

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ

УДК 551.521.3:535.36

В.В. Белов, Г.М. Креков, И.Ю. Макушкина

ИЗОПЛАНАРНОСТЬ В СИСТЕМАХ ВИДЕНИЯ

Предложен критерий и изложены результаты оценки размеров центральной изозоны для схемы вертикального наблюдения. Исследуется их зависимость от оптико-геометрических параметров систем видения. Расчеты проведены в приближении однократного рассеяния и (с учетом многократного) методом Монте-Карло.

Известно, что яркостное изображение того или иного объекта может быть получено различными способами. Наиболее характерными являются следующие процедуры, описанные в литературе [1, 2]:

- а) регистрируется яркость излучения в одном и том же фиксированном направлении в различных точках плоскости, где расположен приемник (пространственное распределение);
- б) регистрируется угловое распределение яркости в одной фиксированной точке пространства;
- в) изображение формируется с помощью системы растрового типа, когда по одной координате производится угловое сканирование, а по другой происходит перемещение самого приемника.

В общем случае при наличии рассеивающей среды между объектом и приемным устройством все три изображения оказываются разными. Для того чтобы восстановить реальный вид объекта, необходимо снять искажения, вносимые средой. В рамках линейно-системного подхода это можно сделать, зная функцию размытия точки системы (ФРТ) или ее оптическую передаточную функцию.

Известно, что изображение объекта в теории линейных систем записывается в виде

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(x', y') h(x, y; x', y') dx' dy', \quad (1)$$

где $G(x', y')$ — функция, задающая объект; $h(x, y; x', y')$ — ФРТ системы видения.

В случае изопланарной [3, 4] системы для восстановления истинного вида объекта вместо бесконечного множества функций $h(x, y; x', y')$ может быть использована только одна:

$$h(x, y; x', y') = h(x-x'; y-y'). \quad (2)$$

Это существенно облегчает процесс реконструкции изображения. Но свойством изопланарности, строго говоря, обладает лишь система, формирующая изображения по «а» в условиях горизонтально однородной среды. Тем не менее в большинстве прикладных задач теории видения и для процедур «б», «в» можно указать области значений (x, y) , в пределах которых с определенной степенью точности выполняется соотношение (2). Эти области принято называть зонами изопланатизма.

В работе предложен критерий и изложены результаты оценки размеров центральной изозоны для схемы вертикального наблюдения.

Выбор критерия. Очевидно, что за область (зону) изопланатизма следует принять ту часть кадра, где яркостные изображения, полученные с помощью «а», «б», «в», совпадают с заданной степенью точности.

Рассмотрим изображение простейшего объекта — точечного источника излучения. Из (1), (2) следует очевидное соотношение:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \delta(x' - \xi) \delta(y' - \eta) h(x - x', y - y') dx' dy' = h(x - \xi, y - \eta).$$

Это означает, что в изопланарной системе «а» изображением точки является ее функция размытия. Поэтому для определения зоны изопланатизма достаточно найти область, где ФРТ с известной степенью точности совпадает с угловым распределением яркости излучения точечного источника.

Рассмотрим систему видения, схема которой изображена на рис. 1.

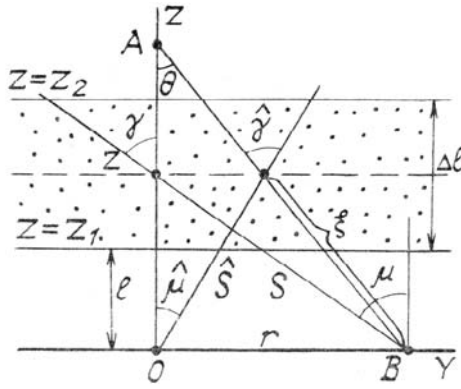


Рис. 1. Геометрическая схема формирования изображения в системах видения

Предполагается, что точечный диффузный источник, являющийся объектом наблюдения, расположен в начале координат системы XYZ . Устройство, формирующее изображение, находится в т. $A(0, 0, L)$. Плоскопараллельная горизонтально однородная рассеивающая среда характеризуется профилями коэффициентов рассеяния и ослабления $\sigma_s(z)$ и $\sigma_t(z)$, а также индикатрисой рассеяния g . Предположим, что наблюдение вертикальное, поэтому система обладает круговой симметрией и $h(x, y) = h(r)$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Пусть Θ — угол между направлением наблюдения (в данном случае ось OZ) и направлением на точку

$$B \left(\Theta = \arctg \frac{r}{L} \right).$$

Обозначим через $\hat{h}(r)$ — угловое распределение яркости в точке A . Степень совпадения $h(r)$ и $\hat{h}(r)$ определим следующим образом:

$$\varepsilon(r) = \frac{|h(r) - \hat{h}(r)|}{h(r)}. \quad (3)$$

Размер зоны изопланатизма R_n можно найти из условия

$$\varepsilon(R_n) = \varepsilon_0. \quad (4)$$

На практике удобнее и нагляднее пользоваться угловым размером зоны изопланатизма $R_\varphi = \arctg \frac{R_n}{L}$.

Целью наших исследований была попытка установления зависимости R_φ от оптико-геометрических параметров систем видения.

Методы расчета. Функции $h(r)$ и $\hat{h}(r)$ рассчитывались в приближении однократного рассеяния (ПОР) и (с учетом многократного рассеяния) методом Монте-Карло. Для контроля полученных результатов была проведена серия лабораторных экспериментов [5].

В рамках ПОР получаем следующие выражения для искомых функций:

$$h_1(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^L \frac{\sigma_s(z)}{s^2(z)} \mu(r, z) e^{-[\tau_1(z) + \tau_2(z)]} g(\mu(r, z)) dz; \quad (5)$$

$$\hat{h}_1(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\sqrt{r^2 + L^2}} \frac{\sigma_s(\xi) \hat{\mu}(\xi)}{\hat{s}^2(\xi)} e^{-[\tau_1(\xi) + \tau_2(\xi)]} g(\hat{\gamma}) d\xi, \quad (6)$$

где (рис. 1): $\arccos \mu, \hat{\mu}$ — угол между направлением излучения и осью OZ ; $\arccos \hat{\gamma}$ — угол между направлением луча из источника и направлением (в точке столкновения) в точку A ; τ_1, τ_2 — оптические расстояния от источника до точки столкновения и от нее до приемника; ξ — текущая координата

вдоль отрезка BA ; s, \hat{s} — расстояние от источника до точки столкновения. Из алгоритмов метода Монте-Карло для получения $h(r)$ и $\hat{h}(r)$ был выбран алгоритм локального счета на сопряженных траекториях [6]. Локальная оценка имела вид [7]:

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

где I — номер траектории; κ — номер столкновения; κ — вероятность выживания кванта (предполагаем, что $\kappa(s) = \kappa = \text{const}$).

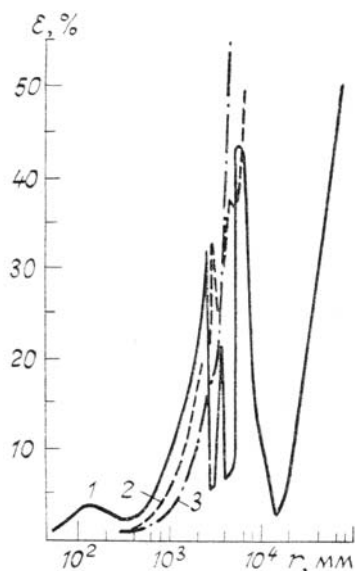


Рис. 2. Общий вид функций $\epsilon(r)$. Среда — дымка H ; $\Delta l = 500$ мм. 1 — $\tau = 3$, $t = 0,1$; 2 — $\tau = 1$, $t = 0,5$; 3 — $\tau = 1$, $t = 0,9$. $\epsilon_0 = 20\%$

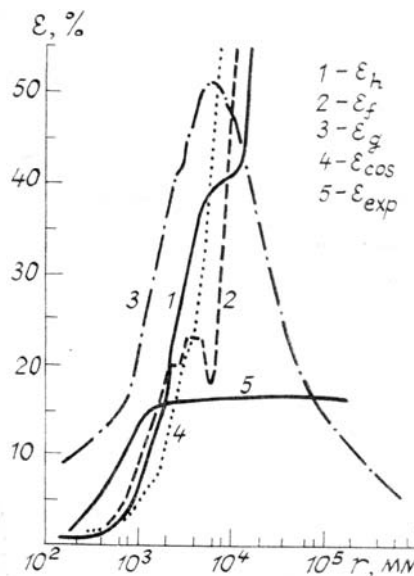


Рис. 3. Изменение характера взаимодействия различных величин, входящих в состав h_1 и \hat{h}_1 . Среда — дымка H ; $\Delta l = 500$ мм; $\tau = 1$; $t = 0,05$; $\epsilon_0 = 20\%$

На первом этапе исследований была проведена серия численных экспериментов, имитирующих условия наблюдения в лабораторной установке [5]. Приемник расположен на расстоянии $L = 10^4$ мм от источника. Между источником и приемником локализован плоский рассеивающий слой геометрической толщины $\Delta l = 30; 500$ мм. Определим положение слоя на трассе наблюдения параметром $t = \left(1 + \frac{\Delta l}{2}\right) / L$ (L — расстояние от источника до нижней границы слоя): $0,025 \lesssim t \lesssim 0,9$. В качестве рассеивающей среды были выбраны модели типа дымки H и облака $C.1$ на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм. Характерные параметры: $\gamma_H = g_H(0)/g_H(\pi) \approx 143$, коэффициент асимметрии $\eta_H \approx 27,7$; $\gamma_{C.1} \approx 4480$; $\eta_{C.1} \approx 28,4$. Оптическая толщина варьировалась в пределах $0,1 \lesssim \tau \lesssim 12$. Коэффициенты рассеяния и ослабления σ_s и σ_t — постоянны. На рис. 2 изображены примеры функций $\epsilon(r)$. Характерной особенностью этих функций является ярко выраженная немонотонность в большинстве случаев. Проведенный анализ средних значений интегралов h_1 и \hat{h}_1 показал, что такое поведение функций $\epsilon(r)$ обусловлено изменением вклада различных величин, входящих в состав h_1 и \hat{h}_1 , в зависимости от r . Рис. 3 иллюстрирует этот вывод. На нем приведены примеры следующих функций:

$$\begin{aligned} \epsilon_h(r) &= \frac{|h_1(r) - \hat{h}_1(r)|}{h_1(r)}; \quad \epsilon_f(r) = \frac{|f(r) - \hat{f}(r)|}{f(r)}; \\ \epsilon_g(r) &= \frac{|g(r) - \hat{g}(r)|}{g(r)}; \quad \epsilon_{\cos}(r) = \frac{|\mu/s^2 - \hat{\mu}/\hat{s}^2|}{\mu/s^2}; \\ \epsilon_{\text{exp}}(r) &= \frac{|\exp(-\tau)p - \exp(-\hat{\tau})\hat{p}|}{\exp(-\tau)p}, \end{aligned}$$

где (рис. 1)

$$z = \frac{z_2 - z_1}{2}; g = g(\gamma(z, r)); \hat{g} = g(\hat{\gamma}(\xi, r));$$

$$f = g(\gamma) \frac{\mu}{s^2} \exp(-\tau) p; \hat{f} = g(\hat{\gamma}) \frac{\hat{\mu}}{\hat{s}^2} \exp(-\hat{\tau}) \hat{p};$$

$$p = \Delta l; \hat{p} = \Delta l / \sin \Theta;$$

$$\tau = \sigma_t \frac{\Delta l}{2} \left(1 + \frac{1}{\sin \gamma} \right); \hat{\tau} = \sigma_t \frac{\Delta l}{2} \left(\frac{1}{\sin \hat{\mu}} + \frac{1}{\sin \Theta} \right).$$

Немонотонность функции $\epsilon(r)$ является причиной возможной неоднозначности определения размера R_ϕ . Это зависит от выбора уровня погрешности ϵ_0 . Минимальный уровень погрешности, при котором вычисляется однозначно, обуславливается оптико-геометрическими параметрами схемы наблюдения. При использовании критерия (3), (4) для оценки размера зоны изопланатизма среди всех возможных значений R_ϕ , соответствующих заданному уровню ϵ_0 , естественно выбирать наименьшее.

Зависимость $R_\phi(t)$ для различных τ приведена на рис. 4. Обращает на себя внимание различие качественного вида кривых $R_\phi(t)$ при $\tau \lesssim 1,5$ и $\tau > 1,5$. Особенностью $R_\phi(t)$ при $\tau < 1,5$ является наличие ярко выраженного максимума. Физическое объяснение того или иного положения максимума найти не удалось, но из анализа формул (5), (6) следует, что его существование и координаты при $\tau \lesssim 1,5$ могут быть обусловлены совместным действием геометрического фактора ($\mu/s^2; \hat{\mu}/\hat{s}^2$) и индикатрисы рассеяния. Закономерным, пожалуй, является то, что максимум в зависимости $R_\phi(t)$ находится в области малых значений t . При изменении τ в пределах $1,5 < \tau \lesssim 12$ вариации параметра t не приводят к существенным изменениям размера R_ϕ . При $t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow 1$ наблюдается небольшое увеличение R_ϕ . Кроме того, $\lim_{t \rightarrow 1} R_\phi(t, \tau) = \text{const}$.

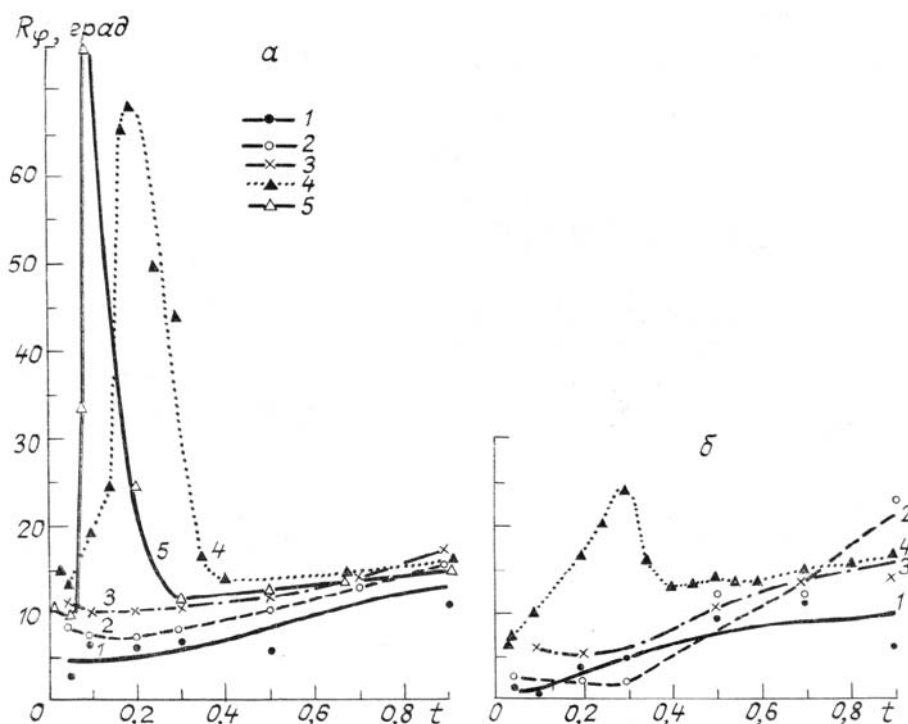


Рис. 4. Зависимость $R_\phi(t)$ для различных τ . Среда: а — дымка H ; б — облако С.1. $\Delta l = 500$ мм. $\epsilon_0 = 20\%$. 1 — $\tau = 12$; 2 — $\tau = 6$; 3 — $\tau = 3$; 4 — $\tau = 1$; 5 — $\tau = 1,5$

Функции $R_\phi(\tau)$ (рис. 5) при различных t немонотонны в области $\tau \lesssim 1,5$, когда наиболее сильна зависимость функций $h(r)$ и $\hat{h}(r)$ от индикатрисы рассеяния. С увеличением τ становится очевидной тенденция к уменьшению величины R_ϕ .

Одним из факторов, оказывающих существенное влияние на размер зоны изопланатизма, является индикатриса рассеяния. Зависимость $R_\phi(g)$ можно оценить, исходя из рис. 4, а, б. При измене-

нии вытянутости индикатрисы рассеяния отмеченные выше закономерности в поведении $R_\phi(t, \tau)$ в целом сохраняются. Увеличение параметров индикатрисы γ и η приводит, как и следовало ожидать, к уменьшению величины R_ϕ . Это наиболее заметно в области тех значений t , где достигается $\max R_\phi(t)$.

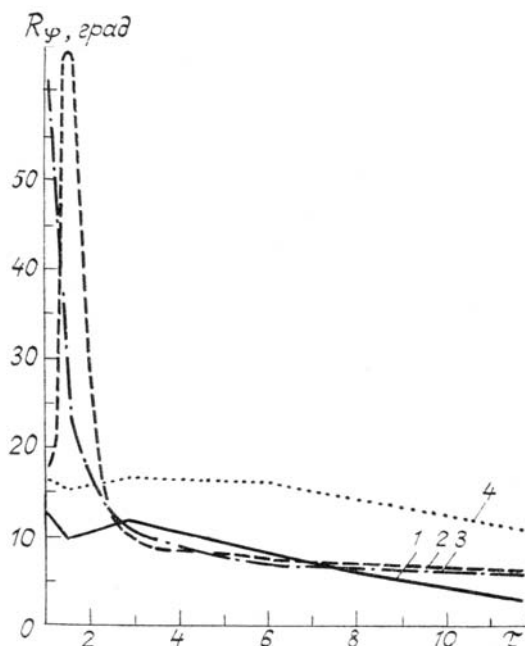


Рис. 5. Зависимость $R_\phi(\tau)$ для различных t . Среда — дымка H ; $\Delta l = 500$ мм; $\epsilon_0 = 20\%$. Цифры у кривых: 1 — $t = 0,05$; 2 — $t = 0,1$; 3 — $t = 0,2$; 4 — $t = 0,9$

Как рост оптической толщины, так и увеличение $t(t \rightarrow 1)$ приводят к сближению размеров зон изопланатизма для сред с различной вытянутостью индикатрисы рассеяния.

В [8, 9] уже отмечалось, что вариация геометрической толщины рассеивающего слоя Δl не оказывает существенного влияния на функции $h(r)$ и $\hat{h}(r)$, если $\lg(\Delta l_1 / \Delta l_2) \lesssim 2$. Аналогичный вывод можно сделать и относительно влияния Δl на размер зоны изопланатизма.

Наконец, увеличение заданного уровня погрешности R_ϕ приводит к очевидному росту величины R_ϕ , оставляя практически неизменным характер установленных выше закономерностей.

Заметим, что рассмотренный критерий (3), (4) хотя и достаточно очевиден, тем не менее, как показал анализ, очень восприимчив к вариациям оптико-геометрических параметров. Несколько более устойчивым в этом отношении оказался интегральный критерий, согласно которому размер зоны изопланатизма $\tilde{R}_\phi(\tilde{R}_\phi)$ определяется из условия

$$\delta = \frac{|\eta(R) - \hat{\eta}(R)|}{\eta(R)} = \delta_0, \quad (7)$$

где

$$\eta(R) = 2\pi \int_0^R r h(r) dr \quad \text{и} \quad \hat{\eta}(R) = 2\pi \int_0^R r \hat{h}(r) dr.$$

Пример зависимостей $\tilde{R}_\phi(t, \tau)$ приведен на рис. 6. В целом они совпадают с некоторыми уже отмеченными закономерностями в поведении $R_\phi(t, \tau)$. Различия между $R_\phi(t, \tau)$ и $\tilde{R}_\phi(t, \tau)$ касаются влияния индикатрисы рассеяния: увеличение вытянутости приводит в данном случае к росту размера \tilde{R}_ϕ , по крайней мере, при $\tau \lesssim 6$. Это обусловлено, по-видимому, тем, что в случае более вытянутой индикатрисы до определенных значений τ основной вклад в $\eta(R)$ и $\hat{\eta}(R)$ подынтегральные функции $h(r)$ и $\hat{h}(r)$ вносят для тех r , при которых они мало отличаются друг от друга. При $\tau > 6$ усиление эффектов многократного рассеяния существенно расширяет область $[0; R]$ формирования интегральных сумм. Поэтому в случае менее вытянутой индикатрисы рассеяния размер зоны изопланатизма оказывается больше.

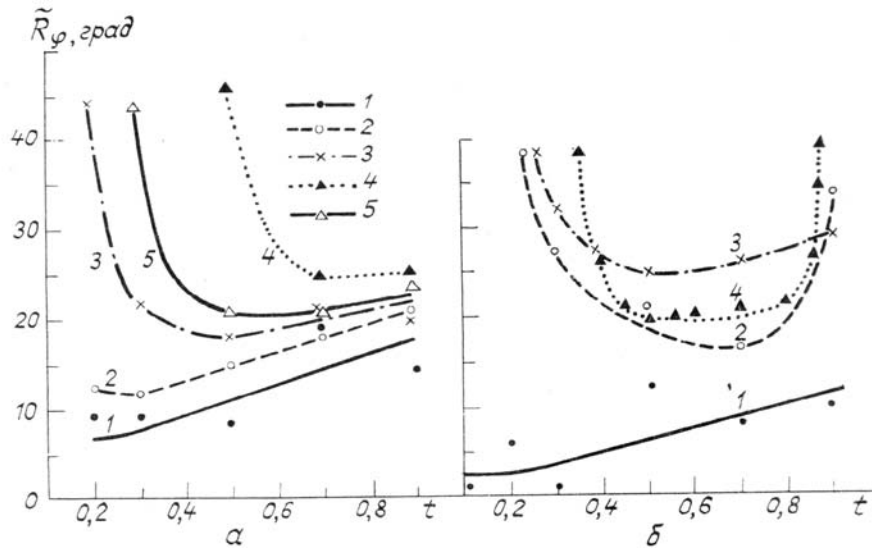


Рис. 6. Зависимость $\tilde{R}_\phi(t)$ для различных τ . Среда: *a* — дымка *H*; *b* — облако *C*. 1. $\Delta l = 500$ мм. $l - \tau = 12$; 2 — $\tau = 6$; 3 — $\tau = 3$; 3 — $\tau = 1$; 5 — $\tau = 1,5$. $\delta_0 = 20\%$. В случае облака *C*. 1 и $\tau = 1$ $\delta_0 = 5\%$

Второй этап исследований включал численные эксперименты для моделей реальной атмосферы. За основу взята среднениклическая модель континентального аэрозоля [10] на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм. Расчеты проведены и для случая, когда в атмосфере присутствует слой сплошной облачности $\Delta l = 300$ м с коэффициентом ослабления $\sigma_t \approx 17 \text{ км}^{-1}$. Высота его над поверхностью Земли принималась равной: $l = 0,25; 12; 20$ км. Результаты расчетов углового размера центральной изозоны R_ϕ в атмосфере (для случая вертикального наблюдения) приведены в таблице.

| $\epsilon_0, \%$ | Безобл. атм. | $l=0,25$ км | $l=12$ км | $l=20$ км |
|------------------|--------------|-------------|-----------|-----------|
| 20 | 5,84 | 0,11 | 2,05 | 10,03 |
| 50 | 9,78 | 0,52 | 3,24 | 11,95 |

Из данных таблицы следует, что в условиях наблюдения, близких к реальным, размер области изопланатизма уменьшается (по сравнению с рассмотренными выше) даже для безоблачной атмосферы. Наличие облачного слоя может привести к различным результатам: при малых τ величина R_ϕ становится меньше, чем в случае безоблачной атмосферы. С увеличением τ размер R_ϕ растет. Но в любой из рассмотренных ситуаций R_ϕ не превышает $10-12^\circ$ (для критерия (7) — 20°) даже при 50%-ном уровне прозрачности.

В заключение подчеркнем, что свойство изопланарности не аналогично свойству «ракурсной инвариантности» [1, 2] хотя бы потому, что, как и отмечено в [2], при нарушении условия «ракурсной инвариантности» изопланарность может сохраняться.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. В рамках рассмотренных критериев размер зоны изопланатизма является сложной, неоднозначной функцией оптико-геометрических параметров системы видения (в частности, оптической толщины, вертикального распределения коэффициентов σ_s и σ_t , индикатрисы рассеяния g).

2. Методом Монте-Карло получены количественные оценки размеров центральной изозоны для конкретных ситуаций. Но сложный характер зависимостей $R_\phi(t, \tau, g)$ не позволяет с уверенностью экстраполировать полученные оценки на иные условия наблюдения при малых оптических толщинах ($\tau \lesssim 1,5$) и при наличии в среде слоев повышенной мутности, характеризуемых параметром $t \rightarrow 0$.

3. Эти факты следует учесть при использовании одной функции размытия точки для реконструкции изображений, полученных в «б» и «в».

1. Долин Л. С., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 7. С. 717—723.

2. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.

3. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.

4. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир, 1971. 495 с.

5. Белов В. В., Борисов Б. Д., Макушкина И. Ю. // Перенос изображения в земной атмосфере. Томск: ТФ СО АН СССР, 1988. С. 46–52.
6. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике/Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
7. Белов В. В., Макушкина И. Ю. // Теория и приложения статистического моделирования. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1988. С. 153–164.
8. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н., Креков Г. М., Макушкина И. Ю. // Изв. АН СССР. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1205–1210.
9. Белов В. В., Борисов Б. Д., Макушкина И. Ю. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. №2. С. 18–24.
10. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. 294 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
21 апреля 1989 г.

V. V. Belov, G. M. Krekov, I. Yu. Makushkina. **Isoplanarity in the Vision Systems.**

A criterion is suggested in the paper for assessing the size of central isozone and some results are presented for the vertical viewing scheme. The dependence of the criterion and size of the isozone on optical and geometrical parameters of the systems is investigated. The calculations are made in the single scattering approximation (taking into account multiple scattering) by the Monte-Carlo method.