

ВНЕМЕРИДИОНАЛЬНЫЕ АБЕРРАЦИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ

Б. М. Бошняк

Рассмотрены aberrации лучей пространственного пучка точечного предмета при больших углах падения главного луча на сферическую поверхность и выведены аналитические соотношения для них до третьего порядка относительно апертурных углов.

Работа продолжает исследование aberrаций, начатое в [1], и опирается на полученные там результаты. Aberrации определяются до третьего порядка: порядком aberrации считается суммарный показатель степени, с которым входят в соотношения меридиональный и сагиттальный апертурные углы.

Параметрами, характеризующими свойства поверхности, считаем величины углового W и полевого Γ увеличений. Они определяются, согласно [1], для плоского пучка лучей, расположенных в меридиональной плоскости; меридиональная плоскость проводится через главные падающий и преломленный лучи.

Принятые обозначения и рассматриваемое построение показаны на рисунке. Рисунок соответствует случаю преломляющей поверхности, создающей мнимое изображение.

Главные падающий и преломленный лучи, соответствующие предмету A , обозначены AN_0 и $N_0A'_m$. N_0 — есть главная точка поверхности, A'_m — меридиональное изображение предмета. Меридиональное изображение определено для плоского пучка и представляет собой предельное положение точки пересечения главного преломленного луча с апертурным при стремлении соответствующего апертурного угла в пространстве предметов к нулю.

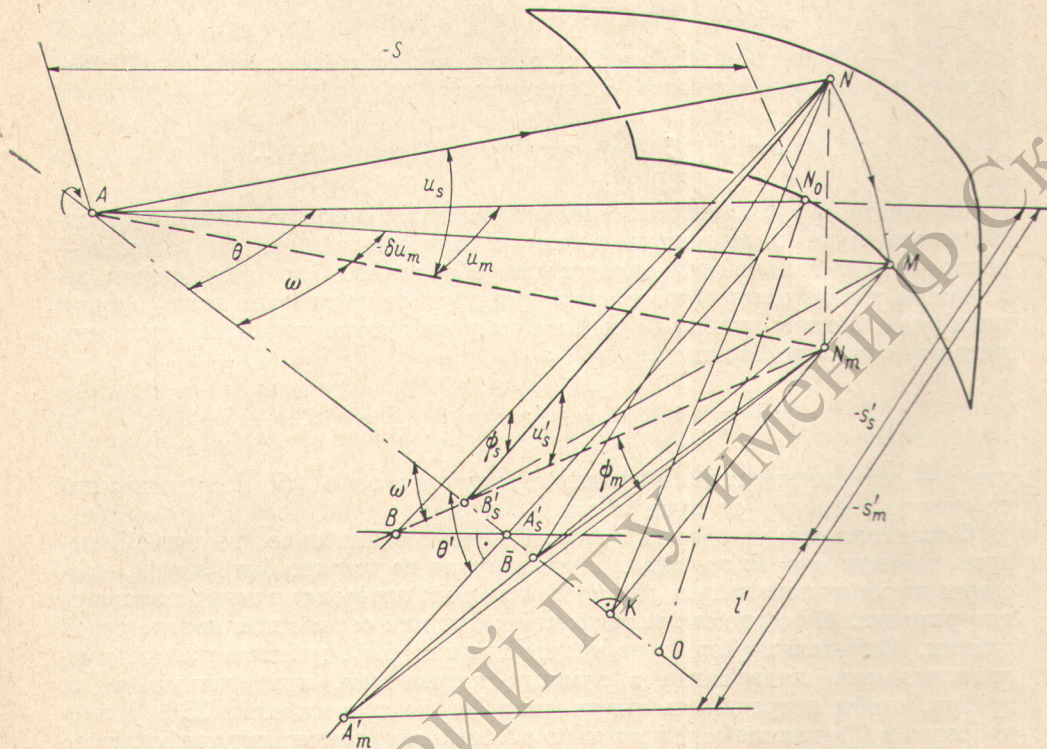
Произвольный луч AN падает на поверхность в точку N , меридиональная проекция которой обозначена N_m . Луч характеризуется меридиональным u_m и сагиттальным u_s апертурными углами. Угол u_m измеряется между главным падающим лучом AN_0 и проекцией AN_m луча AN на меридиональную плоскость, а u_s — между проекцией AN_m и рассматриваемым лучом AN . Углы u_m и u_s вполне аналогичны употребляющимся в сферических координатах, центр системы которых совмещен с предметом A . На рисунке оба угла положительны.

Aberrацию преломленного луча NB'_s определим углами ψ_m и ψ_s , называя их меридиональной и сагиттальной aberrациями. Угол ψ_m представляет собой отклонение проекции $N_mB'_s$ луча NB'_s от направления $N_mA'_m$ из точки N_m на меридиональное изображение A'_m предмета. В случае плоского пучка такое определение меридиональной aberrации ψ_m совпадает с принятым в [1].

Для определения ψ_s проведем диаметр AO поверхности и отметим точку A'_s пересечения прямой AO с главным преломленным лучом $N_0A'_m$. Положение этой точки определяется сагиттальным инвариантом, поэтому

условимся называть ее сагиттальным изображением предмета. Определить ее предельным переходом подобно меридиональному изображению затруднительно, поскольку лишь исключительные пространственные преломленные лучи пересекаются с главным. Поэтому в дальнейшем используется только свойство точки A'_s располагаться на одном диаметре поверхности с предметом: это же свойство следует считать и определением сагиттального изображения.

Восстановим из точки A'_s перпендикуляр $A'_s B$ к главному преломленному лучу $N_0 A'_s$: он представляет собой линию пересечения двух плоскостей — меридиональной и картинной, совмещенной с точкой A'_s . Отметим точку B пересечения перпендикуляра $A'_s B$ с проекцией $N_m B'$,



Ход пространственного луча через поверхность.

преломленного луча NB' . Аберрация ψ_s измеряется в вертикальной плоскости между прямой NB и лучем NB'_s и представляет собой отклонение преломленного луча от направления из точки падения на перпендикуляр $A'_s B$. Углы ψ_m и ψ_s на рисунке положительны.

Таким образом, аберрации определены отклонениями лучей от направлений на идеальные, но разные точки, что является единственным способом избежать трудности, связанные с появлением в зависимостях углов первого порядка. Приведение аберраций к одному положению картинной плоскости не вызывает затруднений, а для случая системы оно может производиться только в окончательном изображении.

Произведем следующее построение. Повернем пространственный луч AN вокруг диаметра AO поверхности, проходящего через предмет, до его совмещения с меридиональной плоскостью. В результате вращения точка N , перемещаясь по параллели радиуса KN , прочертит на поверхности дугу NM и перейдет в положение M . Соединив точки A и M , получим луч AM , расположенный в меридиональной плоскости, который условимся называть опорным. Реального существования этого луча мы не предполагаем. После преломления луч MB'_s , соответствующий падающему опорному (преломленный опорный), пересечет диаметральною прямую AO в точке B'_s .

и из построения и сферической симметрии поверхности ясно, что эта же точка является следом реально преломленного пространственного луча NB'_s на меридиональной плоскости. Это свойство опорных лучей мы и положим в основу определения угловых аберраций.

Определим углы между опорными лучами и проекциями порождающих их пространственных. Они зависят от расположения оси поворота относительно проекций лучей; углы между осью AO и проекциями AN_m и $N_mB'_s$ обозначим ω и ω' соответственно. Оба угла определяются аналогично, поэтому промежуточные выкладки проведем для падающего луча. Применяя теорему косинусов аналитической геометрии для вычисления угла KAN , равного по построению углу KAM , приходим к соотношению

$$\cos(\omega - \delta u_m) = \cos \omega \cos u_s, \quad (1)$$

где δu_m — разность между апертурным углом опорного луча и u_m . Разлагая δu_m в ряд по степеням u_s , получим

$$\delta u_m = -\frac{1}{2} u_s^2 \operatorname{ctg} \omega + \frac{1}{24} \operatorname{ctg} \omega (1 + 3 \operatorname{ctg} \omega) u_s^4 - \dots \quad (2)$$

Величина δu_m численно определяет результат сведения хода пространственного луча к меридиональному и погрешность ее вычисления — основная при дальнейшем определении аберраций. Для нахождения величин до третьего порядка от апертурных углов достаточно взять первый член ряда. Считая ошибку равной второму члену, получим относительную погрешность определения δu_m

$$\varepsilon = \frac{1}{12} |1 + 3 \operatorname{ctg} \omega| u_s^2 \approx \frac{1}{12} |1 + 3 \operatorname{ctg} \Theta| u_s^2, \quad (3)$$

где Θ — угол между главным падающим лучом и осью AO , отсчитываемый по часовой стрелке от луча к оси.

Устанавливаем, что если u_s имеет конечное значение, то ряд (2) непригоден при $\omega = 0$: это значит, что в пучке не должно быть лучей, проекции на меридиональную плоскость которых пересекают центр кривизны поверхности. В частности, метод непригоден для осевой или почти осевой оптики. Определяя угол Θ из треугольника AON_0 , учитывая запись меридионального инварианта в нужных параметрах, приведенную в [1], требуя, чтобы погрешность вычисления δu_m не превосходила 25%, и пренебрегая в (3) единицей сравнительно с $3 \operatorname{ctg} \Theta$, получим оценку наибольшего значения угла u_s , при котором метод еще удовлетворительно сходится

$$u_{s \text{ гр.}}^2 = |\operatorname{tg} \Theta| = \left| \frac{1 - \Gamma}{1 - W} \operatorname{tg} i \right|. \quad (4)$$

Величину $u_{s \text{ гр.}}$ назовем сагиттальной границей апертурных углов.

Производя аналогичные выкладки для преломленного луча, получим соотношения

$$\left. \begin{aligned} \delta u'_m &= -\frac{1}{2} u_s'^2 \operatorname{ctg} \omega', \\ \varepsilon' &\approx \frac{1}{12} |1 + 3 \operatorname{ctg} \Theta'| u_s'^2, \\ u_{s \text{ гр.}}'^2 &= |\operatorname{tg} \Theta'| = \left| \frac{(1 - \Gamma)(W + \Gamma \operatorname{tg}^2 i)}{W - 1 + [\Gamma - 1 + \Gamma(W - \Gamma)] \operatorname{tg}^2 i} \operatorname{tg} i \right|, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где Θ' — угол между главным преломленным лучом и осью AO .

Таким образом, метод, который будет рассматриваться, применим для сильно децентрированных поверхностей — для случая зеркал это соответствует их установке без виньетирования. Для каждого случая работы поверхности существует сагиттальная граница апертурных углов, при превышении которой метод дает плохо сходящиеся или неверные результаты. Погрешность определения аберраций в виде степенного ряда от апер-

турных углов тем меньше, чем больше угол падения главного луча на поверхность.

Может показаться, что сагиттальные границы апертурных углов, определенные соотношениями (4) и (5), определяют область Зейделя применимости классической теории. Однако это не совсем так. Граница разделяет две области, в которых можно построить разные аналитические представления: малых углов и больших апертур (слабая децентрировка) и больших углов и малых апертур (сильная децентрировка). При почти осевой установке поверхности для разных лучей пучка имеют место и тот, и другой случаи и единое аналитическое представление аберраций для всего пучка оказывается невозможным.

Аберрации второго порядка определяются следующими соображениями. При отсутствии меридиональной комы опорный преломленный луч MA'_m должен пересечь меридиональное изображение A'_m . След пространственного луча $N\bar{B}$ совпадет с точкой \bar{B} пересечения прямой MA'_m с осью AO . Соединив точки N_m и \bar{B} , получим проекцию $N_m\bar{B}$ луча $N\bar{B}$. Угол между проекцией $N_m\bar{B}$ и опорным лучом $M\bar{B}$, согласно (5), близок к $(1/2)u_s'^2 \text{ctg } \theta'$, где $u_s' = s/s'_s u_s$. Рассматривая треугольник $A'_m B N_m$ и применяя к нему теорему синусов, находим сагиттальную часть $\psi_{ms}^{(2)}$ меридиональной аберрации

$$\psi_{ms}^{(2)} = -\frac{1}{2} \frac{s^2 l'}{s_s'^2 s_m'} u_s'^2 \text{ctg } \theta', \quad (6)$$

где s'_m и s'_s — задние меридиональный и сагиттальный отрезки, и l' — астигматическая разность ($l' = s'_s - s'_m$).

Вследствие действия меридиональной комы опорный луч не пересечет изображения A'_m , а отклонится от соответствующего направления на угол $\psi_{mm}^{(2)} \sim u_m^2$. Положение следа луча переместится из точки \bar{B} в B'_s , что вызовет отклонение проекции $N_m\bar{B}$ на угол $\bar{B}N_m B'_s$. Углы отклонений луча из точки M и проекции из N_m можно считать равными, поскольку расстояние MN_m между ними второго порядка от u_s , и если их считать совмещенными, ошибка будет не ниже $\sim u_s^4$.

Меридиональная аберрация найдется сложением меридиональной комы, определенной по углу u_m , согласно [1], с сагиттальной составляющей (6)

$$\psi_m^{(2)} = \psi_{ms}^{(2)} + \psi_{mm}^{(2)}. \quad (7)$$

Отрезок s'_m определяется из треугольника $ON_0 A'_s$, где угол θ' приведен в (5), величина s'_m дана в [1], и после преобразований с использованием меридионального инварианта и соотношений

$$\text{tg } i' = \Gamma \text{tg } i, \quad \left(\frac{n'}{n}\right)^2 = \frac{\sin^2 i}{\sin^2 i'} = \frac{1}{\Gamma^2} \frac{\cos^2 i}{\cos^2 i'} = \frac{1}{\Gamma^2} \frac{1 + \Gamma^2 \text{tg}^2 i}{1 + \text{tg}^2 i},$$

приходим к равенствам

$$\left(\frac{s'}{s_s'}\right)^2 = \frac{W + \Gamma \text{tg}^2 i}{(1 + \text{tg}^2 i)(1 + \Gamma^2 \text{tg}^2 i)}, \quad \frac{l'}{s_m'} = \frac{\Gamma W - 1}{W(1 + \Gamma^2 \text{tg}^2 i)} \text{tg}^2 i. \quad (8)$$

Подставляя результаты (8) в (6) и (7), получим меридиональную аберрацию второго порядка

$$\begin{aligned} \psi_m^{(2)} = & -\frac{1}{2} \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} (\Gamma W - 1) \{s(W - 1) u_m^2 + \\ & + [(W - 1) - (1 - \Gamma)(W - \Gamma) \sin^2 i] (u_s \cos i')^2 \text{tg } i. \end{aligned} \quad (9)$$

Сагиттальная составляющая $\psi_{ms}^{(2)}$ обращается в нуль при перпендикулярности главного преломленного луча и прямой AO , меридиональная — при расположении предметной точки на круге Роуланда. Оба случая исключают друг друга. Поэтому, кроме тривиального случая анаберра-

дионной сферы $\Gamma W = 1$ [1], положений предмета, при котором отсутствовали бы aberrации второго порядка, не существует.

Заметим, что имеется простой способ разделить составляющие (7) опытным путем и наблюдать их визуально на экране. Для этого нужно использовать сферическое зеркало при угле падения главного луча $i = 45^\circ$ с единичным увеличением и фокусируя параллельный пучок, совмещая экран с меридиональными изображениями. В первом случае наблюдается часть точной окружности — сагиттальная кома, во втором — прямая вертикальная полоса, распределение освещенности в меридиональном направлении которой типично для aberrации четного порядка.

Отсюда следует, что представление фокальной картины, примыкающей к меридиональному изображению, в виде вертикальной прямой, распространенное в литературе, правильно только для уникальных случаев $\Theta' = \pi/2$. В общем же наблюдается часть окружности или эллипса.

Для определения сагиттальной aberrации второго порядка заметим, что опорный преломленный луч MB'_s , почти пересекая изображение A'_m , составляет с главным в нужном приближении угол Wu_m . След B'_s есть точка пересечения MB'_s с осью AO , наклоненной к главному лучу на угол Θ' , отрезок BB'_s оказывается равным $l'Wu_m \operatorname{ctg} \Theta'$ и aberrация

$$\psi_s^{(2)} = -\frac{sl'}{s_s'^2} Wu_m u_s \operatorname{ctg} \Theta' \quad (10)$$

После определения входящих в (10) величин через основные параметры получим равенство

$$\psi_s^{(2)} = -\frac{1}{2} \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(\frac{\cos i'}{\cos i} \right)^3 (\Gamma W - 1) [(W - 1) - (1 - \Gamma)(W - \Gamma) \sin^2 i] \times \\ \times u_m u_s \sin 2i. \quad (11)$$

Для зеркала $\Gamma = -1$ и aberrации равны

$$\left. \begin{aligned} \psi_m^{(2)} &= -\frac{3}{4} (W^2 - 1) u_m^2 \operatorname{tg} i - \frac{1}{4} [(W^2 - 1) - 2(W + 1)^2 \sin^2 i] u_s^2 \sin 2i, \\ \psi_s^{(2)} &= -\frac{1}{4} [(W^2 - 1) + 2(W + 1)^2 \sin^2 i] u_m u_s \sin 2i, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

и для преломляющей плоскости после подстановки $W = \Gamma$

$$\left. \begin{aligned} \psi_m^{(2)} &= -\frac{1}{2} \Gamma (1 - \Gamma^2) [3u_m^2 + (u_s \cos i')^2] \operatorname{tg} i, \\ \psi_s^{(2)} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\cos i'}{\cos i} \right)^3 \Gamma (1 - \Gamma^2) u_m u_s \sin 2i. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Меридиональная aberrация третьего порядка, так же как и $\psi_m^{(2)}$, складывается из сагиттальной $\psi_{ms}^{(3)}$ и меридиональной $\psi_{mm}^{(3)}$ составляющих

$$\psi_m^{(3)} = \psi_{ms}^{(3)} + \psi_{mm}^{(3)}. \quad (14)$$

Сагиттальная составляющая имеет порядок $u_m u_s^2$ и определяется двумя слагаемыми. Первое представляет собой приращение величины $\psi_{ms}^{(2)}$, определенной (6), обусловленное тем, что все входящие в (6) линейные величины и угол Θ' следует измерять не по главным лучам, а по апертурным, считая, что преломленный опорный луч пересекает изображение A'_m . Второе состоит из приращения меридиональной комы опорного луча, так как ее следует определять не по углу u_m , как это сделано в (9), а по более точному значению угла, равному $u_m + \delta u_m$. Объединяя оба слагаемых, получим

$$\psi_{ms}^{(3)} = \frac{d\psi_{ms}^{(2)}}{du_m} u_m + \frac{\partial \psi_{mm}^{(2)}}{\partial u_m} \delta u_m. \quad (15)$$

Приращения величин, входящих в (6), находятся из рассмотрения геометрии рисунка и определяются соотношениями

$$\frac{ds}{du_m} = s \operatorname{tg} i; \quad \frac{ds'_m}{du_m} = W s'_m \operatorname{tg} i'; \quad \frac{dl'}{du_m} = W l' \operatorname{ctg} \theta;$$

$$s'_s = s'_m + l'; \quad \frac{d\theta'}{du_m} = -W. \quad (16)$$

Величина δu_m определяется из (2), где надо положить $\omega = \theta$. Подставляя (16) и (2) в (15) и (6), учитывая запись меридиональной комы в [1] и переходя к основным параметрам, приходим к результату

$$\psi_{ms}^{(3)} = \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{(1-\Gamma)^2} \left(\frac{\cos i'}{\cos i} \right)^4 (\Gamma W - 1) [(W - 1)^2 + A_2 \sin^2 i +$$

$$+ A_4 \sin^4 i + A_6 \sin^6 i] u_m u_s^2, \quad (17)$$

где

$$A_2 = 2(\Gamma^2 + \Gamma - 1) + W(-5\Gamma^2 - \Gamma + 2) + W^2(\Gamma + 1)(2\Gamma - 1),$$

$$A_4 = (\Gamma - 1)[(\Gamma + 1)^3(W - 1)^2 - 2(\Gamma W - 1)^2],$$

$$A_6 = -(\Gamma + 1)(\Gamma - 1)^2[W(\Gamma^2 - 2\Gamma - 1) + 2](W - \Gamma).$$

Значение $\psi_{mm}^{(3)}$, входящее в (14), соответствует сферической абберации для плоского пучка и определяется по углу u_m . Величина $\psi_{mm}^{(3)}$ приведена в [1], воспроизводить ее здесь не будем.

Сагиттальная абберация третьего порядка $\psi_s^{(3)}$ может быть представлена суммой трех составляющих. Первая соответствует приращениям величин, входящих в (10), сравнительно с измеренными по главному лучу, вторая — уточнению угла $u'_m + \delta u'_m$ по сравнению с принятым в (10) значением u'_m , и третья — отклонению преломленного опорного луча от направления на изображение A'_m под действием меридиональной комы

$$\psi_s^{(3)} = \frac{d}{du_m} \left(-\frac{s^2 l'}{s'_m s_s'^2} \frac{\cos i'}{\cos i} \operatorname{ctg} \theta' \right) u_m^2 u_s - \frac{l'}{s'_s} \delta u'_m u'_s \operatorname{ctg} \theta' + \frac{s}{s'_s} \psi_{mn}^{(2)} u_s \operatorname{ctg} \theta', \quad (18)$$

причем в (18) выполнена подстановка $W = s \cos i' / s \cos i$.

Подставляя в (18) результаты (16) и (5) с учетом $\omega' = \theta'$, учитывая следующие из приведенных в [1] выкладок величины производных

$$\frac{di}{du_m} = \frac{1-W}{1-\Gamma}, \quad \frac{di'}{du_m} = \Gamma \frac{di}{du_m}, \quad (19)$$

и производя соответствующие преобразования, приходим к равенству

$$\psi_s^{(3)} = \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{(1-\Gamma)^2} \frac{\cos i'}{\cos i} (\Gamma W - 1) (W - 1) [(W - 1)^2 - (1 - \Gamma)(W - \Gamma) \sin^2 i] \times$$

$$\times [u_m^2 + (u_s \cos i')^2] u_s. \quad (20)$$

Для зеркала ($\Gamma = -1$) абберации третьего порядка равны

$$\left. \begin{aligned} \psi_{ms}^{(3)} &= \frac{1}{8} (W + 1) \{ (W - 1)^2 - [2(W + 1) \sin^2 i] + [2(W + 1) \sin^2 i]^2 \} u_m u_s^2, \\ \psi_s^{(3)} &= \frac{1}{8} (W^2 - 1) [(W - 1) - 2(W + 1) \sin^2 i] [u_m^2 + (u_s \cos i)^2] u_s; \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

для преломляющей плоскости ($W = \Gamma$)

$$\left. \begin{aligned} \psi_{ms}^{(3)} &= -\frac{1}{2} \Gamma (1 - \Gamma^2) \left(\frac{\cos i'}{\cos i} \right)^4 [1 - 2(1 - \Gamma^2) \sin^2 i - \\ &\quad - (1 - \Gamma)(1 + \Gamma)^2 \sin^4 i] u_m u_s^2, \\ \psi_s^{(3)} &= -\frac{1}{2} \frac{\cos i'}{\cos i} \Gamma (1 - \Gamma^2) [u_m^2 + (u_s \cos i')^2] u_s. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Полученные зависимости и решают поставленную задачу. К ним следует добавить величину сагиттального смещения луча в картинной плоскости, совмещенной с меридиональным изображением

$$\frac{sl'}{s'_s} u_s = \frac{\Gamma(\Gamma W - 1)}{W(1 + \Gamma^2 \operatorname{tg}^2 i)} s u_s \operatorname{tg}^2 i, \quad (23)$$

знание которой полезно для определения сагиттального размера соответствующего пятна.

Для примера рассмотрим освещение вертикальной щели спектрального прибора сферическим зеркалом. Плоскость щели считаем совмещенной с меридиональным изображением, угол падения главного луча примем $i = 20^\circ$, угловое увеличение $W = 1/3$, относительное отверстие по входному зрачку 1 : 3, зрачок — квадратным. Требуется установить потери светового потока, попадающего в прибор, сравнительно с идеальной системой, например с эллиптическим зеркалом с таким же увеличением.

Здесь интерес представляет меридиональная aberrация, основной вклад в которую вносит величина $\psi_m^{(2)}$, определяемая из (12). Полагая источник света плоским и считая, что aberrации всех его точек одинаковы, для произвольной светящейся полосы малой ширины находим

$$\psi_{ug} + \left(\frac{u_m}{a_m}\right)^2 + \left(\frac{u_s}{a_s}\right)^2 = \psi_p, \quad (24)$$

где под ψ_{ug} и ψ_p понимаются углы отклонения лучей системы идеальной и реальной систем соответственно, а a_m и a_s соответствуют коэффициентам в (12).

При фиксированном значении ψ_p уравнение (24) описывает в координатах u_m , u_s и ψ_{ug} пространственную фигуру, представляющую собой часть эллиптического параболоида, ограниченного крайними координатными плоскостями. Объем этой фигуры пропорционален энергии, сосредоточенной в части пятна, соответствующей $0 \leq \psi_{ug} \leq \psi_p$. Меридиональная плотность распределения энергии соответствует площади сечения фигуры плоскостью $\psi_{ug} = 0$, а ее отношение к плотности, создаваемой идеальной системой, — сопоставлением площади сечения с квадратом, построенным на крайних величинах апертурных углов и соответствующем входному зрачку.

Из этих соображений устанавливаем, что при перемещении от края изображения источника в направлении отклонения лучей плотность энергии вначале линейно возрастает и линейность роста сохраняется до касания эллипса сечения фигуры горизонтальной стороны входного зрачка, затем нарушается. После того как входной зрачек весь окажется внутри эллипса, плотность энергии становится равна величине, соответствующей идеальной системе, и в дальнейшем остается постоянной.

Таким образом, наибольшая плотность энергии в пятне изображения соответствует идеальной системе, если угол, под которым виден источник из центра зеркала, не меньше некоторого критического значения, определяемого зависимостью

$$\psi_{кр.} = \left(\frac{1}{a_m^2} + \frac{1}{a_s^2}\right) u_{\max}^2 \quad (25)$$

(в нашем примере он равен $\psi_{кр.} = 0.01$).

Обобщая приведенное рассуждение, устанавливаем, что наибольшая плотность меридионального распределения энергии в пятне, создаваемая реальной системой, равна соответствующей величине идеальной системы с тем же увеличением, если aberrационное уширение изображения точки не превышает ширины идеального изображения источника.

Пример показывает эффективность использования зависимостей для aberrаций, опирающихся на углы u_m и u_s лучей предметной точки, для фотометрического анализа пятна.

Таким образом, в работе выведены аналитические соотношения для аберраций сферической сильно децентрированной поверхности до третьего порядка от апертурных углов. Установлена граница применимости метода, лежащего в основе выводов, и дана оценка погрешности. Вместе с [1] работа завершает исследование аберраций пространственного пучка лучей, преломленных сферической поверхностью при больших углах падения главного луча.

Литература

[1] Б. М. Бошняк. Опт. и спектр., 40, 908, 1976.

Поступило в Редакцию 17 марта 1975 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ