

УДК 621.396.967.029.7

Н. В. Барышников, В. Е. Карасик,
Р. О. Степанов**ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ТЕТРАЭДРИЧЕСКИХ
СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЕЙ В ИК-ДИАПАЗОНЕ**

Изложен метод расчета отражательной эффективности тетраэдрических световозвращателей, используемых в качестве отражателей в системах лазерной локации среднего и длинноволнового ИК-диапазонов, основанный на вычислении абберационно-поляризационной функции зрачка. Приведены и проанализированы результаты расчетов отражательных характеристик различных типов тетраэдрических световозвращателей в ИК-диапазоне.

E-mail: karassik@r12.bmstu.ru

Ключевые слова: отражательные характеристики, световозвращение, индикатриса, инфракрасные приборы, имитатор, функция зрачка, дифракция, функция рассеяния.

Развитие лазерной и ИК-техники стимулировало появление новых средств оптической локации в средневолновом (СрИК, 3...5 мкм) и длинноволновом (ДлИК, 8...14 мкм) ИК-диапазонах, имеющих высокую помехоустойчивость в атмосферном канале при наличии рассеивающих и турбулентных слоев.

В качестве зондируемых объектов часто используют тетраэдрические световозвращатели (ТСВ), ретроотражающие зондирующее излучение в направлении подсвета.

Ретроотражательная способность ТСВ, т.е. световозвращательные характеристики (СВХ), существенно влияют на дальность локации и обнаружительные характеристики локатора, поэтому исследование указанных характеристик представляется весьма актуальной задачей.

Особый интерес представляет исследование СВХ ТСВ в длинноволновом ИК-диапазоне в целях анализа возможности создания ТСВ с большой отражательной эффективностью, изготовленных из неоптических материалов.

Основной задачей, решаемой с помощью разрабатываемой методики, является определение показателя световозвращения (ПСВ) ТСВ.

Решение этой задачи будет основано на определении абберационной функции зрачка (АФЗ) ТСВ, описывающей распределение амплитуд и фаз ретроотраженной волны в выходном зрачке ТСВ. На основе АФЗ ТСВ можно рассчитать функцию рассеяния (ФР) ТСВ, как некогерентную суперпозицию в дальней зоне двух ортогонально-

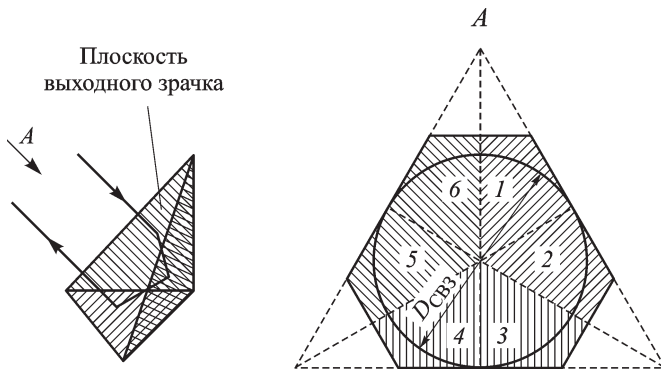


Рис. 1. Тетраэдрический световозвращатель

поляризованных ретроотраженных волн и ПСВ ТСВ для различных длин волн и углов усреднения.

Применим разрабатываемую методику расчета СВХ для всех типов существующих ТСВ: призмённых ТСВ полного внутреннего отражения (ТСВ ПВО), призмённых ТСВ с металлизированными гранями и полых ТСВ с зеркальными гранями.

Известно, что ТСВ представляет собой систему трех взаимно перпендикулярных плоских отражающих поверхностей (рис. 1). Плоскость зрчка ТСВ перпендикулярна оптической оси и параллельна фронтальной грани. Входная волна делится ребрами ТСВ и их отражениями в противоположных гранях на 6 секторов, в результате чего формируется “многозрчковая” апертура ТСВ [1–3]. Последовательность отражения луча от всех граней зависит от того, на какой из секторов зрчка падает луч. При этом каждый сектор следует рассматривать как отдельный оптический элемент.

Рассмотрим характерный случай, когда ТСВ ориентирован так, что его отражающие грани составляют равные углы с направлением входного луча, а входная грань — перпендикулярна входному лучу (т.е. входная грань не влияет на состояние поляризации зондирующего излучения).

При таком относительном положении входного луча и ТСВ углы падения луча на каждую из отражающих граней равны и составляют $\theta = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 54^\circ 44'$.

В работе [1] приведены общие выражения для элементов матриц Джонса каждого из секторов зрчка ТСВ :

$$M_{3,4} = \begin{bmatrix} \frac{1}{8}(-r_s^3 e^{i3\delta} - 6r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 3r_s r_p^2 e^{i\delta}) & \pm \frac{\sqrt{3}}{8}(r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 2r_s r_p^2 e^{i\delta} + r_p^3) \\ \pm \frac{\sqrt{3}}{8}(r_s^3 e^{i3\delta} + 2r_s^2 r_p e^{i2\delta} + r_s r_p^2 e^{i\delta}) & \frac{1}{8}(3r_s^2 r_p e^{i2\delta} - 6r_s r_p^2 e^{i\delta} - r_p^3) \end{bmatrix}; \quad (1)$$

$$M_{1,6} = \begin{bmatrix} \frac{1}{8}(-r_s^3 e^{i3\delta} - 6r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 3r_s r_p^2 e^{i\delta}) & \pm \frac{\sqrt{3}}{8}(r_s^3 e^{i3\delta} + 2r_s^2 r_p e^{i2\delta} + r_s r_p^2 e^{i\delta}) \\ \pm \frac{\sqrt{3}}{8}(r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 2r_s r_p^2 e^{i\delta} + r_p^3) & \frac{1}{8}(3r_s^2 r_p e^{i2\delta} - 6r_s r_p^2 e^{i\delta} - r_p^3) \end{bmatrix}; \quad (2)$$

$$M_{2,5} = \begin{bmatrix} \frac{1}{16}(r_s^3 e^{i3\delta} - 3r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 15r_s r_p^2 e^{i\delta} + 3r_p^3) & \pm \frac{\sqrt{3}}{8}(r_s^2 r_p e^{i2\delta} + 2r_s r_p^2 e^{i\delta} + r_p^3) \\ \pm \frac{\sqrt{3}}{16}(r_s^3 e^{i3\delta} + r_s^2 r_p e^{i2\delta} + r_s r_p^2 e^{i\delta} - r_p^3) & \frac{1}{16}(3r_s^3 e^{i3\delta} + 15r_s^2 r_p e^{i2\delta} - 3r_s r_p^2 e^{i\delta} + r_p^3) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Здесь r_s — модуль амплитудного коэффициента отражения для компоненты светового вектора, перпендикулярной плоскости падения луча на отражающую грань; r_p — модуль амплитудного коэффициента отражения для компоненты светового вектора, лежащей в плоскости падения луча на отражающую грань; δ — сдвиг фаз, возникающий между s - и p -компонентами светового вектора.

Для призмленного ТСВ ПВО значения коэффициентов $r_s = r_p = 1$, а сдвиг фаз определяется в виде

$$\delta = \delta_s - \delta_p = -2 \operatorname{arctg} \frac{\cos \theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \sin^2 \theta}, \quad (4)$$

где n — показатель преломления материала ТСВ.

Для призмленного ТСВ с металлизированными гранями при отражении от грани излучение делится на две части — отраженную и преломленную. Отражающие покрытия на гранях имеют толщину, много большую толщины скин-слоя наносимого металла, поэтому преломленная волна полностью поглощается в слое металла, а многолучевой интерференцией в нем можно пренебречь. В этом случае выражения для модулей коэффициентов отражения и изменений фаз компонент светового вектора имеют вид [4]:

$$r_s = \sqrt{\frac{(n \cos \theta - u)^2 + v^2}{(n \cos \theta + u)^2 + v^2}}; \quad (5)$$

$$r_p = \sqrt{\frac{[(n_m^2 - k_m^2) \cos \theta - nu]^2 + [2n_m k_m \cos \theta - nv]^2}{[(n_m^2 - k_m^2) \cos \theta + nu]^2 + [2n_m k_m \cos \theta + nv]^2}}; \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta_s = -\frac{2vn \cos \theta}{u^2 + v^2 - n^2 \cos^2 \theta}; \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \delta_p = -\frac{2n \cos \theta [2n_m k_m u - (n_m^2 - k_m^2)v]}{(n_m^2 + k_m^2) \cos^2 \theta - n^2(u^2 + v^2)}, \quad (8)$$

где n_m, k — оптические постоянные металла, наносимого на грани, а коэффициенты u, v задаются выражениями

$$2u^2 = \sqrt{(n_m^2 - k_m^2 - n^2 \sin^2 \theta)^2 + 4n_m^2 k_m^2 + (n_m^2 - k_m^2 - n^2 \sin^2 \theta)}; \quad (9)$$

$$2v^2 = \sqrt{(n_m^2 - k_m^2 - n^2 \sin^2 \theta)^2 + 4n_m^2 k_m^2 - (n_m^2 - k_m^2 - n^2 \sin^2 \theta)}. \quad (10)$$

Поляризационные свойства излучения, выходящего из ТСВ, будем характеризовать азимутом поляризации и эллиптичностью:

$$\alpha_{\text{вых}i} = \frac{1}{2} \arctg \left[\left(\operatorname{tg} \left| 2 \arctg \frac{E_{p\text{вых}i}}{E_{s\text{вых}i}} \right| \right) \cos(\delta_{s\text{вых}i} - \delta_{p\text{вых}i}) \right]; \quad (11)$$

$$\left(\frac{b}{a} \right)_i = \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \left[\left(\sin \left| 2 \arctg \frac{E_{p\text{вых}i}}{E_{s\text{вых}i}} \right| \right) \sin(\delta_{s\text{вых}i} - \delta_{p\text{вых}i}) \right] \right\}. \quad (12)$$

Целесообразно рассмотреть наиболее часто встречающийся на практике случай — подсвет ТСВ линейно-поляризованным излучением. Положим, что амплитуды ортогонально-поляризованных компонент светового вектора входного луча равны $E_s^{\text{BX}} = E_p^{\text{BX}} = 1$, а азимут поляризации равен $\alpha_{\text{BX}} = 0$, тогда вектор Джонса входного излучения равен:

$$E_{\text{BX}} = \begin{bmatrix} E_s^{\text{BX}} \cos \alpha_{\text{BX}} \\ E_p^{\text{BX}} \sin \alpha_{\text{BX}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Зная матрицы Джонса для каждого из секторов зрачка, а также состояние падающего на ТСВ излучения E_{BX} , можно найти вектор Джонса $E_{\text{вых}i}$ излучения, выходящего из i -го сектора зрачка, т.е. определить АФЗ ТСВ:

$$P_{\text{зр}i} = E_{\text{вых}i} = M_i E_{\text{BX}}. \quad (14)$$

При вычислениях АФЗ удобно представить в виде

$$P_{\text{зр}i} = \begin{bmatrix} E_{s\text{вых}i} \exp(i\delta_{s\text{вых}i}) \\ E_{p\text{вых}i} \exp(i\delta_{p\text{вых}i}) \end{bmatrix}, \quad (15)$$

где $E_{s\text{вых}i}, E_{p\text{вых}i}, \delta_{s\text{вых}i}, \delta_{p\text{вых}i}$ — амплитуды и фазы соответствующих компонент светового вектора луча, выходящего из i -го сектора зрачка.

Отметим, что при повороте ТСВ на угол 120° относительно оси выходного луча секторы 5 и 6 займут положение секторов 3 и 4 (см. рис. 1), а при повороте ТСВ на угол 120° относительно оси выходного луча секторы 1 и 2 займут положение секторов 3 и 4, т.е. поляризационные свойства всех пар секторов зрачка аналогичны. При этом отличие свойств секторов в одной паре заключается лишь в знаках элементов матрицы Джонса. Поэтому для описания свойств всего ТСВ достаточно проанализировать свойства одного сектора его зрачка.

При помощи выражений (1)–(15) построим графики и исследуем зависимости компонент АФЗ, а также эллиптичности и азимута поляризации от показателя преломления материала призмных ТСВ для одного сектора зрачка (рис. 2, 3).

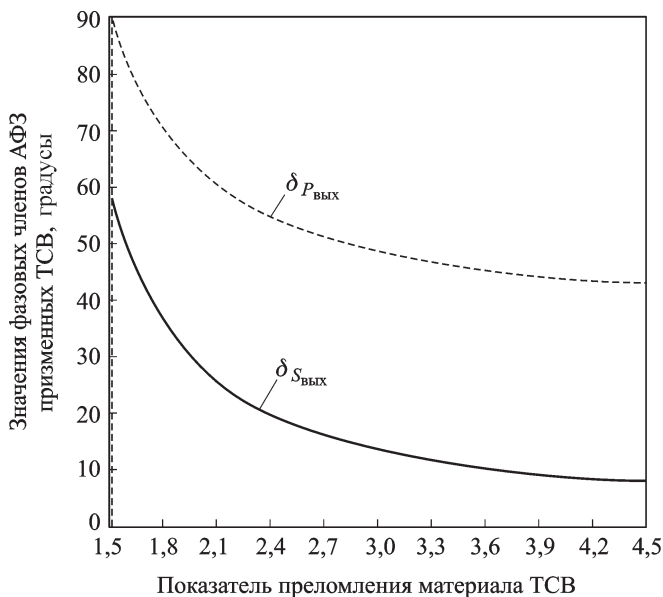


Рис. 2. Зависимость фазовых членов s - и p -компонент АФЗ от показателя преломления материала ТСВ

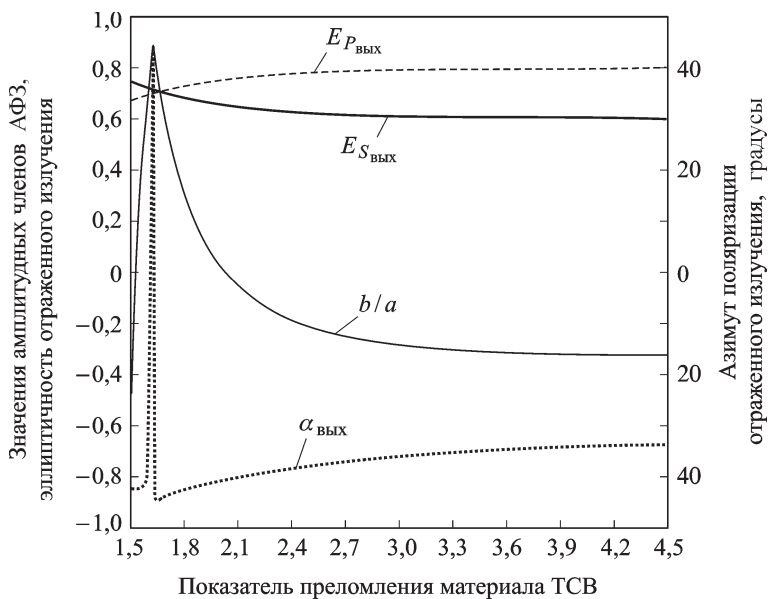


Рис. 3. Зависимость амплитудных членов s - и p -компонент АФЗ, эллиптичности и азимута поляризации от показателя преломления материала ТСВ

Из рис. 2, 3 очевидно, что амплитудные и фазовые члены компонент АФЗ призматических ТСВ ПВО монотонно изменяются с увеличением показателя преломления. Причем амплитудные члены компонент АФЗ изменяются на 4 % максимального значения в выбранном диапазоне показателей преломления, а фазовые — на 55 %, т.е. фазовые члены более чувствительны к изменению показателя преломления.

Анализируя графики на рис. 3, следует отметить, что особый интерес вызывает точка, в которой достигается равенство амплитудных компонент АФЗ, принимающих при этом значение, равное 0,705. Этой точке соответствует значение показателя преломления $n = 1,65$. Из графиков видно, что при таком показателе преломления кривые эллиптичности и азимута поляризации имеют экстремумы — эллиптичность достигает значения $\left(\frac{b}{a}\right) = 0,75$, а азимут поляризации $\alpha_{\text{вых}} = 45^\circ$. Отметим, что значение показателя преломления, близкое к 1,65, имеют такие материалы, как сапфир (Al_2O_3) в окрестности длины волны 4,5 мкм, монокристалл оксида магния (MgO) в окрестности 5 мкм, бромистый цезий (CsBr) в окрестности 13 мкм и некоторые другие материалы [5].

Следует выделить и другие особенности, возникающие в окрестности точки пересечения амплитудных компонент АФЗ. Так, при значении показателя преломления $n = 2,016$ эллиптичность равна $b/a = 0$, т.е. выходное излучение поляризовано линейно. Близкие к этому значению показатели преломления в СРИК- и ДЛИК-диапазонах имеют стекло KRS-6 (TlBr) в окрестности 10 мкм, хлористое серебро (AgCl) в окрестности 3 мкм [5].

График азимута поляризации также имеет особенности — дважды принимает нулевые значения в точках $n = 1,625$ и $1,660$, что соответствует случаю равенства азимутов поляризации входного и выходного излучений. В качестве примеров материалов, имеющих близкие к $n = 1,625$ и $1,660$ значения показателей преломления, можно привести йодистый калий (KI) в окрестности 10 мкм и бромистый цезий (CsBr) в окрестности 3 мкм [5].

Выявленные поляризационные особенности могут быть использованы для специфических задач лазерной локации (например, для селекции ТСВ среди других типов световозвращателей), при решении которых сохранение линейной поляризации или азимута поляризации излучения может являться отличительным признаком лоцируемого ТСВ. Также эти особенности могут представлять интерес для разработчиков оптических систем лазерных резонаторов и интерферометров на базе ТСВ.

Определив АФЗ, можно рассчитать функцию распределения (ФР) ТСВ.

Если с плоскостью зрачка ТСВ связать систему координат, центр (ξ, η) которой будет совпадать с точкой пересечения оптической оси ТСВ с плоскостью зрачка (см. рис. 1), то, зная АФЗ, можно определить ФР ТСВ по формуле:

$$H(\theta_x, \theta_y) = \left| \tilde{P}^s \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \right|^2 + \left| \tilde{P}^p \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \right|^2, \quad (16)$$

где

$$\tilde{P}^s \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) = \iint_{D_{зр}} P^s(\xi, \eta) \exp \left(-i2\pi \left(\xi \frac{\theta_x}{\lambda} + \eta \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \right) d\xi d\eta; \quad (17)$$

$$\tilde{P}^p \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) = \iint_{D_{зр}} P^p(\xi, \eta) \exp \left(-i2\pi \left(\xi \frac{\theta_x}{\lambda} + \eta \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \right) d\xi d\eta; \quad (18)$$

$D_{зр}$ — область зрачка.

Интегралы (17) и (18) в общем случае не имеют аналитического решения, и для их вычисления используют либо численные методы, либо приближенные аналитические решения.

Для нахождения приближенного аналитического решения указанных интегралов предлагается использовать следующий подход.

Для краткости будем рассматривать один интеграл, имеющий вид, аналогичный выражениям (17) и (18):

$$\tilde{P} \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) = \iint_{D_{зр}} P(\xi, \eta) \exp \left(-i2\pi \left(\xi \frac{\theta_x}{\lambda} + \eta \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \right) d\xi d\eta. \quad (19)$$

Перейдем от декартовых координат к полярным, как предложено в работе [6], тогда в допущении круглой формы зрачка отражателя для двумерного преобразования Фурье получаем:

$$\tilde{P}(\nu_r, \gamma) = \int_0^R \int_0^{2\pi} P(r, \varphi) \{ \exp(-i2\nu_r r \pi \cos(\gamma - \varphi)) d\gamma \} r dr, \quad (20)$$

где $\nu_r = \sqrt{\left(\frac{\theta_x}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\theta_y}{\lambda}\right)^2}$; $\gamma = \arctg \frac{\theta_y}{\theta_x}$; R — радиус зрачка ТСВ.

Учитывая, что в пределах каждого сектора зрачка ТСВ АФЗ постоянна, заменим функцию $P(r, \varphi)$ константой P_n , где n — номер сектора зрачка. Поскольку нас интересует нормированное распределение энергии ретроотраженного излучения, введем нормирующий множитель

$\frac{1}{\pi R^2}$, с которым $\tilde{P}(0, 0) = 1$. Тогда

$$\tilde{P}_{norm}(\nu_r, \gamma) = \sum_{n=1}^6 \frac{P_n}{\pi R^2} \int_0^R \int_{(n-1)\pi/3}^{n\pi/3} \exp(-i2\nu_r r \pi \cos(\gamma - \varphi)) d\gamma r dr. \quad (21)$$

Используя тригонометрическую форму представления комплексных чисел [5], интеграл запишем в виде

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{norm}(\nu_r, \gamma) = \\ = \sum_{n=1}^6 \frac{P_n}{\pi R^2} \int_0^R \int_{(n-1)\pi/3}^{n\pi/3} (\cos(2\nu_r r \pi \cos(\gamma - \varphi)) - i \sin(2\nu_r r \pi \cos(\gamma - \varphi))) d\gamma r dr. \end{aligned} \quad (22)$$

Применяя математические приемы, предложенные в работе [2], после преобразований получаем аналитическое решение, используя которое, можно рассчитывать ФР ТСВ по известным значениям АФЗ ТСВ:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{norm}(\nu_r, \gamma) = \frac{2J_1(2\pi\nu R)}{2\pi\nu R} \sum_{n=1}^6 \frac{P_n}{6} + \\ + \frac{4}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (-i)^l \frac{1}{l(2\pi\nu R)} \left(4 \left(\frac{2\pi\nu R}{2} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-(2\pi\nu R)^2/4)^m}{(l+2m+2) m!(l+m)!} \right) \times \\ \times \sin \frac{l\pi}{6} \sum_{n=1}^6 P_n \cos \left[l \left(\frac{n\pi}{3} - \varphi - \frac{\pi}{6} \right) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

В случае полого ТСВ с металлизированными гранями члены, входящие в выражение (23), принимают следующие значения: $\sum_{n=1}^6 \frac{P_n}{6} = 1$,

$$\sin \frac{l\pi}{6} \sum_{n=1}^6 P_n \cos \left[l \left(\frac{n\pi}{3} - \varphi - \frac{\pi}{6} \right) \right] = 0.$$

Тогда выражение (23) сводится к дифракционному распределению Эри:

$$\tilde{P}_{norm}(\nu_r, \gamma) = \frac{2J_1(2\pi\nu R)}{2\pi\nu R}.$$

Это означает, что полый ТСВ с металлизированными гранями является изотропным с точки зрения его влияния на поляризационное состояние зондирующего излучения, а его ФР аналогична распределению излучения, отраженного от плоского зеркала с круглой апертурой, при нормальном падении.

На основе представленного математического аппарата для вычисления АФЗ и ФР ТСВ была разработана компьютерная программа

ТСВ-Про. С помощью этой программы были рассчитаны и построены ФР различных ТСВ применительно к наиболее распространенным в ИК-диапазоне материалам.

Отметим, что среди оптических материалов для ИК области спектра встречаются материалы, имеющие показатель преломления $n < 1,4$ (например, LiF), а также $n > 5$ (например, PbTe). Однако типичный диапазон значений показателя преломления ИК оптических материалов ограничен значениями от 1,5 до 4 [5]. В дальнейших исследованиях будем ориентироваться именно на этот диапазон значений, а в качестве примеров возьмем материалы BaF_2 , ZnSe и Ge, имеющие значения показателя преломления, близкие к началу, середине и концу выбранного диапазона 1,5...4.

Значения компонент АФЗ для типовых ТСВ представлены в таблице.

С использованием рассчитанных значений АФЗ определяем соответствующие ФР и построим их контурные графики (рис. 4, 5) в обобщенных координатах $\frac{D\theta_x}{\lambda}$, $\frac{D\theta_y}{\lambda}$, причем потери излучения на входной грани и в материале ТСВ не учитываем.

Анализ графиков показывает, что ФР призмных ТСВ с металлизированными гранями имеет очень незначительную анизотропию поляризационных свойств (которой допустимо пренебречь в инженерных применениях) и практически соответствует виду ФР полых ТСВ. При этом вид ФР призмных ТСВ ПВО с увеличением показателя преломления материала ТСВ приближается к виду ФР металлизированного и полого ТСВ.

Практически все ретроотраженное излучение распространяется в телесном угле в виде кругового конуса с радиусом окружности сечения в обобщенных координатах $R = \frac{D\theta_x}{\lambda} = \frac{D\theta_y}{\lambda} = 2 \dots 6$, т.е. плоский угол усреднения для расчета ПСВ ТСВ, изготовленного без погрешностей двугранных углов, составляет

$$\theta_{yc} = \frac{(2 \dots 6)\lambda}{D}. \quad (24)$$

В соответствии с определением ПСВ величина $R(\Omega)$, усредненная в некотором телесном угле Ω , есть отношение средней силы излучения $\overline{I_{отр}}(\Omega)$, отраженного от зондируемого световозвращателя и распространяющегося в пределах угла Ω , к освещенности $E_{вх.зр}$, создаваемой зондирующим излучением на входном зрачке этого световозвращателя [6]:

$$R(\Omega) = \frac{\overline{I_{отр}}(\Omega)}{E_{вх.зр}}. \quad (25)$$

Тетраэдрический световозвращатель

Тип	призмный, из ВаF ₂ , <i>n</i> = 1,4		призмный, из ZnSe, <i>n</i> = 2,4		призмный, из Ge, <i>n</i> = 4		металлизированный серебром, из ВаF ₂ , <i>n</i> = 1,4	
	<i>P^s</i>	<i>P^p</i>	<i>P^s</i>	<i>P^p</i>	<i>P^s</i>	<i>P^p</i>	<i>P^s</i>	<i>P^p</i>
№ сектора зрачка ТСВ								
1	$0,650 \times e^{i65,09^\circ}$	$0,754 \times e^{i(-42,11^\circ)}$	$0,776 \times e^{i19,22^\circ}$	$0,630 \times e^{i(-62,90^\circ)}$	$0,803 \times e^{i38,91^\circ}$	$0,596 \times e^{i(-67,93^\circ)}$	$0,99 \times e^{i15,48^\circ}$	$0,01 \times e^{i(10,31^\circ)}$
2	$0,963 \times e^{i(-30,77^\circ)}$	$0,271 \times e^{i26,84^\circ}$	$0,944 \times e^{i(-45,45^\circ)}$	$0,329 \times e^{i(-4,35^\circ)}$	$0,943 \times e^{i(-49,13^\circ)}$	$0,333 \times e^{i(-11,9^\circ)}$	$0,99 \times e^{i15,42^\circ}$	$0,01 \times e^{i(-15,46^\circ)}$
3	$0,657 \times e^{i65,01^\circ}$	$0,754 \times e^{i(-84,208^\circ)}$	$0,776 \times e^{i19,22^\circ}$	$0,630 \times e^{i54,21^\circ}$	$0,803 \times e^{i38,91^\circ}$	$0,596 \times e^{i44,13^\circ}$	$0,99 \times e^{i15,48^\circ}$	$0,01 \times e^{i20,62^\circ}$
4	$0,657 \times e^{i65,01^\circ}$	$0,754 \times e^{i(-84,208^\circ)}$	$0,776 \times e^{i19,22^\circ}$	$0,630 \times e^{i54,21^\circ}$	$0,803 \times e^{i38,91^\circ}$	$0,596 \times e^{i44,13^\circ}$	$0,99 \times e^{i15,48^\circ}$	$0,01 \times e^{i(-20,62^\circ)}$
5	$0,963 \times e^{i(-30,77^\circ)}$	$0,271 \times e^{i26,84^\circ}$	$0,944 \times e^{i(-45,45^\circ)}$	$0,329 \times e^{i(-4,35^\circ)}$	$0,943 \times e^{i(-49,13^\circ)}$	$0,333 \times e^{i(-11,9^\circ)}$	$0,99 \times e^{i15,42^\circ}$	$0,01 \times e^{i15,46^\circ}$
6	$0,650 \times e^{i65,09^\circ}$	$0,754 \times e^{i(-42,11^\circ)}$	$0,776 \times e^{i19,22^\circ}$	$0,630 \times e^{i(-62,90^\circ)}$	$0,803 \times e^{i38,91^\circ}$	$0,596 \times e^{i(-67,93^\circ)}$	$0,99 \times e^{i15,42^\circ}$	$0,01 \times e^{i(-10,31^\circ)}$

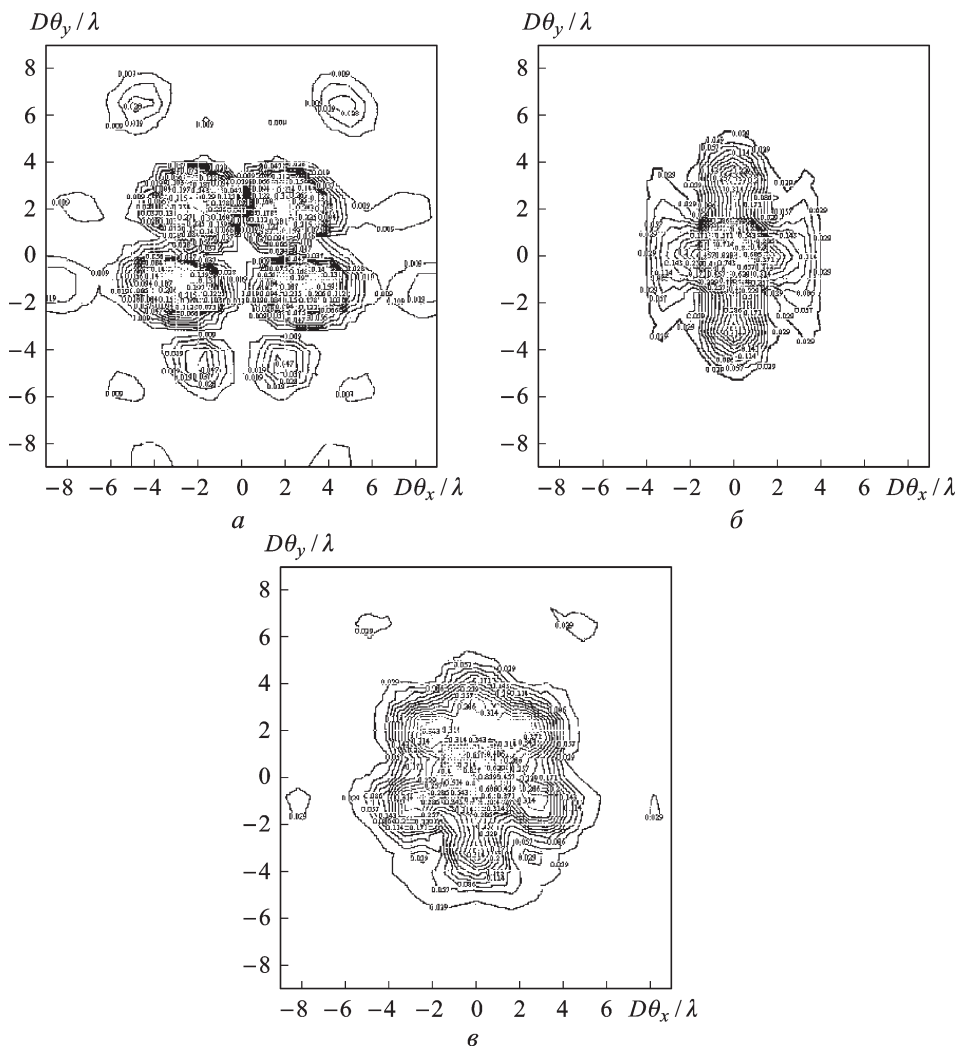


Рис. 4. Функции распределения ТСВ ПВО из ВаF₂:
а – *s*-компонента ФР, *б* – *p*-компонента ФР, *в* – суммарная ФР

Выразив числитель и знаменатель формулы (25) через падающее на поверхность световозвращателя потока зондирующее излучение, после математических преобразований получим

$$R(\Omega) = \frac{\rho_{\text{св}} \tau \pi D_{\text{св}}^2}{4\Omega}, \quad (26)$$

где $\rho_{\text{св}}$ – коэффициент отражения световозвращателя; τ – коэффициент пропускания световозвращателя.

Учитывая, что при малых значениях плоских углов θ телесный угол равен $\Omega = \pi\theta^2$, из уравнения (26) находим

$$R(\theta) = \frac{\rho_{\text{св}} \tau D_{\text{св}}^2}{4\theta^2}. \quad (27)$$

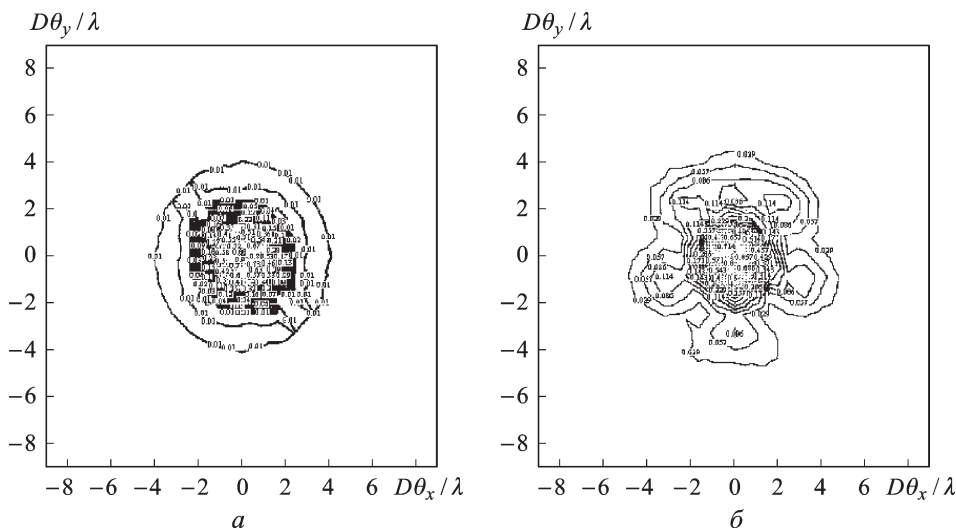


Рис. 5. Суммарная ФР ТСВ ПВО из Ge (а) и металлизированного серебром ТСВ из ВаF2 (б)

Подставляя уравнение (24) в (27) и принимая $\rho_{\text{св}} = \tau = 1$, получаем окончательное выражение для расчета ПСВ ТСВ:

$$R = \frac{D^2}{4\theta_{\text{yc}}^2} = \frac{D^4}{(16 \dots 144)\lambda^2}. \quad (28)$$

С помощью выражения (28) построим дисперсионные характеристики дюймового ($D = 2,54$ см) ТСВ для предельных значений множителя в знаменателе, соответствующих предельным значениям углов усреднения $\theta_{\text{yc}} = \frac{2\lambda}{D}$ и $\theta_{\text{yc}} = \frac{6\lambda}{D}$ (рис. 6).

Приведенные дисперсионные характеристики показывают, что независимо от типа ТСВ для любой пары длин волн λ_1 и λ_2 разность ПСВ является величиной постоянной: $R(\lambda_1) - R(\lambda_2) = \text{const}$. Например, для пары длин волн 3,39 мкм и 10,6 мкм разность ПСВ составляет $R(3,39) - R(10,6) = 2032 \text{ м}^2/\text{ср}$. Указанная особенность может быть использована при решении задач селекции ТСВ среди других типов зрачков при облучении двухчастотным лазерным излучением.

Интересно сравнить СВХ рассмотренных типов ТСВ из оптических материалов с СВХ ТСВ из неоптических материалов. Речь идет о полых ТСВ, которые могут быть изготовлены из металла на неоптическом производстве с помощью обычной механической обработки.

Шероховатость отражающих граней таких ТСВ может составлять $Rz \approx 2 \text{ мкм}$ [7]. Эта шероховатость удовлетворяет критерию зеркального отражения Рэля для длины волны 10,6 мкм и угла падения зондирующего ИК-излучения на грани $\psi \leq \arccos \frac{\lambda}{8Rz} = 48^\circ$. Средняя

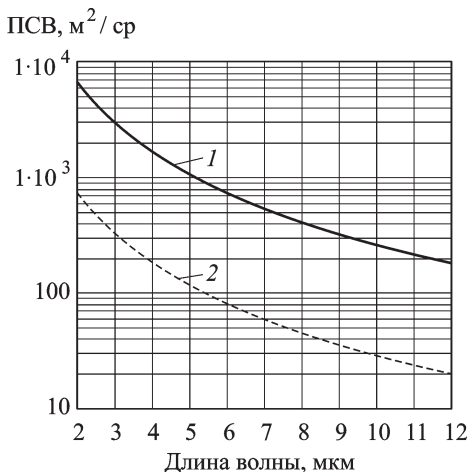


Рис. 6. Дисперсионные характеристики ТСВ:
 1 – $R(\lambda, \theta_{yc} = 2\lambda/D)$; 2 – $R(\lambda, \theta_{yc} = 6\lambda/D)$

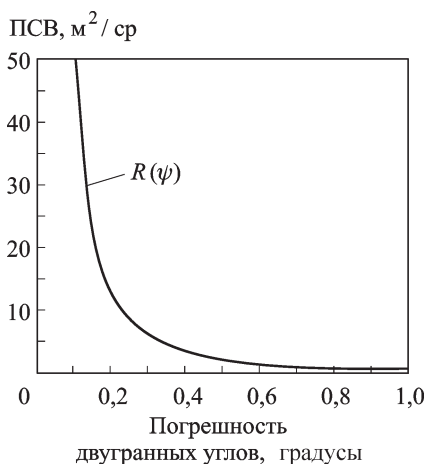


Рис. 7. Зависимость ПСВ ТСВ из неоптических материалов от погрешности изготовления двугранных углов

погрешность изготовления двугранных углов таких ТСВ может составлять $\varphi = 0,1^\circ \dots 1,0^\circ$.

Для расчета ПСВ “неоптических” ТСВ формулу (27) следует записать в виде:

$$R = \frac{\rho_{св} D_{св}^2}{4\varphi^2}. \quad (29)$$

Если принять $\rho_{св} = 1$, $D = 2,54$ см и при помощи формулы (29) построить зависимость ТСВ от угла, то получаем график, приведенный на рис. 6.

Совместный анализ графиков на рис. 6 и 7 позволяет сделать вывод о том, что ПСВ ТСВ из оптических материалов, начиная с длины волны 8 мкм, становится соизмеримым со значениями ПСВ полых ТСВ из неоптических материалов, имеющих погрешность изготовления двугранных углов $\varphi \approx 0,1^\circ \dots 0,2^\circ$.

Отсюда можно сделать важный вывод о том, что в ДЛИК-диапазоне допустимо в качестве кооперированных целей использовать ТСВ из неоптических материалов, которые, при тех же значениях ПСВ, существенно дешевле и проще в изготовлении, нежели ТСВ из оптических материалов.

Результаты исследования, рассмотренного в настоящей работе, могут быть полезны как разработчикам лазерно-локационной аппаратуры, так и широкому кругу специалистов, чья деятельность связана с применением ТСВ в ИК области спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К о р о т а е в В. В., П а н к о в Э. Д. Поляризационные свойства уголковых отражателей // ОМП. – 381. – № 1. – С. 9–12.
2. C h a n g R. F., C u r r i e D. G., A l l e y C. O. Far-field diffraction pattern for corner reflectors with complex reflection coefficients // Journal of the Optical Society of America. – Vol. 61. – No. 4. – P. 371.
3. Р е с к R. E. Polarization properties of corner reflectors and cavities // Journal of the Optical Society of America. – Vol. 52. – No. 3. – 362 p.
4. Б о р н М., В о л ь ф М. Основы оптики. – М.: Наука – 370. – 855 с.
5. В о р о н к о в а Е. М. Оптические материалы для инфракрасной техники. – М.: Наука. – 335 с.
6. М е ж д у н а р о д н ы й светотехнический словарь / Под ред. Д.Н. Лазарева. – М.: Рус. яз. – 278 с.
7. К у з н е ц о в С. М. Справочник технолога-оптика. – М.: Машиностроение. – 412 с.

Статья поступила в редакцию 18.06.2009

Николай Васильевич Барышников родился в 1956 г., окончил в 1980 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана.

N.V. Baryshnikov (b. 1956) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1980. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of the Bauman Moscow State Technical University.

Родион Олегович Степанов родился в 1982 г., окончил в 2006 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант МГТУ им. Н.Э. Баумана.

R.O. Stepanov (b. 1982) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2006. Post-graduate of the Bauman Moscow State Technical University.