

04;09

©1994 г.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ РАЗВЯЗКИ ВОЗВРАТНОГО ДЕЙСТВИЯ

А.Д.Титов

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко,
220064, Минск, Беларусь
(Поступило в Редакцию 2 февраля 1994 г.)

Матричным методом Джонса исследованы поляризационные свойства призматических отражателей возвратного действия в форме трехгранных углов ($\pi/2$, $\pi/2$, π/s , s — целые четные числа), часть боковых отражающих граней которых металлизирована. Найдено, что центральные секторы рабочей апертуры таких отражателей при определенных показателях преломления независимо от значений азимута поляризации падающего линейно поляризованного света поворачивают плоскость поляризации возвращаемого излучения на 90° , сохраняя при этом практически линейной его поляризацию. Проведена оптимизация отражателей по показателю преломления и соотношению длин боковых ребер с целью использования их в качестве поляризационной развязки.

Угловые отражатели возвратного действия в форме трехгранных углов ($\pi/2$, $\pi/2$, π/s , s — целые четные числа) можно использовать в оптических и СВЧ схемах для решения тех же функциональных задач, что и традиционные прямоугольные угловые отражатели ($s = 2$) [1-6]. Особенность работы такого отражателя заключается в том, что волновой фронт, падающий на фронтальную грань, делится ребрами двугранных углов и их изображениями в противоположных гранях на $2s + 2$ части. Каждой части на фронтальной грани отражателя соответствует свой сектор рабочей апертуры [7]. Свет, падая на разные сектора, испытывает в различной последовательности $s + 1$ отражения от боковых граней и выходит из секторов, зеркально-симметричных входным секторам относительно центрального луча, проходящего через вершину отражателя. Поэтому каждый сектор рабочей апертуры можно рассматривать как отдельный оптический элемент, формирующий отраженный пучок со своим состоянием поляризации, отличным от состояния поляризации падающей волны и состояний поляризации волн, выходящих из других секторов [8].

В системах связи, локации и ориентации широко используются световозвращающие элементы, поворачивающие плоскость поляризации

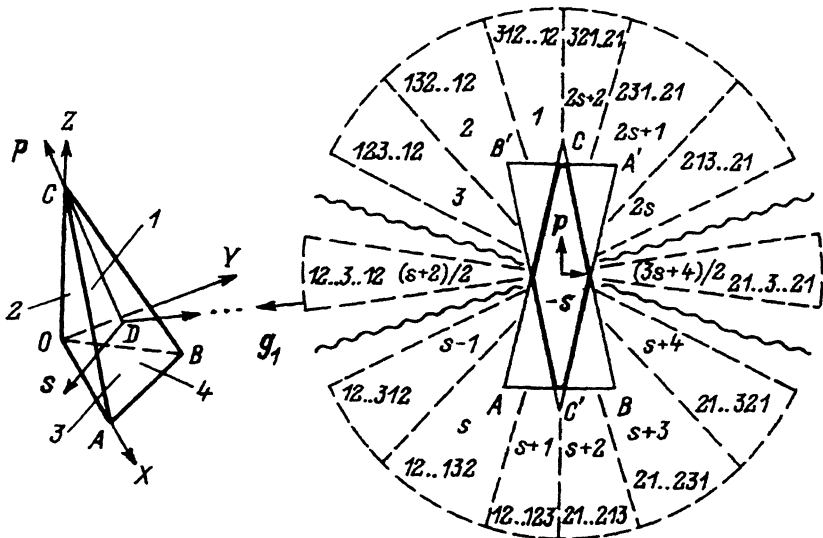


Рис. 1. Отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/s)$ и системы координат (q_1, s, p) и $(-q_1, -s, p)$, в которых задано состояние поляризации падающего и отраженного излучения.

падающего линейно поляризованного излучения на 90° . Тем самым они позволяют выделить сигнал среди помех и посторонних излучений. Подобное преобразование исходного сигнала особенно необходимо для оптических устройств с совмещенными осями приемной и передающей оптики. Однако известные отражающие устройства, например в форме трехгранной пирамиды, срезанной специальным образом [9], требуют точной юстировки и обеспечивают сохранение линейности поляризации и поворот плоскости поляризации на 90° лишь для некоторых выделенных значений азимута поляризации падающего света.

Целью данной работы является исследование возможности использования уголкового отражателя $(\pi/2, \pi/2, \pi/s)$ в качестве поляризационной развязки, т.е. устройства, поворачивающего плоскость поляризации возвращаемого излучения на 90° и сохраняющего при этом линейность поляризации падающего света независимо от значений его азимута поляризации.

Положение отражателя относительно декартовой прямоугольной системы координат XYZ определяется векторами внутренних нормалей к отражающим боковым граням 1-3 и фронтальной грани 4 (рис. 1)

$$n_1 = \{\sin(\pi/s), -\cos(\pi/s), 0\}, \quad n_2 = \{0, 1, 0\}, \quad n_3 = \{0, 0, 1\},$$

$$n_4 = -\left\{c^2 [a^2 + b^2 - 2ab \cos(\pi/s)] + a^2 b^2 \sin^2(\pi/s)\right\}^{-1/2} \times$$

$$\times \left\{bc \sin(\pi/s), c[a - b \cos(\pi/s)], ab \sin(\pi/s)\right\}, \quad (1)$$

где $a = OA$, $b = OB$, $c = OC$ — длины в общем случае неравных между собой боковых ребер отражателя.

Под рабочей апертурой отражателя понимаем ту часть его фронтальной грани, при падении на которую свет возвращается назад в строго обратном направлении. По форме рабочая апертура представляет собой фигуру (шестиугольник или четырехугольник), образованную пересечением контура фронтальной грани ABC и его зеркально-симметричного изображения $A'B'C'$ относительно точки входа D центрального луча в отражатель. На рис. 1 рабочая апертура в форме симметричного шестиугольника (равнорбедренный отражатель) ограничена жирными линиями.

Состояние поляризации излучения, падающего на фронтальную грань отражателя в направлении $\mathbf{q}_1 = \mathbf{n}_4$ и отраженного $-\mathbf{q}_1$, описывается в правовинтовых системах ортогональных векторов $(\mathbf{q}_1, \mathbf{s}, \mathbf{p})$ и $(-\mathbf{q}_1, -\mathbf{s}, \mathbf{p})$ [8,10,11]. При этом орт \mathbf{s} ориентирован перпендикулярно плоскости, образованной центральным лучом и ребром двугранного угла π/s . При полностью освещенной рабочей апертуре реализуются $2s + 2$ варианта прохождения света через отражатель и он формирует $2s + 2$ выходящих с различными состояниями поляризации пучка, пространственно разнесенных по секторам его рабочей апертуры. На рис. 1 с внешней стороны секторов указаны последовательности отражения пучка от боковых граней, обозначенных цифрами (опущены повторяющиеся цифры 12 для левой и 21 для правой половины рабочей апертуры), которые испытывает пучок перед выходом из данного сектора отражателя, номер которого обозначен одиночной цифрой.

Одним из способов описания изменения состояния поляризации полностью поляризованного света при прохождении им оптической системы, в которой отсутствуют потери, является формализм матриц Джонса [12]. Следуя этому методу, матрица поляризационного действия отражателя ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$) (матрица Джонса), которая получается в результате перемножения матриц, описывающих поляризационные свойства отдельных граней, имеет для каждого из $j = 1, 2, \dots, 2s + 2$ способов распространения вид [13]

$$C^{(j)} = {}_0k''T_l' \left[\prod_k^s ({}_mR_l {}_mT_l) \right] {}_{k'}R_1 {}_{k'}T_1 = \begin{pmatrix} c_{11}^{(j)} & c_{12}^{(j)} \\ c_{21}^{(j)} & c_{22}^{(j)} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $k = 1, 2, 3$ — номера боковых отражающих граней в порядке прохождения их оптическим лучом от начальной грани k' до конечной k'' ; m — номер грани, следующей непосредственно за гранью k ; l — текущий номер волны; l' — номер выходящей из отражателя волны; 0 — индекс поляризационного базиса, связанного с фронтальной гранью; ${}_kR_l$ — матрица поляризационного действия k -й грани для l -й падающей волны, определяемая через коэффициенты отражения Френкеля; ${}_mT_l$ — унитарная матрица поворота от системы ортов, в которой описывается поляризационное состояние отраженной от k -й грани l -й волны, к системе ортов, связанной с m -й гранью, на которую падает l -я волна.

Полагаем, что амплитуда светового вектора входной линейно поляризованной волны равна единице, а ее азимут поляризации α_{in} отсчитывается по часовой стрелке от оси \mathbf{s} . Тогда векторы Джонса падаю-

щей и отраженных волн можно записать в виде

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \begin{pmatrix} E_{\text{in}}^{(s)} \\ E_{\text{in}}^{(p)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{\text{in}} \\ \sin \alpha_{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_{\text{out}}^{(j)} = \begin{pmatrix} E_{\text{out}}^{(s)} e^{i\delta_{\text{out}}} \\ E_{\text{out}}^{(p)} \end{pmatrix} = C^{(j)} \mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (3)$$

где s характеризует компоненты векторов, перпендикулярные плоскости падения; p — параллельные плоскости падения; $\delta_{\text{out}} = \delta_{\text{out}}^{(s)} - \delta_{\text{out}}^{(p)}$ — сдвиг фазы между ортогональными компонентами $E_{\text{out}}^{(s)}$ и $E_{\text{out}}^{(p)}$ (пользуемся временной зависимостью $\exp(i\omega t)$ в комплексной экспоненте вектора электрического поля).

Эллиптичность $\text{tg } \beta$, выходящих из отражателя в общем случае эллиптически поляризованных волн, и их азимут поляризации α_{out} , отсчитываемый против часовой стрелки от оси $-s$ (определяет ориентацию большой оси эллипса поляризации), равны [14]

$$\text{tg } \beta = \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \left[|\sin \delta_{\text{out}}| \sin \left| 2 \arctg \left(\frac{E_{\text{out}}^{(p)}}{E_{\text{out}}^{(s)}} \right) \right| \right] \right\},$$

$$\alpha_{\text{out}} = \frac{1}{2} \arctg \left(\cos \delta_{\text{out}} \text{tg} \left| 2 \arctg \left(\frac{E_{\text{out}}^{(p)}}{E_{\text{out}}^{(s)}} \right) \right| \right). \quad (4)$$

По своим поляризационным свойствам $2s+2$ отраженных пучка равнобедренного отражателя ($a = b = c$) разделяются на $s/2 + 1$ группы [8]. Это $s/2$ группы по четыре пучка с номерами $j = 1, s+2-i, s+1+i, 2s+3-i$ ($i = 1, 2, \dots, s/2$) в каждой и одна группа из двух пучков, выходящих из центральных секторов, с номерами $j = (s+2)/2$ и $(3s+4)/2$ (рис. 1). Такое деление обусловлено наличием в равнобедренных отражателях ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$) с $s \neq 2$ лишь одной плоскости симметрии (бисекторной плоскости двугранного угла π/s) и связанной с этим обстоятельством симметрией траекторий распространения пучков внутри отражателей. Прямоугольный равнобедренный отражатель имеет три плоскости симметрии. Поэтому для получения полной информации о преобразовании поляризации всех $2s+2$ отраженных пучков достаточно исследовать любой из них при $s = 2$ [10, 15] и первые $(s+2)/2$ пучка при $s \neq 2$.

Для того чтобы отражатель ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$) мог выполнять функцию поляризационной развязки, необходимо найти конструкцию, удовлетворяющую следующим условиям: 1) сохранение линейной или близкой к линейной поляризации отраженного света ($\text{tg } \beta \simeq 0$) и 2) связь между азимутами поляризации падающего α_{in} и отраженного α_{out} излучений с учетом систем отсчетов азимуты (рис. 1) должна осуществляться по линейному закону

$$\alpha_{\text{out}} = 90^\circ - \alpha_{\text{in}} \quad (5)$$

или близкому к нему. Очевидно, что удовлетворить этим очень жестким требованиям одновременно для всех $2s+2$ отраженных пучков невозможно.

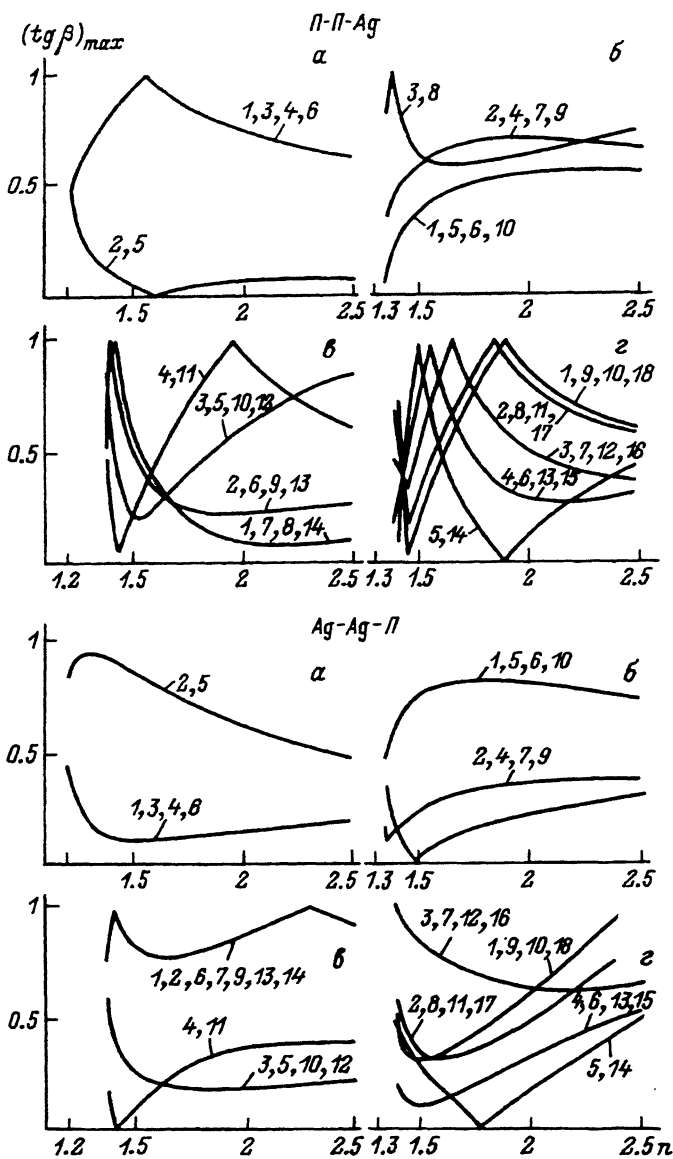


Рис. 2. Зависимости от показателя преломления n максимальных значений эллиптичности поляризации $(tg \beta)_{max}$ отраженных пучков для отражателей типа $\Pi-\Pi-Ag$ и $Ag-\Pi-\Pi$ ($s = 2$ (а), 4 (б), 6 (в), 8 (г)).

В призмных и металлизированных отражателях ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$) первое условие может быть выполнено при определенных показателях преломления n для некоторых групп секторов, однако выполнения второго условия не удается достичь даже за счет изменения соотношения длин боковых ребер [16,17]. Отражатели с боковыми гранями, металлизированными разными металлами, также непригодны для использования в качестве поляризационной развязки [18]. Как показали проведенные исследования, больше всего поставленным условиям удовлетво-

яют отражатели ($\pi/2$, $\pi/2$, π/s) с частичной металлизацией боковых граней [19].

Рассмотрим поляризационные свойства отражателей ($\pi/2$, $\pi/2$, π/s), обозначенных нами как П-П-М (явление полного внутреннего отражения на первой и второй боковых гранях, металлизация третьей боковой грани) и М-М-П. Все иные возможные варианты металлизации и неметаллизации боковых граней сводятся к простой перенумерации секторов рабочей апертуры (рис. 1). На рис. 2 показаны численно рассчитанные по формулам (2)–(4) зависимости $(\text{tg } \beta)_{\max} = f(n)$ для таких серебряных отражателей с $s = 2, 4, 6, 8$ при $\lambda = 0.5 \text{ мкм}$ ($n_{\text{Ag}} = 0.05 + 2.87i$ [20]). Цифры обозначают номера отраженных пучков. Каждой точке кривых соответствует свое определенное значение $\alpha_{\text{in}}^{\max}$. Расчеты показали, что функции $(\text{tg } \beta)_{\max} = f(n)$ в точности совпадают только у пар пучков с номерами $j = i$ и $2s + 3 - i$, т.е. у выходящих из секторов рабочей апертуры, зеркально-симметричных относительно орта \mathbf{p} (рис. 1), в том числе и у центральных пучков ($j = (s+2)/2$ и $(3s+4)/2$). Однако эти зависимости для пучков групп, состоящих из четырех пучков, близки друг другу и поэтому показаны едиными кривыми.

Из рис. 2 видно, что рассматриваемые отражатели могут преобразовать линейно поляризованный падающий свет в циркулярно поляризованный отраженный. В частности, некоторые сектора отражателей П-П-Аg формируют отраженные пучки с циркулярной поляризацией при следующих показателях преломления $n_j^{(s)}$: $n_1^{(2)} = n_6^{(2)} = 1.560248$, $n_3^{(4)} = n_8^{(4)} = 1.370672$, $n_1^{(6)} = n_{14}^{(6)} = 1.421078$, $n_2^{(6)} = n_{13}^{(6)} = 1.409831$, $n_4^{(6)} = n_{11}^{(6)} = 1.952023$, $n_1^{(8)} = n_{18}^{(8)} = 1.897052$, $n_2^{(8)} = n_{17}^{(8)} = 1.842249$, $n_3^{(8)} = n_{16}^{(8)} = 1.656694$, $n_4^{(8)} = n_{15}^{(8)} = 1.558106$, $n_5^{(8)} = n_{14}^{(8)} = 1.497282$. Аналогичное преобразование имеет место и для некоторых секторов отражателей Аg-Аg-П: $n_1^{(6)} = n_{14}^{(6)} = 1.421202$, $n_1^{(6)} = n_{14}^{(6)} = 2.322503$.

Преобразования линейно поляризованного падающего света независимо от его азимута поляризации в строго линейно поляризованный отраженный свет осуществить не удается. При определенных значениях n можно достичь лишь близкой к линейной поляризации для центральных отраженных пучков, при этом зависимости $\alpha_{\text{out}}(\alpha_{\text{in}})$ будут иметь специфический квазилинейный вид.

У отражателей П-П-Аg с $s = 6$ и 12 при $n^{(6)} = 1.444678$ и $n^{(12)} = 1.851631$ эллиптичности центральных отраженных пучков при любых значениях азимута поляризации падающего света $(\text{tg } \beta)^{(6)} < 0.0255$ и $(\text{tg } \beta)^{(12)} < 0.0954$. При этом

$$\alpha_{\text{out}} = \alpha_{\text{in}} + \Delta\alpha^{(s)}(\alpha_{\text{in}}), \quad (6)$$

где гармоническая добавка $\Delta\alpha^{(s)}(\alpha_{\text{in}})$ к линейной зависимости $|\Delta\alpha^{(6)}| < 0.2376^\circ$ и $|\Delta\alpha^{(12)}| < 0.4053^\circ$.

У отражателей П-П-Аg с $s = 8, 10, 12$ при $n^{(8)} = 1.889692$, $n^{(10)} = 1.538620$, $n^{(12)} = 1.444723$ эллиптичности центральных пучков $(\text{tg } \beta)^{(8)} < 0.0018$, $(\text{tg } \beta)^{(10)} < 0.0008$, $(\text{tg } \beta)^{(12)} < 0.0002$. При этом

$$\alpha_{\text{out}} = 180^\circ - \alpha_{\text{in}} + \alpha^{(s)} + \Delta\alpha^{(s)}(\alpha_{\text{in}}), \quad (7)$$

где $\alpha^{(8)} = \pm 9.8534^\circ$, $\alpha^{(10)} = \mp 2.5596^\circ$, $\alpha^{(12)} = \pm 0.5744^\circ$ (верхний знак относится к пучку с меньшим, а нижний — с бóльшим номером) и $|\Delta\alpha^{(8)}| < 0.3275^\circ$, $|\Delta\alpha^{(10)}| < 0.2868^\circ$, $|\Delta\alpha^{(12)}| < 0.2718^\circ$.

У отражателей П-П-Ag с $s = 2$ и Ag-Ag-П с $s = 4, 6, 8, 10$ и 12 при $n^{(2)} = 1.626509$, $n^{(4)} = 1.487034$, $n^{(6)} = 1.433541$, $n^{(8)} = 1.789667$, $n^{(10)} = 1.423495$, $n^{(12)} = 1.924476$ эллиптичности центральных пучков $(\text{tg } \beta)^{(2)} < 0.0042$, $(\text{tg } \beta)^{(4)} < 0.0094$, $(\text{tg } \beta)^{(6)} < 0.0053$, $(\text{tg } \beta)^{(8)} < 0.0095$, $(\text{tg } \beta)^{(10)} < 0.0089$, $(\text{tg } \beta)^{(12)} < 0.0092$. При этом

$$\alpha_{\text{out}} = 90^\circ - \alpha_{\text{in}} + \alpha^{(s)} + \Delta\alpha^{(s)}(\alpha_{\text{in}}), \quad (8)$$

где $\alpha^{(2)} = \mp 17.8687^\circ$, $\alpha^{(4)} = \pm 8.1802^\circ$, $\alpha^{(6)} = \mp 10.1469^\circ$, $\alpha^{(8)} = \pm 26.7014^\circ$, $\alpha^{(10)} = \pm 25.7850^\circ$, $\alpha^{(12)} = \mp 44.4533^\circ$ и $|\Delta\alpha^{(2)}| < 0.5276^\circ$, $|\Delta\alpha^{(4)}| < 0.6399^\circ$, $|\Delta\alpha^{(6)}| < 1.4495^\circ$, $|\Delta\alpha^{(8)}| < 1.3995^\circ$, $|\Delta\alpha^{(10)}| < 2.8218^\circ$, $|\Delta\alpha^{(12)}| < 3.6189^\circ$.

Таким образом, только у отражателей (8) центральные пучки имеют связь азимутов, близкую к (5). На рис. 3 для них показаны зависимости от длины волны падающего линейно поляризованного света показателей преломления $n^{(s)}$, соответствующих минимуму максимальной эллиптичности центральных отраженных пучков, самих значений максимальной эллиптичности $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}$, а также сдвигов азимута $\alpha^{(s)}$ и гармонических добавок $|(\Delta\alpha)_{\text{max}}^{(s)}|$ к нему на примере лучшего из материалов — серебра. Цифры соответствуют значениям s . Показатели преломления взяты из [20]. Видно, что для некоторых длин волн у отражателей Ag-Ag-П с $s = 4, 6, 8, 10$ величины $\alpha^{(s)} = 0$ при достаточно малых значениях максимальной эллиптичности и добавки $|(\Delta\alpha)_{\text{max}}^{(s)}|$.

Очевидно, что отражатели типа (8), у которых рабочими (неэкрамированными) являются только два центральных сектора рабочей апертуры (рис.1), будут идеальной поляризационной развязкой при $\alpha^{(s)} = 0$, $\Delta\alpha^{(s)} = 0$ и $(\text{tg } \beta)^{(s)} = 0$. Равнороберные конструкции (8) получены посредством минимизации $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}$ за счет изменения показателя преломления $n^{(s)}$. Свободными параметрами остаются соотношения длин боковых ребер a/c и b/c [16]. Для обеспечения идентичности действия двух центральных секторов, так же как в случаях поляризационного угломера [3] и получения максимума осевой силы отраженного света [2], необходимо сохранение симметрии отражателя $a/c = b/c = L$. За счет оптимизации по этому параметру, а также одновременно по L и $n^{(s)}$, если показатель преломления не является заданной величиной, можно минимизировать любую из величин $\alpha^{(s)}$, $|(\Delta\alpha)_{\text{max}}^{(s)}|$ и $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}$ или их комбинацию.

Оптимизацию отражателей можно для фиксированного показателя преломления свести к нахождению таких соотношений длин боковых ребер L , для которых при $\alpha_{\text{in}} = 0$ значение выходного азимута поляризации $\alpha_{\text{out}} = 90^\circ$, т.е. в (8) $\alpha^{(s)} = 0$ и $(\Delta\alpha)^{(s)}(0) = 0$. Результаты такого расчета для отражателей типа П-П-Ag с $s = 2$ и типа Ag-Ag-П с $s = 4, 6$ и 8 , выполненных из кварцевого стекла [20], представлены на рис. 4

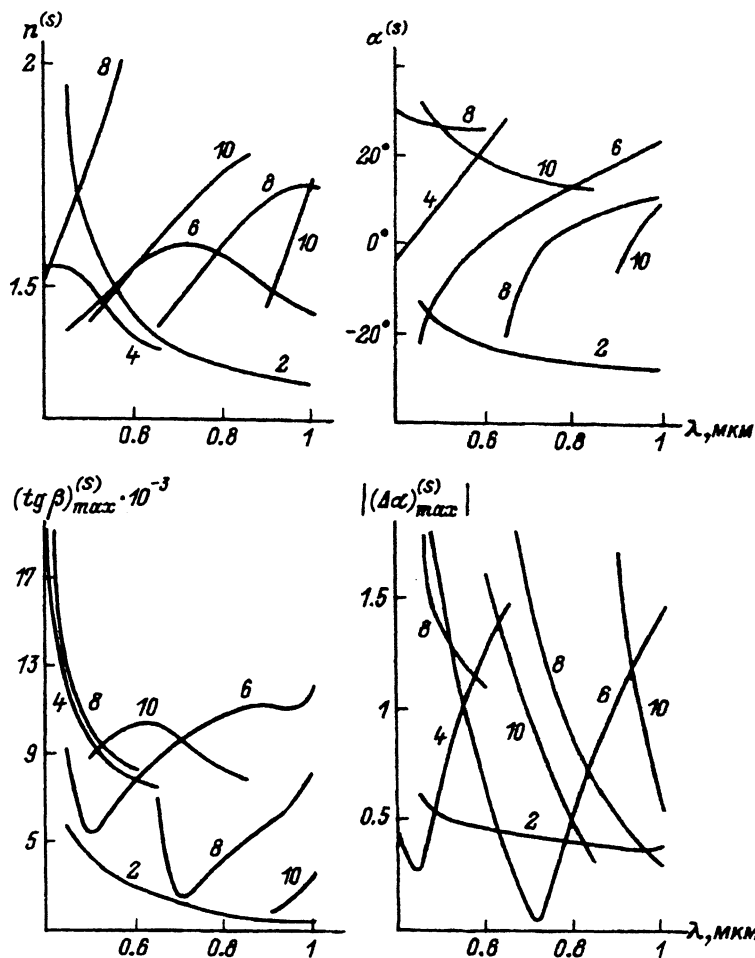


Рис. 3. Зависимости от длины волны λ показателей преломления $n^{(s)}$, соответствующих минимуму максимальной эллиптичности центральных отраженных пучков $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}$, сдвигов азимута $\alpha^{(s)}$ и гармонических добавок к нему $|(\Delta\alpha)_{\text{max}}^{(s)}|$ для серебряных отражателей типа П-П-Ag с $s = 2$ и типа Ag-Ag-П с $s = 4, 6, 8, 10$.

для разных длин волн. На нем зависимости $L^{(s)}(\lambda)$ иллюстрируют геометрию оптимальных отражателей, зависимости $R^{(s)}(\lambda)$ — их средние по α_{in} коэффициенты отражения, рассчитанные по формуле [10],

$$R = \frac{\left[\left(E_{\text{out}}^{(s)} \right)^2 + \left(E_{\text{out}}^{(p)} \right)^2 \right]}{\left[\left(E_{\text{in}}^{(s)} \right)^2 + \left(E_{\text{in}}^{(p)} \right)^2 \right]}. \quad (9)$$

Величины $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}(\lambda)$ и $|(\Delta\alpha)_{\text{max}}^{(s)}(\lambda)|$ характеризуют максимальные значения эллиптичности отраженного света и максимальные отклоне-

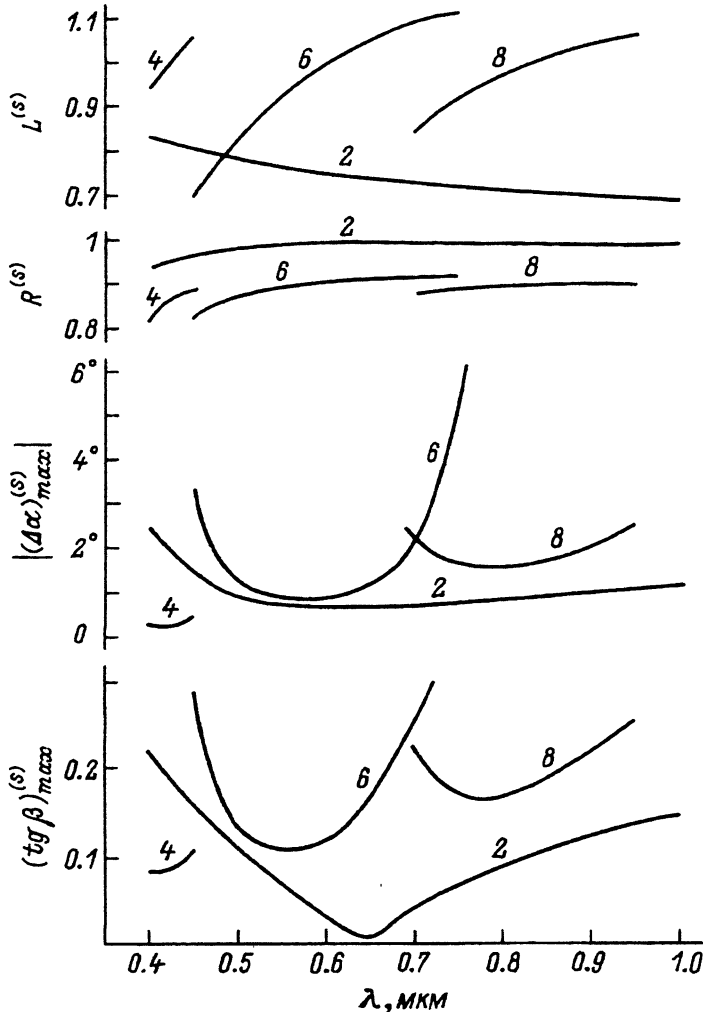


Рис. 4. Зависимости от длины волны λ соотношения длин боковых ребер $L^{(s)}$, средних коэффициентов отражения $R^{(s)}$, максимальных значений эллиптичности $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(s)}$ и максимальных отклонений азимута от линейной функции $|\Delta\alpha_{\text{max}}^{(s)}|$ для центральных отраженных пучков частично серебряных отражателей, выполненных из кварцевого стекла, у которых $\alpha_{\text{out}}(\alpha_{\text{in}} = 0) = 90^\circ$.

ния зависимостей $\alpha_{\text{out}}(\alpha_{\text{in}})$ от линейной функции (5) при изменении α_{in} от 0 до 180° (для конкретного $L^{(s)}$ при своих значениях α_{in}).

Из рис. 4 следует, что в области $0.4\text{--}0.5\text{ мкм}$ лучшие характеристики имеет отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/4)$, а в области $0.5\text{--}1.0\text{ мкм}$ — отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$. Например, при $\lambda = 0.45\text{ мкм}$ ($n_Q = 1.465782$, $n_{\text{Ag}} = 0.055 + 2.42i$) отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/4)$ типа Ag-Ag-II имеет следующие оптимальные характеристики: $L^{(4)} = 1.0605$, $R^{(4)} = 0.8823$, $(\text{tg } \beta)_{\text{max}}^{(4)} = 0.1127$, $|\Delta\alpha_{\text{max}}^{(4)}| = 0.5254^\circ$. При $\lambda = 0.55\text{ мкм}$ ($n_Q = 1.459925$,

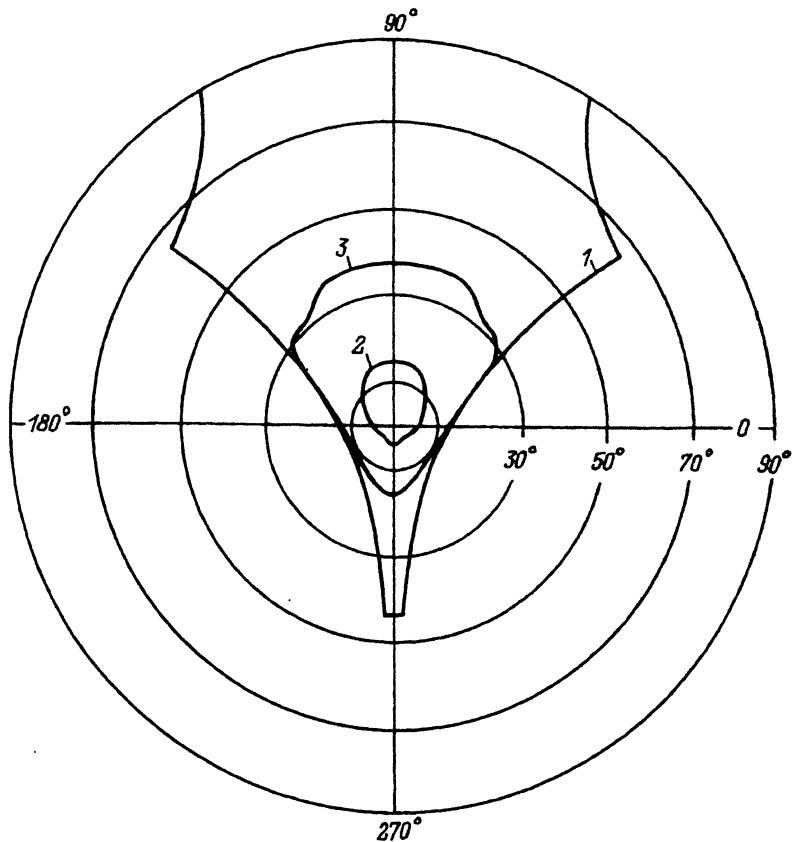


Рис. 5. Индикатриса угловой апертуры оптимизированного отражателя $(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$ типа П-П-Аг при $\lambda = 0.55$ мкм.

$n_{Ag} = 0.055 + 3.32i$ отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$ -типа П-П-Аг имеет следующие оптимальные характеристики $L^{(2)} = 0.7563$, $R^{(2)} = 0.9763$, $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(2)} = 0.0663$, $|(\Delta\alpha)_{\max}^{(2)}| = 0.7168^\circ$. Область допустимых значений углов падения света на фронтальную грань, при которых отражатель сохраняет работоспособность, определяется телесным углом, включающим в себя нормаль к фронтальной грани. Величина телесного угла зависит от максимально допустимого значения эллиптичности выходящего света на границе телесного угла. На рис. 5 кривой 1 представлена диаграмма предельно возможных для работы в режиме возврата излучения углов падения света на фронтальную грань оптимального отражателя $(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$ с серебряной третьей гранью при $\lambda = 0.55$ мкм. Окружности соответствуют углам падения, радиальные линии служат мерой азимутальных углов, отсчитываемых против часовой стрелки от оси $-s$ (рис. 1). Здесь же кривая 2 отвечает предельным значениям телесного угла, при падении света внутри которого отражатель возвращает свет, повернув плоскость его поляризации на 90° , с эллиптичностью, не превышающей значения $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(2)} = 0.1$, а кривая 3 — не

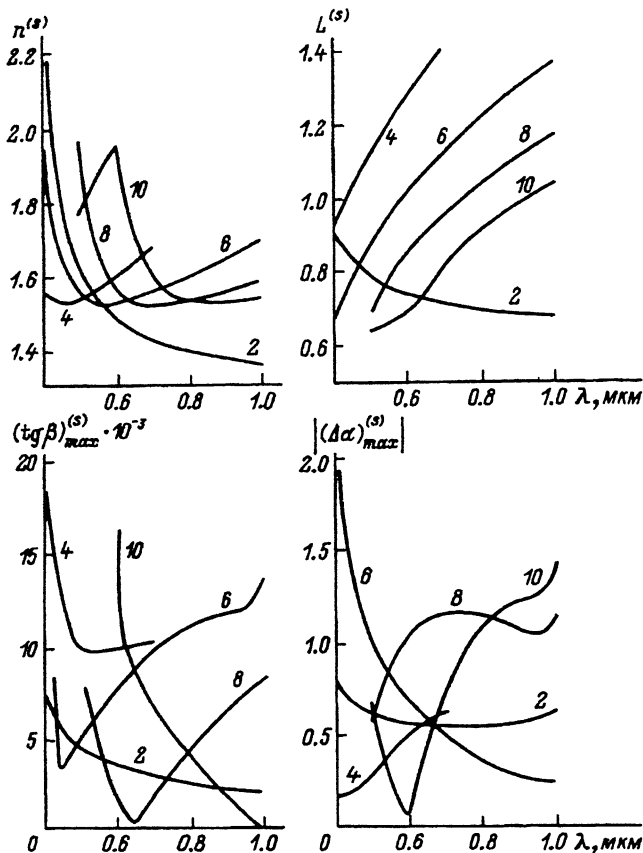


Рис. 6. Зависимости от длины волны λ показателей преломления $n^{(s)}$, соотношений длин боковых ребер $L^{(s)}$, максимальных отклонений азимута от линейной функции $|(\Delta\alpha)_{\max}^{(s)}|$, соответствующих минимуму максимальной эллиптичности $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(s)}$ центральных отраженных пучков частично серебряных отражателей.

превышающей значения $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(2)} = 0.3$. Очевидно, что в первом случае поляризационная развязка не требует юстировки независимо от α_{in} в пределах углов падения $\pm 4^\circ$, во втором — $\pm 11^\circ$. Эллиптичность отраженного излучения, не превышающая значения 0.3, обычно достаточна для надежной идентификации среди помех отраженного сигнала.

Результаты оптимизации отражателей методом скользящего допуска [21] по двум переменным — показателю преломления $n^{(s)}$ и соотношению длин боковых ребер $L^{(s)}$ представлены на рис. 6. Минимизируемой величиной служил параметр $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(s)}$. Учитывалось ограничение — равенство $\alpha_{\text{out}}(\alpha_{\text{in}} = 0) = 90^\circ$. Конструкции оптимальных отражателей характеризуются зависимостями $n^{(s)}(\lambda)$ и $L^{(s)}(\lambda)$. Достижимый уровень оптимизации показан кривыми $(\text{tg } \beta)_{\max}^{(s)}(\lambda)$. Максимальные отклонения зависимости (8) $\alpha_{\text{out}}(\alpha_{\text{in}})$ (при $\alpha^{(s)} = 0$) от линейной функции (5)

характеризуют кривые $|(\Delta\alpha)_{\max}^{(s)}(\lambda)|$. Из рис. 6 видно, что для некоторых длин волн отражатели Ag-Ag-П с $s = 4, 6, 8, 10$ имеют лучшие характеристики $(\operatorname{tg}\beta)_{\max}$ либо $|(\Delta\alpha)_{\max}|$, чем прямоугольный отражатель П-П-Ag. С учетом обоих параметров $(\operatorname{tg}\beta)_{\max}$ и $|(\Delta\alpha)_{\max}|$ поляризационную развязку при возможности произвольного выбора показателя преломления лучше выполнять на основе прямоугольного отражателя П-П-Ag.

Выявленное в работе свойство отражателей возвратного действия ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$) с частичной металлизацией боковых граней поворачивать плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света на 90° независимо от входного азимута поляризации расширяет возможности использования отражателей в оптических приборах и устройствах, а вместе с этим и круг задач, решаемых на новой элементной базе.

Автор признателен Американскому физическому обществу (Meuer Foundation Grant) за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Процко С.В., Титов А.Д. // Изв. вузов. Приборостроение. 1990. Т. 33. № 9. С. 75-80.
- [2] Титов А.Д. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 20-23.
- [3] Титов А.Д. // Измерительная техника. 1992. № 4. С. 14-16.
- [4] Рудницкий А.С. А.С. № 1756847. БИ. 1992. № 31. 170 с.
- [5] Титов А.Д. А.С. № 1766186. БИ. 1992. № 36. 212 с.
- [6] Титов А.Д. А.С. № 1774304. БИ. 1992. № 41. 152 с.
- [7] Процко С.В., Титов А.Д. // ОМП. 1991. № 10. С. 11-16.
- [8] Титов А.Д. // Изв. вузов. Приборостроение. 1991. Т. 34. № 6. С. 66-73.
- [9] Филипович В.А. и др. А.С. № 356619. БИ. 1972. № 32. 137 с.
- [10] Коротяев В.В., Панков Э.Д. // ОМП. 1981. № 1. С. 9-12.
- [11] Денисюк Г.В., Корнеев В.В. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 17. Вып. 10. С. 635-639.
- [12] Аззам Э., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
- [13] Процко С.В., Титов А.Д., Ханюк Б.Ю., Хапалюк А.П. // Изв. вузов. Приборостроение. 1990. Т. 33. № 3. С. 71-76.
- [14] Шерклиф У. Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
- [15] Ламекин П.И. // ОМП. 1988. № 1. С. 14-17.
- [16] Титов А.Д. // ОМП. 1992. № 5. С. 24-28.
- [17] Титов А.Д. // Вестник Белорусского ун-та. Сер. 1. 1991. № 1. С. 15-18.
- [18] Титов А.Д. // Вестник Белорусского ун-та. Сер. 1. 1992. № 1. С. 23-27.
- [19] Титов А.Д. // Вестник Белорусского ун-та. Сер. 1. 1992. № 2. С. 24-28.
- [20] Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 216 с.
- [21] Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. 534 с.