

А.С. Дрофа, Л.И. Якушкина

ЯРКОСТЬ РАССЕЯННОГО СВЕТА ОТ ПРОЖЕКТОРНОГО ОГНЯ В ОБЛАЧНОЙ СРЕДЕ

Предложена формула для расчета распределения яркости рассеянного света в изображении наблюдаемого через облачную среду направленного источника света, учитывающая геометрию схемы наблюдения, особенности светорассеивающих свойств среды и их стратификацию вдоль трассы наблюдения. Диапазон применимости формулы определен сравнением с данными расчетов методом Монте-Карло. Результаты сравнения показали, что предложенная формула пригодна для описания яркости изображения прожекторных огней с шириной диаграммы направленности θ_0 , удовлетворяющей соотношению $\theta_0^2 > 0,4\tau \cdot \beta^2$, где τ — оптическая толщина; β — характерная ширина индикатрисы рассеяния света в облачной среде. При этом распределения яркости рассеянного света описываются с достаточно хорошей точностью в области углов визирования $\varphi < \theta_0$ при углах отклонения оси диаграммы направленности огня от направления на наблюдателя, не превышающих $2\theta_0$.

Для оценки видимости в замутненной атмосфере пространственно ограниченных направленных источников света (прожекторных огней) необходимо знать яркость создаваемого ими рассеянного света. Исследование распределений яркости изображения прожекторных огней в облачной среде с использованием численного решения уравнения переноса методом Монте-Карло проводилось в [1, 2]. При распространении светового пучка в облачной среде, где индикатриса рассеяния света сильно вытянута, угловое распределение яркости всюду сохраняет сильную анизотропию. Для этого случая в [3–5] получены формулы для расчета некоторых интегральных характеристик пространственно-углового распределения яркости, создаваемого направленным источником света в рассеивающей среде. При этом форма как угловых, так и пространственных распределений предполагается гауссовской. В то же время реальные световые поля, особенно на малых удалениях от источников с узкими диаграммами направленности, могут существенно отличаться от гауссовских. Основываясь на результатах [1–5], в настоящей статье предложена формула, описывающая с достаточно хорошей точностью распределение яркости рассеянного света в изображении узконаправленных прожекторных огней, наблюдаемом через облачную среду.

Пусть прожекторный огонь наблюдается через рассеивающую среду из точки, удаленной от огня на расстояние L . Светорассеивающие характеристики среды — показатель рассеяния σ , показатель ослабления ϵ и индикатриса рассеяния $\chi(\theta)$ — могут изменяться вдоль трассы наблюдения огня. Диаграмму направленности прожекторного огня будем описывать гауссовским распределением силы света с параметрами: θ_0 — полуширина распределения, I_0 — сила света в максимуме диаграммы направленности. Будем считать, что изображение огня формируется путем углового сканирования светового поля расположенным в точке наблюдения приемником с узкой диаграммой направленности. Направление визирования приемника определим вектором φ (φ_x, φ_y), компоненты которого задают угловые координаты точки в плоскости изображения, отсчитываемые от направления на прожекторный огонь. Если ось диаграммы направленности прожектора направлена на приемник под некоторым углом θ , то распределение яркости рассеянного света в изображении наблюдаемого через рассеивающую среду прожекторного огня можно рассчитывать по следующей формуле:

$$B(\varphi, \theta, L) = \frac{I_0}{L^2} \cdot f(\varphi, L) \cdot \exp \left[-\frac{(\theta - \varphi \cdot L \cdot A/D_r)^2}{\theta_0^2 + D_0 - A^2/D_r} \right], \quad (1)$$

где

$$D_0 = D_0(L) = \int_0^L \sigma(z) \cdot \beta^2(z) \cdot dz; \quad (2)$$

$$A = A(L) = \int_0^L z \cdot \sigma(z) \cdot \beta^2(z) \cdot dz; \quad (3)$$

$$D_r = D_r(L) = \int_0^L z^2 \cdot \sigma(z) \cdot \beta^2(z) \cdot dz, \quad (4)$$

z — текущая координата вдоль трассы наблюдения; β — характерная ширина индикатрисы рассеяния света в среде, вектор θ (θ_x, θ_y) определяет отклонение диаграммы направленности прожектора от направления на точку наблюдения. Функция $f(\varphi, L)$ описывает распределение яркости рассеянного света в изображении точечного диффузно-светящегося источника света единичной мощности, наблюдаемого с расстояния L . Методы ее расчета достаточно хорошо разработаны [5, 6]. Формулы для расчета параметров A , D_r и D_θ взяты из [5].

Формула (1) аналогична решению уравнения переноса в малоугловом диффузионном приближении, полученному в [3–5]. В этом приближении решение для функции $f(\varphi, L)$ ищется в виде гауссовского распределения. Но, как уже упоминалось выше, реальные распределения яркости изображения точечных источников света могут существенно отличаться от гауссовских даже для источников с достаточно широкими диаграммами направленности. Вместе с тем в [1–2] было отмечено, что яркость рассеянного света вблизи наблюдаемого через облачную среду направленного источника по величине практически совпадает с яркостью рассеянного света от диффузно-светящегося источника с силой света, равной силе света направленного источника в направлении точки наблюдения. Там же было показано, что влияние ограниченности диаграммы направленности источника света проявляется в сужении распределений яркости при уменьшении ширины диаграммы направленности. В связи с этим представляется возможным для расчета распределений яркости изображения прожекторных огней, наблюдаемых через облачную среду или туман, использовать формулу (1). Ограниченность диаграммы направленности прожекторного огня учитывается в (1) экспоненциальным множителем, где значения A , D_r , и D_θ , как и функция $f(\varphi, L)$, зависят от стратификации рассеивающих свойств среды. Формула (1) позволяет оценить характер изменения изображения прожекторного огня в зависимости от светорассеивающих характеристик среды и их стратификации вдоль трассы наблюдения огня, а также от геометрических параметров схемы наблюдения. Как будет показано ниже, формула (1) обеспечивает достаточно хорошую точность расчета яркости изображения используемых на практике светосигнальных прожекторных огней в реальных условиях замутненной атмосферы.

Для расчета изображений диффузно-светящихся объектов в рассеивающей среде достаточно эффективно использование малоуглового приближения, развитого для сред с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния [5, 6]. В этом приближении распределение яркости рассеянного света, регистрируемое точечным приемником с угловой полушириной диаграммы направленности φ_0 , можно рассчитать по следующей формуле:

$$f(\varphi, L) = \frac{1}{\pi\varphi_0} \int_0^\infty [F(\nu, \tau) - \exp(-\tau)] \cdot J_0(\nu\varphi) \cdot J_1(\nu\varphi_0) \cdot \nu d\nu, \quad (5)$$

где $F(\nu, \tau)$ — оптическая передаточная функция (ОПФ) слоя рассеивающей среды [5, 6], $\tau = \int_0^L \epsilon(z) \cdot dz$ — оптическая толщина среды, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функции Бесселя. ОПФ характеризует степень искажений, вносимых рассеивающей средой в пространственно-частотный спектр изображения наблюдаемого через среду объекта. В общем случае ОПФ зависит от стратификации светорассеивающих свойств среды [7]:

$$F(\nu, \tau) = \exp \left[-\tau + \int_0^1 \sigma(z) \cdot \frac{Q(\nu z, z)}{Q(0, z)} \cdot dz \right], \quad (6)$$

где

$$Q(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \chi(\theta, z) \cdot \theta \cdot J_0(\theta x) \cdot d\theta.$$

При расчете ОПФ форму индикатрисы рассеяния следует учитывать во всем диапазоне углов рассеяния в направлении вперед [8]. Как показывает анализ, в полидисперсных средах типа облаков и туманов угловую зависимость индикатрисы рассеяния можно описать следующей формулой:

$$\chi(\theta) = \frac{2\alpha}{\beta^2} \exp \left(-\frac{\theta^2}{\beta^2} \right) + \frac{(1-\alpha)}{\gamma^2} \exp \left(-\frac{\theta}{\gamma} \right), \quad (7)$$

где подбором параметров α , β , γ можно обеспечить достаточно хорошую точность в широком диапазоне углов рассеяния. Первое слагаемое в (7) описывает сильно вытянутый в направлении вперед пик индикатрисы за счет дифракции света на частицах рассеивающей среды. Второе слагаемое учитывает преломление и отражение света частицами среды по законам геометрической оптики. Для описания

распределений каплей тумана и облаков по размерам часто используется гамма-распределение с параметрами μ и r_m , характеризующими ширину распределения и его модальный радиус [9]. Методом оптимальной параметризации по результатам расчетов индикатрис по формулам теории Ми нами установлено, что для видимого диапазона длин волн в широком интервале изменений параметров гамма-распределения ($5 < \mu < 15$, $1 \text{ мкм} < r_m < 10 \text{ мкм}$) значения α и γ при описании индикатрис формулой (7) изменяются в относительно небольших пределах: $\alpha = 0,4 \div 0,44$, $\gamma = 14 \div 16^\circ$. Зависимость параметра β от микроструктуры рассеивающей среды достаточно хорошо описывается формулой [10]: $\beta = 2/\kappa\rho_m$, где $\kappa = \sqrt{(1+5/\mu)(1+6/\mu)}$, $\rho_m = 2\pi r_m \lambda$, λ — длина волны излучения. Так, например, для модельного водного облака типа «Облако С1» ($\mu = 6$, $r_m = 4 \text{ мкм}$) [9] при значениях параметров $\alpha = 0,43$; $\beta = 1,76^\circ$; $\gamma = 14,6^\circ$ угловая зависимость индикатрисы рассеяния света с длиной волны $\lambda = 0,7 \text{ мкм}$ описывается формулой (7) с погрешностью не менее 5% в диапазоне углов рассеяния $0^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$ за исключением области $5^\circ < \theta < 7^\circ$, где эта погрешность не превышает 25%.

Использование (7) позволяет получить аналитическое выражение для ОПФ и значительно упростить расчеты функции $f(\varphi, L)$ при численном интегрировании (5). При этом погрешность расчетов за счет приближенного описания индикатрисы формулой (7) незначительна. Учитывая, что сильная анизотропия рассеяния в облачной среде обусловлена в основном дифракционным пиком индикатрисы рассеяния, при расчетах изображения прожекторного огня по формулам (1–4) в качестве характерной ширины индикатрисы β необходимо использовать значения, определяющие ширину дифракционной части индикатрисы (7). При расчетах следует также использовать «эффективное» значение показателя рассеяния $\sigma_s = (1-\eta) \cdot \sigma$, где σ — реальная характеристика облачной среды, η — доля света, рассеиваемая элементарным объемом среды в заднюю полусферу, на углы $\theta > 90^\circ$ (см. [3, 5]). Для модельной облачной среды типа «облако С1» $\eta = 0,045$.

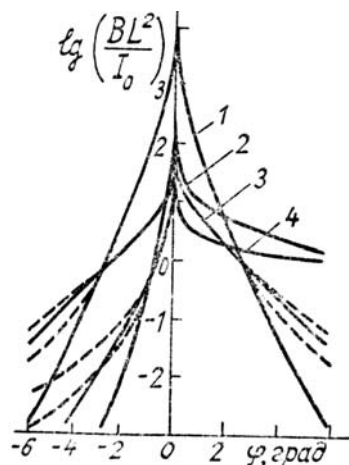


Рис. 1. Профили изображения прожекторного огня с $\theta_0 = 3^\circ$ на однородной трассе: сплошные кривые — расчет по формуле (1), штриховые — методом Монте-Карло. Цифры у кривых: 1 — $\tau = 1$, $\theta = 0^\circ$; 2 — $\tau = 1$, $\theta = 6^\circ$; 3 — $\tau = 7$, $\theta = 0^\circ$; 4 — $\tau = 7$, $\theta = 6^\circ$

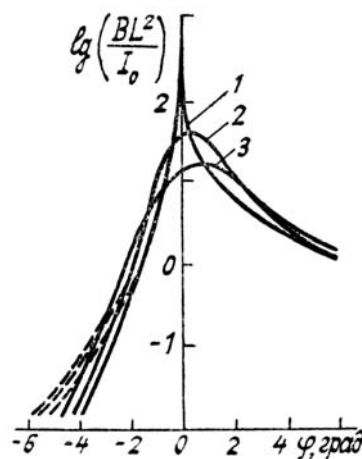


Рис. 2. Профили изображения прожекторного огня с $\theta_0 = 5^\circ$, наблюдаемого под углом $\theta = 6^\circ$ при $\tau = 3$ на трассе с зазором m . Цифры у кривых: 1 — $m = 0$; 2 — $m = 0,35$; 3 — $m = 0,9$

Выяснение пределов применимости формулы (1) проводилось сравнением результатов расчетов с данными, полученными численным моделированием с использованием метода Монте-Карло [1, 2, 11]. Статистическая погрешность используемых для сравнения данных составляла 10–20%. В дальнейшем будем рассматривать данные для изображения прожекторных огней, получаемых приемником с полушириной диаграммы направленности $\varphi_0 = 1'$, т.е. изображений, аналогичных получаемым человеческим глазом. На рис. 1 показаны результаты расчета профилей распределения яркости рассеянного света в изображении прожекторного огня с полушириной диаграммы направленности $\theta_0 = 3^\circ$, наблюдаемого через однородную облачную среду. В качестве рассеивающей среды будем использовать модель «облако С1». Приводятся данные для случаев, когда наблюдение производится из точки, находящейся на оптической оси светового пучка ($\theta = 0^\circ$), и при наблюдении огня под углом $\theta = 6^\circ$ к его оптической осп. В последнем случае профили распределений яркости показаны в плоскости, содержащей оптическую ось огня и линию визирования на огонь. Углы визирования φ на графиках рис. 1 отсчитываются от направления на огонь, и положительным значениям угла φ соответствуют направления визирования в сторону отклонения оси пучка.

Как видно из рис. 1, результаты расчетов по формуле (1) и методом Монте-Карло практически совпадают при углах визирования, близких к направлению на прожекторный огонь. Такое совпадение наблюдается при оптических толщинах облачной среды до $\tau = 9$, т.е. в области оптических толщин, где достаточно хорошо применимо малоугловое приближение [11]. При больших углах визирования

формула (1) дает заниженные результаты. Заметим, что при этом яркость рассеянного света па 3 и более порядков меньше яркости в максимуме распределений, и в большинстве практических случаев ее можно не принимать во внимание. Анализ данных расчетов показал, что с уширением диаграммы направленности прожекторного огня область применимости формулы (1) расширяется. Так, в области углов визирования, удовлетворяющих соотношению $\varphi \leq \theta_0$, погрешность расчетов по формуле (1) не превышает 30%. При этом ширина диаграммы направленности огня, для описания изображения которого пригодна формула (1), должна удовлетворять соотношению $\theta_0^2 > 0,4 \cdot \tau \cdot \beta^2$.

При наблюдении прожекторного огня под углом к его оптической оси распределения яркости рассеянного света становятся асимметричными. В этом случае формула (1) описывает распределения яркости с достаточно хорошей точностью (не хуже точности расчетов методом Монте-Карло) при углах отклонения оси диаграммы направленности прожекторного огня от направления на наблюдателя, не превышающих $\theta \leq 2\theta_0$.

В [1, 11] было показано, что формула распределений яркости рассеянного света существенным образом зависит от стратификации рассеивающих свойств среды на трассе наблюдения. Так, в частности, при наблюдении через облачный слой, удаленный на некоторое конечное расстояние от прожекторного огня, распределения рассеянного света принимают колоколообразный вид. На рис. 2 показаны результаты расчета распределений яркости рассеянного света при наблюдении прожекторного огня под углом к его оптической оси в случае, когда облачная среда занимает лишь часть трассы наблюдения, и между прожекторным огнем и облачным слоем существует зазор, рассеяние света в котором отсутствует. Приводятся результаты расчета при одинаковых оптических толщинах слоя облачной среды и различных, относительно длины трассы, величинах зазора m .

Как видно из графиков рис. 2, при рассматриваемой геометрии схемы наблюдения максимум распределений смещается в сторону отклонения оптической оси огня, а величина смещения максимума зависит от величины зазора. Сравнение результатов расчетов по формуле (1) и методом Монте-Карло показало, что использование формулы (1) для данной геометрии схемы наблюдения также дает достаточно хорошие результаты и диапазон ее применимости такой же, как и в рассмотренном выше случае однородной трассы.

В заключение отметим, что до настоящего времени практически единственным методом расчета яркости рассеянного света от направленных источников, позволяющим учесть в общем случае геометрию схемы наблюдения, особенности светорассеивающих свойств среды и их стратификацию вдоль трассы наблюдения, является численный метод Монте-Карло. Поэтому использование формулы (1) для оценок яркости изображения прожекторных огней в условиях замутненной атмосферы представляется полезным. Несмотря на некоторую ограниченность области применимости данной формулы, она позволяет учесть все основные особенности наблюдаемого через рассеивающую среду изображения направленных источников света и может быть использована для широкого круга прикладных задач, связанных с использованием светосигнальных прожекторных огней в условиях замутненной атмосферы, например при расчетах видимости светосигнальной картины аэродрома, наблюдаемой пилотом при посадке самолета в условиях облачности или тумана [12].

1. Усачев А. Л. // Труды ИЭМ. Вып. 38(121). М.: Гидрометеоиздат, 1985. С. 72–79.
2. Дрофа А. С., Усачев А. Л. // Там же. С. 63–72.
3. Долин Л. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 4. С. 400–405.
4. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. Н. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 10. С. 1053–1061.
5. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
6. Дрофа А. С., Кацев И. Л. // Метеорология и гидрология. 1981. № 44. С. 101–109.
7. Долин Л. С., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. № 7. С. 717–723.
8. Дрофа А. С., Усачев А. Л. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 9. С. 933–938.
9. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1972. 165 с.
10. Дрофа А. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. С. 939–946.
11. Дрофа А. С., Усачев А. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 4. С. 408–414.
12. Дрофа А. С., Лящук С. М., Усачев А. Л. // Светотехника. 1986. № 6. С. 19.

Научно-производственное объединение «Тайфун»,
г. Обнинск

Поступила в редакцию
1 октября 1990 г.

A. S. Drofa, L. I. Yakushkina. The Luminance of Light Scattered from a Searchlight beam in Clouds.

A formula is proposed for calculating the distribution of scattered light luminance in the image of a searchlight observed through a cloud. The formula takes into account the geometry of observations and inhomogeneity of the medium scattering properties along the observation path. The applicability limits of the formula are determined by the calculational results with those obtained using Monte-Carlo method.