

В.В. Белов

ТЕОРИЯ ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНО-СИСТЕМНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Рассматриваются подходы к решению задач теории видения, дается обзор методов измерения и расчета линейно-системных характеристик, описывающих процесс переноса изображения через рассеивающие среды. Обсуждаются вопросы применения метода Монте-Карло в задачах видения через рассеивающие среды. Предлагается интерпретация некоторых, наблюдаемых в экспериментах, закономерностей искажения изображений средой.

В теории видения развиваются ряд подходов к исследованию влияния рассеивающих сред на качество изображения наблюдаемых через них объектов. Можно выделить группу работ [1–9], где общие закономерности устанавливаются на основе анализа характеристик изображения конкретных протяженных тест-объектов. В [4, 6, 9–23] определяются и исследуются некоторые системные характеристики процесса переноса изображения, через которые можно выразить решение частных задач. Среди этих подходов выделим метод пространственно-частотных характеристик [16–21], линейно-системный подход [14, 22, 24, 25] и метод функций Грина [7, 9, 12, 13, 15, 23, 26, 28] (два последних, по существу, эквивалентны, если при решении не учитывать некоторые особенности [24] механизма формирования изображения оптическими приборами).

При решении уравнения переноса в теории видения получили распространение приближение низших кратностей рассеяния [29, 30, 34], малоугловое приближение и его модификации [7, 10, 12, 13, 15, 51], метод итераций по кратностям рассеяния с интегрированием по характеристикам [16–21], двухпоточковое и другие приближения [1–6, 11], имитационное моделирование методом Монте-Карло [4, 8, 9, 14, 22–28, 31–36].

Лабораторные и натурные эксперименты [35, 37–46, 49] не только дополняют или подтверждают [38, 39, 42, 44, 49] известные результаты, но и генерируют новые (например, t -эффект [35, 46]), стимулирующие более глубокое осмысление выводов теории, проведение специальных исследований [33, 44].

Внимание исследователей привлекают различные аспекты проблемы искажающего воздействия рассеивающей среды на изображение: ее влияние на контраст изображения [1–8, 29, 47, 48], на пространственное разрешение [10, 11, 33, 51], на его цветовые характеристики [9, 29]; зависимость качества изображения от пространственной структуры объекта (полуплоскости, малые объекты, их группы, кольца и т. д.) и его отражательных свойств (например, неламбертовость) рассматривается в [5, 7, 8, 19, 23, 26]; в [10, 23, 47] выполнен анализ совместного влияния среды и структуры объектов, характеристик оптической системы на изображение, в [24] рассмотрена реакция импульсных характеристик систем видения на некоторые особенности механизма формирования изображения оптическими приемниками.

В настоящем сообщении рассматривается линейно-системный подход к решению задач теории видения, вопросы применения метода Монте-Карло для моделирования системных характеристик, определяющих процесс переноса изображения через рассеивающие среды.

В приложениях предлагается интерпретация некоторых, наблюдаемых в экспериментах, закономерностей искажения изображения средой.

Постановка задачи

Пусть плоскость объектов (предметная плоскость) совпадает с плоскостью XOY декартовой системы координат (рис. 1) и характеризуется коэффициентом отражения (или альбедо) $s(\rho, \mathbf{m})$, где ρ — радиус-вектор точки в плоскости XOY , \mathbf{m} — единичный вектор направления ($\mathbf{m} \in \Omega^+$). Плоскость объекта освещается через рассеивающую среду (ограниченную плоскостями $z = z_1 \geq 0$ и $z = z_2 > 0$) источником некогерентного излучения, создающего, как показано на рис. 1, поток параллельных лучей.

Линейный приемник, формирующий изображение, помещен в точку $M(x_M, y_M, z_M)$. Горизонтально-однородная среда характеризуется стандартным набором оптических характеристик, входящих в уравнение переноса излучения, которое описывает процесс распространения коротковолновой радиации в мутных средах.

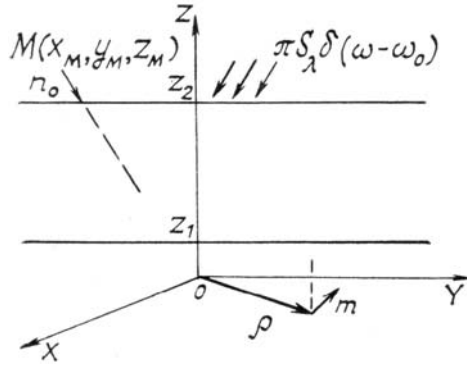


Рис. 1. Геометрическая схема условий наблюдения

Объектом наблюдения назовем распределение коэффициента отражения $s(\rho, \mathbf{m})$ или интенсивности (или яркости) $I(\rho, \mathbf{m})$ на уровне $z = 0$:

$$I(\rho, \mathbf{m}) = E(\rho) s(\rho, \mathbf{m}), \quad (1)$$

где $E(\rho)$ — освещенность предметной плоскости.

Изображением объекта назовем распределение интенсивности (яркости) $I(\mathbf{r}_M, -\mathbf{n})$ в точке приема M , где \mathbf{n} — единичный вектор направления. В случае проективных оптических систем точка M фиксируется, т.е. вектор \mathbf{n} изменяется в пределах поля зрения или обзора (в случае сканирующих систем) оптического приемника. Если изображение формируется методом пространственного сканирования, то для построения изображения достаточно знать $I(\mathbf{r}_M, -\mathbf{n})$ для заданной области $\mathbf{r}_M \in \mathbf{R}_M$ при фиксированном значении \mathbf{n} .

Прямая задача теории видения состоит в установлении связи между объектом $s(\rho, \mathbf{m})$ и его изображением с учетом характеристик источника излучения и оптических свойств среды, экранирующей объект от наблюдателя. Очевидно, обратной задачей теории видения можно считать проблему восстановления (реконструкции) объекта $I(\rho, \mathbf{m})$ или $s(\rho, \mathbf{m})$ при заданных оптических свойствах среды, характеристиках источника и известном изображении $I(\mathbf{r}_M, -\mathbf{n})$.

Таким образом, прямая задача теории видения сводится к решению следующего уравнения теории переноса излучения:

$$(\omega, \text{grad } I) = -\beta_{\text{ext}} I + \beta_{\text{sc}} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \omega') g(\mathbf{r}, \omega, \omega') d\omega' + \Phi_0(\mathbf{r}, \omega) \quad (2)$$

при граничных условиях

$$\begin{cases} I(\rho, \omega, z = z_1) = E(\rho, z = 0) s(\rho, \omega), (\omega, \mathbf{n}_1) < 0, \\ I(\mathbf{r}, \omega) = \pi S_\lambda \delta(\omega - \omega_0), z = z_2, (\omega, \mathbf{n}_2) < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где β_{ext} , $\beta_{\text{sc}}(\mathbf{r})$ и $g(\omega, \omega', \mathbf{r})$ — коэффициенты ослабления, рассеяния и индикатриса рассеяния соответственно; πS_λ — солнечная постоянная; $\mathbf{n}_{1,2}$ — внешние нормали к плоскостям $z = z_{1,2}$.

Анализ процессов, сопровождающих перенос изображения через рассеивающие среды, позволяет [9, 23, 25, 52] перейти от задачи (2), (3) к набору более простых (и в том числе ранее хорошо известных) задач теории переноса излучения. Применение аппарата теории анализа линейных систем дает возможность решить задачу (2), (3) в более общем виде вне зависимости от вида функций $s(\rho, \mathbf{m})$, если предметная плоскость однородна, т.е. $s(\rho, \mathbf{m}) = s_1(\rho)s_2(\mathbf{m})$ или кусочно-однородна:

$$s(\rho, \mathbf{m}) = \begin{cases} s_1^{(1)}(\rho) s_2^{(1)}(\mathbf{m}), & \rho \in R_1, \\ s_1^{(2)}(\rho) s_2^{(2)}(\mathbf{m}), & \rho \in R_2, \\ \vdots & \vdots \\ s_1^{(n)}(\rho) s_2^{(n)}(\mathbf{m}), & \rho \in R_n. \end{cases}$$

Разделим процесс формирования изображения на следующие этапы:

1. Возникновение световой дымки I_d , обусловленной рассеянием в направлении на приемник фотонов, не испытавших взаимодействия с плоскостью предметов (связи 1–2 на рис. 2, а). В случае солнечного освещения граничные условия для определения из (2) I_d примут вид:

$$\begin{cases} I_{\text{д}}(\rho, \omega) = 0, z = z_1, (\omega, n_1) < 0, \\ I_{\text{д}}(\rho, \omega) = \pi S_{\lambda} \delta(\omega - \omega_0), z = z_2, (\omega, n_2) < 0. \end{cases} \quad (4)$$

2. Формирование яркостной структуры объекта (входной сигнал). Этот процесс показан на рис. 2, а, б связями 1–3–4–5. Он включает в себя следующие моменты:

а) освещение объекта прямопропущенным и диффузно-рассеянным излучением от источника (связи 1–3);

б) дополнительное (и в общем случае неравномерное по плоскости ХОУ) освещение, возникающее в результате рассеяния отраженных (в том числе многократно) фотонов в направлении на предметную плоскость (связи 3–4).

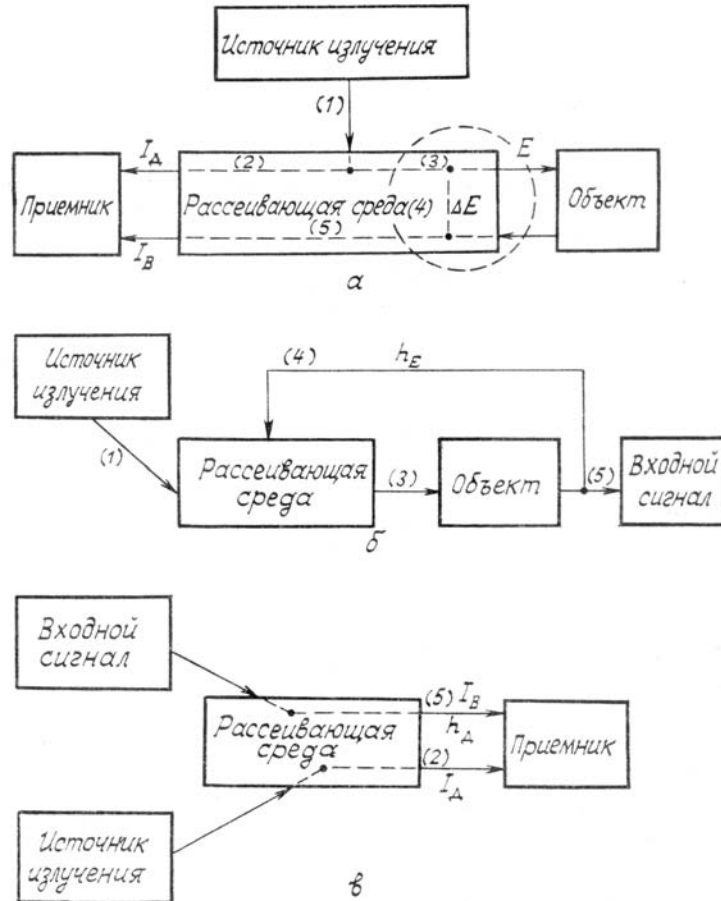


Рис. 2. Блочное представление процесса переноса изображения через рассеивающую среду

3. Распространение сформированного входного сигнала через рассеивающую среду (рис. 2, в).

Задаче п. 2 «а» соответствует уравнение (2) и условия (4). Задачи п. 2 «б», п. 3 целесообразно решать, используя свойство линейности уравнения переноса относительно интенсивности. Это позволяет рассматривать блоки «рассеивающая среда» (рис. 2) как некоторые линейные системы (в частности, на рис. 2, б – с обратной связью). Методы анализа линейных систем хорошо известны. Для построения реакции такой системы на любое возмущение (в данном случае двумерное) $I(x, y)$ достаточно знать ее реакцию на специальный входной сигнал (в данном случае на пространственный δ -импульс). Определив реакцию $h(x, y)$, можно записать отклик системы $I(x, y)$ в виде интеграла свертки:

$$I_b(x, y; -n) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y; -n) I(x - x', y - y') dx dy. \quad (5)$$

Выражение (5) можно получить на основе общих принципов построения решения дифференциальных уравнений методом функций Грина.

В [16–19] предлагается рассматривать уравнение (2) при условиях (3) как уравнение с возмущенными граничными условиями (по параметру $s(\rho, m)$). В [17] показано однозначное соответствие полученных при таком подходе решений тем, которые формируются на основе линейно-системного подхода через соответствующие функции влияния $h_{\text{д}}(\cdot)$ (рис. 2, в) и $h_{\text{Е}}(\cdot)$ (рис. 2, б). Эти функции можно найти, решив уравнение (2) при граничных условиях:

$$\begin{cases} I(\rho, \omega) = Es(\rho, \mathbf{m}) \delta(\rho - \rho_0), z = z_1, (\omega, \mathbf{n}) < 0, \\ I(\mathbf{r}, \omega) = 0, z = z_2, (\omega, \mathbf{n}) < 0. \end{cases} \quad (6)$$

Функция $h_d(\cdot)$ характеризует так называемую помеху бокового подсвета. Для построения яркостного образа объекта на уровне $z = 0$ с учетом обратной связи (переотражения) необходимо осуществить следующий итерационный процесс [9]:

$$I_n(x, y; \mathbf{m}) = s(x, y; \mathbf{m}) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_E(x, y; \mathbf{m}) I_{n-1}(x, y; \mathbf{m}') dx dy d\mathbf{m}'; \quad (7)$$

$$I = I_0 + I_1 + \dots \quad (8)$$

Функция $h_d(x, y; -\mathbf{n})$ для задачи п. 2 «б» определяется при $z = z_2$, $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0$ и луч вдоль направления \mathbf{n}_0 пересекает плоскость в точке M_0 с координатами (x_0, y_0) (для упрощения записи далее знак „-“ перед вектором \mathbf{n} у функций $h_d(x, y; -\mathbf{n})$ опускается). Для задачи п. 3 решение ищется на плоскости $z = 0$. Очевидно,

$$\gamma_{\infty} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_E(x, y) dx dy, (0 \leq \gamma_{\infty} < 1) \quad (9)$$

соответствует оператору T_{22} в [23] и характеризует вероятность переотражения или коэффициент усиления обратной связи (рис. 2, б). Величина

$$\eta_{\infty} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_d(x, y; \mathbf{n}) dx dy, (0 \leq \eta_{\infty} < 1), \quad (10)$$

названная в [34] интегральным (полным) боковым подсветом, соответствует оператору T_{23} в [23].

Фоновая подсветка, обусловленная эффектами отражения, переотражения и рассеяния с учетом (7)–(10) для ламбертовой однородной поверхности ($s(x, y; \mathbf{m}) = \text{const} = \bar{s}$) примет вид

$$\bar{I}(x, y) = \bar{I} = \eta_{\infty} \bar{s} \frac{E}{1 - \bar{s} \gamma_{\infty}}. \quad (11)$$

Тогда полный сигнал

$$I_b = I_d + \frac{1}{\pi} e^{-\tau_0/\mu_1} E + \bar{I} = I_g + \frac{1}{\pi} e^{-\tau_0/\mu_1} [\pi S_{\lambda} (e^{-\tau_0/\mu_1} + \eta_{\infty})] + \eta_{\infty} \frac{\pi S_{\lambda} [e^{-\tau_0/\mu_1} + \eta_{\infty}]}{1 - \bar{s} \gamma_{\infty}}, \quad (11')$$

где τ_0 – оптическая толщина слоя; μ_0, μ_1 – косинусы углов между осью OZ (рис. 1) и направлением на источник и приемник из точки (x_0, y_0) . При выводе (11') используется теорема оптической взаимности.

Выражение, аналогичное (11), получено в [17] при решении краевой задачи с возмущенными граничными условиями. Очевидно, γ_{∞} имеет смысл сферического альbedo (в [17] c_0 среды, освещенной диффузным излучением снизу, η_{∞} – характеризует пропускание средой с учетом горизонтальной диффузии фотонов, отраженных от плоскости XOY (функция $W_0(z, s)$ в [17]).

Следуя терминологии теории линейных систем, Фурье-образы функций $h_d(\cdot)$, $h_E(\cdot)$ в частотной области по определению называются передаточными функциями.

С учетом (7), (8) для объектов с произвольным $s(x, y; \mathbf{m})$ можно записать:

$$\begin{aligned} I_b(x_0, y_0; \mathbf{n}_0) &= I_d + E(x_0, y_0) s(x_0, y_0; \mathbf{n}_0) \{h_d(x_0, y_0; \mathbf{n}_0) + \\ &+ e^{-\tau_0/\mu_1}\} + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega^+} E(x', y') s(x', y'; \mathbf{m}') h_d(x_0 - x', y_0 - y'; \mathbf{n}_0) dx' dy' d\mathbf{m}', \end{aligned} \quad (12)$$

где $E(x, y) = E_0 + \Delta E(x, y)$, E_0 – равномерная освещенность плоскости XOY (без учета отражений), $\Delta E(x, y)$ – неравномерная в общем случае освещенность (с учетом переотражений):

$$\Delta E_n(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega^+} h_E(x', y'; \mathbf{m}') \Delta E_{n-1}(x - x', y - y') dx' dy' d\mathbf{m}'; \quad (13)$$

$$\Delta E_0(x, y) = E_0; \Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 + \dots + \Delta E_n + \dots$$

Итак, прямая задача теории видения для рассмотренных выше условий решена, если найдены две константы (E, I_d) и две функции влияния или функции размытия точки ($h_d(x, y; \mathbf{n}_0), h_E(x, y)$) для изолированной рассеивающей среды, не содержащей отражающих поверхностей. Близкие по смыслу результаты и выводы получены в работах [16–18] при решении соответствующей задачи теории переноса с возмущенными граничными условиями.

Изменим постановку задачи. Пусть источник освещения объектов отсутствует и осуществляется наблюдение самосветящихся объектов (ночные условия съемки). Тогда функция размытия точки $h_d(x, y; \mathbf{n}_0)$ (ФРТ) или оптическая передаточная функция среды (ОПФ) (Фурье-образ $h(x, y; \mathbf{n}_0)$) полностью описывает процесс переноса изображения в мутных средах в направлении \mathbf{n}_0 . Так как этого нельзя сказать об общей постановке задачи, то, видимо, следует принять замечание авторов [17], обращающих внимание на некорректность в этом случае термина „оптическая передаточная функция атмосферы”, когда процесс искажения изображения более сложен и определяется уже набором характеристик ($E, I_d, h_d(\cdot), h_E(\cdot)$) или ($E_0, I_d, \eta_\infty, \gamma_\infty$) (в некоторых случаях значения E_0 могут совпадать с η_∞ , если из E_0 исключить нерассеянную компоненту). Заметим, что даже при наблюдении самосветящихся объектов значения ФРТ для единственного направления \mathbf{n}_0 может оказаться недостаточным для корректного построения изображения. Очевидно, такая ситуация возникает тогда, когда в качестве приемника используется оптическая система, преобразующая угловое распределение интенсивности в точке $M I(\mathbf{n})$ (рис. 1) в плоское изображение $G(x, y)$ (здесь $\mathbf{n} \in \Omega^*$, Ω^* – поле зрения приемной системы). В этом случае для построения изображения необходимо определить $h_d(x, y; \mathbf{n})$ для каждого направления $\mathbf{n} \in \Omega^*$. В теории оптических систем [52] для решения аналогичной проблемы вводится понятие изопланарности. Плоскость изображения или поле зрения приемника разбивается на области $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2 \cup \dots \cup \Omega_n$, в пределах которых при построении изображения можно ограничиться единственной функцией $h_d(x, y; \mathbf{n}_i)$, $\mathbf{n}_i \in \Omega_i$, $i = \overline{1, n}$.

Возможны различные способы разбиения области Ω на зоны изопланарности Ω_i . Одним из них может быть, например, критерий, основанный на сравнении яркостного изображения точечного источника $I_0(x, y; \mathbf{n}_i)$ с импульсной реакцией $h_d(x, y; \mathbf{n}_i)$. Будем считать, что $h_{di}(x, y; \mathbf{n}_i) \approx h_d(x, y; \mathbf{n}_i)$, $\mathbf{n}_i, \mathbf{n} \in \Omega_i$, если

$$\frac{|h_{di}(x, y; \mathbf{n}_i) - I_0(x, y; \mathbf{n}_i)|}{h_{di}(x, y; \mathbf{n}_i)} \leq \delta, \quad 0 \leq \delta \leq 1, \quad (14)$$

или

$$\frac{|\eta_R(\mathbf{n}_i) - \hat{\eta}_R(\mathbf{n}_i)|}{\eta_R(\mathbf{n}_i)} < \varepsilon, \quad 0 < \varepsilon < 1, \quad (15)$$

где

$$\hat{\eta}_R(\mathbf{n}_i) = \int_{-R}^R \int_{-R}^R I_0(x, y; \mathbf{n}_i) dx dy.$$

Иными словами – разбиение осуществляется таким образом, чтобы, используя импульсную реакцию $h_d(x, y; \mathbf{n}_i)$, можно было в пределах i -й изозоны построить изображение точечного объекта или оценить мощность подсветки, создаваемую им в пределах этой зоны с заданными точностями δ (в (14)) или ε (в (15)).

Обратим здесь внимание на то, что введенным в [53] понятием ракурсной инвариантности не удастся воспользоваться для оценки размеров изозон, если сохранить смысл определения изопланарности. В [15] подчеркивается, что изображение может оставаться изопланарным, в то время как условие ракурсной инвариантности среды не выполняется.

Ясный физический смысл функции влияния $h_d(x, y; \mathbf{n})$ упрощает планирование соответствующих экспериментальных исследований. Так, с помощью численного и лабораторного моделирования в [37] рассмотрены существующие методики измерения реакций $h_d(\cdot)$, проблемы организации этих исследований. Центральное место среди них занимает проблема измерения крыльев ФРТ. В [36] предложен вариант новой методики, совмещающий измерение функций влияния с доопределением ее в области больших значений аргумента функцией, найденной на основе аппроксимации результатов численных экспериментов на ЭВМ. Отметим, что наряду с измерением импульсных реакций [8, 34, 37, 38, 39] предпринимались попытки [40] измерения в лабораторных экспериментах оптических передаточных функций $F[h_d(\cdot)]$. Однако и в этом случае проблему учета влияния на ОПФ бокового подсвета из удаленных областей плоскости предметов снять не удалось.

Определенное распространение в лабораторных и натурных экспериментах по теории видения (так же как и в некоторых ранних теоретических работах) получила методика углового сканирования

при определении функции размытия точки, линии, пограничной кривой, т. е. функции $I_0(x, y; \mathbf{n})$ (в случае ФРТ) в (14). Вероятной причиной этого может быть механический перенос в теорию видения определения импульсной реакции из теории оптических систем, где под ФРТ понимается дифракционное изображение точечного источника. Если для оптических систем такое определение ФРТ допустимо из-за очень малой ее полуширины, то в системах видения это условие в общем случае не выполняется. В [37] показано, что приближенная методика измерения импульсных реакций (угловое скапирование) имеет ограниченную область применимости. Вне этой области относительные ошибки в измерении ФРТ могут превосходить 100%-ный уровень, особенно при наличии на трассе наблюдения слоев повышенной мутности, не граничащих с плоскостью предметов. Точность таких измерений ухудшается на крыльях функции размытия точки (линии).

В [34, 36] обращается внимание на два свойства функции $h_d(\cdot)$, которые можно использовать для повышения эффективности лабораторных экспериментов при исследовании влияния оптико-геометрических условий наблюдения через мутные слои на $h_d(\cdot)$. Первое из них, следующее из принципа геометрического подобия, формулируется следующим образом (для упрощения записи ограничимся случаем вертикального наблюдения на рис. 1, когда $h_d(x, y) = h_d(\rho)$; $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$):

$$h_d(\rho, z_1) = h_0(0, z_1) h_d(\varphi), \quad (16)$$

где $\varphi = \arctg(2\rho/(z_1 + z_2))$, т.е. для любых $z_1^{(1)}, z_1^{(2)}$ и фиксированной геометрической толщине слоя

$$\frac{h(\rho, z_1^{(1)})}{h(\rho, z_1^{(2)})} = \frac{h(0, z_1^{(1)})}{h(0, z_1^{(2)})}.$$

Второе свойство состоит в том, что функции $h_d(\varphi)$ (при $\varphi \geq 15^\circ$) слабо зависят от рассеивающих свойств среды (индикатрисы рассеяния), геометрической толщины слоя и с удовлетворительной точностью ($\approx 20\%$) аппроксимируются функцией:

$$\lg h_d(\varphi, \tau) = \alpha(\tau)(\varphi - \varphi_0)^2, \quad (17)$$

где $\varphi_0 = 15^\circ$; τ — оптическая толщина среды.

Свойство (16) позволяет заметно ограничить число измерений при исследовании влияния расстояния z_1 до слоя на функцию $h_d(x, y; \mathbf{n})$ а (17) — доопределить крылья функции влияния, которые, как правило, в экспериментах измерить не удается. Подчеркнем, что эти измерения дают ФРТ системы видения в целом, т.е. с учетом оптической системы. Способы устранения ее влияния на измерения традиционны, наиболее просто осуществляются в предположении линейности оптического приемника.

Имитационное моделирование характеристик E , I_d , h_d , η_∞ , h_E , γ_∞

Итак, решая уравнение (2), при условии (4) можно найти характеристики I_d , E , а при условии (5) — функции $h_d(\cdot)$, $h_E(\cdot)$ и параметры η_∞ , γ_∞ . Разработанные методы решения этого уравнения при граничном условии (4), позволяют определять интенсивность световой дымки I_d и освещенность E без каких-либо ограничений на оптические характеристики среды и в том числе для случая сферической геометрии задачи. При этом можно воспользоваться как методами приближенного [4, 5, 15], так и точного [9, 23, 26] решения уравнения переноса.

Сложнее решить уравнение (2) относительно функций влияния $h_d(\cdot)$, $h_E(\cdot)$. Основные результаты исследований импульсных реакций $h_d(\cdot)$, характеристик η_∞ , γ_∞ соответствуют предположению, что $s(\rho, \mathbf{m}) = s_1(\rho)s_2(\mathbf{m}) = \alpha s(\rho)$, т.е. что плоскость предметов ламбертова. Для оценки импульсной реакции $h_d(\cdot)$, интегрального подсвета η_∞ в этом случае наиболее часто среди приближенных методов используют приближение низших кратностей рассеяния [34] и малоугловое приближение [7, 12]. Информация о функции $h_E(\cdot)$, параметре γ_∞ даже при $s_2(\mathbf{m}) = \text{const}$ в литературе практически отсутствует. Можно назвать лишь несколько работ (среди них, например, [6, 19]), где предлагаются подходы к решению (2) с учетом условия $s_2(\mathbf{m}) \neq \text{const}$.

Включая в схему линейно-системного подхода к задачам теории видения метод Монте-Карло, мы снимаем все эти проблемы. Удастся построить достаточно эффективные алгоритмы имитационного моделирования всего набора характеристик, определяющих перенос изображения в мутных средах (I_d , E , η_∞ , $h_d(\cdot)$, γ_∞ , $h_E(\cdot)$) [9, 22–28, 31, 54].

Статистическое моделирование линейно-системных характеристик можно выполнять для любых функций $s_2\mathbf{m}$, заданных аналитически или таблично на однородной или кусочно-однородной плоскости объектов, получать решения с контролируемой точностью и не только корректно учесть многократное рассеяние, но и некоторые особенности формирования плоских изображений оптическими системами объемных объектов (т.е. рассчитывать функцию $h_d(\cdot)$, характеристики I_d , η_∞ как с учетом, так и без учета влияния оптической системы [24]). Реализация алгоритмов метода на быстроедействие

вующих ЭВМ (в том числе, например, на параллельных вычислительных системах с общим управлением ПС-2000) позволяет снизить трудоемкость расчетов. Учитывая, что именно она является основным (часто единственным) недостатком метода, заслуживают внимание работы, направленные на поиск или выбор наиболее эффективных алгоритмов расчета характеристик процесса переноса изображения [22–28, 31, 54]. В [54], например, выполнено сравнение трудоемкости расчетов характеристик η_∞ , $h_d(\cdot)$ для случая $s_2(\mathbf{m}) = \text{const}$, полученных методами прямого моделирования и локального счета. Расчеты показали, что экономичнее использовать специально построенные алгоритмы оценок η_∞ , чем предварительный расчет функций $h_d(\cdot)$ с последующим численным интегрированием (10). Оказывается, для расчета η_∞ достаточно ограничиться алгоритмом прямого моделирования в схеме сопряженных блужданий. Для моделирования функций $h_d(\cdot)$ предпочтительнее использовать алгоритм локального счета на сопряженных траекториях. Локальная оценка в этом случае имеет вид [54]

$$\xi_{i,k} = 2\kappa^k \exp(-\tau_{i,k}) g(\gamma_{i,k}) |\mu_{i,k}| / (2\pi r_{i,k}^2),$$

где κ – вероятность выживания кванта и $\kappa(\mathbf{r}) = \kappa$; i – номер траектории; k – номер столкновения; $\tau_{i,k}$ – оптическая длина пути $r_{i,k}$ из k точки столкновения до точки «приема»; $\gamma_{i,k}$ – угол рассеяния; $|\mu_{i,k}|$ – косинус угла между внутренней нормалью слоя и отрезком $r_{i,k}$. Оценка $\xi_{i,k}$ определяет вероятность пробега фотона вдоль отрезка $\tau_{i,k}$.

Характеристики γ_∞ и $h_E(\cdot)$ можно оценить, построив алгоритм моделирования процесса распространения излучения с заданной диаграммой излучения $s_2(\mathbf{m})$ от точечного источника. Среднее количество траекторий, пересекающих плоскость предметов, дает оценку γ_∞ , а распределение этих пересечений по плоскости – функцию $h_E(\cdot)$. При расчете функций $h_E(\cdot)$ можно использовать и метод локального счета.

При реализации алгоритмов метода Монте-Карло на параллельных вычислительных системах типа ПС необходимо решать проблему обеспечения каждой ветви расчета псевдо-случайной равномерно распределенной в $[0,1]$ числовой последовательностью, причем выполнять условие (если этого не требует постановка задачи) некоррелированности числовых последовательностей в разных ветвях). Вторая проблема связана с задачей активации процессорных элементов. Особенности алгоритмов статистического моделирования не позволяют в полной мере воспользоваться вычислительными возможностями параллельных систем. Так, например, опыт имитационного моделирования характеристик η_∞ , γ_∞ на ПС-2000 дает оценку эффективности одновременного использования 32 процессорных элементов на уровне 20–30%. Однако этого оказывается достаточно, чтобы существенно (в 3–5 раз) снизить трудоемкость расчетов по сравнению с выполненными на однопроцессорной ЭВМ БЭСМ-6.

При разработке алгоритмов имитационного моделирования необходимо учитывать важность оценки крыльев импульсных реакций для корректного анализа влияния условий наблюдения на процесс переноса изображения в мутных средах. В [7] показано, что их учет может приводить к искажению не только количественных, но и качественных зависимостей, например, ОПФ ($F[h_d(\cdot)]$) от оптико-геометрических параметров и характеристик схем наблюдения. Это замечание можно считать еще одним аргументом, убеждающим в целесообразности применения методов локального счета в схеме сопряженных блужданий для моделирования импульсных реакций $h_d(\cdot)$, $h_E(\cdot)$ [9, 54].

Иллюстрацией универсальных возможностей методов имитационного моделирования в теории видения могут быть работы [26–28, 31], где предложены алгоритмы расчета ОПФ ($F[h_d(\cdot)]$), и работы, где приводятся алгоритмы метода Монте-Карло, позволяющие учесть особенности формирования изображения оптическими системами, т. е. моделировать характеристики I_d , $h_d(\cdot)$, η_∞ для систем видения (очевидно, что E , $h_E(\cdot)$, γ_∞ не зависят от оптических систем). В [55] предложен алгоритм моделирования распространения излучения через все конструктивные элементы оптической системы. В [24] рассмотрены способы учета пятен рассеяния в плоскости изображения, возникающие из-за конечности глубины резкости изображаемого пространства прибором и объемности рассеивающей среды. Эту особенность можно учесть и в алгоритмах расчета ОПФ ($F[h_d(\cdot)]$).

Имитационное моделирование характеристик процесса переноса изображения через рассеивающие среды осуществляется для оценки границ применимости приближенных методов расчета [28, 31, 34], для прогноза диапазона изменения этих характеристик в тестовых или конкретных [4, 5, 9, 23, 26] прикладных задачах, которые требуют корректного учета всех факторов, определяющих оптико-геометрические условия наблюдения и, наконец, с целью анализа влияния этих факторов на качество изображения [9, 14, 23, 26, 31]. Иллюстрацией последнего может быть работа [35], где был обнаружен эффект экстремального искажения изображения малоразмерных объектов слоем мутной среды при ее перемещении между объектом и наблюдателем. В [44] его существование подтверждено результатами независимого лабораторного эксперимента. Исследование свойств функций влияния $h_d(\cdot)$, выполненной в [34] методом Монте-Карло, позволило в [33] установить причины и условия возникновения t -эффекта при наблюдении не только малоразмерных, но и протяженных объектов (в приложении рассматриваются два аспекта этой закономерности).

Приложение 1

Эффект кальки. Одним из известных результатов исследований зависимости ОПФ ($F[h_d(\cdot)]$) от параметра z_1 (рис. 1) является утверждение, что качество изображения объектов, наблюдаемых через рассеивающий слой, монотонно ухудшается по мере приближения слоя к наблюдателю. Для подтверждения этого вывода в [15], например, предлагается провести элементарный и весьма наглядный эксперимент: произвольный текст экранируется от наблюдателя калькой. При перемещении ее между наблюдателем и текстом можно убедиться, что текст отчетливо виден, когда калька граничит с ним. По мере ее перемещения текст быстро размывается, исчезает и уже не находится ни одного другого ее положения, при котором текст можно было бы прочесть.

Попытаемся найти причину противоречия между результатами этого эксперимента и теми, которые описаны в [35, 44], где показано, что исследуемая зависимость может носить, например, экстремальный характер. Причину кажущегося противоречия установить несложно, если обратить внимание на то, что в [35, 44] эксперименты проведены с самосветящимся объектом, а эксперимент с калькой — осуществляется в условиях внешнего освещения объекта. То есть во втором случае в наблюдаемом сигнале присутствует компонента I_d (световая дымка), в первом — ее нет. Рассмотрим, к каким изменениям при оценке качества изображения это может привести. Пусть объект наблюдается с помощью оптического прибора с заданной контрастной пороговой чувствительностью $k_{пор}$ (рис. 3), которая не зависит от внешнего параметра z_1 . Рассмотрим контраст между произвольной парой точек в случае наблюдения самосветящегося объекта:

$$k_1 = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2).$$

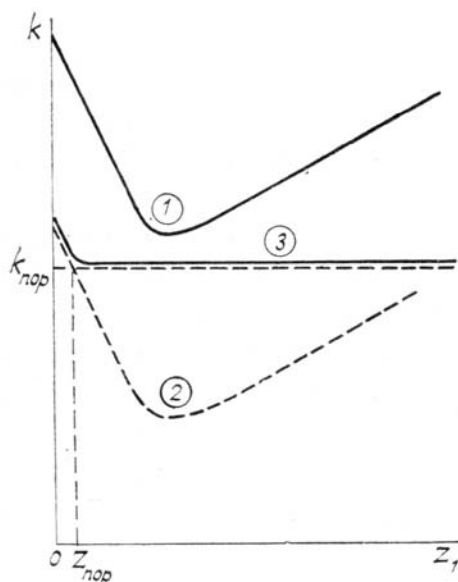


Рис. 3. Пояснение к эксперименту с калькой: 1 — зависимость коэффициента контраста при наблюдении самосветящихся объектов; 2 — при внешнем освещении отражающих объектов; 3 — кажущаяся зависимость $k = k(z_1)$

Из лабораторных экспериментов [35, 44], расчетов [7, 8, 33] следует, что она может иметь экстремальный характер (кривая 1, рис. 3). Подчеркнем, что в интенсивности $I_{1,2}$ учтены все процессы, происходящие при распространении излучения от объекта к наблюдателю. Рассмотрим теперь ту же зависимость, но при наблюдении объекта с отражательной способностью, аналогичной излучательной в первом эксперименте. Подберем мощность внешнего источника такой, чтобы интенсивности $I_{1,2}$ в обоих случаях совпадали. Очевидно, что коэффициент контраста между той же парой точек уменьшится на постоянную величину:

$$k_2 = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2 + 2I_d),$$

т.е. $k_2 = k_2(z_1)$ можно изобразить кривой 2 (рис. 3). Если при $z_1 > z_{пор}$ $k_{пор} > k_2(z_1)$, то наблюдаемая нами с помощью оптического прибора зависимость $k(z_1)$ будет соответствовать кривой 3 на рис. 3. Именно такой характер зависимости следует из эксперимента с калькой и ее, видимо, с полным основанием можно назвать кажущейся. Чтобы установить ее истинный характер, необходимо при наблюдении использовать прибор, обладающий иной, достаточной для этой цели, контрастной чувствительностью $k_{пор}$.

Приложение 2

Рассмотрим, как, на основе результатов [12, 13], а именно — зависимости оптических передаточных функций $\hat{K}(\omega) = F[h_d(\cdot)]$ от параметра z_1 (рис. 1), объясняется возможность проявления t -эффекта. Обозначим частотно-контрастную характеристику $K(\omega) = \hat{K}(\omega) / \hat{K}(0)$, т.е., ограничимся для простоты изложения рассмотрением систем видения, обладающих круговой симметрией ($\omega = \sqrt{\mu^2 + \beta^2}$, β, μ — пространственные частоты в плоскости изображения). Пусть объекту наблюдения соответствует спектр $F_0(\omega)$ (рис. 4). Рассмотрим три положения слоя на линии визирования (слой у объекта — a , у наблюдателя — β , между ними — δ). Из работ [12, 13] следует, что $K(\omega; z_1^{(1)}) \geq K(\omega; z_1^{(2)})$, если $z_1^{(1)} < z_1^{(2)}$. Для положений слоя $a-\beta$ эти функции показаны на рис. 4 слева. Для линейных систем спектр изображения $F_H(\omega; z_1) = F_0(\omega) \hat{K}(0) K(\omega; z_1)$. Вид функций $F_H(\omega; z_1)$ для z_1 , соответствующих изложениям слоя $a-\beta$, показан на рис. 4 справа.

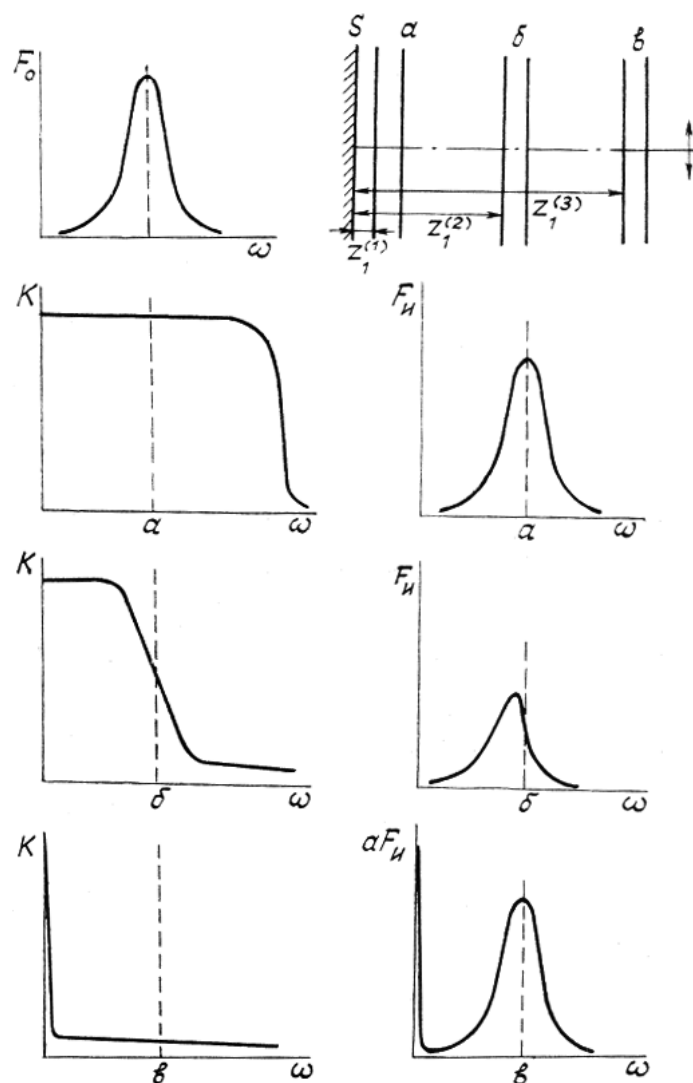


Рис. 4. Пояснение к t -эффекту. $F_0(\omega)$ — спектр объекта; $K(\omega)$ — частотно-контрастная характеристика, $F_H(\omega)$ — спектр изображения

Сравним $F_0(\omega)$ с $F_H(\omega, z_1^{(1)})$ и $F_H(\omega, z_1^{(3)})$. В первом случае, когда полуширина $K(\omega; z_1^{(1)})$ значительно превосходит полуширину спектра $F_0(\omega)$, то спектр изображения соответствует спектру образа и искажения минимальны. В случае $z_1 = z_1^{(3)}$, наоборот, $K(\omega; z_1^{(3)}) \rightarrow \delta(\omega) + \text{const}$. Существование „полочки” у функции $K(\omega)$ доказано, например, в [49] и объясняется нерассеянным излучением. Эти две особенности $K(\omega; z_1^{(3)})$ приводят к тому, что спектр $F_H(\omega; z_1)$ практически всюду подобен спектру $F_0(\omega)$, за исключением малой окрестности точки $\omega = 0$, где сосредоточена относительно большая доля всей энергии, содержащейся в изображении. Последнее замечание должно приводить к появлению равномерного по

площади кадра достаточно сильного фона, на котором, сохраняя все пространственные особенности, формируется изображение объекта. В лабораторных экспериментах [35, 44] этот вывод подтверждается; для $z = z_1^{(3)}$ наблюдаются неискаженные, но низкоконтрастные изображения объектов. Обратимся к случаю $z_1 = z_1^{(2)}$. Очевидно, что если средняя часть спектра $F_0(\omega)$ совпадает с частотой уровня половинной интенсивности $K(\omega; z_1)$, то произойдут существенные искажения формы спектра объекта в его изображении, что выразится в изменении его пространственной структуры, т.е. приведет к t -эффекту. Очевидно, если усложнить форму спектра $F_0(\omega)$, то, повторив приведенные выше рассуждения, можно прийти к выводу о возможности многократного проявления t -эффекта (для различных областей спектра $F_0(\omega)$, соответствующих различным пространственным структурам объекта) при изменении z_1 , т.е. подтвердить аналогичный вывод, полученный в [33] при анализе влияния условий наблюдения на разрешающую способность в системах видения. Таким образом, t -эффект, как одна из возможных видов зависимости качества изображения от параметра z_1 , может быть объяснен как в пространственной области (с использованием понятий импульсных реакций), так и в частотной (на языке оптических передаточных функций).

1. Kaufman Y. J. // *J. of Geoph. Res.* 1982. V. 87. № 66. P. 4137–4147.
2. Kaufman Y. J. // *J. of Geoph. Res.* 1979. V. 84. № 66. P. 3165–3172.
3. Odell A. P., Weinman J. A. // *Appl. Opt.* 1975. V. 80. № 36. P. 5035–5040.
4. Tanre D., Herman M., Deschamps P. Y. // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. № 20. P. 3676–3684.
5. Tanre D., Herman M., Deschamps P. Y., A de Leffe // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. № 21. P. 3587–3594.
6. Mekler Y., Kaufman Y. J. // *J. of Geoph. Res.* 1980. V. 85. № C7. P. 4067–4083.
7. Дрофа А. С. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1984. Т. 20. № 10. С. 939–946.
8. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. // *Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы.* Новосибирск: Наука, 1987. С. 201–207.
9. Thomas R. W. L. // *Adv. Space Res.* 1983. V. 2. № 5. P. 157–166.
10. Ishimaru A. // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. № 3. P. 348–352.
11. Kaufman Y. J. // *Appl. Opt.* 1984. V. 23. № 19. P. 3400–3407.
12. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1969. Т. 5. № 7. С. 672–684.
13. Дрофа А. С., Кацев И. Л. // *Метеорология и гидрология.* 1981. № 11. С. 101–109.
14. Belov V. V., Krekov G. M. // *Opt. Lett.* 1979. V. 4. P. 158–160.
15. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. *Перенос изображения в рассеивающей среде.* Минск: Наука и техника. 1985. 328 с.
16. Мишин И. В., Сушкевич Т. А. Математическая модель пространственно-частотной характеристики системы «подстилающая поверхность – атмосфера». 1979. 22 с. (Препринт/ИПМ АН СССР. № 76).
17. Сушкевич Т. А., Иолтуховский А. А., Стрелков С. А. // Там же. С. 4–21.
18. Стрелков С. А., Сушкевич Т. А. // *Численное решение задач атмосферной оптики.* М.: ИПМ АН СССР. 1984. С. 22–41.
19. Мишин И. В., Бульчев Е. В. Некоторые вопросы теории переноса оптического излучения в атмосфере над поверхностью с анизотропным отражением. М., 1986. 22 с. Деп. в ВИНТИ, № 5169-B86.
20. Козодеров В. В., Мишин И. В. // *V Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере.* (Тезисы докл.) Томск, 1979. Ч. 1. С. 161–165.
21. Мишин И. В., Орлов В. М. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1979. Т. 15. № 3. С. 266–274.
22. Креков Г. М., Орлов В. М., Белов В. В. и др. *Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования.* Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
23. Золотухин В. Г., Усиков Д. А., Гришин В. А. // *Исследования Земли из космоса.* 1980. № 3. С. 58–59.
24. Белов В. В. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1982. Т. 18. № 4. С. 435–437.
25. Белов В. В., Креков Г. М. Расчеты оптической передаточной функции аэрозольной атмосферы методом Монте-Карло // *Тезисы докл. I Всес. совещ. по атмосф. оптике.* Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 287–290.
26. Каргин Б. А. *Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере.* Новосибирск: ВЦ СО АН СССР. 1984. 207 с.
27. Рахуба В. Г., Усиков Д. А., Фоменкова М. Н. Перенос поляризованного излучения в атмосфере в задачах дистанционного зондирования. 1985. 21 с. (Препринт/ИКИ АН СССР, № 1043).
28. Джетыбаев Е. О., Мишин И. В., Мулдашев Т. З., Розенблюм С. А., Усиков Д. А., Фоменкова М. Н. Расчет оптических передаточных характеристик атмосферы. М., 1989. 55 с. (Препринт/ИКИ АН СССР, № 1475).
29. Otterman J., Frager R. S. // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. № 16. P. 2858–2860.
30. Dave J. V. // *Photo. Eng. and Rem. Sens.* 1980. № 46. P. 1173–1176.
31. Усачев А. Л. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1981. Т. 10. С. 1107–1109.
32. Davis J. M., Mc Kee T. V., Cox S. K. // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. № 19. P. 3193–3205.
33. Белов В. В. // *Оптика атмосферы.* 1988. № 9. С. 17–24.
34. Белов В. В., Борисов Б. Д., Макушкина И. Ю. // *Оптика атмосферы.* 1988. № 2. С. 18–24.
35. Зуев В. Е., Белов В. В., Борисов Б. Д. и др. // *ДАН СССР.* 1983. Т. 268. С. 321–324.
36. Белов В. В., Макушкина И. Ю. // *Оптика атмосферы.* 1988. № 10. С. 58–64.
37. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. и др. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1987. № 11. С. 1205–1210.
38. Волнистова Л. П., Дрофа А. С., Сныков В. П. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1985. № 5. С. 507–511.

39. Волнистова Л. П., Дрофа А. С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1985. № 1. С. 50–57.
40. Бабак Э. В., Беляев А. С., Гитин Ю. Л. //Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 51. №2. С. 349–351.
41. Левин И. М. //Изв. АН СССР. ФАО. 1969. Т. 5. № 1. С.
42. Гаврилович А. В., Ганич П. Я., Иванов А. П. //ЖПС. 1982. № 1. С. 18–27.
43. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. и др. //Изв. АН СССР. ФАО. 1982. Т. 18. № 12. С. 1303–1311.
44. Будак В. П., Гутуров М. М., Федосов В. П. //Светотехника. 1986. № 11. С. 19–21.
45. Koreika N. S., Solomon Gencau Y. //JOSA. 1981. V. 71. № 7. P. 892–901.
46. Генин В. Н., Зайцев В. Е., Кабанов М. В. //X Всес. конференция по распространению радиоволн. (Тезисы докл.). М.: Наука, 1972. С. 356–359.
47. Frazer R. S., Kaufman Y. //IEEE Transactions and Geoscience and Remote Sensing. 1985. V. GE-23. № 5. P. 625–633.
48. Tom W. G., Embury J. E. //Appl. Opt. 1986. V. 3. № 4. 1986.
49. Kugo Y., Ishimaru A. //J. Opt. Soc. Am. A. 1985. V. 2. № 12. P. 2330–2335.
50. Kugo Y., Ishimaru A. //Appl. Opt. 1986. V. 25. № 1. P. 4382–4385.
51. Kaufman Y. J., Frazer R. S. //Invited paper (A. 1.5.1.) for Presentation in the CASPAR 24th Planetary Meeting. Ottawa. Canada. 1982. P. 1–19.
52. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
53. Долин Л. С., Савельев В. А. //Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 7. С. 717–723.
54. Белов В. В., Макушкина И. Ю. //Теория и приложения статистического моделирования. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР. 1988. С. 153–164.
55. Коваленко Л. Г. //Автометрия. 1980. № 5. С. 24–32.

Институт оптики атмосферы,
Томск

Поступила в редакцию
21 апреля 1989 г.

V. V. Belov. The Theory of Linear Vision Systems; Modeling the Linear-System Characteristics.

An overview of different approaches to the solution of problems of the theory of vision is presented. The methods for measuring and calculating the linear-system characteristics which describe the image transfer through scattering media are analyzed. Some aspects of using the Monte-Carlo method in problems of vision through scattering media are discussed. An interpretation of some experimentally observed image distortions by the medium is given.