

Министерство образования и науки Украины
Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова

кафедра астрономии

**"Расчет и исследование двухлинзового
корректора для главного зеркала телескопов
системы Кассегрена и Ричи-Кретьена"**

"К защите допустить"

Заведующий кафедрой астрономии
проф. Каретников В.Г.

____- _____- 2001г.

Дипломная работа студента
V курса физического факультета
Буглакова Максима Викторовича
научный руководитель кандидат
физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Фащевский Н.Н.

Одесса, 2001г.

Оглавление

1	Введение	2
2	Аберрации оптических систем	5
3	Обзор и анализ линзовых корректоров	12
4	Математический аппарат	21
5	Расчет корректоров	34
6	Заключение	45

Глава 1

Введение

К настоящему времени построено и эксплуатируется довольно большое число достаточно крупных телескопов общего и специального астрофизического назначения с диаметрами главного зеркала от одного метра и выше. Подавляющее количество телескопов общего назначения построено по схеме Ричи-Кретьена (см. главу 3), предложенной еще в начале двадцатого века. В те времена фотографический способ регистрации изображений был единственно возможным, если не считать визуального. Для фотографического способа телескопы системы Ричи-Кретьена подходили почти идеально. Они давали великолепное достаточно большое поле в своем вторичном фокусе, доходившее у некоторых инструментов до нескольких градусов. В линейной же мере оно достигало десятков сантиметров у самых крупных инструментов.

Однако, с появлением в 70-х годах двадцатого века приборов с зарядовой связью (т.н. ПЗС матриц), обладающих, по сравнению с фотоэмульсиями, лучшими характеристиками и удобством эксплуатации, фотографический метод начал отходить на задний план. Но тут у фотопластинок оказалось одно большое преимущество

- их размер. Так, если на 5-ти метровом Паломарском телескопе использовали пластинки размером 30х30 или даже 50х50 сантиметров [7], то максимальный размер изготовленной ПЗС матрицы на момент написания этой работы составляет менее 2х2 сантиметра.

Использование такого приемника излучения в кассегреновском фокусе имеет мало смысла из-за того, что на ПЗС матрицу попадет лишь небольшой участок неба (не более нескольких десятков секунд у крупных инструментов). Для панорамной съемки протяженных объектов и больших звездных полей разумнее всего установить матрицу в прямом фокусе светосильного главного зеркала телескопа.

Однако, в общем случае, главное зеркало телескопа не может обеспечить сколь-нибудь большое поле зрения в своем фокусе, которое сильно ограничивается аберрациями. Так, при относительном отверстии $1/3$, удовлетворительное по качеству изображения поле параболического зеркала в лучшем случае не превосходит нескольких дугowych минут (или даже секунд у некоторых крупных инструментов).

Еще в 30-х годах двадцатого века астрономы начали изготавливать и применять линзовые корректоры к главному зеркалу телескопа, в некоторой мере устраняющие его аберрации [5]. С тех пор предложено немалое количество различных вариантов корректоров, как сложных, так и простых. Однако, те из них, которые давали хорошие результаты, содержали много линз, часто разного сорта стекла, либо их линзы имели сложные асферические поверхности, либо давали не вполне удовлетворительное исправление аберраций при простой конструкции.

В данной работе автор попытается разработать корректор, удовлетворяющий следующему простому критерию: максимальная простота конструкции и изготовления при удовлетворительном качестве изображения на достаточно большом поле. Конкретное применение полученный корректор может найти в уже существующих и еще только строящихся астрофизических телескопах Одесской обсерватории.

Работа построена из нескольких частей. Сперва мы кратко рассмотрим основные виды аберраций оптического изображения, затем проведем обзор и сравнительный анализ наиболее интересных из существующих линзовых корректоров, кратко опишем математический аппарат расчета оптических систем и их исследования, и, наконец, проанализируем рассчитанные автором корректоры для параболического и гиперболического главного зеркала телескопа.

Глава 2

Аберрации оптических систем

Изображение объекта, создаваемое любой оптической системой в той или иной мере страдает от различных оптических искажений - аберраций. Общая картина искажений вида предмета в фокальной плоскости сложна, но из этой сложной картины можно выделить главные составляющие (рис. 1.1). Ниже мы кратко опишем основные виды аберраций.

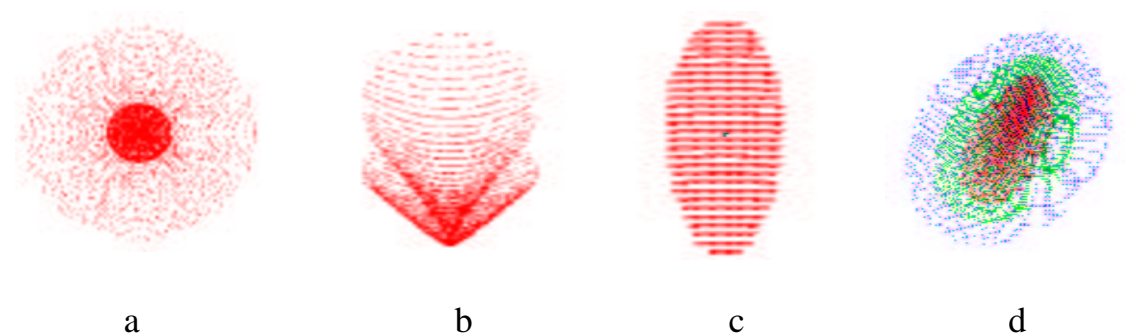


Рис. 1.1. Внешний вид основных аберраций:

а)сферическая, б)кома, с)астигматизм, d)хроматическая.

Сферическая аберрация. Особенностью сферической поверхности является то, что ни линза, ни зеркало с такой поверхностью не

могут свести параллельный пучок строго в точку. Это происходит из-за того, что оптическая сила краев такой линзы или зеркала больше, чем надо было бы. В результате фокусные расстояния для различных зон различны. Разница между фокусными расстояниями для разных зон называется *продольной сферической абберацией*. Для зеркала она равна

$$\Delta S = \frac{1}{8} \frac{y^2}{f} \quad (2.1)$$

где y - радиус крайней зоны или полудиаметр зеркала, f - фокусное расстояние.

Радиус кружка рассеяния - *поперечная сферическая абберация* - равен

$$\rho = \frac{1}{8} \frac{y^3}{f^2} \quad (2.2)$$

Сферическая абберация отсутствует только у зеркал с параболической поверхностью, остальные же поверхности отягощены ею в той или иной степени. Величина Сферической абберации сильно зависит от относительного отверстия системы. Так, если относительное отверстие небольшого сферического зеркала уменьшить, например, от 1/3 до 1/15, то величина его сферической абберации уменьшится практически до нуля.

Кома. Наклонные пучки света после преломления на линзе или отражения на вогнутом зеркале распространяются несимметрично относительно своей оси и дают в фокальной плоскости характерное пятно комы. Для параболического и сферического зеркал наибольший размер пятна комы в угловой мере равен

$$3\rho = \frac{3}{16}\omega A^2 \quad (2.3)$$

где A - относительное отверстие, ω - угол между центром поля и изображением звезды, выраженный в радианах. Оптическая система с исправленной комой называется *апланатом*.

Астигматизм. Астигматизм - абберация наклонных пучков. При попытке сфокусировать изображение звезды мы получим горизонтальный штрих. При перефокусировке - вертикальный. В промежуточных положениях будут получаться эллипсы, кружок и снова эллипсы.

Длина штриха равна

$$2a = A\omega^2 f \quad (2.4)$$

Она пропорциональна квадрату угла и первой степени относительного отверстия. Это значит, что относительное отверстие

в меньшей степени ответственно за астигматизм, но с ростом углового поля зрения астигматизм растет быстро. В приведенной формуле дана величина астигматического штриха, выраженная в миллиметрах, Чтобы ее выразить в угловой мере (в радианах), нужно величину $2a$ разделить на фокусное расстояние.

Кривизна поля. Аберрация кривизна поля выражается в том, что фокальная поверхность многих объективов не является плоскостью, а может быть поверхностью любой формы. Чаще всего она близка к сфере. У параболического зеркала она имеет сферическую форму и обращена вогнутой стороной к зеркалу. Радиус ее кривизны равен фокусному расстоянию зеркала.

Дисторсия выражается в том, что масштаб изображения на различном расстоянии от центра поля различен. Дисторсия может быть отрицательной - "бочкообразной" и положительной - "подушкообразной". Параболическое и сферическое зеркала свободны от дисторсии. Свободен от дисторсии тонкий объектив, когда входной зрачок (диафрагма) совмещен с линзой. Свободно от дисторсии сферическое зеркало, входной зрачок которого совмещен с центром кривизны, как у камеры Шмидта.

Хроматические аберрации. Эти две аберрации вызываются тем, что показатель преломления стекол для различных длин волн различен, Стекло марки К8, например для света с длиной волны 656,3 нм (водородная линия H_α или линия C) имеет показатель преломления $n_c = 1,51390$. Для желтого излучения натрия с длинами волн 589,6 и 589,0 (линия D) $n_D = 1,51630$. Для голубой линии водорода H_β с длиной волны 486,1 нм (линия F) $n_F = 1,52196$ и т.п. Поэтому фокусные расстояния одной и той же линзы

для различных длин различны. Голубые лучи фокусируются ближе к линзе, а красные - дальше. Это так называемый *хроматизм положения*. Разница между фокусными расстояниями для света с длиной волны 656,3 нм (линия C) и для 486,1 нм (линия F) называется *продольным хроматизмом*.

Радиус поперечного кружка хроматизма в $2/A$ раза меньше величины продольного хроматизма.

Часто удается свести в одну точку лучи C и F , но при этом главные плоскости объектива для этих лучей могут оказаться несовпадающими. Поэтому, несмотря на то, что изображения в этих лучах лежат в одной плоскости, фокусные расстояния оказываются неравными. От этого неравны масштабы изображения. Одно из изображений (например, синее) имеет чуть меньший масштаб. Поэтому изображение яркого протяженного объекта, например Луны, построенное простым однолинзовым объективом, оказывается окруженным цветовым ореолом. В нашем случае это красный ореол. Звезды, лежащие на краю поля зрения, вытягиваются в короткие спектрики. Это так называемый *хроматизм увеличения*.

Волновая абберация состоит в том, что лучи от разных точек волнового фронта, приходящие в одну и ту же точку на фокальной поверхности оптической системы, имеют некую разность хода. Величина этой абберации выражается в долях длины волны.

На практике стремятся рассчитать и изготовить оптическую систему так, чтобы ее абберации не выходили из тех или иных пределов, определяемых назначением системы.

В свое время Дж.Рэлей показал, что если волновая поверхность, создаваемая оптическим прибором, может быть заключена между

двумя сферами, расположенными на расстоянии, равном $\lambda/4$, то изображение остается еще очень близким к изображению, создаваемому прибором без aberrаций. Это есть широко известный критерий Рэлея. Из него следует, что если линейная величина той или иной aberrации не превосходит $\lambda/4$, то изображение можно считать если и не идеальным, то, по крайней мере, весьма удовлетворительным [8].

Даже идеальная оптическая система не построит точечное изображение звезды из-за дифракции на краях оптических деталей, экранирования луча и т.п. Вместо точки свет звезды (или любого другого точечного источника) соберется в кружке конечного диаметра, окруженного бесконечным числом светлых колец, яркость которых очень быстро падает. Центральное пятно носит название *кружка Эри*, по имени Дж.Эри, который впервые исследовал это явление. Линейный радиус кружка Эри прямо пропорционален длине волны и обратно пропорционален относительному отверстию объектива системы:

$$r = \frac{1.22\lambda}{A} \quad (2.5)$$

В центральном кружке концентрируется 83.8% световой энергии, в первом кольце - 7.2, во втором 2.8 и т.д. Экранирование входного зрачка увеличивает яркость колец, а яркость центрального пятна падает. Так, при экранировании равном 30% в центральном пятне

соберется уже не 83.8, а 68,2% энергии.

Из вышесказанного можно заключить, что реальный угловой размер пятна рассеяния (даже в случае идеальной оптической системы) на оптической оси телескопа в видимом диапазоне длин волн будет составлять около 0.1" и улучшать изображение далее не представляется возможным.

Глава 3

Краткий обзор и сравнительный анализ зеркальных систем с корректорами

Хотя хорошего изображения звезды на оси гиперболическое зеркало не дает, корректор поля для такого зеркала осуществить легче, чем для параболического. В прямом фокусе крупного телескопа Ричи-Кретьена с помощью трехлинзового корректора можно осуществить поле диаметром 1° с изображениями, лучшими $0''.5$, в кассегреновском же $30'$ с изображениями $0''.3$ [5][7]. В фокусе современных телескопов размер поля практически определяется размерами фотопластинок, которые уже достигают 50×50 см. Большое, очень хорошее поле во вторичном фокусе, получается у телескопа Ричи-Кретьена значительно легче и с гораздо более простыми корректорами, чем у параболического; коррекция первичного фокуса гиперболического зеркала осуществляется легче, чем у параболического. Заметим, что и параболическое зеркало следует считать нуждающимся в корректоре, если с ним наблюдаются объекты с угловыми размерами больше $2-3'$ (у 3.5-

метрового параболического зеркала светосилой $1/3$ кома достигает $1''$ на расстоянии $1'.5$ от оси). Поэтому оптические расчеты систем Ричи-Кретьена были продолжены, и при этом были получены некоторые новые интересные результаты.

Из теории aberrаций Зейделя следует, что в ни в одной из классических систем телескопов одновременно не могут быть исправлены астигматизм и кривизна поля [3]. В классическом телескопе поле, как в главном фокусе, предназначено преимущественно для получения прямых фотографий звездных полей, так и в фокусе Кассегрена, ограничено комой. В 1935 г. для 5-метрового рефлектора Ф.Росс предложил установить перед главным фокусом в сходящемся пучке лучей дополнительную афокальную линзовую систему, исправляющую кому главного зеркала. Такой корректор комы получил название корректора Росса или линз Росса. Впоследствии линзовые корректоры стали использоваться для исправления комы в фокусе Кассегрена и астигматизма в схеме Ричи-Кретьена (рис. 3.1).

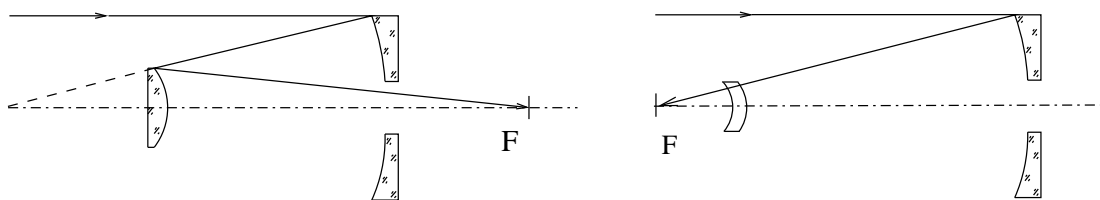


Рис. 3.1. Схема Кассегрена и система с корректором в прямом фокусе.

К настоящему времени для исправления поля в главном фокусе параболического зеркала в схеме Кассегрена, Ричи-Кретьена и в главном фокусе телескопа, предназначенного для работы в

схеме Ричи-Кретьена, предложено большое количество различных типов корректоров. Но общей теории корректоров пока нет и разные оптики предлагают различные, конкурирующие между собой оптические системы, хотя все используют зависимость комы от формы линзы.

Перейдем к последовательному рассмотрению различных типов корректоров. Начнем с корректора комы в главном фокусе параболического рефлектора. Для этого рассмотрим принцип действия линз Росса (рис. 3.2).

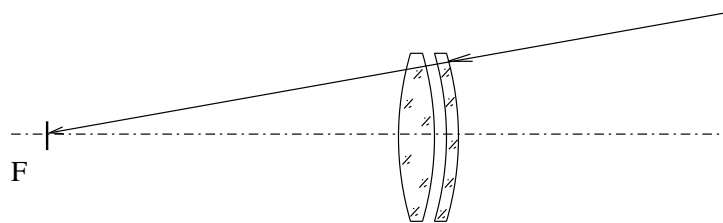


Рис. 3.2. Корректор Росса

Чтобы корректор не внес заметного хроматизма, он должен быть афокальным, т.е. состоять из тонких, почти соприкасающихся положительной и отрицательной линз, изготовленных из одного сорта стекла. Если он будет изготовлен из линз разных сортов стекла, то неизбежен вторичный спектр. Если же он не будет афокальным, то появится хроматизм увеличения. Корректор Росса вносит переисправление сферической aberrации, которая тем меньше, чем ближе расположены линзы к фокусу телескопа. Кривизна линз и остаточные aberrации высших порядков неизбежно при этом возрастают. Для одновременного исправления сферической aberrации комы и астигматизма Ф.Росс разработал

для 5-ти метрового телескопа трехлинзовый корректор, состоящий из тонкого афокального мениска, установленного на некотором расстоянии перед дублетом (рис. 3.3а).

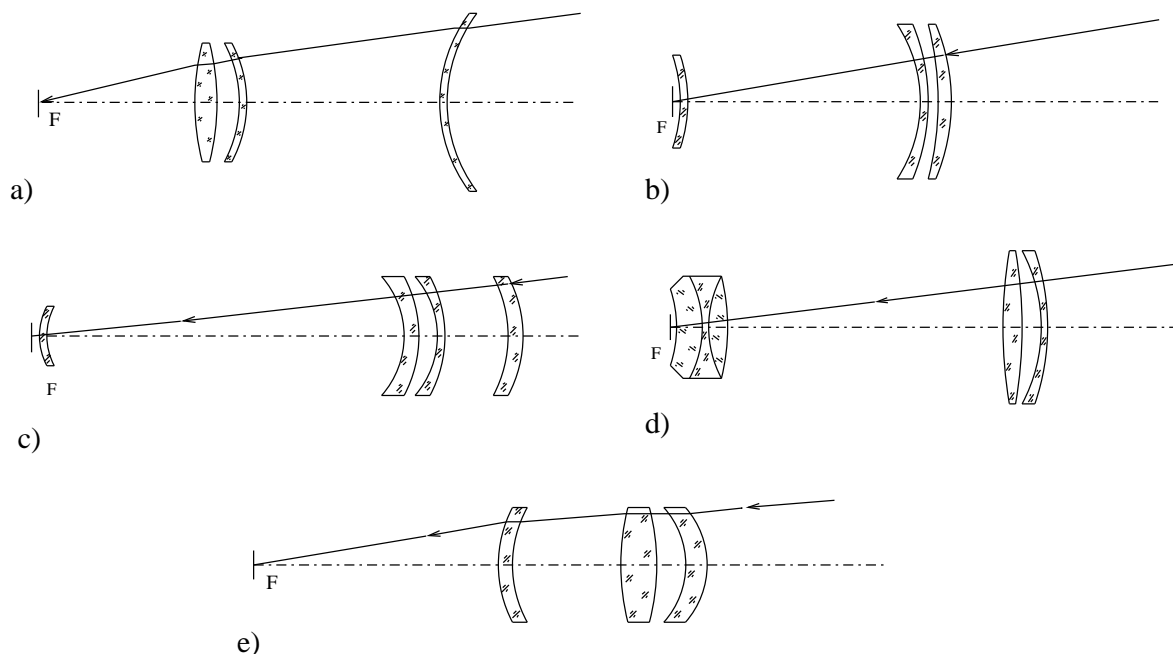


Рис. 3.3. Различные варианты корректоров главного фокуса телескопов системы Ричи-Кретьена

Такой мениск называется фронтальным мениском корректора. Он компенсирует сферическую aberrацию стоящего за ним дублета. Корректор с фронтальным мениском не является строго афокальным. Он уменьшает первоначальное относительное отверстие $1/3.3$ паломарского телескопа до $1/4.7$, обеспечивая на оптической оси изображение поперечником не более $0'',25$. На значительной части поля радиусом $\omega = 7'.5$ ($2\omega = 15'$) кружки изображений не превышают $1''$, но на расстоянии $2\omega = 10'$ от

оси полное изображение достигает 5". К.Винне показал, что этот корректор может быть существенно улучшен без изменения его принципа (рис. 3.3с).

Линзовые корректоры в телескопах Ричи-Кретьена в основном делятся на два типа: корректоры со сферическими поверхностями линз и корректоры с асферическими поверхностями. Обычно сейчас при проектировании апланатического рефлектора по схеме Ричи-Кретьена применяют не строгие соотношения параметров зеркал, требующиеся теорией, а заведомо несколько отступают от них с тем, чтобы кома, неизбежно вносимая линзовым корректором, исправляющим астигматизм, компенсировалась комой двухзеркальной системы. Такая схема называется модифицированной схемой Ричи-Кретьена или квази-Ричи-Кретьен. Наличие сферической аберрации в главном фокусе гиперболического зеркала облегчает расчет корректора: сферическая аберрация последнего не должна быть исправлена, но должна компенсировать сферическую аберрацию главного зеркала. Это позволяет получить в главном фокусе рефлектора Ричи-Кретьена, снабженном техлинзовым корректором, большее поле при большем относительном отверстии, чем в главном фокусе параболического рефлектора с корректором Росса. В главном фокусе апланатического телескопа Ричи-Кретьена кома, астигматизм и кривизна поля такие же, как и в главном фокусе параболического зеркала того же диаметра и относительного отверстия. Но сферическая аберрация его в значительной мере компенсируется дублетом Росса, так что от фронтального мениска требуется меньшая аберрация. Это позволяет существенно уменьшить кривизну его поверхности, что в свою

очередь, приводит к уменьшению aberrаций высших порядков, вызываемых им.

Корректоры главного фокуса телескопа Ричи-Кретьена с асферическими элементами были предложены А.Мейнелом. Сферическая aberrация в главном фокусе гиперболического зеркала телескопа Ричи-Кретьена может быть исправлена одной асферической пластинкой. Поле в такой системе лимитируется астигматизмом. Более сложные корректоры свободны от этого недостатка. Один из вариантов такого корректора, рассчитанный Г.Келером для 3.5-метрового рефлектора Южной европейской обсерватории, показан на рис. 3.4. Но в нем имеется остаточная сферохроматическая aberrация.

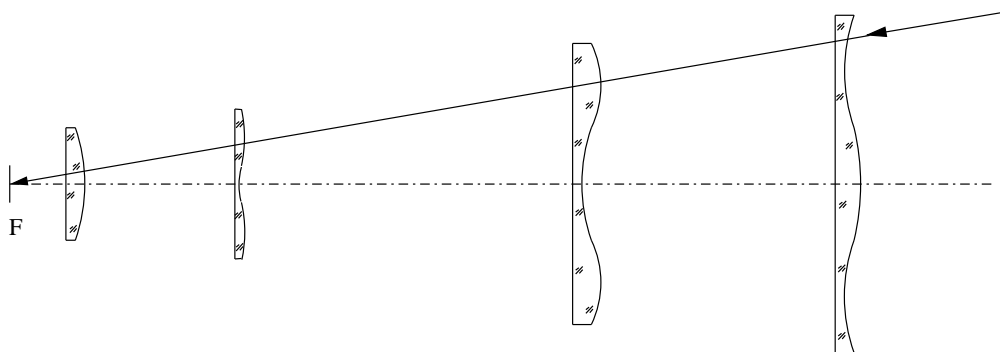


Рис. 3.4. Корректор Мейнела с асферическими пластинами

Угловое поле во вторичном фокусе схемы Ричи-Кретьена с корректором лимитируется не aberrациями, а предельно возможным и экономически оправданным размером фотопластинки. Действительно, при относительном отверстии $1/8$ и диаметре главного зеркала 4 м угловому полю $2\omega = 30'$ соответствует линейное поле $2l = 270$ мм.

Поэтому угловое поле в маленьких телескопах больше чем в крупных. Рассмотрим метод исправления кривизны поля. Установим непосредственно в фокальной плоскости телескопа тонкую линзу, одна поверхность которой будет плоская. Такая линза не вносит существенных aberrаций. В то же время каждый узкий пучок проходит в ней свой путь (рис. 3.5) и небольшой участок ее действует как плоскопараллельная пластинка, оттягивая фокус на величину

$$x = \frac{n - 1}{n} d_\omega$$

где d_ω - толщина линзы для точки поля, отстоящей на угловом расстоянии ω от центра. Такая линза называется линзой Пиацци-Смита. Чтобы aberrации были минимальны, плоская поверхность линзы должна непосредственно примыкать к поверхности эмульсии фотопластинки [5].

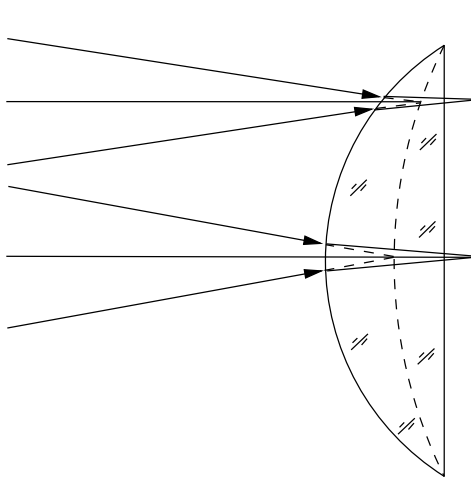


Рис. 3.5. Линза Пиацци-Смита и принцип ее действия.

Рассмотрим простейшие корректоры со сферической оптикой. Самой простой является система Максудова, состоящая из сферического вогнутого зеркала и мениска перед фокусом системы (рис. 3.6а). По свидетельству Г.М.Попова [6], система может иметь хорошее исправление осевых aberrаций и комы при относительном отверстии до $1/3$ и $f' = -0.3\text{м}$. Поле ограничено кривизной и астигматизмом. П.П.Аргунов предложил вариант корректора для сферического зеркала (рис. 3.6b), хорошо исправляющий сферическую aberrацию и кому. Системы Аргунова получили применение у нас для небольших телескопов (диаметром до 650 мм). Также значительно лучшие, по сравнению с системой Максудова, характеристики имеет система Чуриловского. Она, по свидетельству все того же Попова, допускает относительное отверстие до $1/1.5$ при $f' = -1\text{м}$ при хорошем исправлении осевых aberrаций и комы. Кривизна поля и астигматизм не исправлены.

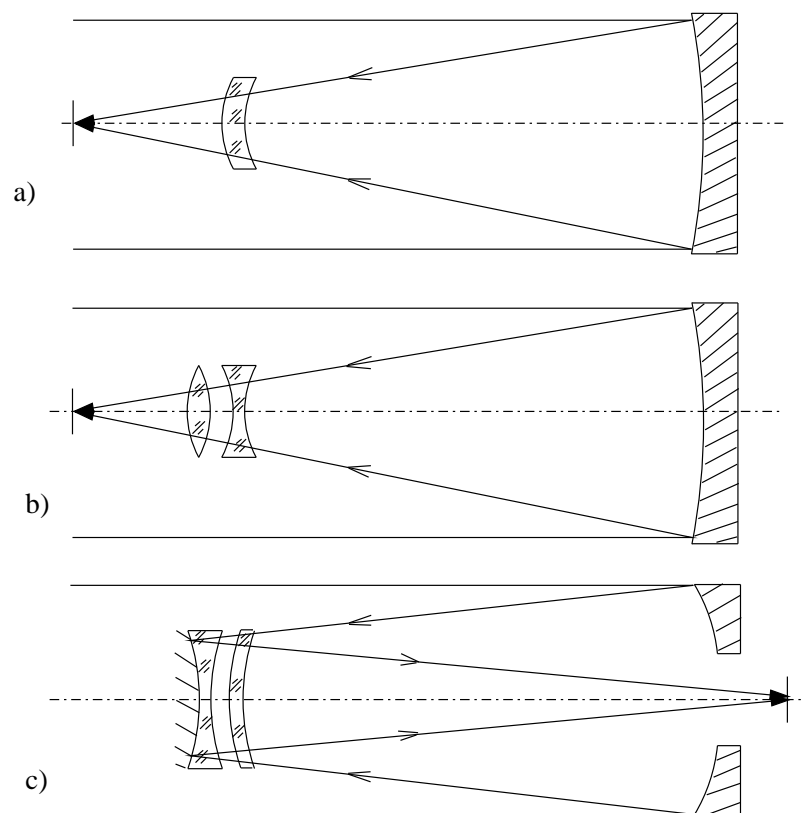


Рис. 3.6. Корректоры Максудова, Чуриловского(Аргунова) и Клевцова.

Ю.А.Клевцов предложил заменить выпуклое зеркало этой системы зеркалом Манжена, т.е. мениском, выпуклая поверхность которого алюминирована (рис. 3.6с) и показал, что в полученной системе может быть исправлена также и кома.

Глава 4

Математический аппарат расчета оптических систем [1]

Основные вычисления оптической системы ведутся для определения качества изображения, даваемого ею, и его оптимизации. Качество есть функция аберраций. Значение аберраций дает, в первом приближении, теория третьего порядка. Общее выражение их поперечных составляющих имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} -2n'_i\alpha'_i\Delta y'_i = & \frac{\sigma_p(\sigma_p^2 + \rho_p^2)}{\alpha_p^3}S_I^k + \frac{(3\sigma_p^2 + \phi_p^2)\omega_q}{\alpha_p^2\beta_q}S_{II}^k \\ & + \frac{\sigma_p\omega_q^2}{\alpha_p\beta_q^2}(3S_{III}^k + J^2S_{IV}^k) + \left(\frac{\omega_q}{\beta_q}\right)^3 S_V^k \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} -2n'_i\alpha'_i\Delta x'_i = & \frac{\phi(\phi_p^2 + \sigma_p^2)}{\alpha_p^3}S_I^k + 2\frac{\phi_p\sigma_p\omega_p}{\alpha_p^2\beta_q}S_{II}^k \\ & + \frac{\phi_p\omega_q^2}{\alpha_p\beta_q^2}(S_{III}^k + J^2S_{IV}^k) \end{aligned} \quad (4.2)$$

где $\Delta y'_i$ и $\Delta x'_i$ - поперечные составляющие аберраций в меридиальной и сагиттальной плоскости в i -том пространстве; n'_i - показатель преломления i -той среды; α_p - угол первого параксиального луча с оптической осью системы в P -том пространстве; β_q - угол второго параксиального луча; σ_p и ϕ_p - апертурные углы в P -том пространстве; ω_q - полевой угол в Q -том пространстве; J - это инвариант Лагранжа-Гельмгольца; k - число поверхностей в системе; $S_I \dots S_V$ - коэффициенты аберраций, т.н. суммы Зейделя.

Суммы, от I по V, пропорциональны, соответственно, сферической аберрации, коме, астигматизму, средней и сагиттальной кривизне поля и дисторсии. Суммы VI и VII - хроматизму положения и увеличения.

$$S_I = \sum^k h(P + B) \quad (4.3)$$

$$S_{II} = \sum^k y_i(P_i + B_i) - J \sum^k W_i \quad (4.4)$$

$$S_{III} = \sum^k \frac{y_i^2}{h_i}(P_i + B_i) - 2J \sum^k \frac{y_i}{h_i} W_i + J^2 \sum^k \frac{1}{h_i} \Delta_i \frac{\alpha}{n} \quad (4.5)$$

$$S_{IV} = \sum^k \frac{1}{h_i} N_i \quad (4.6)$$

$$S_V = \sum^k \frac{y_i^3}{h_i^2} (P_i + B_i) - 3J \sum^k \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i + j^2 \sum^k \frac{y_i}{h_i^2} (2\Delta_i \frac{\alpha}{n} + N_i) -$$

$$- J^3 \sum^k \frac{1}{n_i^2} \Delta_i \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (4.7)$$

Здесь h_i - высота первого вспомогательного луча в i -том пространстве; y_i - то же самое для второго вспомогательного луча.

Далее,

$$P = \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} \right) \quad (4.8)$$

и

$$B = -e^2 \cdot \left(\frac{n'\alpha' - n\alpha}{n' - n} \right) \cdot (n' - n) \quad (4.9)$$

где e^2 - квадрат эксцентриситета поверхности второго порядка.

Дальше:

$$W = P \cdot \frac{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}}{\alpha' - \alpha} \quad (4.10)$$

и

$$N = \frac{\alpha'n' - \alpha n}{n'n} \quad (4.11)$$

Наконец, инвариант $J = n'_p f \beta_i$ (он равен единице). Здесь f - фокусное расстояние, его всегда также приравнивают к единице. Кроме того, $h_i = 1$ и $y_i = 0$; $\alpha_i = 0$; $\alpha'_i = 1$; $\beta_i = 1$.

Вот такие громоздкие формулы дают возможность самым быстрым образом получить информацию относительно качества изображения системы; перед их употреблением нужно, однако, еще вычислить значения первого и второго угла в каждом пространстве. Для этого вначале следует рассчитать ход обоих лучей в пространствах по формулам нулевой (Гауссовой) оптики:

$$h_{k+1} = h_k - d_k U_{k+1} \quad (4.12)$$

где

$$U_{k+1} = \frac{n_k U_k + \frac{h_k}{R_k} (n_{k+1} + n_k)}{n_{k+1}} \quad (4.13)$$

R_k - радиус кривизны -той оптической поверхности. Если U - это α , то h - это так же h , а если U - это β , то h - это y . Таким образом, формулы (4.12) и (4.13) позволяют рассчитать и первый и второй луч, а дальше, пользуясь формулами (4.1) - (4.11), получить отклонение изображения точки от идеального случая - на фокальной поверхности.

При разработке новой, еще не имеющей никакого приближения, схемы, нужно постараться сразу как можно лучше исправить

абберации, для этого следует приравнять все (или некоторые) суммы Зейделя к нулю, что и делаем, решая соответствующую систему уравнений.

Однако, вопреки громоздким вычислениям, мы получаем лишь очень приблизительный результат, не более, чем первое приближение. Еще более трудозатратен процесс расчетов аббераций по строгим формулам, поэтому его проводят когда имеют хотя бы приближенный результат. Для таких вычислений есть разная математика, но наиболее удобны для программирования и быстры для ЭВМ формулы Федера.

Луч в схеме расчетов Федера определяется с помощью следующих формул:

$$l = (d - x)X + yY + zZ \quad (4.14)$$

$$M_x = x + lx - d \quad (4.15)$$

$$M^2 = (x - d)^2 + y^2 + z^2 - l^2 \quad (4.16)$$

$$Q = \sqrt{X^2 + c^2 e^2 M_x^2 + 2cM_x - c^2 M^2 (1 - e^2 X^2)} \quad (4.17)$$

$$L = l + \frac{cM^2 - c^2 e^2 M_x^2 - 2M_x}{X(ce^2 M_x + 1) + Q} \quad (4.18)$$

$$x_i = x - d + LX \quad (4.19)$$

$$y_i = y + LY \quad (4.20)$$

$$z_i = z + LZ \quad (4.21)$$

$$D = \sqrt{1 + c^2 e^2 (y_i^2 + z_i^2)} \quad (4.22)$$

$$\cos i = \frac{Q}{D} \quad (4.23)$$

$$\cos i' = \sqrt{1 - \left(\frac{n}{n'}\right)^2 (1 - \cos^2 i)} \quad (4.24)$$

$$g = \cos i' - \frac{n}{n'} \cos i \quad (4.25)$$

$$X_i = \frac{n}{n'} X - g \frac{c(1 - e^2)x_i - 1}{D} \quad (4.26)$$

$$Y_i = \frac{n}{n'} Y - g \frac{cy_i}{D} \quad (4.27)$$

$$Z_i = \frac{n}{n'} Z - g \frac{cz_i}{D} \quad (4.28)$$

Символы x, y, z без индексов - это соответствующие обозначению координаты или направляющие косинусы (большие буквы) до преломления или отражения, а с индексом $(')$ - после них. То же самое относительно угла падения i . Символ c - кривизна; $c = 1/R$. Символ l - так называемая "косая толщина". Сумма $\sum nl$ - оптический путь луча.

Основных формул недостаточно для просчета хода луча через поверхность более, чем второго порядка. Применяются еще некоторые формулы дифференциальной геометрии для нахождения нормали к кривой, кривизны в точке и пр.

Используя весь этот математический аппарат, определяют координату точки пересечения каждой поверхности системы лучем, направление этого луча на выходе из системы и суммарный оптический путь. Для сферической аберрации достаточно пропустить через систему два луча или пять лучей, для комы - другие три луча, для астигматизма - четыре луча, для кривизны еще четыре луча, столько же для дисторсии. Далее, применяя известные (4.23, 4.24) формулы аналитической геометрии, находят точку пересечения выходящего луча с главной или побочной оптической осью, с другими выходящими лучами, с фокальной поверхностью и т.д. Получаем достаточно точные значения координат и отрезков для численного представления продольных и поперечных аберраций.

Волновая аберрация суть разность хода лучей, приходящих в точку фокальной поверхности от разных точек волнового фронта. Преобразуем продольную сферическую аберрацию ΔS_y в угловую:

$$\eta_y = -Y \frac{\Delta S'_y}{f'^2} \quad (4.29)$$

радиан

Последняя связана с волновой аберрацией соотношением:

$$h_y \simeq \int_0^y (-\eta_y) dy \quad (4.30)$$

При пяти зонах волновая aberrация находится методом приближенного интегрирования. Ее распределение по этим зонам показывает ход волновой aberrации, а дефокусировка, влияющая на угловую aberrацию, способна оптимизировать волновую.

"Косая толщина", являющаяся побочным результатом вычислений по Федеру, может дать оптический путь луча от предмета до изображения. Разность оптических путей также является волновой aberrацией.

Наконец, по координатам точек пересечения поверхностей определяются их стрелки кривизны, размеры, объем и вес зеркал и линз и т. д.

Более точные, по сравнению с суммами Зейделя, значения геометрических aberrаций позволяют произвести тем или иным методом оптимизацию разрабатываемой системы, получив второе приближение, которого вполне достаточно для широкого круга оптических приборов.

Однако полученные по ограниченному числу лучей aberrации, хотя и являются результатом высокоточных вычислений, не полностью характеризуют качество оптического изображения астрономических телескопов, больших, длиннофокусных, широкоугольных и (или) светосильных. Это тем более верно при использовании в них поверхностей высокого порядка. Требования к астрономическим инструкциям наиболее жесткие во всем классе оптических приборов.

Более полную информацию (пока без учета дифракции) получаем при вычислении точечных диаграмм, которые показывают, какую фигуру имеет в плоскости фокусировки точечный источник.

Пропуская через систему множества лучей, моделируем действительную ситуацию пронизывания системы потоком. Прохождение каждого луча контролируется формулами Федера (4.14)-(4.28).

Выходящий луч пересекает плоскость фокусировки в некоторой точке. Множество точек дает фигуру "кружка" рассеивания. Действительный фокус пучка лучей определяется по минимуму среднеквадратичного отклонения координат этих точек либо по другому подходящему условию, в зависимости от назначения системы.

Множество координат подвергается статической или иной обработке для получения объективных характеристик изображения.

Вся эта процедура требует много времени даже на быстродействующих ЭВМ. Тем не менее и на этой стадии можно провести оптимизацию системы вариацией ее параметров, добиваясь сгущения точечной диаграммы. В некоторых случаях это возможно только за счет введения членов выше второго порядка в уравнение профиля одного или более компонента. Вычисляем волновую aberrацию исходной системы в ряде зон входного зрачка и оптимизируем ее дефокусировкой. Затем пользуемся простой связью деформации поверхности с этой aberrацией:

$$\Delta_y^o = -\frac{n_1 h_y^o}{n_2 - n_1} \quad (4.31)$$

Символ $(^o)$ означает, что данная величина относится к ближайшей

сфере сравнения, при которой волновая абберрация минимальна.

Решаем известными методами систему приведенных ниже линейных по отношению к коэффициентам A , B и т. д. уравнений (4.32), причем число членов уравнения берем равным числу уравнений.

$$\begin{cases} \Delta_{y_1}^o = Ay_1^2 + By_1^2 + \dots \\ \Delta_{y_2}^o = Ay_2^2 + By_2^2 + \dots \\ \dots \end{cases} \quad (4.32)$$

Величина деформаций Δ - суть отступление деформированной поверхности от плоскости или сферы, радиус кривизны которой $R^o = \frac{1}{2A}$

Следовательно, поверхность, уравнение которой

$$X = Ay^2 + By^4 + Cy^6 + \dots \quad (4.33)$$

где коэффициенты A , B , $C \dots$ получены решением системы (4.32), должна окончательно убрать остаточную волновую абберрацию. На самом деле для этого нужно сделать несколько приближений.

Устранив волновую абберрацию, получаем идеальное изображение на оси, но в лучах только определенной длины волны.

Волновая абберация вне оси имеет несимметричный вид, следовательно уравнение поверхности, ее устраняющей, должно содержать и нечетные степени. Такая поверхность не может одновременно ликвидировать ее и на оси. Однако можно усложнить так уравнение (4.33), чтобы соответствующая поверхность идеально исправляя ее в центре поля, улучшала изображение на его краю. Такую операцию назовем математической ретушью или вторичной деформацией. Идея состоит в искусственном изменении толщины на ΔX в определенной зоне Y , например, в небольшом "завале" краевых зон вторичного зеркала Кассегрена, не участвующих в построении изображения в центральной части поля зрения. Новый профиль определяется решением большой системы линейных уравнений, так как должен содержать много членов.

Все, либо некоторые, компоненты оптической системы могут быть, в принципе, децентрированы и для вычисления хода луча через такую систему по формулам Федера необходимо проводить преобразование координат в пространствах, обрамляющих с обеих сторон каждую децентрированную поверхность. Математический аппарат преобразований, связанных с переносом и поворотом координатных осей по 6 степеням свободы, известен из аналитической геометрии.

Идеальная, в рамках геометрической оптики, система строит правильное дифракционное изображение точечного источника, и это часто бывает заметно в диннофокусных астрономических телескопах. Точечная диаграмма такого изображения имеет специфический вид и расчет ее ведется по другим формулам. Распределение освещенности в изображении светящейся точки,

даваемом идеальным оптическим прибором с круглым входным зрачком находим по следующей формуле:

$$E(q) = \alpha_o^2 \cdot \frac{\pi^2}{\lambda^2} \frac{D}{4f^2} \left(\frac{J_1(q)}{q} \right)^2 \quad (4.34)$$

Здесь:

$q = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{D}{f} \rho$ где ρ - расстояние точки от геометрического центра изображения в т. н. оптических единицах;

$J_1(q)$ - функция Бесселя первого порядка первого рода;

α_o - амплитуда светового колебания на входном зрачке.

В зеркальных телескопах происходит экранирование входного зрачка $\nu = D'/D$. В этом случае

$$E(q) = \frac{2}{(1 - \nu)^2} \left[\frac{J_1(q)}{q_1} - \nu_1^2 \frac{J_1(\nu_1 q_1)}{\nu_1 q_1} \right]^2 \quad (4.35)$$

Формула (4.35) уже нормализована, так что в центре распределения ($q = 0$) освещенность равна единице. Функции Бесселя, в свою очередь, вычисляются по формулам:

Для $q = 1 \dots 8$ имеем:

$$J_1(q) = \frac{q}{2} \left(1 + \sum \frac{(-1)^i \cdot \left(\frac{q}{2}\right)^{2i}}{i! \cdot (i+1)!} \right) \quad (4.36)$$

Для $q = 8 \dots 25$ имеем:

$$J_1(q) = \frac{\sigma \cdot ni(q - \frac{\pi}{4})}{\left(\frac{\pi q}{2}\right)^{1/2}} \quad (4.37)$$

Формулы (4.1)-(4.37), а также множество других, здесь не показанных (так как они неспецифичны и приведены в руководствах по математике) составляют математическую основу расчета оптических систем [4].

Глава 5

Расчет и анализ корректоров

Ввиду рассмотренных ранее причин необходимости применения линзовых корректоров, было произведено сравнительное исследование несложных двухлинзовых корректоров для сферического, параболического (прямой фокус) и гиперболического (для системы Ричи-Кетъена) зеркал телескопов. Трех и более линзовые схемы не рассматривались из-за того, что объем работ вышел бы за рамки дипломного проекта. Кроме сравнения вариантов была поставлена цель устранить либо значительно уменьшить в процессе оптимизации такие аберрации схем, как остаточная кома и остаточная сферическая аберрация. Вместе с тем, старались, чтобы корректор не давал заметного хроматизма.

Известно, что число коррекционных параметров схемы зависит от числа свободных конструктивных параметров. Проведем анализ. Кривизна и асферичность зеркала - заданные, т.е. несвободные параметры. Воздушный промежуток зеркало - корректор тоже свободен не полностью, ибо связан допустимым значением центрального экранирования - до 30%. Этим пределом и следует воспользоваться. Толщины линз и промежуток между ними

как будто свободны, однако здесь не разгонишься, так как вместе с толщиной растет вес линзы и падает пропускание. Кроме того, теория предупреждает, что такая aberrация, как хроматизм увеличения, растет с увеличением длины корректора. Это, а также конструктивные соображения, требуют сжать, по возможности, корректор. Асферичности линз - параметры, которые задействовать крайне нежелательно, так как серьезное их значение приводит к конфликту с технологией. Итак, только кривизны обеих поверхностей линз - четыре относительно свободных конструктивных параметра, они соответствуют четырем коррекционным параметрам схемы. Относительно свободны также коэффициенты преломления линз, но мы ограничимся исследованием вариантов только с одним, ходовым сортом стекла, а именно К8.

Отдельное зеркало схемы избавлено, в общем, только от хроматических aberrаций. Парабола свободна также и от сферической aberrации. Роль корректора - исправить хотя бы еще одну aberrацию - кому, однако линзовые компоненты создают, в общем случае, хроматические aberrации. Блокировать оба хроматизма корректора можно затратой одного из коррекционных параметров. Два параметра - на компенсацию сферической aberrации и комы - минимальные требования к корректору. Остается один параметр, который, как показали исследования, да это было известно и из теории, не способен влиять на астигматизм схемы. На что же сгодится лишний параметр? Оказывается, при исправлении aberrаций третьего порядка начинают сказываться aberrации высших порядков. От них зависит качество изображения формально исправленной системы. Толковых аналитических методов борьбы с

ними не существует. Вариант с наименьшим их влиянием, дающий наилучшее качество изображения, может быть найден методами перебора и оптимизации. Для этого и полезен оставшийся параметр - кривизна одной из поверхностей, связанная многими условиями с кривизнами остальных поверхностей линз. Изменение какой либо кривизны ведет к изменению двух других, но одна кривизна может быть зафиксирована. Влияние высших порядков может быть сопоставлено со значением фиксированной кривизны. Сущность данного исследования и состоит в выявлении оптимальной, с этой точки зрения, кривизны. Кривизна какой поверхности может быть зафиксирована, т.е. не подвергаться вариациям? Теория третьего порядка позволяет вычислить суммы Зейделя, состоящие из частных поверхностных коэффициентов. Величина такого коэффициента пропорциональна вкладу соответствующей поверхности в значение той либо иной аберрации третьего порядка. Варьироваться должны наиболее действенные кривизны, а самая нейтральная быть зафиксирована.

Свободный выбор фиксированной кривизны и взаимная зависимость других предопределяют четыре комбинации, отличающиеся знаками радиуса кривизны. Где-то среди этих типов находится оптимальный вариант с наименьшим влиянием высших порядков.

Известно, что двухлинзовый корректор Росса к параболическому зеркалу не обладает хорошей репутацией. Так может быть просто не найден лучший вариант? Оптические расчеты чрезвычайно громоздки и, не обладая современной вычислительной машиной, Росс мог остановиться на случайном варианте. Может быть, можно улучшить и схему Аргунова с корректором к сферическому зеркалу.

Для каждого типа зеркала были рассмотрены четыре комбинации формы линз корректора (фокус системы находится слева):

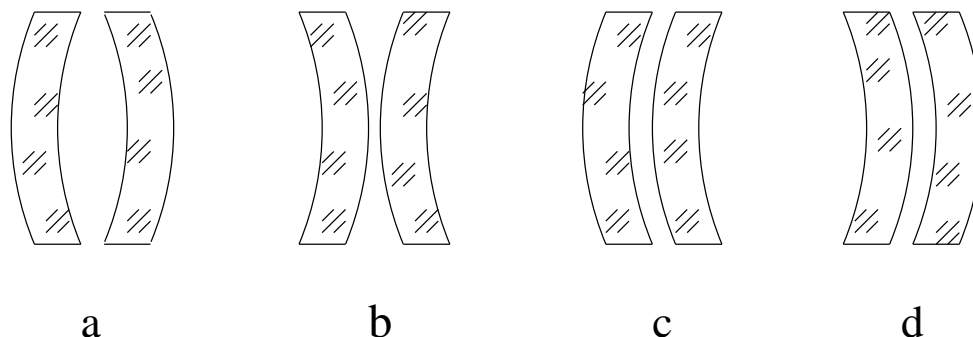


Рис. 4.1. Виды исследованных форм корректоров.

Каждая комбинация обладала как недостатками, так и преимуществами. Например, вариант на рис.4.1(а), давал хорошее исправление аберраций только в случае, если одна из его компонент имела толщину, в несколько раз превосходящую радиус. Очевидно, что применять, а, тем более, изготавливать такой корректор совершенно нецелесообразно. Прочие же варианты не дали в наших расчетах каких-либо приемлемых результатов, за исключением последнего (вариант на рис.4.1(d)). Этот вариант корректора и был в дальнейшем рассмотрен автором более подробно.

Одесская обсерватория в настоящий момент располагает двумя готовыми и еще одним строящимся телескопами систем Кассегрена и Ричи-Кретьена [2]. Диаметры главного зеркала этих инструментов равны 800 мм, относительные же отверстия примерно $1/3$ - $1/3.3$. Поэтому в качестве основы расчетов автор выбрал зеркало диаметром 800 мм и относительным отверстием $1/3$. При расчете линз корректоров предполагали использование самого

ходового стекла марки К8. Планируемый размер рабочего поля системы - 0.66 градуса. Одновременно была просчитана уже известная система Аргунова для сферического главного зеркала с теми же параметрами. Расчеты проводились с помощью ЭВМ и программных пакетов "Роса", разработки старшего научного сотрудника Одесской астрономической обсерватории Н.Н.Фашевского [1], и "OsloLT v6.05" фирмы Sinclair Optics, Inc. Следует упомянуть, что последняя является бесплатным вариантом коммерческого пакета "Oslo", и позволяет производить только анализ (однако, достаточно глубокий) уже рассчитанных систем. Начальной фазой расчетов был простой перебор кривизн поверхностей линз (с сохранением их знаков) корректора с целью найти перспективный в области Зейделя вариант, пригодный для дальнейшей оптимизации. На этом этапе отбрасывались варианты корректоров, сложные в изготовлении, не пригодные для работы по технологическим либо другим причинам. Если разумный вариант был найден, то автор переходил к фазе предварительной оптимизации, во время которой исследовалось влияние тех или иных поверхностей корректора на ту или иную абберацию системы, для чего вычислялись суммы Зейделя для каждой поверхности и для системы в целом. Дальнейшая оптимизация проводилась уже с учетом этих влияний, т.е. для устранения, например, комы, основной упор делался на вариацию той поверхности, у которой сумма Зейделя для комы была максимальна по величине. Устранение хроматической абберации велось в лучах FGh, т.е. в фотографическом диапазоне длин волн. Данный диапазон был выбран не случайно, т.к. корректор Аргунова для сферического

зеркала, был рассчитан на работу именно в этом диапазоне. В нашу задачу входит не только расчет, но и сравнительный анализ рассчитанных корректоров и корректора Аргунова.

Полученная в результате вычислений система исследовалась на ожидаемое качество изображения. Если результат был удовлетворительным, то окончательная оптимизация проводилась вариацией воздушных промежутков и толщин линз корректора с использованием формул Федера [4][3], дающих точный результат.

Следует упомянуть, что расчеты проводились с учетом экранирования главного зеркала в 30% по диаметру. Однако, необходимо учесть наличие бленды корректора, из-за которой реальное экранирование составит около 32%.

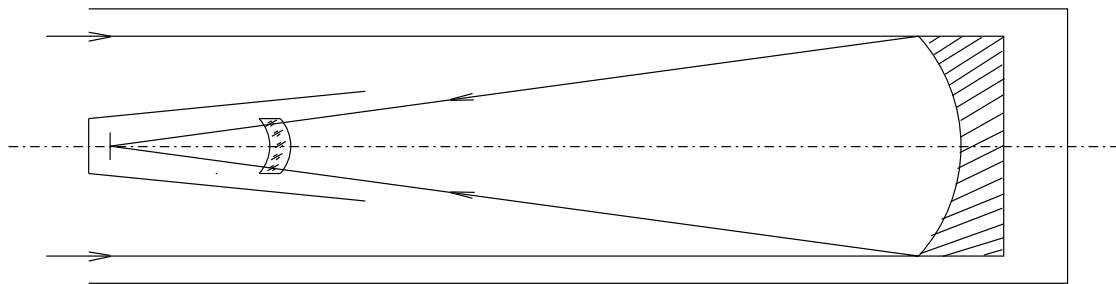


Рис. 4.2. Схематический рисунок бленд телескопа с корректором.

Полученный вариант всесторонне анализировался и оценивался на пригодность по величинам аберраций, качеству даваемого изображения, сложности изготовления и пр. Вид рассчитанных корректоров и корректора Аргунова представлен на рис.4.2.

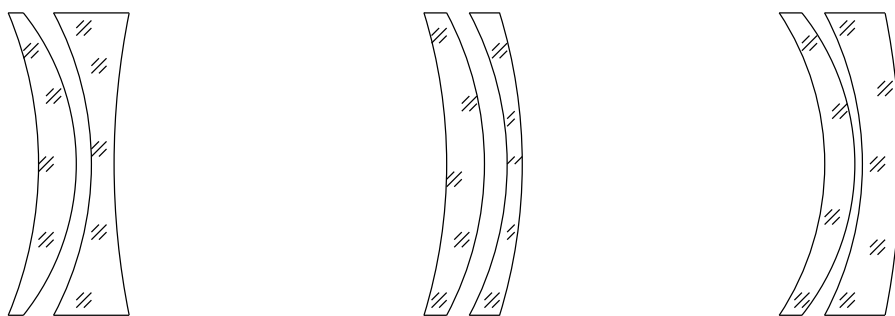


Рис. 4.2. Корректоры Аргунова(а) и рассчитанные автором для параболического(б) и гиперболического(с) зеркал.

Конструктивные параметры всех трех лучших из рассчитанных систем и величины их аберраций приводятся в таблицах 4.1 - 4.6.

Таблица 4.1: Конструктивные параметры корректора Аргунова

N	R, mm	d, mm	e	n (луч D)
1	-4800	∞	0.0	1.0
2	2719.2	-1643.7	0.0	-1.0
3	-1362.9	-14.4	0.0	-1.5163
4	-380.2	-1.2	0.0	-1.0
5	-633.9	-28.8	0.0	-1.5163
		-714.5		-1.0

Таблица 4.2: Конструктивные параметры корректора параболического главного зеркала

N	R, mm	d, mm	e	n (луч D)
1	-4800	∞	1.0	1.0
2	-2142.9	-1643.7	0.0	-1.0
3	-617.4	-14.4	0.0	-1.5163
4	-398.4	-1.2	0.0	-1.0
5	-702.9	-28.8	0.0	-1.5163
		-716.7		-1.0

Таблица 4.3: Конструктивные параметры корректора гиперболического главного зеркала

N	R, mm	d, mm	e	n (луч D)
1	-4800	∞	1.13396	1.0
2	-1285.9	-1643.7	0.0	-1.0
3	-597.4	-20.27	0.0	-1.5163
4	-373.4	-2.7	0.0	-1.0
5	-540.3	-16.2	0.0	-1.5163
		-721.2		-1.0

Таблица 4.4: Величины аберраций корректора Аргунова

D(сф-хр,F)	-3.864 мкм	
D(сф- хр,V)	-3.132 мкм	-0.271"
Волн. абerr.	0.007 дл.волны	
D(сфер)	0.7 мкм	0.058"
D(комы)	-9.2 мкм	0.796"
D(аст)	-57.5 мкм	4.977"
Крив. поля	314.6 мм	
Хром. увел.	2.612 мкм	
Дисторсия	0.0%	
Диам. поля	20.0 мм	
Масштаб	11.6 мкм/сек.дуги	86.56 сек.дуги/мм

Таблица 4.5: Величины аберраций корректора параболического
главного зеркала

D(сф-хр,F)	0.043 мкм	
D(сф-хр,V)	0.377 мкм	0.032"
Волн. абerr.	0.142 дл.волны	
D(сфер)	-1.9 мкм	0.160"
D(комы)	-0.1 мкм	0.009"
D(аст)	-43.2 мкм	3.719"
Крив. поля	441.7 мм	
Хром. увел.	-0.705 мкм	
Дис торсия	0.0%	
Диам. поля	27.9 мм	
Масштаб	11.6 мкм/сек.дуги	86.09 сек.дуги/мм

Таблица 4.6: Величины аберраций корректора гиперболического главного зеркала

D(сф-хр,F)	0.0 мкм	
D(сф-хр,V)	0.209 мкм	0.018"
Волн. абerr.	0.101 дл.волны	
D(сфер)	1.6 мкм	0.134"
D(комы)	-1.0 мкм	0.086"
D(аст)	-41.3 мкм	3.551"
Крив. поля	466.4 мм	
Хром. увел.	-0.829 мкм	
Дисторсия	0.0%	
Диам. поля	27.9 мм	
Масштаб	11.6 мкм/сек.дуги	86.98 сек.дуги/мм

Все три системы обладают принципиально неисправимыми астигматизмом и кривизной поля. Эти аберрации могут быть в некоторой степени скорригированы линзой Пиацци-Смита, принцип действия которой описан в главе, посвященной обзору корректоров. Итак, вариант системы Аргунова практически свободен от сферической аберрации, но обладает некоторым хроматизмом и заметной комой. Рассмотрев точечную диаграмму на краю поля, заметим, что пятно рассеяния довольно велико из-за недо исправленных комы и астигматизма, которые ограничивают полезное поле зрения системы примерно до полу градуса. В остальных двух корректорах хроматическая аберрация почти исправлена, а кома практически отсутствует. Однако, сферическую аберрацию полностью устранить не удалось, что немного ухудшает качество изображения в среднем по всему полю. На оси же

изображение остается удовлетворительным во всех трех системах. Более подробные характеристики всех трех систем приведены в приложении.

Для исправления кривизны поля (и, в некоторой степени, астигматизма) системы с корректора гиперболического зеркала, была рассчитана конфигурация линзы Пиацци-Смита. Из точечной диаграммы видно, что размер пятна рассеяния, после установки линзы, значительно уменьшился по всему полю (см. приложения).

Ввиду вышеизложенного можно сказать, что корректор Аргунова и рассчитанный корректора к параболическому зеркалу можно применять для достаточно широкого круга наблюдений, поскольку они дают вполне удовлетворительное изображение. Корректор же для гиперболического зеркала можно применять и при некоторых специфичных и более точных наблюдениях, т.к. он обеспечивает наилучшее изображение по всему полю из трех рассмотренных систем и его смело можно рекомендовать к изготовлению.

Глава 6

Заключение

В данной работе мы рассмотрели необходимость и причины расчета, изготовления и применения линзовых корректоров главного зеркала телескопов различных систем. Необходимость в корректорах главного фокуса возникла довольно давно, однако в свое время она носила частный характер и для каждого отдельного телескопа разрабатывался свой корректор со своими специфическими параметрами.

Прошло время и теперь корректоры прямого фокуса применяются практически в каждом среднем и крупном телескопе (и даже во многих любительских). Но, не смотря на повсеместное их применение, до сих пор не создано общей теории и методики расчета линзовых корректоров, не найдено достаточно простого и хорошего варианта.

Автор попытался показать, что расчет сравнительно простого корректора является делом довольно доступным. Вместе с этим достаточно ясно видно, что рассчитанные корректоры можно еще больше улучшить, например используя другой сорт стекла линз или варьируя расстояние главное зеркало - корректор.

В заключение хотелось бы выразить благодарность научному руководителю сего дипломного проекта кандидату физико-математических наук старшему научному сотруднику Одесской астрономической обсерватории Фащевскому Николаю Николаевичу, а также всем остальным сотрудникам вышеупомянутого заведения.

Литература

- [1] *Фащевский Н.* Разработка и исследование алгоритмов синтеза астрооптических схем. Отчет. - Одесса, 1998г.
- [2] *Иванов В., Фащевский Н., Паулин Л. и др.* Разработка и проектирование нового 80-сантиметрового астрофизического телескопа. Отчет. - Одесса, 1999г.
- [3] *Слюсарев Г.* Методы расчета оптических систем. - Л.:Машиностроение, 1969г.
- [4] *Михельсон Н.* Оптика астрономических телескопов и методы ее расчета. - М.: "Физико-математическая литература", 1995г.
- [5] *Михельсон Н.* Оптические телескопы. Теория и конструкция. - М.: "Наука", 1976г.
- [6] *Попов Г.* Современная астрономическая оптика. - М.: "Наука", 1988г.
- [7] *Щеглов П.* Проблемы оптической астрономии. - М.: "Наука", 1980г.
- [8] *Наумов Д.* Изготовление оптики для любительских телескопов-рефлекторов и ее контроль. - М.: "Наука", 1988г.