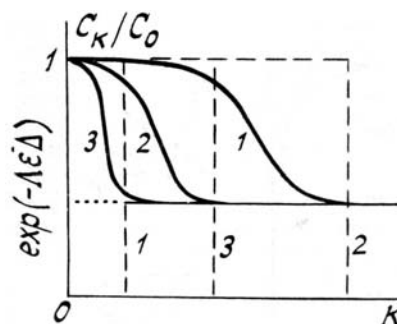


Рис. 2. Зависимость ЧКХ среды от параметра t . Сплошные линии: (1) $t \approx 0$; (2) $t \approx 0,1$; (3) $t \rightarrow 1$. Штриховые линии — спектр объекта (для наглядности взят прямоугольный спектр): 1 — крупноразмерный объект; 2 — малоразмерный; 3 — объект средних размеров

Нетрудно получить из (2) выражение для частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) среды F_k :

$$F_k(t) = \frac{C_k(t)}{C_0} = \exp \left\{ \Lambda\varepsilon \left(\frac{2D}{q} \frac{g^{qt}}{\ln g} \operatorname{sh} \left(q \frac{\Delta}{2D} \ln g \right) - \Delta \right) \right\}. \quad (3)$$

Анализ формул (2) и (3) показывает, что ОПФ и ЧКХ среды монотонно убывают от k и сужаются при увеличении параметра t (рис. 2). Такой результат согласуется с результатами, полученными в рамках другой формы малоуглового приближения, а также в экспериментальных работах [9–12]. Другое поведение ЧКХ, полученное в [5–7], объясняется тем, что в этих работах речь идет не о ЧКХ среды, а о ЧКХ системы «среда + ограниченный угол зрения приемника», и это различие может быть весьма существенным [13]. Из рис. 2 видно, что ЧКХ среды имеет «полочку», величину которой легко найти из (3)

$$\lim_{k \rightarrow \infty} F_k(t) = \exp(-\Lambda \varepsilon \Delta).$$

Отметим резкое сужение $F_k(t)$ при $t \approx 0$ с возрастанием t .

Распределение яркости в изображении представляет собой интеграл свертки распределения яркости в объеме с ФРТ среды (в частотной области свертка перейдет в произведение спектров)

$$L'(\mu, t) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) C_k(t) \vartheta_k P_k(\mu), \quad (4)$$

где ϑ_k — коэффициенты разложения распределения яркости в объекте по полиномам Лежандра («Лежандр-спектр» объекта).

Из соображений наглядности и простоты реализации численного алгоритма возьмем в качестве тест-объекта диффузно-излучающий диск единичной яркости. Для диска, т.е. для прямоугольного углового распределения яркости по объекту ϑ_k , имеют вид

$$\vartheta_k = (P_{k-1}(\cos\beta) - P_{k+1}(\cos\beta)) / (2k+1), \quad (5)$$

где β — половинный угловой размер диска.

На рис. 3 приведены результаты расчета распределения яркости в изображении диска при различных положениях слоя на трассе объект — приемник.

Наиболее ярким примером влияния характера стратификации среды на формирование светового поля является зависимость качества передачи изображения (КПИ) объектов через облачную атмосферу от положения облачного слоя на трассе наблюдения. На характер зависимости КПИ объектов от положения слоя в литературе представлено несколько разных (порой противоречивых) точек зрения [5–7], [9–13]. Это и побудило автора провести дальнейшие исследования.

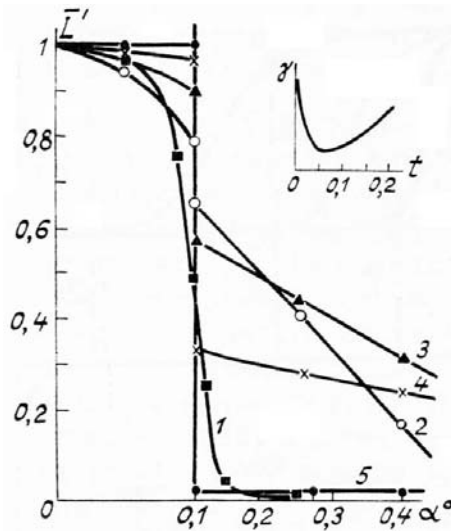


Рис. 3. Распределение яркости в изображении диска при различных положениях: $t = 0,001; 0,05; 0,1; 0,2; 0,99$ (кривые 1–5 соответственно). В расчетах $\beta = 0,1^\circ; \tau = 5; D = 5; \Delta = 0,05; g = 0,97; \Lambda = 1,0$. Вверху справа — зависимость $\gamma = \gamma(t)$

При выборе критерия качества передачи изображения будем опираться не только на ОПФ среды, но и учитывать также принцип работы анализатора изображения, который основан на сравнении образа с оригиналом [14]

$$\gamma = 1 / \int_{(\Omega)} (\bar{L}' - \bar{L})^2 d\Omega, \quad (6)$$

где $\bar{L} = L(\mu) / L_{\max}$; $\bar{L}' = L'(\mu) / L'_{\max}$; $L(\mu), L'(\mu)$ — угловые распределения яркости в объекте и изображении; L_{\max} и L'_{\max} — максимум яркости объекта и изображения; Ω — угол зрения приемника.

При $\Omega \rightarrow 4\pi$ согласно теореме Парсеваля формула (6) принимает вид

$$\gamma = 1 / \sum_{k=0}^{\infty} (\bar{a}'_k - \bar{a}_k)^2, \quad (7)$$

где $\bar{a}_k = a_k / L_{\max}$, $\bar{a}'_k = a'_k / L'_{\max}$; a_k, a'_k — спектр объекта и изображения. Введенный таким образом критерий качества изображения γ отражает как передачу контраста в изображении (вследствие нормировки яркостей), так и передачу тонкой структуры объекта.

Из выражений (4) и (5) определим величины, входящие в формулы (6) и (7): $a_k = \vartheta_k$ — спектр объекта; $a'_k = \vartheta_k C_k$ — спектр изображения; $L_{\max} = 1$, $L'_{\max} = L'(1, t)$ — очевидно, что максимальная яркость будет в центре изображения (при $\mu = 1$). Тогда

$$\gamma(t) = 1 / \int_{(\Omega)} (L'(\mu, t) / L'(1, t) - L(\mu))^2 d\Omega = 1 / \sum_{k=0}^{\infty} \vartheta_k^2 (C_k(t) / L'(1, t) - 1)^2. \quad (8)$$

Видно, что γ является функцией формы и размеров объекта, оптических характеристик рассеивающего слоя и параметра t . Исследования КПИ объектов через рассеивающий слой по формуле (8) проводились на ЭВМ при широком варьировании перечисленных параметров. При этом моделирование приемники как с неограниченным, так и с ограниченным полем зрения (во втором случае интегрирование проводилось численно).

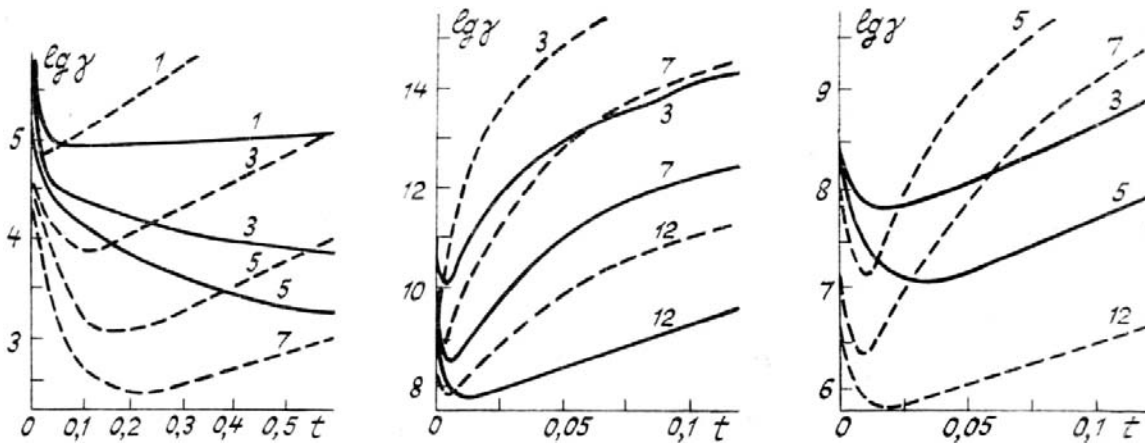


Рис. 4. Зависимость $\gamma = \gamma(t)$. Цифры у кривых соответствуют оптической толщине слоя τ . На всех рисунках $\Lambda = 1,0$; $\Delta = 0,05$; $D = 5,0$; угол поля зрения приемника равен десяти угловым размерам объекта: (а) $\beta = 1,0^\circ$. Сплошная линия — $g = 0,97$, штриховая — $g = 0,80$; (б) $\beta = 0,001^\circ$. Сплошная линия — $g = 0,99$, штриховая — $g = 0,97$; (в) $\beta = 0,01^\circ$. Сплошная линия — $g = 0,99$, штриховая — $g = 0,95$

Расчеты показали, что в обоих случаях при увеличении расстояния между объектом и рассеивающим слоем (т. е. при увеличении параметра t), несмотря на монотонное ухудшение ЧКХ среды, КПИ объекта может монотонно ухудшаться, монотонно улучшаться и может носить экстремальный характер (т.е. может иметь место t -эффект). Вид зависимости $\gamma(t)$ определяется взаимным соотношением размеров объекта и характерного масштаба ФРТ среды, а также соотношением рассеянной и прямопрошедшей (ослабленной по закону Бугера) составляющих в изображении объекта. Наибольший интерес, по-видимому, вызывает зависимость характера поведения $\gamma(t)$ от размеров объекта, которую качественно можно объяснить следующим образом.

Если размер объекта значительно больше характерного масштаба ФРТ среды (спектр такого объекта будет значительно уже ЧКХ среды — см. рис. 2), то с увеличением t спектр изображения объекта будет все сильнее отличаться от спектра оригинала, и КПИ будет монотонно ухудшаться (эффект «кальки») (рис. 4, а, средний косинус угла индикатрисы рассеяния $g = 0,97$, $\beta = 1^\circ$).

В другом крайнем случае, когда объект очень малоразмерный по сравнению с характерным масштабом ФРТ среды со слоем, расположенным вплотную к объекту, а его спектр соответственно много шире ЧКХ среды, с увеличением t искажаются только все более низкие частоты спектра. Ввиду наличия «полочки» у ЧКХ высокие частоты спектра объекта ослабляются в одинаковое число раз, т.е. не искажаются. Поэтому с увеличением t искажается все более узкий участок спектра, что ведет к монотонному улучшению КПИ объекта (рис. 4, б, $\beta = 0,001^\circ$, $g = 0,97^\circ$).

Рассматривая передачу изображения объекта, соразмерного с характерным масштабом ФРТ среды при положении слоя вблизи объекта, получаем промежуточный случай. При малых t ЧКХ «шире» спектра объекта и имеет место первый случай, т.е. ухудшение КПИ с увеличением t . С дальнейшим

возрастанием t соотношение между ЧКХ среды и спектром объекта меняется и наблюдается ситуация, аналогичная второму случаю, т.е. с увеличением t КПИ возрастает. Таким образом, зависимость $\gamma(t)$ имеет экстремальный характер, т.е. получаем t -эффект. Отметим, что так как наиболее резко ЧКХ сужается при начальных изменениях t , область минимума качества изображения тяготеет к малым значениям t .

Результаты расчетов, представленные на рис. 4, отражают явления, происходящие при изменении оптических параметров слоя: расширение индикатрисы рассеяния слоя (уменьшение g) приводит к расширению ФРТ среды, что ведет к смещению описанных выше эффектов в сторону монотонного улучшения качества изображения; увеличение оптической толщины слоя τ , а также увеличение альбедо однократного рассеяния Λ (приводящие к снижению «полочки» ЧКХ среды), смещают эффекты в сторону монотонного ухудшения качества изображения.

Заметим, что ограничение поля зрения приемника ничего принципиально нового не вносит и лишь смещает наблюдаемые эффекты в сторону монотонного улучшения качества изображения.

Автор благодарит В.П. Будака за помощь в научном поиске, а также В.В. Белова за критические замечания и полезное обсуждение материала статьи.

1. Долин Л.С. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 2. С. 380.
2. Белов В.В., Борисов Б.Д., Генин В.Н., Креков Г.М., Макушкина И.Ю. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1205.
3. Будаков В.П., Мельников Г.А., Савенков В.И. Межвед. темат. сборник. М.: МЭИ, 1983. Вып. 12. С. 9.
4. Будаков В.П., Федосов В.П. //Круговорот веществ и энергии в водоемах. Вып. VIII. Иркутск: ЛИ СО АН СССР. 1985. С. 78.
5. Зуев В.Е., Белов В.В., Борисов Б.Д., Генин В.Н., Кабанов М.В., Креков Г.М. //ДАН. 1983. Т. 268. № 2. С. 321.
6. Белов В.В., Зуев В.Е., Креков Г.М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 13. № 9. С. 363.
7. Белов В.В., Борисов Б.Д., Генин В.Н., Кабанов М.В., Креков Г.М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 12. С. 1303.
8. Непуеу L.G., Greenstein J.L. //Astrophys. J. 1941. V. 93. № 1. P. 76.
9. Дрофа А.С., Кацев И.Л. //Метеорология и гидрология. 1981. № 11. С. 101.
10. Волнистова Л.П., Воробьев М.И., Дрофа А.С. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 10. С. 1031.
11. Дрофа А.С. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. № 10. С. 939.
12. Усачев А.Л. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 10. С. 1107.
13. Волнистова Л.П., Дрофа А.С. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. № 10. С. 50.
14. Прайт У. Цифровая обработка изображения. М.: Мир, 1982. Т. 1. 312 с.; Т. 2. 480 с.

Поступила в редакцию
27 января 1989 г.

S. E. Sarmin. Investigation of the Influence of Cloud Optical Characteristics and Position on Spatial and Angular Distributions of the Light Field.

The algorithm of studying light fields in sloudy atmosphere which is based on small-angle modification of spherical harmonics method is described. Investigation of the influence of optical characteristics and position of a cloud layer on spatial and angular distribution of the light field is carried out. Based on the introduced criterion of object image quality it has been shown that while the scattering layer is being moved away from the object the object image quality can monotonically worsen or improve, or obtain the extremal character despite the monotonic worsening of the atmospheric transfer function.