

**В.В. Барун**

## **СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВИДЕНИЯ ЛАМБЕРТОВСКИХ И РЕТРООТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ**

На основе малоуглового приближения теории переноса излучения сопоставлены значения контраста изображения и предельной дальности видимости ламбертовских и ретроотражающих объектов, наблюдаемых через слой рассеивающей среды. Рассмотрены случаи изолированного объекта и объекта на подстилающей поверхности. Показано, что в первом случае учет сигнала, приходящего из зоны тени объекта, может, при определенных условиях, приводить к наличию максимума контраста при увеличении оптической толщины среды между ламбертовским или ретроотражающим объектом и наблюдателем. Во втором случае также возможно существование максимума контраста для ретроотражателя, связанное с его диаграммой отражения и ростом эффективного альбеда. Эту особенность можно рассматривать как одну из гипотез причины улучшения видимости наземных объектов из космоса.

Показано также, что зависимость предельной дальности видимости от альбеда объекта имеет глубокий провал и при альбеде ламбертовского объекта в узком диапазоне, зависящем от оптических свойств рассеивающей среды, он не будет виден в пределах всего слоя среды конечной толщины из-за малости контраста его изображения по сравнению с пороговым значением.

Задача исследования и оптимизации характеристик видения типична для оптики рассеивающих сред и теории переноса изображения. Ее решению посвящено много работ (см., например, [1–4]), в которых на основе общих критериев для каждой конкретной системы оценивается ее эффективность с точки зрения минимизации оптических помех, повышения контраста изображения, дальности действия и т.д. В связи с большим числом публикаций по этому вопросу хотелось бы отметить два момента. Во-первых, в подавляющем большинстве работ анализируется случай наблюдения ламбертовских (т.е. диффузно отражающих) объектов и практически отсутствуют исследования при других характеристиках отражения излучения. Во-вторых, даже для подробно изученных систем видения ламбертовских объектов через светорассеивающую среду выпал из рассмотрения ряд интересных, по моему мнению, аспектов, связанных, например, с неожиданным, на первый взгляд, но физически легко объяснимым поведением зависимости контраста изображения объекта от глубины его расположения в слое конечной оптической толщины или с возможностью получения простых аналитических формул для оценки контраста и дальности видимости.

Именно на решение этих двух вопросов направлена данная работа. Для целей сравнения выбраны ламбертовские объекты и ретроотражатели. Яркость первых, как известно, не зависит от направления наблюдения, а ретрорефлекторы отражают свет в направлении, обратном направлению падения на них излучения. Указанный выбор обусловлен двумя, по меньшей мере, причинами. Во-первых, столь существенное различие в отражательных свойствах позволяет более наглядно проиллюстрировать особенности характеристик видения. В то же время можно достаточно просто аналитически описать изображения ламбертовских и ретроотражающих объектов [5, 6]. Во-вторых, ретрорефлекторы не только удобны для сопоставления, но и находят широкое практическое применение. Простейшим их примером является хорошо известный уголкового отражатель. Ретрорефлекторы или световозвращающие (катафотирующие) пленки и покрытия используются для определения с Земли дальности до космических аппаратов и связи с ними [7], в качестве пассивных отражателей для систем контроля за загрязнениями атмосферы по методике дифференциального поглощения [8], для изготовления дорожных знаков, рекламных панелей, указания габаритов большегрузных автомобилей [9] и т.д.

Ниже рассмотрим систему видения типа «широкий-узкий» [1], т.е. содержащую источник излучения с широкой диаграммой подсветки объекта (например, Солнце при пассивном наблюдении или расходящийся пучок лазера на больших расстояниях) и приемник с узкоуголь-

ной диаграммой чувствительности (скажем, глаз в случае визуального наблюдения). Как обычно [2, 10], введем локационный контраст изображения

$$k = (W_o - W_{int})/W_{int} = W_{vs}/W_{int}, \quad (1)$$

где  $W_o$  – мощность сигнала при ориентации приемника на объект;  $W_{vs}$  и  $W_{int}$  – мощность соответственно полезного сигнала и оптических помех. Как видно из (1), здесь использовано обычное определение полезного сигнала как разности между сигналами, приходящими на приемник при его ориентации на объект наблюдения и на фон. При достаточно большой мощности источника света, т.е. когда пороговое отношение сигнал-шум заведомо превышено, необходимым условием видимости объекта является

$$|k| \geq k_{th}, \quad (2)$$

где  $k_{th}$  – пороговый контраст. Остановимся на двух случаях наблюдения, а именно: 1) изолированного объекта на фоне рассеивающей среды конечной (как правило) оптической толщины с «черным» дном, 2) объекта на ламбертовской подстилающей поверхности с альбедо  $A_b$ . В первом случае  $W_{vs} = W(\tau_o) + W'_{bs}(\tau_o, \tau_1) - W_{bs}(\tau_1)$  и  $W_{int} = W_{bs}(\tau_1)$ , где  $\tau_o$  и  $\tau_1$  – значения оптической толщины среды до объекта со стороны ее освещаемой границы и всего светорассеивающего слоя ( $\tau = \varepsilon z$ ;  $\varepsilon$  – показатель ослабления;  $z$  – геометрическая толщина);  $W$  – мощность сигнала непосредственно от объекта;  $W'_{bs}$  и  $W_{bs}$  – мощность помехи обратного рассеяния (ПОР) при ориентации приемника на объект с учетом затенения им части среды и ПОР от слоя, не возмущенного объектом, соответственно. Во втором случае  $W_{vs} = W(\tau_o) + W'_b(\tau_o) - W_b(\tau_o)$ , где  $W'_b(\tau_o)$  и  $W_b(\tau_o)$  – мощность сигнала от фона, приходящего на приемник, когда он ориентирован соответственно на объект и подстилающую поверхность. Тогда (1) принимает вид

$$k = \frac{W(\tau_o) - (1-a) [W_{bs}(\tau_1) - W'_{bs}(\tau_o, \tau_1)] - a [W_b(\tau_o) - W'_b(\tau_o)]}{(1-a) W_{bs}(\tau_1) + a [W_b(\tau_o) + W_{bs}(\tau_o)]}, \quad (3)$$

где  $a = 0$  в первом или 1 во втором случае.

Для вычисления значений мощности, входящих в (3), используем приближение квазиоднократного рассеяния [2], т.е. учитываем многократное рассеяние при распространении излучения «вперед» от источника света, однократное на большие углы и снова многократное при прохождении в обратном направлении до приемника излучения. Кроме того, выделим прямой (нерассеянный) свет. Отметим, что здесь мы имеем дело с задачей видимости, т.е. оптические толщины среды не очень большие, и такое выделение прямого излучения особенно эффективно.

Для упрощения конечных выражений и записи их в аналитическом виде считаем, что параметр  $F(\tau_o) \varepsilon^2 \Sigma$  ( $F(\tau_o)$  – доля рассеянного света в полном потоке,  $\Sigma$  – геометрическая площадь объекта) мал по сравнению с дисперсией  $D_p(\tau_o)$  радиального размытия пучка на глубине  $\tau_o$ . Тогда, обозначив индексом «L» или «П» соответственно ламбертовский или ретроотражающий объект, получим при освещении по нормали к границе слоя и к поверхности объекта и наблюдении в обратном направлении [6, 11]

$$W_L(\tau_o) = (A_L/\pi) \exp[-(1-\Lambda)\tau_o] \exp[-(1-\Lambda)\tau_o]; \quad (4)$$

$$W_P(\tau_o) = [\beta(\tau_o) A_P/\pi] \exp[-(1-\Lambda)\tau_o] \exp[-(1-\Lambda)\tau_o]; \quad (5)$$

$$W_{bs}(\tau) = (\Lambda \bar{P}/4\pi) \int_0^\tau S^2(\tau') d\tau' = (\alpha/\pi) \{1 - \exp[-2\tau(1-\Lambda)]\}; \quad (6)$$

$$W'_{bs}(\tau_o, \tau_1) = W_{bs}(\tau_1) - (\Lambda \bar{P}/4\pi) \int_{\tau_o}^{\tau_1} S(\tau) S(\tau - \tau_o) \exp(-\tau_o) d\tau, \quad (7)$$

где  $A_L$  и  $A_P$  – альбедо объекта;  $\Lambda = \sigma/\varepsilon$  – вероятность выживания фотона;  $\sigma$  – показатель рассеяния;  $\beta(\tau_o) = \exp\{-\delta^2/[8 D_{p0}(\tau_o)]\}/[8 D_{p0}(\tau_o)]$  – «коэффициент усиления» альбедо ретроотра-

жателя [5, 6];  $\delta$  – угол между оптическими осями источника и приемника;  $D_{\rho 0}(\tau_0)$  – дисперсия углового размытия пучка от узкоугольного фиктивного источника, эквивалентного приемнику [5, 6];  $\bar{P}$  – среднее значение индикатрисы рассеяния в направлении «назад»;  $\alpha = \Lambda \bar{P} / [8(1 - \Lambda)]$  – коэффициент яркости полубесконечного слоя при нормальном освещении и наблюдении;  $S(\tau) = \exp[-(1 - \Lambda)\tau]$  – нормированный полный поток излучения в малоугловом приближении [2] на оптической глубине  $\tau$ . Ниже будем считать, что угол  $\delta$  мал, но имеет ненулевое значение, позволяющее «отстроиться» от ретроотраженного блика, как обычно избавляются от зеркальной составляющей или «солнечной дорожки» при наблюдении гладкой водной поверхности. Второе слагаемое в (7), входящее со знаком « $\rightarrow$ », показывает, что малый объект изымает из зоны своей тени нерассеянное излучение от узкоугольного фиктивного источника, а также свет, который дошел до него в виде прямого, а затем превратился бы в рассеянный в среде за объектом.

Рассмотрим сначала контраст изображения изолированного ламбертовского объекта, наблюдаемого на фоне слоя рассеивающей среды ( $a = 0$  в (3)). В качестве ее модели выбрана хорошо известная среда Cloud C-1 [12] со следующими оптическими параметрами в видимой области спектра:  $\Lambda = 0,87$ ,  $\bar{P} = 0,64$  и средний квадрат угла рассеяния  $\beta_2 = 0,07$ . Отличие  $\Lambda$  от 1 учитывает, что излучение, рассеянное на большие углы ( $\geq 45^\circ$ ), отнесено к поглощенному, как обычно поступают в малоугловых приближениях теории переноса излучения [2]. Подставляя (4), (6) и (7) в (3), можно убедиться, что зависимость  $k(\tau_0)$  имеет экстремум на оптической глубине

$$\tau_0^* = \tau_1 + \frac{1}{2(1 - \Lambda)} \ln \left[ \frac{2 - \Lambda}{\Lambda} (1 - A_L/a) \right], \quad (8)$$

который является максимумом, лежащим внутри слоя  $0 < \tau_0^* < \tau_1$  тогда и только тогда, когда  $A_1^* < A_L < A_2^*$ , где  $A_1^* = \Lambda \bar{P} / [4(2 - \Lambda)]$ ,  $A_2^* = \alpha \{1 - [L/(2 - L)] \exp[-2\tau_1(1 - \Lambda)]\}$ . Если  $A_L$  близко к  $A_1^*$ , то максимальный контраст  $k_{L,max}$  имеет место вблизи задней границы слоя  $\tau_0^* \approx \tau_1$ , а при  $A_L \approx A_2^*$   $\tau_0^* \approx 0$ , т.е. положение максимума соответствующим образом смещается в пределах среды (см. кривые 2 и 3 на рис. 1). Из (3) с учетом (8) находим, что

$$k_{L,max} = \frac{2(1 - \Lambda)}{2 - \Lambda} \frac{\exp[-(2 - \Lambda)\tau_1]}{1 - \exp[-2(1 - \Lambda)\tau_1]} X^{-\Lambda/[2(1 - \Lambda)]}, \quad (9)$$

где  $X = [(2 - \Lambda)/\Lambda](1 - A_L/\alpha)$ . Видно, что всегда  $k_{L,max} > 0$ . В зависимости от альбедо объекта  $A_L$  и оптической толщины  $\tau_1$  могут иметь место следующие условия видения, проиллюстрированные на рис. 1:

1. Если  $A_L > A_2^*$ , то  $k(\tau_0) > 0$  внутри слоя при любом  $\tau_1$  и убывает с ростом  $\tau_0$  (кривая 1 на рис. 1), т.е.  $k(\tau_0)$  ведет себя обычным образом.

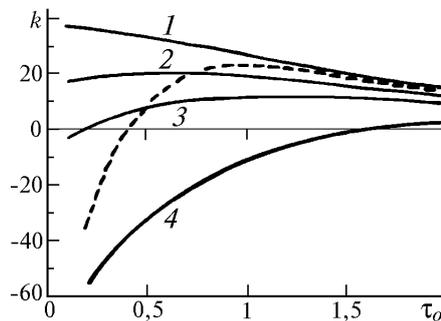


Рис. 1. Зависимость  $k(\tau_0)$ , %, при наблюдении изолированного ламбертовского объекта (сплошные кривые) и ретроотражателя (штриховая) через модельную рассеивающую среду Cloud C-1 с оптическими параметрами  $\Lambda = 0,87$ ,  $\bar{P} = 0,64$  и  $\beta_2 = 0,07$  для  $A_{L,ит} = 0,3(1)$ ;  $0,25(2)$ ;  $0,2(3)$  и  $0,05(4)$ ,  $\tau_1 = 2$

2. Если  $A_1^* < A_L < A_2^*$ , то, как отмечалось выше, контраст имеет максимум внутри слоя. При малых  $\tau_0$  функция  $k(\tau_0)$  возрастает с увеличением  $\tau_0$ , а ее знак (и, следовательно, улучшение

ние или ухудшение условий видения объекта) зависит от альбедо  $A_L$  и оптических характеристик среды. Если  $A_L \geq A_3^* = \alpha \{1 - \exp[-2\tau_1(1-\Lambda)]\} > A_1^*$  (последнее неравенство эквивалентно требованию  $\tau_1 > \tau_1^* = \{1/[2(1-\Lambda)]\} \ln(2/\Lambda - 1)$ , то  $k(\tau_0) \geq 0$  и объект виден лучше с ростом  $\tau_0$  по мере «погружения» в слой, начиная от его освещаемой границы (кривая 2 на рис. 1). При  $A_L < A_3^*$  контраст отрицателен на малых оптических глубинах, далее объект исчезает вблизи  $\tau_0^{**} = \tau_1 + 1/[2(1-\Lambda)] \ln(1 - A_L/\alpha)$  вследствие невыполнения (2), затем вновь появляется с  $k > 0$  и достигает максимума (кривая 3 на рис. 1), хотя он выражен довольно слабо. Из (9) можно оценить предельные значения  $\tau_1^{**}$  оптической толщины слоя и альбедо  $A_L^*$  объекта, когда контраст изображения объекта в максимуме превышает пороговый уровень. Подставляя (9) в (2) с учетом  $A_L < A_2^*$ , получаем

$$\tau_1 < \tau_1^{**} = \frac{1}{2(1-\Lambda)} \ln \left[ 1 + \frac{2(1-\Lambda)}{k_{th}(2-\Lambda)} \right], \quad (10)$$

$$A_L > A_L^* = \alpha \left\{ 1 - \frac{L}{2-\Lambda} \left[ \frac{2(1-\Lambda) \exp[-(2-\Lambda)\tau_1]}{k_{th}(2-\Lambda)(1 - \exp[-2\tau_1(1-\Lambda)])} \right]^{2(1-\Lambda)/\Lambda} \right\}, \quad (11)$$

т.е. при одновременном выполнении неравенств (10) и (11) имеем (2).

3. Если  $A_L < A_1^*$ , то контраст монотонно возрастает внутри всего слоя и достигает максимального (положительного) значения на задней границе среды  $\tau_0 = \tau_1$ . Знак  $k$  при малых  $\tau_0$  зависит от  $A_L$  и  $\tau_1$  аналогично случаю 2. При  $A_3^* \leq A_L \leq A_1^*$   $k \geq 0$ , в противном случае контраст здесь отрицателен и растет с  $\tau_0$ . Вблизи  $\tau_0 = \tau_0^{**}$  объект не виден из-за того, что  $|k| < k_{th}$ , а затем появляется с положительным контрастом (сплошная кривая 4 на рис. 1).

Из (3) можно оценить диапазон  $\Delta\tau$  оптических толщин, в котором объект исчезает. Действительно, разлагая  $k(\tau_0)$  в ряд Тейлора вблизи  $\tau_0 = \tau_0^{**}$  и ограничиваясь линейными членами, получим

$$\Delta\tau = \frac{k_{th}}{\alpha(1-\Lambda)} \exp[(2-\Lambda)\tau_1] \{1 - \exp[-2\tau_1(1-\Lambda)]\} \left( \frac{\alpha - A_L}{\alpha} \right)^{\Lambda/[2(1-\Lambda)]}. \quad (12)$$

«Нетрадиционное» поведение зависимости  $k(\tau_0)$ , т.е. увеличение контраста с ростом оптической толщины среды до объекта и максимум  $k(\tau_0)$ , рассмотренное выше в пп. 2 и 3, имеет место не только для ламбертовских объектов. Например, функции  $k(\tau_0)$  для ретроотражателя (штриховая кривая 4) свойственны качественно такие же закономерности, но в этом случае, кроме учета сигнала из зоны тени объекта, проявляются особенности, связанные со специфическим законом отражения излучения от поверхности. Это приводит, например, к большей скорости нарастания контраста с увеличением  $\tau_0$  и более острому максимуму, меньшему интервалу значений оптических толщин, где объект временно исчезает из-за невыполнения неравенства (2), и т.д.

Подставив (5) в (3), можно было бы получить для случая наблюдения ретроотражателя (и, вообще говоря, для объекта с произвольным коэффициентом яркости) соотношения, аналогичные (8)–(11), и рассмотреть условия его видимости, подобные приведенным выше. Однако все параметры ( $\tau_0^*$ ,  $A_1^*$  и т.д.) выражались бы через решения соответствующих трансцендентных уравнений или неравенств, и поэтому, чтобы не усложнять изложение, этого здесь делать не будем.

Отметим, что при получении известной формулы для метеорологической дальности видимости (МДВ)  $S_m = -(1/\varepsilon) \ln k_{th} = 3,91/\varepsilon$  при  $k_{th} = 0,02$  фактически также учитывается затенение части среды малым объектом. Для условий измерения МДВ (наблюдение по горизонтальной трассе идеально черного объекта при  $\tau_1 \rightarrow \infty$ ) из (3) несложно получить предельное значение  $T_0$  оптической толщины, когда еще будет выполняться (2):

$$T_0 = \varepsilon S'_m = [1/(\Lambda - 2)] \ln k_{th}. \quad (13)$$

Это соотношение переходит в обычную формулу для МДВ при  $\Lambda = 1$ . Наличие множителя  $1/(\Lambda - 2)$  связано с тем, что в рассматриваемой здесь активной системе видения условия освещения объекта зависят от  $\tau_0$ , тогда как в схеме измерения МДВ они постоянны. В нашем слу-

чае такое постоянство обеспечивается при  $\Lambda = 1$ . Тогда падающий на объект нормированный поток  $S(\tau_0) = 1$  при любом  $\tau_0$ , так что имеет место указанное выше соответствие  $S_m = S'_m$ .

Теперь перейдем к рассмотрению случая, когда наблюдается ретроотражающий объект, находящийся на ламбертовской подстилающей поверхности, и они вместе «погружаются» в рассеивающую среду. Например, такая ситуация может иметь место для катафотирующего дорожного знака, нанесенного на ламбертовскую подложку, при увеличении оптической толщины среды между ним и наблюдателем. Как видно из (5), в этом случае ретрорефлектор небольших размеров можно [5, 6] заменить ламбертовским объектом с эффективным альбедо  $A_{ef} = \beta(\tau_0) A_{\pi}$ , которое увеличивается с ростом  $\tau_0$  при малых значениях  $\tau_0$  и может намного превышать единицу. Таким образом, при формировании изображения ретроотражателя конкурируют два процесса, влияющие на контраст в противоположных направлениях. Один из них связан с увеличением  $A_{ef}$  на малых  $\tau_0$  и соответствующим возрастанием  $k$ , а другой – с ослаблением полезного сигнала и ростом ПОР, приводящими к снижению  $k$  (см.(3)). Совместное действие этих процессов обуславливает зависимости  $k(\tau_0)$ , показанные на рис. 2. Здесь проиллюстрирован случай нормального освещения малого ретроотражателя широким пучком и его наблюдения (также по нормали к общей плоскости объекта и фона и к границе среды) через слой рассеивающей среды на фоне ламбертовской поверхности с  $A_b = 0,3$ .

Как видно из сравнения зависимостей рис. 1 и 2, между ними есть не только качественно общие черты, но и существенные различия. Например, ввиду указанной выше «отстройки» от ретроотраженного блика контраст ретрорефлектора на верхней границе слоя при  $\tau_0 = 0$  всегда отрицателен и равен  $-1$ . С увеличением  $\tau_0$  видимость объекта ухудшается, затем он исчезает из-за невыполнения (2) и может вновь стать виден при соответствующем альбедо  $A_{\pi}$  с положительным контрастом (даже при  $A_{\pi} < A_b$ ), достигающим максимума (кривые 2 и 3). В этом случае для существования максимума нет ограничения сверху на величину  $A_{\pi}$  что имеет место для изолированного ламбертовского объекта. Диапазон значений  $\tau_0$ , где ретроотражатель исчезает, более узкий по сравнению с рис. 1. Максимум  $k(\tau_0)$  острее на рис. 2, а его положение более стабильно и слабо зависит от  $A_{\pi}$ . Здесь, как и в замечании к рис. 1, несложно все параметры, аналогичные (8)–(11), записать аналитически, но через решения трансцендентных уравнений и неравенств. Отметим также, что контраст изображения ламбертовского отражателя на фоне подстилающей поверхности ведет себя обычным образом в зависимости от  $\tau_0$ , т.е.  $|k(\tau_0)|$  убывает с ростом  $\tau_0$  и объект становится виден все хуже, а сами значения  $k$  положительны при  $A_{\pi} > A_b$  и отрицательны при противоположном неравенстве.

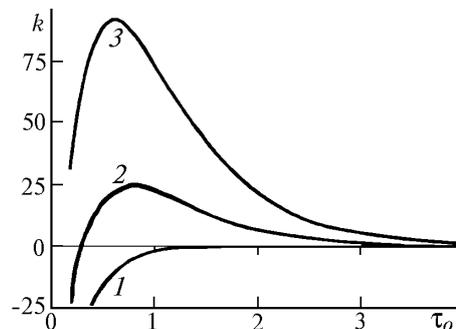


Рис. 2. Зависимость  $k(\tau_0)$ , %, при наблюдении ретроотражателя на фоне ламбертовской поверхности с  $A_b = 0,3$  через модельную рассеивающую среду Cloud C-1 для  $A_{\pi} = 0,05(1)$ ;  $0,1(2)$  и  $0,2(3)$

Укажем еще один интересный случай наблюдения, соответствующий проиллюстрированному на рис. 2. Представим себе, что с воздушного носителя, например с самолета или космического аппарата, формируется изображение наземного ретроотражателя через атмосферу с различных высот. Как следует из данных рис. 2, может оказаться, что с больших высот объект будет виден лучше, чем с малых. Таким образом, наличие некоторой доли ретроотраженного излучения можно выдвинуть как одну из гипотез причины улучшения видимости наземных объектов из космоса, хотя, конечно, для ее обоснования необходимы дополнительные исследования и более детальные расчеты. Отметим, что зеркальная составляющая в отраженном

свете также могла бы быть причиной повышения контраста изображения объекта при увеличении  $\tau_0$ . Однако рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

Полученные выше количественные зависимости контраста изображения позволяют перейти к анализу предельной дальности видимости объектов в исследуемых здесь двух случаях. Этот вопрос уже частично затрагивался выше в замечании относительно измерения МДВ. По определению, предельная дальность видимости (или соответствующая ей предельная оптическая толщина  $T_0^*$ ) есть такое максимальное расстояние между наблюдателем и объектом, которое еще обеспечивает пороговый (или минимально воспринимаемый) контраст  $k_{th}$ , т.е. решение уравнения  $|k(T_0^*)| = k_{th}$ . Часто эта характеристика является основной при сопоставлении и оценке достоинств и недостатков различных систем видения через рассеивающую среду. Графики зависимости  $T_0^*(A_{L,rr})$  приведены на рис. 3 для случаев наблюдения изолированного объекта (рис. 3, а) и объекта на фоне подстилающей поверхности с альбедо  $A_b = 0,3$  (рис. 3, б) при различных оптических толщинах  $\tau_1$  слоя и  $k_{th} = 0,02$ . Обращает на себя внимание глубокий провал функции  $T_0^*(A_{L,rr})$  в обоих случаях, имеющий место в сравнительно узком диапазоне значений альбедо объекта.

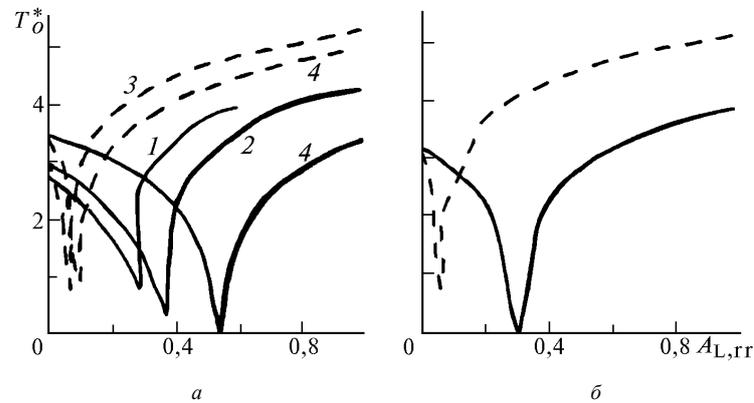


Рис. 3. Зависимость предельной оптической толщины  $T_0^*$  от альбедо изолированного объекта при  $\tau_1 = 4(1), 5(2), 6(3)$  и полубесконечном слое (4) модельной рассеивающей среды Cloud C-1 (а) и объекта на фоне подстилающей поверхности с  $A_b = 0,3$  (б) для ламбертовского (сплошные кривые) объекта и ретроотражателя (штриховые)

Рассмотрим сначала сплошные кривые на рис. 3, а, соответствующие ламбертовскому отражателю. По мере роста  $\tau_1$  минимальное значение предельной оптической толщины убывает, и в конце концов, начиная с некоторого  $\tau_1$ , объект с фиксированным в узком диапазоне альбедо не будет виден в пределах всего слоя рассеивающей среды, начиная с его освещаемой границы. Из (3) можно убедиться в том, что существует интервал значений альбедо  $A_L$ , при котором  $|k|$  не превышает пороговый контраст и при  $\tau_0 = 0$  (как видно из (8),  $W'_{bs}(\tau_0, \tau_1) = 0$  в этом случае). Минимум  $T_0^*(A_L)$  приходится на узкую область вблизи  $A_L \approx A_L^*$ , а его положение смещается по мере роста  $\tau_1$  от 0 до коэффициента яркости  $\alpha$  полубесконечного слоя. Для последнего (кривая 4) такая особенность предельной дальности видимости довольно очевидна, что легко проверить при помощи прямой подстановки (4), (6) и (7) в (3) с учетом  $A_L^* = \alpha$  для этого случая, но она довольно неожиданна для слоя конечной (и не очень большой) оптической толщины. Зависимость  $T_0^*(A_{rr})$  для ретроотражателя (штриховые кривые) также имеет минимум, а его положение более стабильно по сравнению с ситуацией при наблюдении ламбертовского объекта.

В чистом виде влияние изменения эффективного альбедо ретроотражателя хорошо видно из рис. 3, б (штриховая кривая), где играет роль только оптическая толщина среды перед объектом и его подложкой, а сигнал из зоны тени отсутствует. Если для ламбертовского объекта минимальное (нулевое) значение  $T_0^*$  очевидно и имеет место при  $A_L = A_b$ , то у ретрорефлектора приближение его  $A_{rr}$  к  $A_b$  происходит на некоторой глубине  $\tau_0 = T_0^*$ , соответствующей минимальной предельной дальности видимости.

В заключение отметим, что в работе для малых ламбертовских объектов и ретроотражателей проанализированы и количественно оценены параметры, обеспечивающие «нетрадици-

онное» поведение зависимости контраста изображения объекта от оптической толщины рассеивающей среды, через которую проводятся наблюдения. Под «нетрадиционным» здесь понимается рост контраста с  $\tau_0$  и даже достижение им максимума. Повседневная практика приучила нас, что чем толще пелена мутной среды перед объектом, тем более размыто его изображение и тем хуже он виден, и, на первый взгляд, на вопрос о возможности роста  $k$  при увеличении  $\tau_0$  будет дан отрицательный ответ. Однако, как следует из изложенного выше, это не всегда так. Рассмотренные здесь особенности необходимо учитывать в различных задачах анализа изображения и восстановления характеристик объекта по его изображению.

1. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1969. Т. 5. N 7. С. 672–684.
2. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск, 1985. 328 с.
3. Соколов О. А. Видимость под водой. Л., 1974. 232 с.
4. Jaffe J. S. // IEEE J. Oceanic Eng. 1990. V. 15. N 2. P. 101–111.
5. Barun V. V. // Proc. SPIE. 1995. V. 2410. P. 470–480.
6. Barun V. V. // Opt. Eng. 1996. V. 35. N 7. P. 1894–1900.
7. Lightsey P. A. // Opt. Eng. 1994. V. 33. N 8. P. 2535–2543.
8. Edner H., Rasnarson P., Spahnare S., Svanberg S. // Appl. Opt. 1993. V. 32. N 3. P. 327–337.
9. Кутенев В. Ф., Кисуленко Б. В. // Стандартизация и сертификация в автомобилестроении Тр. НАМИ. 1993. С. 3–12.
10. Кацев И. Л., Зеге Э. П. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1989. Т. 25. N 7. С. 732–740.
11. Barun V. V. // Proc. SPIE. 1996. V. 2759. P. 490–501.
12. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., 1971. 176 с.

Институт физики им. Б.И. Степанова  
Академии наук Республики Беларусь

Поступила в редакцию  
27 ноября 1996 г.

#### V. V. Barun **Comparison of Visibility Characteristics for Lambertian and Retroreflective Objects.**

Image contrast and limiting visibility range values of Lambertian and retroreflective objects observed through a light scattering medium are compared on the base of the small-angle approximation of the radiative transfer theory. The cases of an isolated object and an object against the background of an underlying surface are considered. It is shown, that the accounting for the signal from the shadow region of the isolated object can, under some conditions, lead to the maximum contrast under increasing optical thickness of the medium between an observer and Lambertian or retroreflective object. The second case can also provide the maximal contrast for a retroreflector. This peculiarity could be regarded as one of the hypotheses for the reason of improving visibility of Earth's objects from the space. The dependence of the limiting visibility range on the object albedo is demonstrated also to have a deep gap. When the Lambertian object albedo within a narrow range, depending on the optical properties of the medium, the small object is invisible over the whole scattering layer with finite optical thickness owing to the low contrast of the object image as compared to the given threshold value.