

06.3

ПРИЗМЕННЫЕ УГОЛКОВЫЕ ОТРАЖАТЕЛИ

С.В. Процко, А.Д. Титов

Угловые отражатели, выполненные в виде тетраэдрических призм, три двугранных угла которых прямые, являются базовой частью целого ряда оптических приборов, лазеров и локационных систем [1-3]. Даже при идеально-точном изготовлении двугранных углов между отражающими гранями картина дифракции Фраунгофера на таких отражателях отличается от классического распределения энергии (картины Эйри) [4]. В случае полного внутреннего отражения (ПВО) осевая сила света (интенсивность в центре дифракционной картины) уменьшается примерно в три раза по сравнению с уровнем, характерным для дифракционно-ограниченного отверстия. Это приводит к существенному уменьшению дальности действия локационных систем, увеличению расходимости лазерного излучения или понижению четкости изображения светящейся точки. Для устранения мелкоструктурности изображения у большинства используемых в настоящее время отражателей грани металлизуют [5]. Однако это снижает эффективность их действия из-за больших потерь энергии падающей волны при отражении.

В настоящем сообщении показано, что расходимость отраженного излучения, близкую к дифракционной, т.е. к минимально возможной для безабберационных систем, можно достигнуть в режиме ПВО при использовании в оптических приборах новых типов призмных угловых отражателей в форме трехгранных углов, двугранные углы которых равны $(\pi/2, \pi/2, \pi/S)$, где S - целые четные числа. Прямоугольный угловый отражатель является частным случаем этого семейства отражателей при $S=2$.

Волна, падающая на отражатель $(\pi/2, \pi/2, \pi/S)$ (рис. 1), может распространяться в нем $2S+2$ возможными способами, отличающимися порядком переотражения от граней, и выходит из него после $S+1$ отражения в направлении, обратном исходному [6]. При полностью освещенной входной грани все способы реализуются одновременно и выходное излучение представляет собой суперпозицию $2S+2$ парциальных волн, распространяющихся коллинеарно друг другу.

Совокупность точек входа и выхода излучения из отражателя образует его рабочую апертуру. Анализ хода геометрических лучей света показывает, что в каждом отражателе сопряженные точки пространства предметов и изображений связаны одинаковой функциональной зависимостью. Они зеркально-симметричны относительно вершины отражателя точки O . Это приводит к одинаковому для всех отражателей принципу формирования выходной апертуры, т.е. такому же, как и для прямоугольного отражателя. В результате выходная апертура по форме представляет собой фигуру, образованную общей

частью пересечения контура фронтальной грани и ее зеркально-симметричного изображения относительно точки входа центрального луча в отражатель. На рис. 1 апертура выделена толстой линией.

Каждой из $2s + 2$ волн, выходящих из отражателя, соответствует сектор выходной апертуры. Границы этих секторов однозначно совпадают с проекциями в направлении оси визирования на фронтальную грань ребер отражателя и их зеркальными изображениями в гранях.

Если в системе координат xy , лежащей в плоскости входного луча, контур входной грани ABC определен функцией $r(\varphi)$, где φ - азимутальный угол, то контур, ему зеркально-симметричный, задан функцией $r(\varphi + \pi)$ и соответственно контур выходной апертуры - функцией $R(\varphi) = \min[r(\varphi), r(\varphi + \pi)]$. Используя этот подход, площадь рабочей апертуры отражателя, либо площадь ее сектора, лежащего в интервале углов (φ_1, φ_2) , легко получить интегрированием

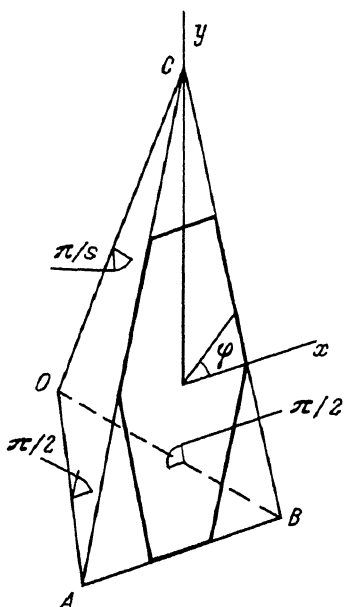


Рис. 1.

$$S = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} R(\varphi) d\varphi. \quad (1)$$

В рассматриваемых отражателях минимальный показатель преломления, при котором реализуются условия ПВО, определяется по формуле

$$n_s^{min} = \sqrt{1 + \cos^2(\pi/2s)}. \quad (2)$$

При этом исходная волна падает в направлении, образующим равные углы с ребрами OA , OB и OC отражателя. Это следует из анализа отражения волн на гранях. Фронтальная грань, ориентированная нормально данному направлению, являющемуся главной оптической осью отражателя, представляет собой равнобедренный треугольник (при $s=2$ - равносторонний), опирающийся на боковые ребра равной длины. Из (2) следует, что наименьший показатель преломления реализуется при $s=2$ ($n_2^{min}=1.2247$). С ростом s n_s^{min} возрастает ($n_4^{min}=1.3615$, $n_6^{min}=1.3903$, $n_8^{min}=1.4007$, ..., $n_{20}^{min}=1.4120$), стремясь к $\sqrt{2}$. Поэтому все анализируемые призмные отражатели могут изготавливаться из большинства стекол, используемых в оптическом приборостроении.

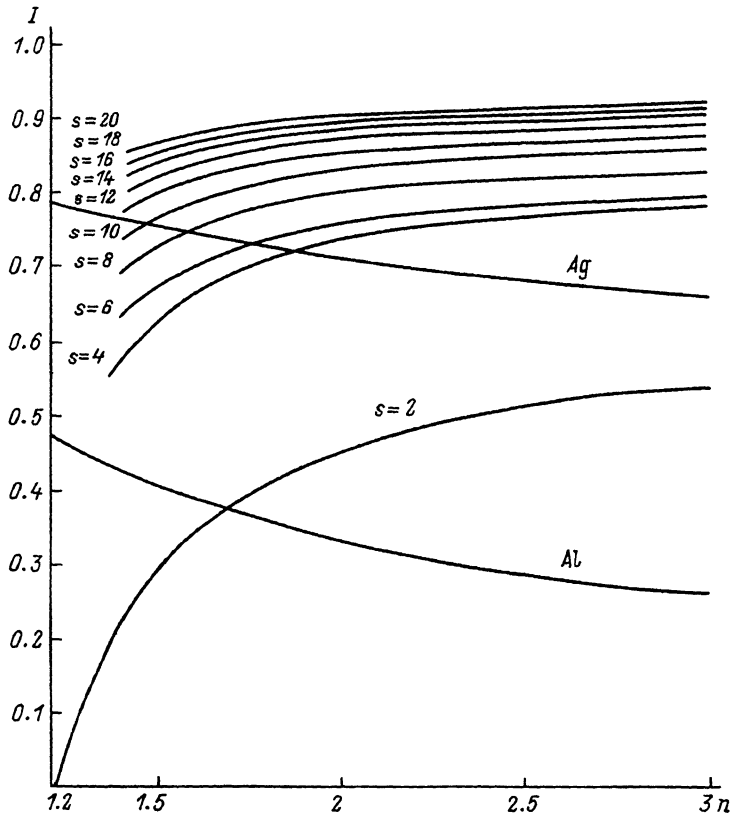


Рис. 2.

При ПВО происходит изменение амплитудно-фазовых характеристик отраженной волны. Эти изменения зависят от последовательности переотражения волн от граней. Поэтому сектора апертуры отражателя выступают как отдельные оптические элементы, формирующие волны с различными поляризационными состояниями. Для определения комплексных амплитуд поля в плоскости выходного зрачка отражателя использовался матричный метод Джонса. Расчеты показывают, что парциальные волны в общем случае поляризованы эллиптически. Действие отражателя в создании поля в дальней зоне обусловлено интерференцией $2S + 2$ отраженных пучков. В соответствии с интегралом, описывающим дифракцию Фраунгофера, интенсивность в центре дифракционной картины определяется выражением

$$I = \left| \sum_{i=1}^{2s+2} \frac{S_i}{S_0} E_{ix} \right|^2 + \left| \sum_{i=1}^{2s+2} \frac{S_i}{S_0} E_{iy} \right|^2, \quad (3)$$

где E_{ix} , E_{iy} - ортогональные компоненты вектора Джонса волны, выходящий из i -го сектора апертуры, S_i - площадь i -го сектора апертуры, S_0 - площадь всей апертуры отражателя. При записи (3) использована нормировка, согласно которой $I=1$, если дифракция происходит на отверстии равновеликой площади S_0 .

Зависимость осевой силы света отражателей от показателя преломления, определяющая расходимость отраженного излучения, показана на рис. 2. Вид этих кривых не зависит от азимута поляризации входного линейно-поляризованного света. Поскольку случай нарушения ПВО не рассматривается, зависимости $I(n)$ начинаются в точках (2). При $n=n_S^{min}$ интерференция отраженных лучков приводит к тому, что центральный керн в дифракционной картине будет отсутствовать ($I=0$) только для $S=2$. Значения I с ростом монотонно увеличиваются. При этом отражатели с большим S при данном n имеют более высокие значения I . Здесь же на рисунке приведены для сравнения зависимости $I(n)$ прямоугольного уголкового отражателя с металлизированными гранями ($\lambda=5893 \text{ \AA}$; серебро $n=0.2$, $\mathcal{K}=3.44$; алюминий $n=1.44$, $\mathcal{K}=5.23$ [7]). Как видно из рисунка, призменные отражатели с $s \geq 4$ и $s \geq 12$ во всем диапазоне работы характеризуются значениями I большими, чем отражатели металлизированные, соответственно, алюминием или серебром. При $n=1.5$, например, величины I соотносятся, как

$$I_0 : I_{20} : I_{10} : I_{Ag} : I_g : I_6 : I_4 : I_{Al} : I_2 = \\ = 1 : 0.87 : 0.76 : 0.75 : 0.72 : 0.67 : 0.63 : 0.41 : 0.29, \quad (4)$$

где $I_0=1$ отвечает случаю безаббарационного отверстия.

Таким образом, уже в отражателе ПВО с $S=4$ по сравнению с $S=2$ осевая сила света возрастает примерно в два раза, а при $S=20$ примерно в три раза. Отражатели ($\mathcal{K}/2$, $\mathcal{K}/2$, \mathcal{K}/S) при определенных значениях n и S формируют отраженное излучение с большей концентрацией энергии в направлении главной оптической оси, чем металлизированные отражатели. Расходимость отраженного излучения уменьшается с ростом S , приближаясь к дифракционной. Эффект повышения осевой силы света обусловлен уменьшением амплитудно-фазовых искажений в волнах, прошедших различными путями через уголкового отражателя ($\mathcal{K}/2$, $\mathcal{K}/2$, \mathcal{K}/S) с большим числом внутренних отражений при данном выборе оси визирования, а также уменьшением доли вклада (т.е. S_i/S_0) в суммарную отраженную волну тех волн, которые имеют наибольшие волновые деформации.

Предложенные призменные отражатели ($\mathcal{K}/2$, $\mathcal{K}/2$, \mathcal{K}/S), работающие в режиме ПВО, существенным образом расширяют элементную базу оптических и оптикоэлектронных систем, а вместе с этим и круг задач, решаемых на новой элементной базе.

- [1] Chang R.F., Currie D.G., Alley C.O., Pittman M.E. // JOSA. 1971. V. 61. N 4. P. 431-438.
- [2] Багдасаров З.Е., Вирник Я.З., Воротилин С.П., Герасимов В.Б., Заика В.М., Захаров В.М., Казанский В.М., Калинин Ю.А., Орлов В.К., Пискунов А.К., Сагалович А.Я., Сучков А.Ф., Устинов Н.Д. // Квантовая электроника, 1981. Т. 8. № 11. С. 2397-2407.
- [3] Ханох Б.Ю. Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах. Минск: БГУ, 1982. 160 с.
- [4] Денисюк Г.В., Корнеев В.И. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 10. С. 635-639.
- [5] Денисюк Г.В., Корнеев В.И. // Оптико-механическая промышленность, 1982. № 12. С. 1-2.
- [6] Процко С.В., Хапалюк А.П. // Докл. АН БССР. 1982. Т. 26. № 9. С. 797-800.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 576 С.

Поступило в Редакцию
5 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21

12 ноября 1989 г.

02; 03; 07

МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ
ПЕРЕД ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ
ПРОБОЕ СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В.В. Аполлонов, С.И. Державин,
Д.А. Нораев, А.А. Сироткин

В [1-2] было показано, что при накачке в условиях оптического пробоя (ОП) смеси инертных газов He : Xe наблюдаются два импульса генерации. Первый возникает непосредственно во время воздействия импульса излучения CO₂-лазера, второй - в послесвечении плазмы ОП. Там же было зарегистрировано образование возбужденных атомов He и Xe ($N_{\alpha} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$) перед фронтом ударной волны (УВ). Генерация в послесвечении совпадала по времени с приходом УВ в область каустики резонатора He : Xe - лазера. Эксперименты показали, что формирование инверсии в этом случае было связано с активизацией плазмохимических реакций в УВ. Образование возбужденных атомов и возникновение первого