

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудкова К. В., Кудрявцева А. Г., Щербакова И. Л. — ОМП, 1980, vol. 47, № 4, с. 32.
2. Sumomogi T., Kuwahara K. — Thin Solid Films, 1981, vol. 79, № 1, p. 91.
3. Hoffman R. A., Lange W. J., Choyle W. J. — Appl. Opt., 1975, 14, № 8, p. 1803.
4. Алгоритмы и программы для численного решения некоторых задач эллипсометрии/Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1980.
5. Roberts S. — Phys. Rev., 1960, vol. 118, p. 1509; Otter M. — Z. Physik, 1961, Bd 161, p. 163.
6. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1958.
7. Cox J. T., Hass G., Ramsey J. B. — J. Phys. (Paris), 1964, vol. 25, p. 250; Физика тонких пленок/Под ред. Хааса и Туна, 1967, т. 2, с. 309.
8. Eriksson T. S., Hjortsberg A., Niklasson G. A., Grangvist C. G. M.: Мир, Appl. Optics, 1981, vol. 20, № 15, p. 2742.
9. Baumeister P. W., Borak G., Stenland L. — В кн.: Optical Instruments and Techniques, Oriel Press, London, 1970, p. 147.
10. Elordal L. E. 1972—09—25, Institute of Optical Research, Stockholm.
11. Якобсон К. — В кн.: Физика тонких пленок/Под ред. Г. Хасса, М. Франкомба, Р. Гофмана, М.: Мир, 1978.
12. Друмметер Л. Ф., Хасс Г. — В кн.: Физика тонких пленок/Под ред. Хасса и Р. Э. Туна. М.: Мир, 1967, с. 293.
13. Чистый И. Л., Горохова Л. Н. Поверхность. Физика, химия, механика, 1986, № 1, с. 100.

Поступила в редакцию 24.01.86.

УДК 621.381.82

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГИРОТРОПНОЙ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПЛАСТИНКИ В КАЧЕСТВЕ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОЙ

М. И. ШРИБАК

В последнее время широкое распространение получают оптические устройства воспроизведения с отражающих носителей информации, например, лазерные звуковые и видеопроекторы [1]. Разделение считывающего лазерного луча, падающего на носитель информации, и отраженного промодулированного луча в этих устройствах осуществляется поляризационным способом с помощью четвертьволновой пластинки. При массовом производстве устройств воспроизведения информации необходима дешевая четвертьволновая пластинка. Такой является пластинка из кварца, просвечиваемая наклонным пучком света. В данной работе рассмотрены оптические свойства этой пластинки. Проанализированы возможности ее использования в различной спектральной области для поляризационного разделения прямого и обратного пучков, а также в циркулярных поляри-

матрица гиrotропной двулучепреломляющей пластинки — $M(\delta, \sigma)$:

$$M(\delta, \sigma) = \begin{pmatrix} \frac{e^{i\delta} + \sigma^2}{1 + \sigma^2} & -\frac{i\sigma(e^{i\delta} - 1)}{1 + \sigma^2} \\ \frac{i\sigma(e^{i\delta} - 1)}{1 + \sigma^2} & \frac{1 + e^{i\delta}\sigma^2}{1 + \sigma^2} \end{pmatrix}$$

где σ — эллиптичность собственных волн в пластинке, δ — фазовый сдвиг между этими волнами. Для плоскопараллельной пластинки, вырезанной перпендикулярно оптической оси из гиrotропного одноосного кристалла, δ и σ связаны следующими зависимостями с углом падения φ :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} dn_0 \times \frac{\sqrt{\left(\frac{n_e^2 - n_0^2}{2n_e^2 n_0^2} \sin^2 \varphi\right)^2 + (n_0^2 G_{33} + (G_{11} - G_{33}) \sin^2 \varphi)^2}}{\sqrt{1 - \frac{n_0^2 + n_e^2}{2n_e^2 n_0^2} \sin^2 \varphi}}$$

$$\sigma = \frac{G_{33} n_0^2 + (G_{11} - G_{33}) \sin^2 \varphi}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2 n_0^2} \sin^2 \varphi\right)^2 + (G_{33} n_0^2 + (G_{11} - G_{33}) \sin^2 \varphi)^2} - \frac{1}{2} \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2 n_0^2} \sin^2 \varphi}$$

заторах и в качестве компенсатора. Определены допуски на точность установки такой пластинки и апертуру пучка.

Для расчета использовался матричный метод Джонса [2]. Причем матрица поворота системы координат на угол Ψ обозначена $S(\Psi)$:

$$S(\Psi) = \begin{pmatrix} \cos \Psi & \sin \Psi \\ -\sin \Psi & \cos \Psi \end{pmatrix}$$

матрица отражения света — R :

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

где λ — длина волны света в вакууме, d — толщина пластинки, n_0, n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, G_{11}, G_{33} — компоненты гиrotропного тензора в кристаллофизической системе координат.

Поляризационное разделение считывающего луча и отраженного луча, промодулированного информацией, в оптических устройствах воспроизведения информации осуществляется системой из поляризационного светоделителя и четвертьволновой пластинки. В качестве четвертьволновой используем пластинку, вырезанную перпендикулярно оптической оси из гиrotропного одноосного кристалла. Рассмотрим изменение поляризации

луча при прохождении поляризационного светоделителя, гиротропной двулучепреломляющей пластинки, зеркала и обратно через эту пластинку. Угол падения луча на пластинку равен φ . На зеркало луч падает перпендикулярно. Ось X параллельна плоскости поляризации света, пропускаемого поляризационным светоделителем, ось Y перпендикулярна ей. Угол между плоскостью падения луча на пластинку и осью $X-\Psi$ (азимут поляризации). Вектор Джонса луча $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ после прохождения этой системы запишется в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = S(\Psi) M(\delta, \sigma) S(-\Psi) RS(-\Psi) M(\delta, \sigma) S_0(\Psi) \begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix},$$

где $\begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix}$ — исходный вектор Джонса луча. После перемножения матриц получим, что эффективность поляризационного разделения η равна:

$$\eta = \frac{E_y (E_y)^*}{E E^*} = 4 \left(\frac{1 - \sigma^2}{1 + \sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2 \times \left[1 - \left(\frac{1 - \sigma^2}{1 + \sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2 \right] \sin^2 \times \left[2\Psi + \arcsin \left(\frac{2\sigma \sin \frac{\delta}{2}}{(1 + \sigma^2) \sqrt{1 - \left(\frac{1 - \sigma^2}{1 + \sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2}} \right) \right]. \quad (1)$$

Для анализа шумов устройств оптического воспроизведения информации [3] необходима степень разделения по амплитуде k , определяемая как

$$k = \sqrt{\frac{E_y (E_y)^*}{E_x (E_x)^*}} = \sqrt{\frac{\eta}{1 - \eta}}. \quad (2)$$

На рис. 1 приведены графики зависимостей разных значений k (5; 10; 20; 40; 80; 160;) от φ и Ψ , расчи-

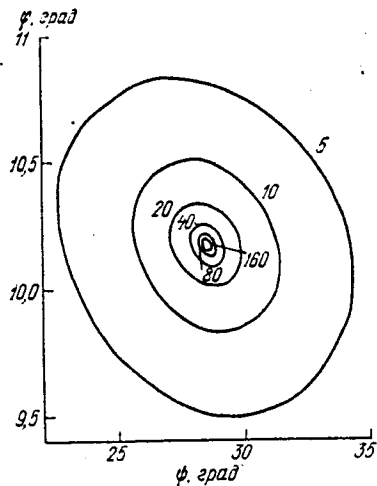


Рис. 1. Зависимость степени разделения по амплитуде k от угла падения φ и азимута поляризации Ψ ($k=5, 10, 20, 40, 80, 160$; $d=1,39$ мм, $\lambda=0,6328$ мкм)

танные для кварцевой пластинки толщиной $d=1,39$ мм и длины волны $\lambda=0,6328$ мкм. Показатели преломления кварца взяты из [4], коэффициенты G_{11}, G_{33} из [5, 6]. Полное разделение ($k=\infty$ или $\eta=1$) для этой пластинки будет при $\varphi=10,17^\circ$, $\Psi=28,35^\circ$. При отклонении угла падения φ от оптимального значения не более чем на $\pm 0,15^\circ$, и азимута поляризации Ψ не более чем на $\pm 1,5^\circ$, степень разделения по амплитуде будет не менее 20, что соответствует энергетической эффективности разделения $\eta=0,998$. Исходя из этого, можно оценить допуск на точность выставления угла падения φ и азимута поляризации Ψ .

Рассмотрим поляризационное разделение неколлимированных пучков. Допустим, что осевой луч пучка падает на пластинку под оптимальным углом φ . Тогда внеосевой луч, падающий на пластинку под углом $\varphi+\omega$, после отражения будет падать под углом $\varphi-\omega$. Таким образом, увеличение δ и уменьшение σ при первом прохождении будет частично скомпенсировано уменьшением δ и увеличением σ при обратном прохождении пластинки. Это приводит к большему допуску на апертуру пучка, чем на точность выставления осевого луча. Вектор Джонса внеосевого луча $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ после прохождения системы запишется в виде

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = S(\Psi) M(\delta_2, \sigma_2) S(-\Psi) RS(-\Psi) M(\delta_1, \sigma_1) S(\Psi) \begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix},$$

где $\begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix}$ — вектор Джонса исходного луча, δ_1, σ_1 — величины фазового сдвига и эллиптичности при угле падения $\varphi+\omega$, δ_2, σ_2 — величины фазового сдвига и эллиптичности при угле падения $\varphi-\omega$.

После перемножения матриц получим, что эффективность поляризационного разделения η равна:

$$\eta = \frac{E_y (E_y)^*}{E E^*} = (a_1 c_2 - a_2 c_1)^2 + [(a_1 b_2 + a_2 b_1) \sin 2\Psi - (b_1 c_2 + b_2 c_1) \cos 2\Psi]^2, \quad (3)$$

где

$$a_j = \cos \frac{\delta_j}{2}, \quad b_j = \frac{1 - \sigma_j^2}{1 + \sigma_j^2} \sin \frac{\delta_j}{2}, \\ c_j = \frac{2\sigma_j}{1 + \sigma_j^2} \sin \frac{\delta_j}{2}, \quad j = 1, 2.$$

На рис. 2 приведен график зависимости от ω степени разделения по амплитуде k , связанной с η формулой

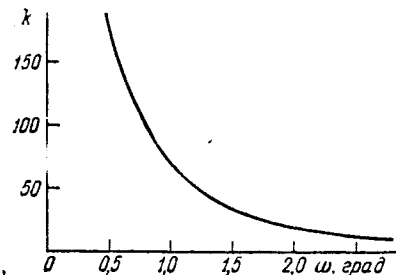


Рис. 2. Зависимость степени разделения по амплитуде k и отклонения луча ω от оптимального угла падения φ ($d=1,39$ мм, $\lambda=0,6328$ мкм, $\Psi=28,35^\circ$, $\varphi=10,17^\circ$)

(2) ($d=1,39$ мм, $\lambda=0,6328$ мкм, $\Psi=28,35^\circ$). Как видно из этого графика, для данной пластинки при ее точной установке допустима апертура пучка $\pm 2^\circ$, так как при этом амплитудная степень разделения луча более 20.

Из формулы (1) вытекает, что полное разделение ($\eta=1$) будет при

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2 &= \frac{1}{2} \\ 2\Psi &= \pm 90^\circ - \arcsin \left(\frac{2\sigma}{1-\sigma^2} \right). \end{aligned} \right. \quad (4)$$

При выполнении этих условий рассматриваемая пластинка будет действовать как четвертьволновая. Из уравнений (4) имеем условие, ограничивающее σ : $\sigma \leq \sqrt{2} - 1 \approx 0,41$.

Поскольку σ определяется величиной угла падения света на пластинку, появляется предел, ограничивающий этот угол, меньше которого он быть не может. Так, для кварца минимальный угол падения равен $7,5^\circ$ ($\lambda=0,6328$ мкм). Это принципиально отличает оптические свойства гиротропных четвертьволновых пластинок от негиротропных. В последних (так как $\sigma=0$) при любом угле падения, кроме $\varphi=0$, можно получить четвертьволновую пластинку соответствующей толщины.

Рассмотрим оптические свойства гиротропной двулучепреломляющей пластинки при однократном прохождении. Пусть система координат повернута относительно исходной на угол α . Тогда в этой системе координат матрица Джонса пластинки \tilde{M} будет иметь вид:

$$\tilde{M} = S(-\alpha) S(-\Psi) M(\delta, \sigma) S(\Psi) S(\alpha) =$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \cos 2(\Psi + \alpha); \\ -\frac{2\delta}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} + i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \sin 2(\Psi + \alpha); \\ \frac{2\sigma}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} + i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \sin 2(\Psi + \alpha); \\ \cos \frac{\delta}{2} - i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \cos 2(\Psi + \alpha) \end{pmatrix} \quad (5)$$

При выполнении условий (4) матрица (5) примет вид:

$$\tilde{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos 2(\alpha + \Psi) - i \sin 2\Psi; \\ \sin 2(\alpha + \Psi) - i \cos 2\Psi; \\ \sin 2(\alpha + \Psi) + i \cos 2\Psi; \\ -\cos 2(\alpha + \Psi) - i \sin 2\Psi \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Если $\alpha=0$, то

$$\tilde{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \exp(-2i\Psi); & -i \exp(2i\Psi) \\ i \exp(-2i\Psi); & -\exp(2i\Psi) \end{pmatrix}.$$

Как видно, в этом случае пластинка линейнополяризованный свет превращает в циркулярнополяризованный, т. е. она работает как циркулярный поляризатор:

$$\tilde{M} \begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-2i\Psi) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix},$$

где $\begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix}$ — вектор Джонса света, падающего на пластинку, $\frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-2i\Psi) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ — вектор Джонса света, выходящего из пластинки.

Определим ограничения на точность установки этой пластинки и апертуру пучка. Подставив в матрицу (5)

значение $\alpha=0$, получим, что данная пластинка превращает свет с исходным вектором Джонса $\begin{pmatrix} E \\ 0 \end{pmatrix}$ в свет с вектором Джонса $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$, где

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \cos 2\Psi \\ \frac{2\sigma}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} + i \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \sin 2\Psi \end{pmatrix} E.$$

Эллиптичность этого света γ [2] будет определяться по формуле

$$\sin 2\gamma = 2 \left(\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2} \times$$

$$\times \sin \left(2\Psi + \arcsin \frac{2\sigma \sin \frac{\delta}{2}}{(1+\sigma^2) \sqrt{1 - \left(\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2} \right)^2}} \right).$$

Как видно, $\sin^2 2\gamma$ равняется эффективности поляризационного разделения луча η (1). Поэтому

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}} = k.$$

Отклонение эллиптичности на 2 от 45° соответствует линии $k=14$ на рис. 1. Таким образом, чтобы эллиптичность света после прохождения пластинки составляла $45^\circ \pm 2^\circ$, необходима точность падения луча $\pm 0,30^\circ$. При этом можно определить допуск и на апертуру пучка.

Если $\alpha=45^\circ$, матрица (6) принимает вид:

$$\tilde{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \sin 2\Psi & \cos 2\Psi \\ -i \cos 2\Psi & \sin 2\Psi \end{pmatrix}.$$

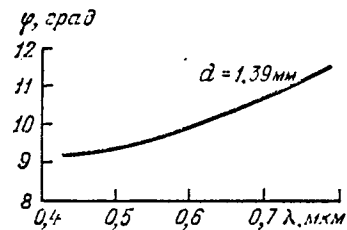


Рис. 3. Зависимость оптимального угла падения φ от длины волны света λ ($d=1,39$ мм)

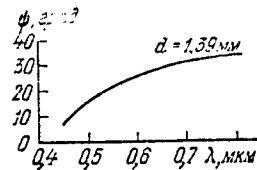


Рис. 4. Зависимость оптимального азимута поляризации Ψ от длины волны света λ ($d=1,39$ мм).

Пластинку с такой матрицей Джонса можно использовать как компенсатор. При этом пластинка эллиптически поляризованный свет с вектором Джонса $\begin{pmatrix} A \\ iB \end{pmatrix}$ превращает в линейно поляризованный. Угол между плоскостью поляризации прошедшего света и плоскостью поляризации компоненты A падающего света χ будет равен:

$$\chi = 90^\circ - 2\psi + \arctg \frac{B}{A} = \arcsin \frac{2s}{\sqrt{1-s^2}} + \arctg \frac{B}{A}.$$

В отличие от обычного компенсатора в данном случае имеется дополнительный член $\arcsin \frac{2s}{\sqrt{1-s^2}}$, связанный с гиротропией.

Оптические свойства пластинки определяются с помощью уравнений (4). Формулы (4) позволяют рассчитать требуемые значения ψ и ϕ для всего спектра пропускания материала. На рис. 3, 4 приведены зависимости от длины волны λ угла падения ϕ и азимута поля-

ризации ψ для пластинки из кварца толщиной $d = 1,39$ мм. Указанным способом можно рассмотреть пластинку другой толщины и из другого материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bowhuis G., Braat J. J. M. — Applied Optics and Optical Engineering, New York, 1983, vol. 9, p. 73—110.
2. Шерклифф У. Поляризованный свет. — М.: Мир, 1965.
3. Коченов В. Н., Шишкина Е. В. Техника средств связи, серия ТРПА, 1979, вып. 2, с. 120—125.
4. Справочник по лазерам/Под ред. Прохорова А. М. М.: Сов. радио, 1980.
5. Константинова А. Ф., Иванов Н. Р., Гречушников Б. Н. — Кристаллография, 1969, т. 14, вып. 2, с. 283—292.
6. Кизель В. А., Красилов Ю. И., Бурков В. И. — УФН, 1974, т. 114, вып. 2, № 10, с. 295—349.

Поступила в редакцию 22.10.85.

УДК: 535.417.2:621.378.3

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛОЖЕНИЯ ОСИ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Е. Ф. ИЩЕНКО, А. В. КАРПИЛЕНКО

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время лазеры нашли широкое применение в различных приборах и устройствах, действие которых основано на фиксировании определенного направления в пространстве. Обычно это направление сопряжено с осью собственных волн оптического резонатора или, другими словами, с осью диаграммы направленности (ОДН) излучения лазера, в связи с чем большое значение имеет изучение пространственной стабильности ОДН. Этому вопросу посвящен ряд работ [1—3], в которых изменение положения ОДН рассматривается как следствие детерминированных возмущений, возмущений оптических элементов резонатора. Однако часто наши представления о факторах, влияющих на изменение оптической структуры резонатора, не позволяют однозначно детерминировать положение ОДН. Если исключить основные регулярные факторы, то оставшаяся часть перемещений ОДН часто носит случайный характер. Это обстоятельство подводит к идее использования методов статистического анализа при рассмотрении стабильности ОДН.

ПОНЯТИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОСЕВОЙ КАУСТИКИ

Рассмотрим произвольный резонатор, образованный рядом оптических элементов. В их число могут быть включены зеркала, призмы, диафрагмы, оптические среды, заполняющие резонатор (в том числе и активная среда) и другие устройства.

Положение ОДН задается расположением преломляющих и отражающих поверхностей, а также распределением оптической плотности сред. Исходная совокупность этих характеристик определяет номинальную структуру резонатора. Пусть случайное возмущение i -го параметра вызывает пропорциональное смещение оси резонаторного пучка в некотором сечении (z) вне резонатора. Тогда коэффициент пропорциональности можно рассматривать как некий передаточный коэффициент $c_i(z)$, определяющий значимость возмущающего фактора. Зададим также статистическую связь различных возмущений матрицей моментов λ_{ij} . При учете всех

возмущений дисперсия смещения оси в рассматриваемом сечении (z) определится как [4]

$$\sigma^2(z) = \sum_{i,j} \lambda_{ij} c_i(z) c_j(z), \quad (1)$$

где λ_{ij} — центральные моменты второго порядка различных возмущений ($\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$).

Пока разбурывающие возмущения резонатора настолько малы, что ОДН совпадает с линией, вдоль которой распространяется самосоглаженный после каждого обхода луч, зависимость $c_i(z)$ линейна:

$$c_i(z) = c_{i0} + c_{i1}z. \quad (2)$$

Коэффициенты зависимости $c_i(z)$ определяются геометрией резонатора и в общем случае могут быть вычислены методами матричной оптики. Как следует из сопоставления (1) и (2), дисперсия колебаний оси в некотором сечении (z) может быть представлена соотношением

$$\sigma^2(z) = A + B(z - z_0)^2, \quad (3)$$

где

$$A = \sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{i0} c_{j0} - \frac{\left(\sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{j0} c_{i1} \right)^2}{\sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{i1} c_{j1}}, \quad (3a)$$

$$B = \sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{i1} c_{j1}, \quad (3b)$$

$$z_0 = - \frac{\sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{j0} c_{i1}}{\sum_{i,j=1}^n \lambda_{ij} c_{i1} c_{j1}}. \quad (3в)$$

Практический интерес представляет среднее квадратичное отклонение положения ОДН:

$$\sigma(z) = \sqrt{A + B(z - z_0)^2}. \quad (4)$$

Выражение (4) описывает гиперболическую образующую поверхности, которую можно назвать статистической осевой каустикой (СОК) собственных волн оптического резонатора. Направляющая СОК может быть произвольной замкнутой кривой. Координате $z = z_0$ соответствует такое сечение СОК, где и дисперсия и