

РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 535.513

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ КАТАДИОПТРИЧЕСКОГО СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО УГЛОВОГО ПОЛЯ

© 2011 г. А. Д. Цветков, доктор техн. наук

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: contact@niiki.ru

Исследованы характеристики лазерного излучения, отраженного от катадиоптрического световозвращателя в зависимости от угла поля зрения при наличии отклонений его геометрических параметров – изменение длины по оси, изменение радиуса отражающей поверхности, децентрировки поверхностей. Расчеты проведены с использованием теории aberrаций третьего порядка и интеграла Френеля–Кирхгофа в приближении Фраунгофера.

Ключевые слова: световозвращатель, сферическая aberrация, лазерное излучение, поле зрения, осевая сила света, дифракция.

Коды OCIS: 050.1940

Поступила в редакцию 06.07.2010

Исследованиям оптических свойств световозвращающих элементов посвящено большое количество работ [1–6]. Наибольшее внимание исследователей привлекают угловые призмные световозвращатели, которые широко используются в лазерной локации, геодезии, дальнометрии. Известны конструкции световозвращателей, выполненные в виде сферических прозрачных тел, так называемых “микрешариков” или “стеклошариков”. Они используются в основном при разработке и изготовлении полотна дорожных покрытий, светоотражающих знаков, указателей и т. д. Существуют идеи создания цилиндрических и сферических световозвращателей, основанные на использовании градиентных сред (линзы Лунеберга) [6].

В настоящей работе представлены результаты исследования нового вида катадиоптрического световозвращателя (КСВ) [7], монолитная конструкция которого включает преломляющую и отражающую поверхность. Ход пучков в КСВ представлен на рис. 1.

Особенностью такого световозвращателя является то, что отражающая и преломляющая поверхности с радиусами кривизны r_1 и $-r_2$

соответственно расположены друг по отношению к другу концентрически, а длина по оси равна фокусному расстоянию F первой преломляющей поверхности. Как видно из рисунка, при изменении угла поля зрения α в широких

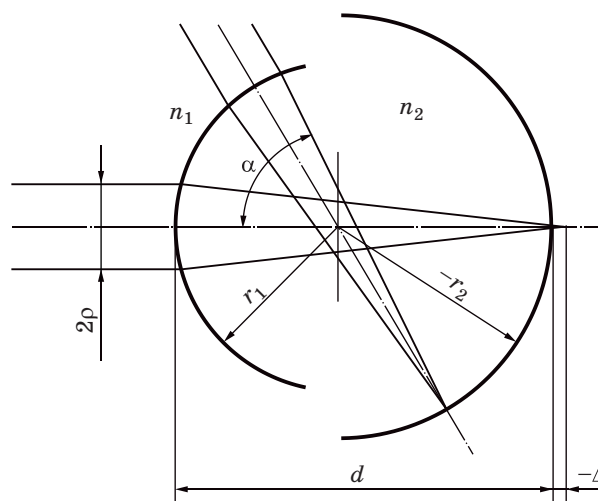


Рис. 1. Оптическая схема КСВ. r_1, r_2 – радиусы кривизны первой и второй поверхностей КСВ, n_1, n_2 – показатели преломления окружающей среды и материала КСВ, α – угол поля зрения КСВ, Δ – изменение длины КСВ, $2r$ – диаметр входного (выходного) пучка.

пределах длина главных лучей КСВ будет постоянной, а следовательно, отражающие свойства его будут неизменны. В случае если длина по оси симметрии d будет отличаться на Δ , или будет взято другое значение радиуса $-r_2$, или обе поверхности будут не центрированы, то осевая сила света отраженного строго назад излучения в зависимости от полевого угла будет меняться. Это происходит по двум причинам. Во-первых, нарушение concentричности поверхностей приводит к уходу по углу отраженного пучка излучения по отношению к падающему, во-вторых, изменяется длина заднего отрезка от точки фокусировки до выходной поверхности КСВ, что вызывает деформацию волнового фронта. Перед рассмотрением перечисленных случаев опишем метод расчета характеристик отраженного излучения.

Пучок света, дважды преломляясь и один раз отражаясь на сферических поверхностях, приобретает сферическую аберрацию. В методике расчета аберраций 3-го порядка [4] это выражается в величине коэффициента $S_1 = P_1 h_1 + P_2 h_2 + P_3 h_3$. Так как при отражении в области фокусировки $P_2 \approx 0$, $h_2 \approx 0$, а $h_1 = h_3 = 1$, то расчет аберраций в параллельных пучках при угловом увеличении оптической системы $\Gamma = 1$ в конечном счете дает $S_1 = 2P_1$. Просчитывая величину P_1 по формулам аберраций 3-го порядка, получим

$$S_1 = 2n_2/(n_2 - 1)^2 1/F^3, \quad (1)$$

$$F = n_2 r_1 / (n_2 - 1).$$

Волновую аберрацию представим в виде

$$L = \xi y^2 / 2F^2 + S_1 y^4 / 8n_2, \quad (2)$$

где $\xi = 2\Delta$ – изменение положения плоскости фокусировки пучка, прошедшего первую поверхность, относительно гауссовой плоскости за счет смещения Δ второй поверхности вдоль оси пучка.

Для расчета распределения интенсивности излучения при дифракции в дальней зоне отраженного пучка от КСВ используем интеграл Френеля–Кирхгофа в приближении Фраунгофера [8]

$$I(y_2) = C \left| \int_0^{y_0} U(y) y J_0[x(y_2)y] dy \right|^2, \quad (3)$$

где y_2 – координата в плоскости изображения на расстоянии z от КСВ, C – нормировочная постоянная, $U(y)$ – комплексная амплитуда сигнала, $J_0(x(y_2)y)$ – функция Бесселя нулевого порядка, $x(y_2) = ky_2/z$, $k = 2\pi/\lambda$, k – волновое число, λ – длина волны излучения, y_0 – радиус выходного зрачка.

Постоянная C выражается формулой [8]

$$C = 4\pi^2 I_0 / z^2 \lambda^2. \quad (4)$$

Комплексная амплитуда сигнала $U(y)$ с учетом (2) может быть представлена в следующем виде:

$$U(y) = \exp \left[ik \left(\xi \frac{y^2}{2F^2} + S_1 \frac{y^4}{8n_2} \right) \right]. \quad (5)$$

В случае, если главный луч отраженного от КСВ пучка отклоняется от направления падающего пучка на угол γ , то с учетом выражений для C и $U(y)$ формула (3) запишется в виде

$$I(\alpha) = \frac{4\pi^2 I_0}{z^2 \lambda^2} \left| \int_0^{y_0} R \exp \left[ik \left(\xi(\alpha) \frac{y^2}{2F^2} + S_1 \frac{y^4}{8n_2} \right) \right] J[x(y_2 - \gamma(\alpha)z)y] dy \right|^2, \quad (6)$$

где R – коэффициент отражения от второй поверхности, I_0 – интенсивность падающего излучения на КСВ. Во всех расчетах принимаем $R = 1$ и $I_0 = 1$. Результатом расчета является величина осевой силы света $I(\alpha)$, как функция от углового поля зрения α . Осевая сила света – это интенсивность излучения в нулевом максимуме дифракционной картины. Предполагается, что при использовании КСВ приемник и излучатель расположены достаточно далеко от световозвращателя и на входную апертуру приемника па-

дает только малая центральная часть отраженного излучения с почти постоянной интенсивностью.

Переходим к расчету углов отклонения при изменении параметров КСВ. На рис. 2 изображен ход главных лучей падающих и отраженных пучков излучения. На рис. 2а длина по геометрической оси сохраняется, а радиус кривизны изменяется на величину $\Delta r = r_2 - r_3$. На рис. 2б радиус кривизны r_2 сохраняется, но поверхность перемещена вдоль геометриче-

ской оси на величину h . Все углы, за исключением угла α , малы, поэтому в расчетах значения синусов углов заменены на значения самих углов, а косинусы углов равны 1. Поскольку расчеты в обоих случаях аналогичны, то приведем вывод только для случая “а”.

Пусть главный луч пучка падает на сферическую поверхность радиуса r_1 и проходит через ее центр кривизны – точку O . Радиус исходной отражающей поверхности – r_2 , а длина КСВ является суммой радиусов кривизны. При изменении радиуса r_2 на некоторую величину Δr получаем радиус $r_3 = r_2 - \Delta r$. Угол отражения

$$2\beta = 2(r_2 - r_3)/r_2 \sin \alpha, \quad (7)$$

$$t = (r_2 - r_3) \cos \alpha + r_2. \quad (8)$$

Угол u равен

$$u = 2\beta t / r_1. \quad (9)$$

Поскольку

$$u' = un_2, \quad \Delta u = (n_2 - n_1)u \quad \text{и} \quad \gamma_1 = 2\beta - \Delta u \quad (10)$$

получаем угол отклонения главного луча γ_1 как функцию пологового угла α

$$\gamma_1(\alpha) = 2(r_2 - r_3) \sin(\alpha) / r_2 [1 - (n_2 - n_1) / r_1] \times \\ \times [(r_2 - r_3) \cos(\alpha) + r_2], \quad (11)$$

$$\xi_1(\alpha) = 2(r_2 - r_3) [1 - \cos(\alpha)]. \quad (12)$$

Формулы для случая “б” выглядят следующим образом:

$$\gamma_2(\alpha) = 2h \sin(\alpha) / [r_2 + h \cos(\alpha)] \times \\ \times \{1 - [h \cos(\alpha) - r_2](n_2 - n_1) / r_1\}, \quad (13)$$

$$\xi_2(\alpha) = 2h \cos(\alpha). \quad (14)$$

На основании полученных формул (6) и (11–14) произведем расчет дифракции лазерного излучения в зависимости от угла α с учетом смещения дифракционной картины относительно оси падающего излучения на световозвращатель и изменения его распределения по интенсивности на заданном расстоянии из-за наличия дополнительной волновой деформации выходного пучка. Исходные данные для расчета следующие: $n_1 = 1$, $n_2 = 1,519158$, $r_1 = 2,805$ мм, $r_2 = -5,403$ мм, $\lambda = 0,53 \times 10^{-3}$ мм, $y_0 = \rho = 0,8$ мм, $z = 4000$ мм, $\alpha = 0 \dots 0,8$ рад.

На рис. 3 представлен график изменения осевой силы света в дифракционной картине от углового поля зрения α в направлении, обратном

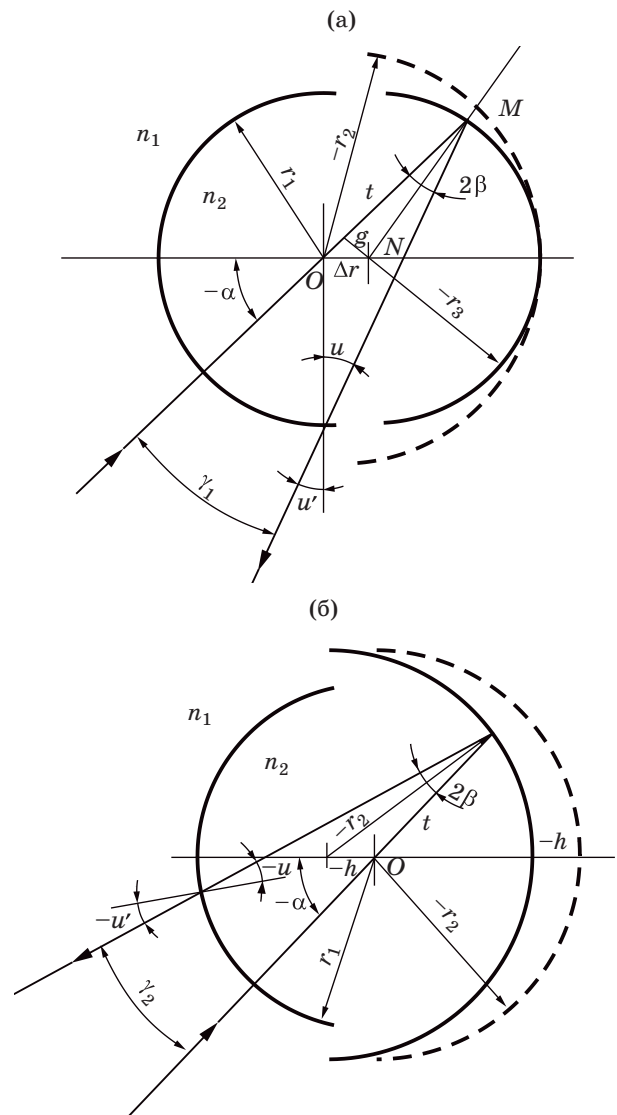


Рис. 2. Изменение параметров КСВ (а – изменение радиуса кривизны $r_2 - r_3 = \Delta r$; б – изменение длины вдоль геометрической оси на величину h).

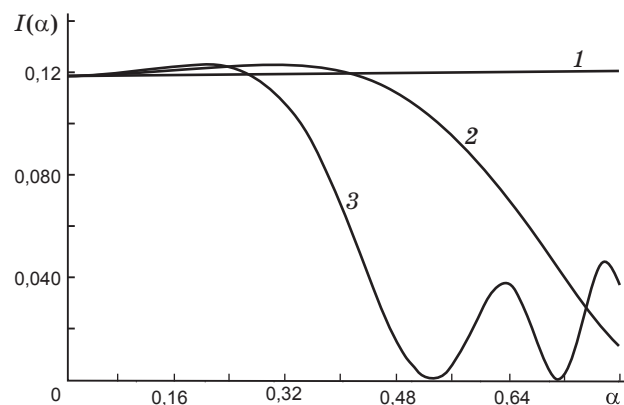


Рис. 3. Изменение осевой силы света в зависимости от углового поля зрения КСВ в дифракционной картине на расстоянии 4000 мм при различных радиусах кривизны r_3 : 1 – 5,40, 2 – 5,30, 3 – 5,20 (исходный радиус $r_2 = -5,403$ мм).

падению излучения для 3-х радиусов кривизны r_3 (1 – 5,40, 2 – 5,30, 3 – 5,20). Радиус кривизны r_3 отличается от радиуса кривизны r_2 на 0,003, 0,103, 0,203 мм. На графике видно, что с увеличением разницы радиусов $\Delta r = r_2 - r_3$ кривая осевой силы света начинает падать, ограничивая тем самым поле зрения световозвращателя. Интересно, что вначале кривые повышают свое значение, а затем начинают снижаться. Это связано с тем, что вблизи вершины дифракционной картины интенсивность изменяется относительно мало, в то время как влияние изменения длины по оси уже существенно. Изначально плоскость фокусировки совпадала с плоскостью Гаусса. На основании этих расчетов представляется возможным определить допустимое изменение радиуса кривизны, при котором интенсивность отраженного излучения изменяется несущественно. В случае, если допустимо уменьшение осевой силы света на 20%, то изменение радиуса кривизны в сторону уменьшения составляет величину не более 0,05 мм, а в сторону увеличения – не более 0,03 мм.

Перейдем к рассмотрению влияния перемещения второй зеркальной поверхности вдоль геометрической оси КСВ на величину h (рис. 2б). На рис. 4 представлены результаты расчета осевой силы света (плотности излучения в максимуме интенсивности дифракционной картины) в зависимости от поля зрения α .

Как видно на графике, заметна сильная зависимость величины отраженного излучения от величины и знака смещения h . При смещении до величины $h = -0,07$ наблюдается быстрый рост отражения, затем при дальнейшем увеличении h – плавное снижение. При этом значительно уменьшается поле зрения: при $h = -0,1$ (кривая 2) угол поля зрения сокращается вдвое. При положительном h кривая практически не зависит от угла α , т. е. влияние на поле зрения отсутствует, но величина отражения $I(\alpha)$ не превосходит значения при $h = 0$ и затем быстро падает почти до нуля.

При изготовлении световозвращателя одним из важных контролируемых параметров является децентрировка C первой преломляющей и задней отражающей поверхностей, которая заключается в несовпадении центров кривизны и оси симметрии световозвращателя (рис. 5). Поэтому важно провести расчет влияния этого параметра на светоотражающие характеристики КСВ и определить на основании этих расчетов допустимую величину децентрировки.

По логике рассуждений этот случай существенно отличается от двух предыдущих, описанных выше, в которых главный луч пучка падал на первую поверхность. В таком случае этот луч обязательно проходил бы через центр кривизны этой поверхности и далее, отражаясь от зеркала, из-за наличия децентрировки уходил бы в сторону от направления падения. Расчеты показывают, что изображение пятна на экране смещалось бы уже на половину нулевого дифракционного максимума при наличии децентрировки поверхностей на величину $C = 10^{-4}$ мм. Ни о каком строгом световозвращении говорить в этом случае не приходится. Для анализа работы КСВ используем несколько иной ход рассуждений.

На рис. 5 изображена схема хода главных лучей в световозвращателе при наличии де-

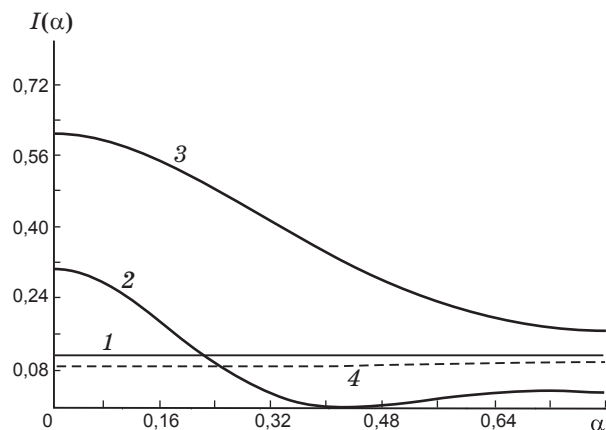


Рис. 4. График зависимостей осевой силы света отраженного от КСВ излучения от угла α падения для различного смещения по оси зеркальной сферической поверхности (1 – $h = 0$, 2 – $h = -0,1$, 3 – $h = -0,7$, 4 – $h = +0,01$).

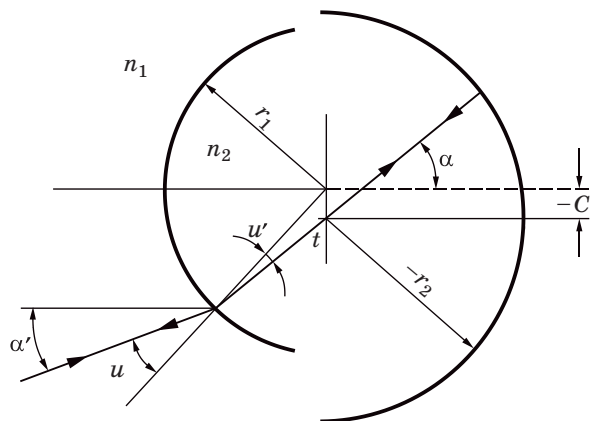


Рис. 5. Ход главных лучей в КСВ при наличии децентрировки.

центрировки C . Представим, что излучение исходит от центра кривизны второй поверхности, затем отражается от нее и, преломляясь на первой поверхности, выходит из световозвращателя. При этом угол выходящего луча по отношению к оси определяется формулой

$$\alpha' = \alpha + C(n_1 - n_2) \cos\alpha / (r_1 - C \sin\alpha). \quad (15)$$

Различие углов α' и α довольно мало и при децентрировке $C = 0,02$ мм составляет около $10'$. На угловой уход отраженных лучей от направления падающих главных лучей эта разница углов не влияет.

Основываясь на принципе обратимости световых пучков в оптических системах, можно утверждать, что поток излучения, падая на световозвращатель с децентрированными поверхностями, частично всегда будет возвращаться строго в обратном направлении, то есть при любых углах α (или α') угол отклонения $\gamma = 0$.

Длина по оси КСВ при изменении угла α будет изменяться, причем это изменение зависит от знака угла α . При этом $\xi(\alpha)$ равна

$$\xi(\alpha) = 2C \sin(\alpha). \quad (16)$$

Рассчитаем осевую силу света отраженного излучения при наличии различной децентрировки сферических поверхностей в КСВ при изменении углового поля, используя формулу (6). На рис. 6 обозначено: $I(\alpha)$ – осевая сила света, α – угол падения главного луча в точке на сферической поверхности, после которой луч проходит через центр второй поверхности. Цифрами обозначены кривые, полученные при различных значениях децентрировки (см. подписи на рис. 6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Садовников М.А., Соколов А.Л., Шаргородский В.Д. Анализ эквивалентной поверхности рассеяния уголкового отражателя с различным покрытием граней // Успехи современной радиоэлектроники. 2009. № 8. С. 55–62.
2. Ильинский Р.Е. Распределение потока излучения, формируемое световым пучком, отраженным от световозвращателя // Прикладная физика. 2007. № 3. С. 18–24.
3. Craeye C., Sobieski P., Robin E., Guissard V.S. Angular errors in trihedrals used for radar calibrations // Int. J. Remote Sensing. 1997. V. 18. № 12. P. 2683–2689.
4. Смирнов А.П. Оценка мер эффективной площади рассеяния типа трехгранных уголкового отражателя // Измерительная техника. 1996. № 10. С. 45–48.
5. Ритынь Н.Э. Оптические свойства уголкового отражателя // ОМП. 1967. № 4. С. 1–5.
6. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Советское радио, 1975. 148 с.
7. Медведков И.А., Потапова Н.И., Цветков А.Д., Шкатов О.Ю. Световозвращающий элемент для моделирования отражательных характеристик светового, в том числе лазерного излучения // Патент России. № 2349940. 2009.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 856 с.

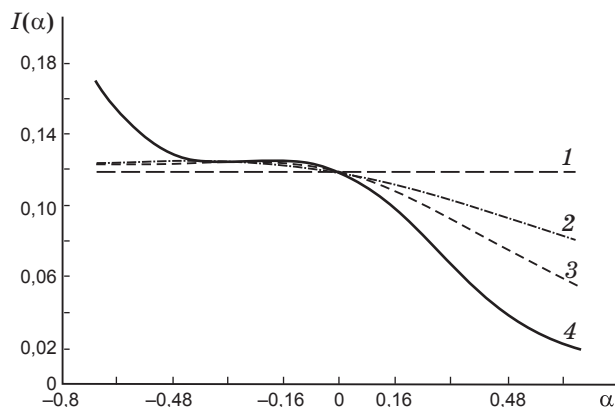


Рис. 6. Зависимости осевой силы света при обратном отражении от КСВ при различной децентрировке для угловых полей $-0,8 \dots + 0,8$ рад. (1 – 0 мм, 2 – 0,02 мм, 3 – 0,03 мм, 4 – 0,05 мм).

Как видно на графике, при отсутствии децентрировки (кривая 1) $I(\alpha)$ не меняет своего значения при изменении поля зрения. При наличии децентрировки и с ее увеличением (кривые 2–4) полевая характеристика отражения по полю становится неоднородной – при положительных значениях углов α осевая сила света быстро убывает, при отрицательных – или растет, или остается неизменной. При децентрировке $C = 0,05$ мм (кривая 4) отношение осевой силы света на краях поля зрения достигает почти девятикратного значения.

Приведенные в статье результаты исследований влияния параметров КСВ на его полевые характеристики позволяют при разработке, проектировании и изготовлении оптимизировать конструкцию световозвращателей с точки зрения максимального отражения.