

В.В. Белов, Б.Д. Борисов, И.Ю. Макушкина

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОМЕХИ БОКОВОГО ПОДСВЕТА В СИСТЕМЕ ВИДЕНИЯ

Выполнен анализ влияния оптической толщины рассеивающего слоя и неоднородности оптических характеристик вдоль трассы наблюдения на импульсную переходную характеристику, систем видения, на размеры области формирования помехи в плоскости наблюдения. Оцениваются границы применимости приближения однократного рассеяния и малоуглового приближения к оценке пространственно-энергетических параметров фона. Исследования выполнены методом Монте-Карло и с помощью лабораторного моделирования.

В работах по теории видения, как правило, отмечается, что успехи в ее развитии связаны с применением аппарата анализа линейных систем и приближенных методов решения уравнения переноса излучения. Первое упрощает анализ влияния на качество изображений помех рассеяния, второе позволяет в известных случаях в компактной и удобной для практического использования форме устанавливать связь между характеристиками качества изображения и оптическими свойствами рассеивающей среды, геометрическими условиями наблюдения. Такие связи в малоугловом приближении, например, установлены в [1–3] между оптической передаточной функцией (ОПФ) и некоторыми оптическими свойствами рассеивающих сред (оптической толщиной, индикатрисой рассеяния и т.д.). Статистическое моделирование на ЭВМ методом Монте-Карло линейно-системных характеристик позволило в [3] оценить точность ряда полученных ранее приближенных решений.

В предлагаемой работе продолжен анализ влияния на качество изображения объектов фоновой помехи бокового подсвета, возникающей при наблюдении через рассеивающую среду, и обсуждаются границы применимости приближения однократного рассеяния и малоуглового приближения к оценке ее пространственно-энергетических характеристик. К ним отнесены функция размытия точки $h(x_y, y)$, полый боковой подсвет

$$\eta(\infty) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) dx dy$$

и его радиус, который определен выражением: $\eta(R_e)/\eta(\infty) = \varepsilon$, где ε — заданный уровень фона (в [4] можно найти определение радиуса бокового подсвета через оптическую передаточную функцию).

Постановка задачи, методы решения. Функция размытия точки $h(x, y)$ характеризует вклад в яркостное изображение наблюдаемой точки M точек M' с координатами (x, y) . Физический смысл $\eta(\infty)$, R_e очевиден.

Чтобы найти функцию $h(x, y)$, необходимо решить уравнение переноса излучения относительно интенсивности $I(\mathbf{r}, \omega)$, которое можно записать, например, в виде [1]

$$\frac{dI(\mathbf{r}, \omega)}{dz} = -\beta_{ext} \cdot I(\mathbf{r}, \omega) + \beta_{sc} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \omega') g(\omega, \omega') d\omega' + B(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

где $B(\mathbf{r}, \omega)$ — функция источников. В рассматриваемом случае (нерассеянное излучение не учитывается).

$$B(\mathbf{r}, \omega) = 2 \beta_{ext}(\mathbf{r}) \exp(-\tau) g(\gamma) \mu / (2\pi |\mathbf{r}|^2), \quad (2)$$

где τ — оптическая длина пути $|\mathbf{r}|$; $g(\cdot)$, β_{ext} и β_{sc} — индикатриса рассеяния и коэффициенты ослабления и рассеяния; \mathbf{r} — радиус-вектор, соединяющий источник излучения, помещенный в начало системы координат XYZ, и точку рассеяния в среде; γ — угол между векторами ω и ω' ; $\mu = \left(n, \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \right)$, n — внутренняя нормаль к поверхности наблюдения. Функция $B(\mathbf{r}, \omega)$ описывает пространственно-угловое распределение однократно рассеянного излучения от точечного ламбертовского источника единичной энергии. Граничные условия для функции $I(\mathbf{r}, \omega)$ ($m_{1,2}$ — внешние нормали к $z = z_{1,2}$):

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, \omega) &= 0, & z &= z_2, & (\omega, \mathbf{m}_2) &< 0; \\ I(\mathbf{r}, \omega) &= 0, & z &= z_1, & (\omega, \mathbf{m}_1) &< 0. \end{aligned}$$

где $I(\mathbf{r}, \omega)$ — рассеянное излучение. Функция рассеяния точки $h(x, y) = I(r_0, \omega_0; x, y)$ определялась для $\omega_0 = (0, 0, 1)$, $\mathbf{r}_0 = (0, 0, z_2)$.

Характеристики $h(x, y)$, $\eta(\infty)$, R_e рассчитывались нами для осесимметричной схемы наблюдения (т.е. $h(x, y) = h(r_\perp)$, $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$) через однородный рассеивающий слой средней оптической толщины $1 \lesssim \tau \lesssim 10$ при произвольном положении его на трассе наблюдения. В качестве моделей рассеивающих сред использовались числовые массивы индикатрис рассеяния, коэффициентов поглощения и ослабления, которые были найдены по формулам теории Ми на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм для полидисперсных сферических частиц, образующих среды типа дымки H и облака $C.1$ [5]. Если характеризовать степень анизотропности рассеяния коэффициентом асимметрии γ и отношением $\beta = g(0)/g(\pi)$, то в рассмотренных случаях они принимали значения: $\gamma_H \approx 22,7$; $\beta_H \approx 142$ и $\gamma_{C.1} \approx 26,6$; $\beta_{C.1} \approx 4487$.

В приближении однократного рассеяния (ПОР) получено следующее выражение для $h_1(r)$ (для упрощения записи далее значок \perp у r опускается):

$$h_1(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\beta_{sc}(z)}{s^2(z)} \mu(r, z) \exp[-(\tau_1(z) + \tau_2(z))] g[\mu(r, z)] dz, \quad (3)$$

где τ_1 и τ_2 — оптические расстояния от точки столкновения до источника и приемника; z_1 и z_2 — высота нижней и верхней границы слоя, s — расстояние от точки рассеяния до источника.

Построенный нами алгоритм моделирования ФРТ методом Монте-Карло с учетом многократного рассеяния излучения (интегральный член в (1)) основан на методе локальной оценки в схемах решения сопряженного уравнения переноса [6–8]. При этом плотность распределения первично рассеянных частиц выражается для ламбертовского источника формулой (3).

Результаты исследований. Характеристики $h(r)$, $\eta(\infty)$, R_e в ПОР (3), методом Монте-Карло и в малоугловом приближении по формуле (14) в [10] (стр. 942) получены для одних и тех же значений геометрических параметров схемы наблюдения: $L = 10000$ мм, $\Delta l = 30 \div 500$ мм, $0 < l \lesssim (L - \Delta l) \cdot 0,9$.

Представленные ниже результаты приведены в абсолютных единицах, но легко обобщаются на основе принципа геометрического подобия, поэтому вся необходимая для пересчета информация приводится в описаниях к рисункам. Правила пересчета: $r_{\text{н}} = r \cdot m$, $h_{\text{н}}(r_{\text{н}}) = h(r)/m^2$, где $r_{\text{н}}$, $h_{\text{н}}(r_{\text{н}})$ — новые координаты и ФРТ; m — масштабный коэффициент. L — расстояние до приемника, L_1 — расстояние до верхней границы слоя, l — до нижней.

При анализе результатов и выборе соответствующих иллюстраций внимание читателя будет акцентироваться на данных, полученных при моделировании помехи бокового подсвета в случае среды со слабо вытянутой индикатрисой рассеяния (типа дымки H), так как близкую по смыслу информацию для сред облачного типа можно извлечь из [2, 3, 10].

На рис. 1 приведен типичный вид функций $f(r) = 2\pi r h(r)$ при оптической толщине слоя $\tau = 1$, расположении его вблизи плоскости предметов (рис. 1,а) и у наблюдателя (рис. 1,б). На рисунке совмещены оценки характеристик $f(r)$, полученных для моделей среды типа дымки H (кривые 1, 2, 3) и облака $C.1$ (кривые 1', 2', 3'). Результатам расчетов $f(r)$ по формуле (3) соответствуют кривые 2, 2', по формуле (14) в [10] в малоугловом приближении с учетом только первой кратности рассеяния — кривые 3, 3'. С учетом многократного рассеяния функции на рис. 2 показаны кривыми 1, 1'. Функция $h'_1(r)$, полученная в малоугловом приближении, нормирована следующим образом:

При анализе результатов и выборе соответствующих иллюстраций внимание читателя будет акцентироваться на данных, полученных при моделировании помехи бокового подсвета в случае среды со слабо вытянутой индикатрисой рассеяния (типа дымки H), так как близкую по смыслу информацию для сред облачного типа можно извлечь из [2, 3, 10].

На рис. 1 приведен типичный вид функций $f(r) = 2\pi r h(r)$ при оптической толщине слоя $\tau = 1$, расположении его вблизи плоскости предметов (рис. 1,а) и у наблюдателя (рис. 1,б). На рисунке совмещены оценки характеристик $f(r)$, полученных для моделей среды типа дымки H (кривые 1, 2, 3) и облака $C.1$ (кривые 1', 2', 3'). Результатам расчетов $f(r)$ по формуле (3) соответствуют кривые 2, 2', по формуле (14) в [10] в малоугловом приближении с учетом только первой кратности рассеяния — кривые 3, 3'. С учетом многократного рассеяния функции на рис. 2 показаны кривыми 1, 1'. Функция $h'_1(r)$, полученная в малоугловом приближении, нормирована следующим образом:

$$\tilde{h}_1(r) = h'_1(r) h_1(0) / h'_1(0),$$

где $h'_1(r)$ — ФРТ в малоугловом приближении; $h_1(r)$ — ФРТ в форме (3). Влияние кратностей рассеяния на $f(r)$ иллюстрирует рис. 1,в, где представлены результаты оценок функции $f(r)$ с учетом 1, 3, 5, 9 кратностей рассеяния при $\tau = 12$.

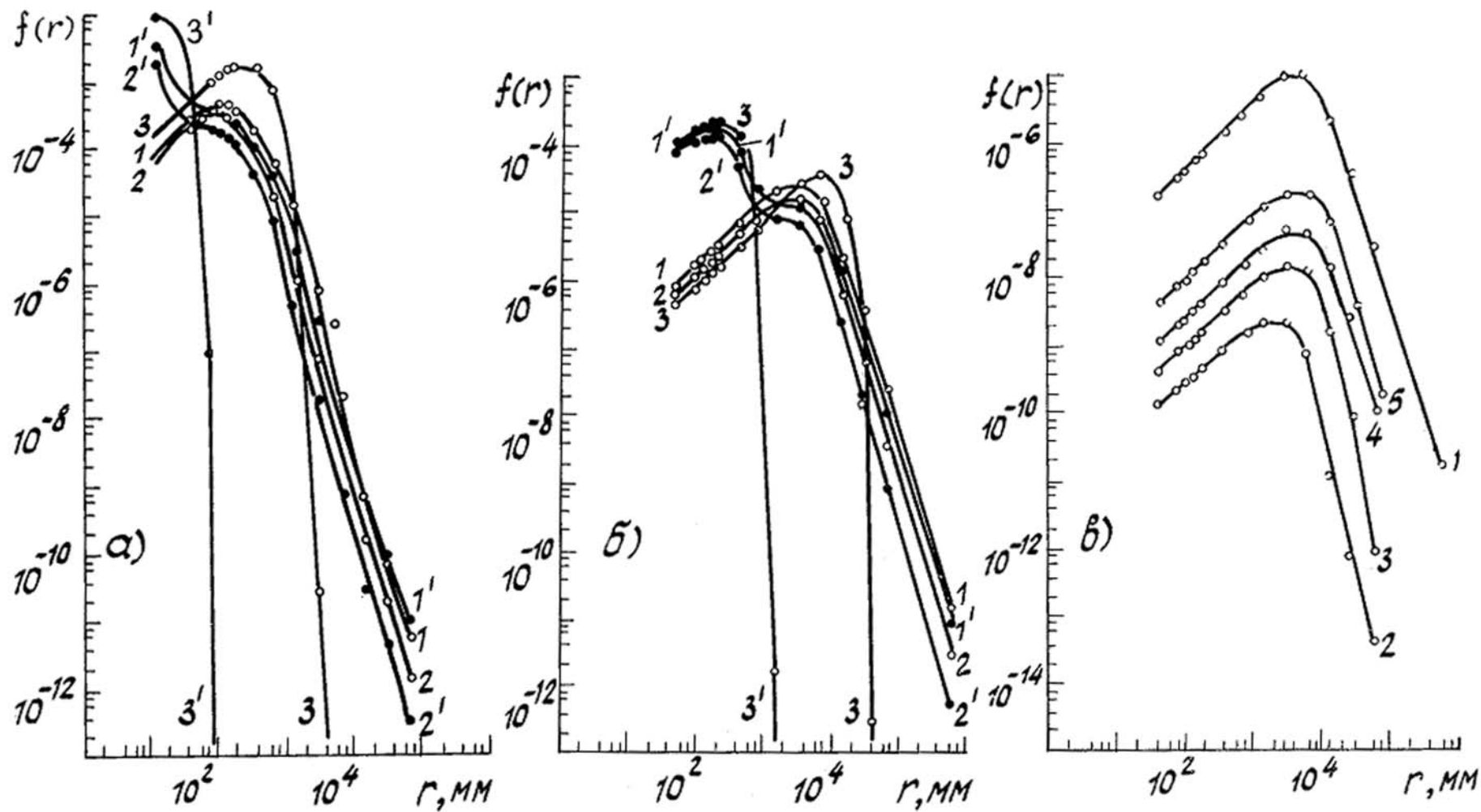


Рис. 1

Характерной особенностью функции $f(r)$ является наличие максимума $f_m(r_m)$. Его существование следует предполагать из определения этой функции, учитывая, что импульсная реакция $h(r)$ в рассматриваемом случае — невозрастающая функция. Как показали расчеты, положение максимума на оси r существенно зависит от положения слоя на трассе наблюдения и его оптической толщины, причем основным параметром, определяющим эту зависимость, является прежде всего параметр $t = l/L$ или $m = l/(l + \Delta l)$. Этот вывод подтверждается рис. 2, где приводится зависимость $r_m = r_m(\tau, t)$ для $\tau = 1$ (кривая 1) и $\tau = 12$ (кривая 2). Как видим, вариация τ в диапазоне 1÷12 приводит к существенно меньшим изменениям r_m , чем изменение параметра t в пределах 0,025÷0,9. Значение r_m определяется размером области $[0, r_m]$, где функция $h(r)$ изменяется незначительно (т.е. этот параметр характеризует ширину ФРТ).

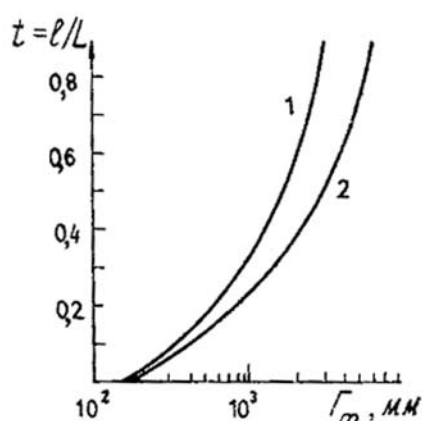


Рис. 2. Зависимость $r_m(\tau, t)$: кривая 1 — $\tau = 1$, 2 — $\tau = 12$, среда — дымка H

Анализ зависимости $f(r)$ от вариантных параметров схемы наблюдения показал, что основными характеристиками, определяющими ее вид, значения r_m являются не оптические характеристики среды ($\tau, \kappa, \gamma, \beta$), а взаимное расположение рассеивающей среды, наблюдателя и плоскости предметов.

Влияние оптической толщины, параметра положения слоя и уровня ϵ на радиус бокового подсвета R_ϵ иллюстрирует рис. 3. Кривыми 1, 2, 3 на рис. 3,а изображены зависимости R_ϵ при $\epsilon = 95\%$, $t = 0,9, 0,5$ и $0,25$ для среды типа дымки H. Для них характерно немонотонное изменение R_ϵ при росте τ : при $\tau \approx 6$ радиус R_ϵ принимает максимальное значение. Наличие максимума у зависимости $R_\epsilon(\tau)$ можно предполагать, исходя из того, что $R_\epsilon = 0$ при $\tau = 0$, и, очевидно, $R_\epsilon \rightarrow 0$, при $\tau \rightarrow \infty$ по крайней мере для сред с поглощением. С ростом параметра t радиус бокового подсвета увеличивается при любых значениях τ .

Кривые 1', 2', 3' на рис. 3,а получены для тех же условий, что и кривые 1, 2, 3, но в ПОР. Сравнение их показывает, что это приближение позволяет с удовлетворительной точностью оценить R_ϵ только при $\tau \lesssim 1$ и $t \lesssim 0,5$. В ПОР при $\tau > 1$ отличается от истинного и характер зависимости R_ϵ от τ : радиус R_ϵ монотонно уменьшается с ростом τ при любых t . Расчет характеристик $h(r)$ и оценка R_ϵ при $\tau < 1$ показали, что максимум R_ϵ существует и достигается при $\tau \lesssim 10^{-2}$.

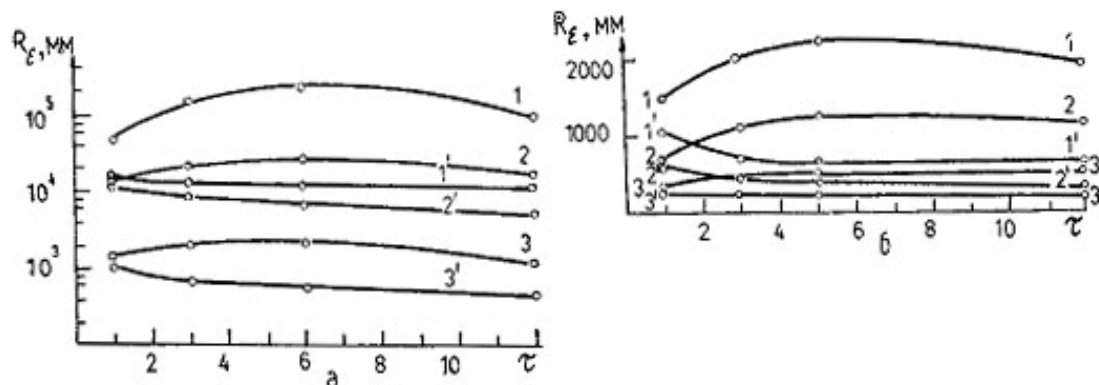


Рис. 3. Зависимость $R_\epsilon(\tau, t)$. Среда — дымка H. Цифры у кривых: 1, 2, 3 — метод Монте-Карло, 1', 2', 3' — ПОР; а) кривые 1, 1' — $t = 0,9$; 2, 2' — $t = 0,5$; 3, 3' — $t = 0,025$; б) 1, 1' — $\epsilon = 95\%$; 2, 2' — $\epsilon = 85\%$; 3, 3' — $\epsilon = 50\%$

Влияние выбора уровня ϵ на зависимость $R_\epsilon(\tau, t)$ и точность ПОР к оценке радиуса бокового подсвета иллюстрирует рис. 3,б (кривые 1, 2 и 3 — $R_\epsilon(\tau)$ при $\epsilon = 95, 85$ и 50% , кривые 1', 2', 3' — то же, но в ПОР). Как видим, это приближение можно использовать для оценки R_ϵ по уровню 50% при любых τ , но при $t \leq 0,025$.

В отличие от ФРТ, r_m, R_ϵ , полный боковой подсвет не зависит от положения слоя на трассе наблюдения и определяется его оптической толщиной, вероятностью выживания кванта, индикатрисой рассеяния среды. Для среды типа дымки H зависимость $\eta(\infty)$ от τ приведена на рис. 4а (кривая 1 соответствует оценке $\eta_1(\infty)$ в ПОР). Как и в случае оценок $R_\epsilon(\tau)$, учет многократного рассеяния приводит к изменению не только абсолютных значений $\eta(\infty)$, но и характера зависимости $\eta(\infty)$ от τ . Так, если в ПОР $\eta(\infty)$ монотонно убывает с ростом τ ($\tau \in [1, 12]$), то при учете высших кратностей рассеяния при $\tau \approx 3$ проявляется максимум яркости фона бокового подсвета.

Аналогичный результат для поглощающих сред можно получить из формулы (7) в [3] при $v^* = 0$, которую в наших обозначениях можно записать в виде

$$E(L_1) = \exp [(\tau + \kappa\tau)], \quad (4)$$

где $F(L_1)$ — ОПФ среды с учетом нерассеянного излучения. Сравнение (7) с результатами наших оценок методом Монте-Карло показало, что $F(L_1) - e^{-\tau}$ превосходит значения $\eta(\infty)$ при $\tau \approx 3$ в несколько раз (до 9). Объясняется это несоответствие тем, что в (4) не учитывается зависимость фона бокового подсвета от индикатрисы рассеяния, а энергия изотропного источника нормируется на π . В [3] также отмечается, что для сред с менее вытянутыми индикатрисами рассеяния, чем облачные (при $\lambda \approx 0,5$ мкм), оценка (4) может завышать значения $F(0)$ (а следовательно, и $\eta(\infty)$) в несколько раз.

Для качественного сравнения зависимостей $\eta(\infty)$, полученных по формуле (4), методом Монте-Карло и в лабораторных экспериментах, выполненных нами и описанных в [9], приведен рис. 4,б. На нем каждая кривая $\eta(\infty)$ нормирована на ее максимальное значение. Кривая 1 получена по формуле (4) при $\kappa = 0,998$; 2 — методом Монте-Карло для среды типа дымки H и $\kappa = 0,998$; 3 — в лабораторных экспериментах [9] при $\kappa = 0,85$ и 4, 5 — в лабораторных экспериментах, выполненных нами.

Экспериментальная оценка полного бокового подсвета $\eta(\infty)$ была проведена нами для двух модельных сред: раствора молока с диаметром частиц $a \approx 3$ мкм и раствора канифоли с $a \approx 0,1$ мкм. Рассеивающая среда помещалась в круглую кювету с диаметром рабочей зоны 440 мм и толщиной слоя 22 мм, установленную перед плоским диффузно-светящимся излучателем. Регистрация рассеянного излучения осуществлялась узкоугольным фотометром (поле зрения $1,26 \cdot 10^{-3}$ рад) на длине волны $0,558$ мкм, оптическая ось которого ориентировалась в центр объекта. Для исключения попадания в поле зрения нерассеянного (прямого) излучения оно перекрывалось на объекте затемняющей диафрагмой. Яркость рассеянного света измерялась для различных значений оптической толщины слоя и при последовательно увеличивающихся с помощью диафрагм размерах объекта.

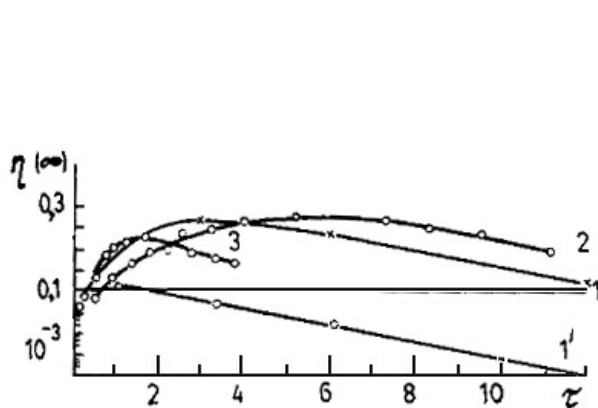


Рис. 4,а. Зависимости $\eta_\infty(\tau)$. Кривые 1, 1': среда — дымка H ; 1 — метод Монте-Карло, 1' — ПОР. Кривые 2, 3 — лабораторный эксперимент: 2 — раствор молока, диаметр частиц $a \approx 3$ мкм; 3 — раствор канифоли, диаметр частиц $a \approx 0,1$ мкм

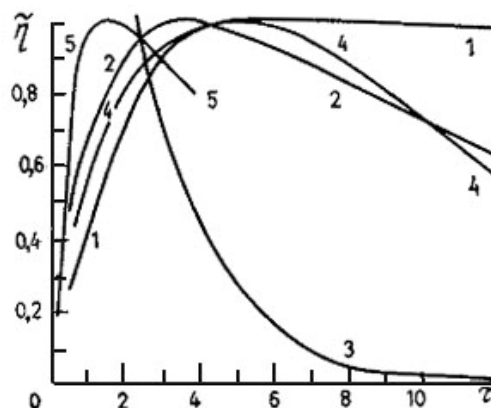


Рис. 4,б. Зависимости $\eta_\infty(\tau)$, нормированные на их максимальные значения. Кривая 1 — данные работы [10] (формула (5), с. 940); 2 — метод Монте-Карло (среда — дымка H); 5 — данные работы [9] (с. 223—224); 4, 5 — лабораторный эксперимент: 4 — раствор молока, $a \approx 3$ мкм; 5 — раствор канифоли, $a \approx 0,1$ мкм

На рис. 4,б обращает на себя внимание существенное расхождение результатов измерения $\eta(\infty)$ в лабораторных экспериментах (кривые 3 и 4), несмотря на то, что оба эксперимента проведены для

модельных сред, образованных раствором молока в воде. Основным их отличием является то, что в эксперименте, проведенном нами, использовалась дистиллированная вода без добавления нигрозина (т.е. $\kappa \rightarrow 1$). В описанных в [9] экспериментах использовался раствор молока в обычной воде с добавлением нигрозина, что дало значение $\kappa = 0,85$. Из (4) несложно получить оценку оптической толщины τ_m , при которой яркость $\eta(\infty)$ помехи бокового подсвета максимальна: $\tau_m \approx \frac{1}{\chi} - \ln \frac{1}{1-\chi}$. Для $\kappa = 0,85$ $\tau_m \approx 2,2$ и, видимо, поэтому зависимость $\eta(\infty)$ от τ , изображенная кривой 3, сохраняет монотонность (данные измерений при $\tau < 2$ в [6] не приведены). Усиливающийся с ростом τ процесс подавления рассеянного излучения процессом поглощения приводит к более быстрому затуханию помехи бокового подсвета при $\kappa = 0,85$ (кривая 3), чем при $\kappa \gtrsim 0,99$ (кривая 4). Из данных на рис. 4,а следует достаточно хорошее абсолютное и качественное совпадение оценок $\eta(\infty)$, полученных в численных и лабораторных экспериментах.

Кроме рассмотренных выше, расчеты на ЭВМ с помощью метода Монте–Карло включали варианты с изменением геометрической толщины слоя, с усложнением распределения коэффициента ослабления вдоль трассы наблюдения. Эти оценки показали, что геометрическая толщина оказывает влияние на $h(x, y)$, r_m , R_e , но оно становится ощутимым при $\Delta l_1/\Delta l_2 \gtrsim 10^{\pm 2}$. Появление на трассе наблюдения дополнительных слоев повышенной мутности даже малой оптической толщины $\tau \lesssim 0,1$ может привести к существенным изменениям дифференциальных характеристик помехи $f(r)$, r_m , R_e и практически не влияет на $\eta(\infty)$.

1. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. — Минск: Наука и техника, 1985.
2. Волнистова Л.П., Дрофа А.С. — Изв. АН СССР, ФАО, 1985, т. 21, № 1, с. 50.
3. Дрофа А.С., Усачев А.Л. — Изв. АН СССР, ФАО, 1980, т. 16, № 9, 933.
4. Кауфман У.Д. — J. Geophys. Res., 1982, v. 87, № 6, p. 4137.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.
6. Марчук Г.И., Михайлов Г.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. — Новосибирск: Наука, 1976.
7. Золотухин В.Г., Усиков Д.А., Грушин В.А. — Исследование Земли из космоса, 1980, № 3, с. 58.
8. Thomas R.W.L. — Adv. Space Res., 1983, v. 2, № 5, p. 157.
9. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. — Минск: Наука и техника, 1969.
10. Дрофа А.С. — Изв. АН СССР, ФАО, 1984, т. 20, № 10, с. 933.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
11 ноября 1987 г.

V. V. Belov, V. D. Borisov, I. Yu. Makushkina. **Some Peculiarities of Adjacency Effects Formation in the Vision Systems.**

The analysis has been made of the effect of optical depth of a scattering layer and inhomogeneity of optical characteristics along the observation path on the pulsed transition characteristics of the vision systems, the range of the adjacency effect region in the viewing plane. The limits of applicability of single scattering and small-angle approximations have been considered as applied to the estimate of the background spatial energy parameters. The studies have been carried out using the Monte-Carlo method and the laboratory simulation.