

981к
4200

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Э.А.ВИТРИЧЕНКО

**МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОПТИКИ**



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1980

Витриченко Э. А. Методы исследования астрономической оптики. М.: Наука, 1980. 152 с.

В книге излагаются количественные объективные методы исследования формы оптической поверхности астрономического зеркала. Рассмотрены три метода: метод Гартманна, метод Фуко, Филбера и группа интерферометрических методов. Основное внимание уделено опыту применения этих методов в практике исследования крупнейших современных телескопов. В частности, приведены результаты исследования крупнейшего в мире 6-метрового параболического зеркала телескопа БТА.

Книга рассчитана на инженеров-изготовителей и инженеров-исследователей астрономических зеркал, астрономов-наблюдателей, студентов и аспирантов университетов и оптико-механических факультетов вузов.

Табл. 8, ил. 51, библиогр. 86 назв.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук
П. В. ЩЕГЛОВ

Эдуард Александрович Витриченко

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Утверждено к печати Институтом космических исследований Академии наук СССР

Редактор В. Д. Новиков. Редактор издательства Э. С. Павлинова
Художник А. Г. Кобрин. Художественный редактор Т. П. Поленова
Технический редактор Л. Н. Золотухина
Корректоры Д. Ф. Арапова, Н. И. Казарина

ИБ № 16109

Сдано в набор 20.12.79. Подписано к печати 4.04.80. Т-02590. Формат 60×90^{1/16}.
Бумага типографская № 2. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая
Усл. печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 10. Тираж 1150 экз. Тип. зак. 2637. Цена 1 р. 60 к.

Издательство «Наука». 117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

В 20601—159
055(02)—80 БЗ—94—2—79 2602050100 © Издательство «Наука», 1980 г.



ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Как это ни покажется парадоксальным, но ни в отечественной, ни в зарубежной литературе нет монографии, специально посвященной вопросам исследования астрономической оптики, хотя библиография журнальных статей насчитывает несколько сотен наименований. Можно назвать лишь две книги, давно ставшие библиографической редкостью, в которых рассмотрены проблемы исследования больших оптических поверхностей. Это книга Густава Ивона «Методы контроля оптических поверхностей», изданная на русском языке в 1939 г., и книга Д. Д. Максудова «Изготовление и исследование астрономической оптики», изданная в 1948 г. Можно назвать еще книгу Д. Т. Пуряева «Методы контроля оптических асферических поверхностей», которая вышла в 1976 г., но в этой книге основное внимание уделено проблеме компенсаторов, т. е. такому вопросу, который в данной книге не рассматривается. Книжки Г. Ивона и Д. Д. Максудова ни в коей мере не устарели и на сегодняшний день, но уже не отвечают на многие вопросы, которые ставит и решает автор настоящей монографии.

Необходимость количественно исследовать астрономическое зеркало как в процессе его изготовления, так и перед его использованием для астрономических наблюдений доказывать не нужно. Для большей части режимов астрономических наблюдений эффективность телескопа прямо пропорциональна его разрешению, которое в свою очередь однозначно зависит от качества оптической поверхности его главного зеркала и всей оптической системы в целом. Отсюда следует важный экономический вывод: выгодно иметь малый телескоп, но хорошего качества, а не большой телескоп с посредственной оптикой.

Автор этой книги — астроном и специалист по исследованию оптики телескопов. Это позволяет ему не только предложить читателю хорошо развитые и автоматизированные методы контроля оптических поверхностей, в разработке которых он лично принимал большое участие, но и показать, к каким ограничениям при астрономических наблюдениях приведет то или иное качество оптики телескопа. Поэтому книга будет полезна не только оптикам-изготовителям, но и астрономам-наблюдателям.

П. В. Щеглов

Как и другим астрономам-наблюдателям, мне пришлось довольно много заниматься исследованием астрономических приборов, в том числе и телескопов. Совместно с И. М. Копыловым было проведено исследование 2,6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории. В процессе изготовления первого и второго зеркал для крупнейшего в мире 6-метрового телескопа Специальной астрофизической обсерватории был накоплен большой опыт в деле развития и автоматизации методов исследования астрономической оптики. Этот опыт и результаты лабораторных работ составили материал данной книги.

Работа по развитию методов исследования астрономической оптики проводилась в контакте с промышленностью и для промышленных целей. В результате такого контакта родилась новая проблематика: автоматизация методов изготовления астрономической оптики на базе современной техники. Решению этой актуальной проблемы посвящена, кроме того, готовящаяся книга Э. А. Витриченко, А. М. Прохорова и Е. В. Трушина «Методы изготовления астрономической оптики». Автоматизированные методы изготовления оптики, открывающие новые возможности для промышленности, уже сейчас внедрены на многих отечественных и зарубежных предприятиях.

Ближайшей перспективой телескопостроения является создание гигантских (паземных и бортовых) адаптивных телескопов с многоэлементным главным зеркалом. Для ознакомления с этой тематикой можно рекомендовать сборник статей под редакцией автора «Адаптивная оптика» (изд-во «Мир»). В решение этих проблем еще предстоит вложить большой труд, но важно отметить, что без количественных методов контроля и без современной технологии создание адаптивных телескопов невозможно. Таким образом, все три темы логически связаны между собой.

Часть содержания данной книги составляет материал, полученный автором вместе с сотрудниками, имена которых он считает приятным долгом назвать; большую помощь в работе оказали также руководители и оппоненты: Г. И. Амур, Л. А. Арцимович, Г. М. Бескин, А. М. Богудлов, В. В. Горелик, И. И. Духопел, О. А. Евсеев, В. А. Зверев, В. А. Иванов, Ф. К. Катагаров, В. К. Кирилловский, И. М. Копылов, Ю. П. Коровяковский, В. Г. Липовецкая, А. Н. Макаров, В. А. Минин, О. А. Мельников, А. М. Прохоров, Д. Т. Пуряев, Л. И. Снежко, М. Н. Сокольский, Е. В. Трушин, М. А. Уханов, Г. С. Царевский, П. В. Щеглов, А. Г. Щербаков.

Времена умозрительного построения мира прошли вместе с временами Аристотеля. Всеми своими современными достижениями астрономия обязана развитию телескопов, основное назначение которых — собирать как можно больше света. С каждым годом растут диаметры телескопов, возрастают требования к качеству их оптики. Однако увеличение диаметра телескопа имеет свои пределы, поскольку на этом пути возникают непреодолимые технические трудности [Михельсон, 1976].

Важнейшей частью телескопа является его главное зеркало, которое и выполняет основную функцию телескопа. От качества главного зеркала при его заданном диаметре зависят возможности инструмента при проведении научных исследований. Телескоп — дорогое и долговечное сооружение. Стоимость крупного современного телескопа исчисляется миллионами и десятками миллионов рублей, а время жизни телескопа — десятки лет. Практически всегда на одном и том же телескопе работает несколько поколений астрономов.

Для получения качественных результатов необходимо выполнение целого ряда условий. С самого начала необходимо позаботиться о правильном выборе места для установки телескопа [Шевченко, 1973] с тем, чтобы атмосферные условия обеспечили максимальное количество ясных ночей и наилучшее качество изображения. Для качества изображения, создаваемого атмосферой, существует критерий, сформулированный Шеффлером [Scheffler, 1962]: изображение практически неотличимо от идеального, если атмосферные дрожания имеют среднеквадратичное отклонение $0,3''$. Сейчас известны два района на земном шаре, в которых может выполняться указанный критерий: Чили и Средняя Азия. В Чили создан большой комплекс обсерваторий, районы Средней Азии начинают осваиваться.

Даже если атмосфера позволяет получить отличное изображение, его может испортить астрономическая башня, в которой установлен телескоп. Под куполом башни и на ее покрытии создаются тепловые потоки воздуха, возмущающие волновой фронт света, идущий от небесного тела. Этот вопрос настолько мало изучен, что пока невозможно сформулировать требования к астрономической башне, при выполнении которых она бы не портила изображение.

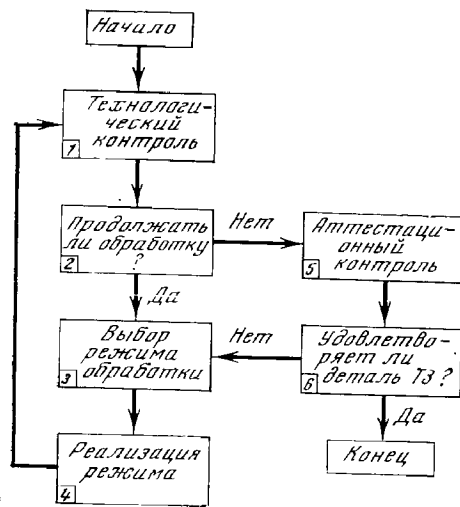


Рис. 1. Граф технологического процесса на этапе доводки оптической поверхности астрономического зеркала

Исключительную важность имеет ведение телескопа. Астрономические экспозиции продолжаются часами. За это время телескоп должен вестись за звездой с точностью, исчисляемой десятками долями угловой секунды. Нужно помнить, что вес телескопа составляет десятки или сотни тонн. Задача оказывается довольно сложной, а исследования путей ее решения только начаты.

И все же, если главное зеркало плохого качества, то все остальные условия не имеют значения [Ефремов и др., 1975]. Изготовление же главного зеркала представляет большую техническую трудность, которая связана с большим размером оптической поверхности при высоких требованиях к ее качеству. Площадь современного зеркала исчисляется квадратными метрами, а форма его поверхности должна быть выдержана с точностью, исчисляемой сотыми долями микрона.

Процесс изготовления астрономического зеркала состоит из двух основных этапов: придания оптической поверхности требуемой формы с помощью оптического станка и инструмента и исследования формы поверхности с целью оценки произведенного эффекта и задания очередного сеанса обработки. На рис. 1 показан граф процесса обработки астрономического зеркала. Обработка начинается с технологического контроля, который должен обеспечить получение нормальных уклонений. Затем следует принять решение: продолжать или прекратить обработку оптической по-

верхности. Для принятия такого решения необходимо выработать критерий. Если требуется изготовить астрономическое зеркало, не отличающееся практически от теоретического предела, то можно воспользоваться критерием Рэлея: амплитуда нормальных уклонений для отражающей оптической поверхности не должна превышать $\lambda/8$, где λ — рабочая длина волны [Рэлей, 1879]. Амплитуда нормальных уклонений — нечетко определенная величина. Астрономические зеркала могут иметь ошибки, площадь критерий Марешаля [Marechal, 1947]: среднее квадратичное уклонение истинной поверхности от идеальной не должно превышать $\lambda/28$. Шеффлер [Scheffler, 1962] также приводит критерий для астрономического зеркала, качество которого практически идеально: среднее квадратичное уклонение должно быть меньше 0,03 мкм. Критерий Шеффлера практически совпадает с критерием Марешаля.

В настоящее время не существует ни одного астрономического зеркала диаметром больше 1 м, которое бы удовлетворяло критериям Рэлея, Марешаля или Шеффлера. Поэтому требования, которые предъявляют заказчики-астрономы оптикам-изготовителям, должны, с одной стороны, соответствовать возможностям промышленности, а с другой — назначению телескопа и условиям его эксплуатации. Астронома редко интересует форма оптической поверхности, более важной характеристикой является его угловое разрешение. Эти две величины связаны между собой сложной зависимостью, но некоторые простые случаи, помогающие на основании требований к разрешению оценить требования к форме оптической поверхности астрономического зеркала, рассмотрены в работах Шеффлера [Scheffler, 1962] и Зверева и др. [1976].

Если принято решение продолжать работу над оптической поверхностью (см. рис. 1), следует выбрать технологический режим, его реализация и возвращение к технологическому контролю. В настоящее время ведутся интенсивные разработки по автоматизации этих этапов с применением ЭВМ [Aspden et al., 1972; Jones, 1977], но рассмотрение этих вопросов выходит за рамки книги. Если же принято решение прекратить обработку и перейти к аттестации готового зеркала, то основное внимание должно быть уделено качеству изображения. Важнейшей характеристикой зеркала в этом отношении является распределение энергии в круге рассеяния. Астрономы, составляя техническое задание для изготовителей, указывают, какая часть энергии должна быть сосредоточена в кружках определенного диаметра. Если эти требования не выполняются, необходимо вновь вернуться к обработке оптической поверхности с целью дальнейшего ее улучшения.

Таким образом, исследование астрономического зеркала имеет два аспекта. С одной стороны, в процессе изготовления необходимо знать форму оптической поверхности с целью выработки тех-

нологических режимов, реализация которых приведет к уменьшению ошибок. С другой стороны, необходимо оценить разрешение зеркала, которое характеризуется концентрацией энергии в круге рассеяния.

Эта книга посвящена методам исследования формы астрономических зеркал. Многие положения могут быть применены к линзовым объективам и другим оптическим системам, но основным предметом книги остается главное астрономическое зеркало большого телескопа.

ОБЩИЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ

В этой главе рассмотрим краткую историю методов контроля астрономической оптики, проблему классификации методов контроля и проведем сравнительный анализ различных методов с указанием их достоинств и ограничений.

1. Из истории методов контроля

Телескоп был изобретен Галилеем в 1610 г. Эту дату можно считать датой рождения комплекса проблем, связанных с оценкой качества изображения, создаваемого астрономической оптикой, и методами улучшения этого качества. В течение двух с половиной веков не существовало метода исследования формы оптической поверхности астрономического зеркала или линз объектива. Все оценки качества астрономического объектива производились по изображению звезды. Это позволяло с достаточной определенностью выявить типичные ошибки оптики телескопа: астигматизм, кому, сферическую и хроматическую аберрации. Для каждой из указанных аберраций изображение звезды имеет характерный вид, что позволяет судить о том, какая из аберраций преобладает, и производить переобработку объектива с целью ее уменьшения.

Объективы первых телескопов были линзовые, и долгое время основным недостатком таких объективов был хроматизм. Хроматизм является скорее следствием недостатков в расчете объектива и в стратегии его композиции, чем следствием ошибок изготовления формы поверхности его линз. Поэтому только в связи с созданием зеркальных телескопов, идеологом которых выступил Ньютон, возникла проблема тщательного изготовления и соответственно тщательного исследования формы отражающей оптической поверхности, поскольку зеркальные телескопы принципиально не имеют хроматизма.

Зеркальные телескопы, так же как и линзовые, исследовались по изображению звезды. Основным оружием в борьбе за качество астрономической оптики у изготовителей была тщательность работы над оптической поверхностью. Качественно оценивая характер ошибок по изображению звезды, изготовитель методом проб и ошибок снова обрабатывал астрономическое зеркало вплоть до исчерпания своих возможностей, которые в основном были связаны с его опытом и интуицией. Однако для радикального ре-

шения вопроса улучшения качества астрономических зеркал необходим метод, позволяющий оценить расположение и величину ошибок на оптической поверхности.

Метод контроля формы оптической поверхности впервые предложил Фуко [Foucault, 1858]. Метод прост до гениальности. Точечным источником света освещается исследуемое зеркало. Изображение этого источника рассекается ножом, и глазом наблюдаем теньевую картину, которая представляет собой карту компонентов поперечных aberrаций, направления которых перпендикулярны кромке ножа. Если оптическая поверхность имеет центральную симметрию, то сведения оказываются полными. Если же имеются локальные ошибки, то достаточно повернуть кромку ножа на 90° по позиционному углу, чтобы получить карту поперечных aberrаций в перпендикулярном направлении. Таким образом, вектор поперечных aberrаций для каждой точки оптической поверхности оказывается известным.

Все современные оптики прекрасно знают и широко используют метод Фуко в его первоначальном виде. Приобретя многолетний опыт работы со своим теньевым прибором, оптик способен мысленно переводить наблюдаемую глазом теньевую картину в качественную картину нормальных уклонений, т. е. оценивать расположение и высоту неровностей на оптической поверхности. Если убрать нож Фуко, роль которого чаще всего играет лезвие безопасной бритвы, и установить микроскоп, то оптик видит и кружок рассеяния. По его диаметру и форме опытный оптик определяет, есть ли астигматизм, кома или другие aberrации третьего порядка, оценивает их величину, а также принимает решение, можно ли сдать изделие заказчику.

Единственный, но весьма серьезный недостаток классического метода Фуко заключается в том, что метод — качественный. Оптик видит и может сфотографировать теньевую картину, но перевести ее в цифры невозможно. Дело в том, что изображение, создаваемое участком зеркала, либо перекрывается ножом (тогда этот участок оказывается темным), либо выходит из-под ножа (светлый участок). Полутона, имеющиеся на теньевой картине, связаны с побочными эффектами: конечным размером источника света и дифракционными явлениями. Первую попытку превратить метод Фуко в количественный сделал Гавиола [Gaviola, 1936] через 78 лет после изобретения метода Фуко. Гавиола предложил расчленив оптическую поверхность на зоны, которые затем стали выделять с помощью экрана с отверстиями [Couder, 1937], которые выполняются симметрично относительно центра зеркала. Измеряя продольную aberrацию с помощью ножа Фуко, можно методом Гавиолы определить количественно радиальную составляющую нормальных уклонений. Более того, метод становится пригодным и для асферических зеркал [Ritchey, 1904], поскольку из полученных нормальных уклонений можно вычленив составляющую, связанную с асферичностью зеркала. Метод Гавиолы также получил

широкое распространение и применяется по настоящее время.

Радикальное развитие метод Фуко приобрел в работах известного советского оптика Максудова [1948], который выступал и как выдающийся пропагандист этого метода. Максудов изучил предельную чувствительность метода и показал, что возможно измерять ошибки до $0,005 \lambda$. Он предложил метод фигурной диафрагмы, которая устанавливается сразу за ножом Фуко и позволяет получить количественную карту поперечных aberrаций. Благодаря заслугам Максудова в деле развития и популяризации метода Фуко многие современные авторы этот метод контроля называют методом Фуко — Максудова.

Привлечение телевизионной техники [Philbert, 1967] настолько повысило оперативность метода Фуко, удобство работы и упростило количественную абсолютную калибровку метода, что метод получил новое рождение. В отечественной практике метод Фуко — Филбера впервые был применен для исследования $2,6$ м сферического зеркала [Богудлов и др., 1973]. Была создана методика получения количественной карты нормальных уклонений при исследовании 6 -м параболического зеркала [Бескин и др., 1975а]. Последний этап развития метода связан с именем Вилсона [Wilson, 1975], который независимо предложил метод построения карты нормальных уклонений и, кроме того, применил для обработки и представления результатов цифровую технику.

Метод Гартманна хорошо известен астрономам. Идея метода заключается в разбиении волнового фронта на отдельные пучки света с помощью диафрагмы с отверстиями и в дальнейшем анализе следов этих пучков на плоскости, расположенной вблизи фокуса. Впервые эту идею изложил Декарт [Мельпиков и др., 1968] в одном из своих писем. Декарт предложил использовать для контроля линзового объектива картон с рядом отверстий, установленный перед объективом, а вблизи фокальной плоскости установить экран, на котором можно было бы изучать ошибки изготовления объектива.

Через два с половиной века этот же метод предложил и сразу же стал широко применять для исследования оптических систем Гартманн [Hartmann, 1900, 1904], благодаря которому метод и получил свое название. Наиболее детальный анализ возможностей метода выполнила Романова (1927). В частности, ею был подробно рассмотрен вопрос о роли дифракции на отверстиях диафрагмы.

Метод Гартманна получил самое широкое распространение при исследовании астрономических объективов, зеркал и систем в обсерваториях на телескопе при использовании звезды в качестве источника света. Этим методом изучены все без исключения крупнейшие телескопы мира. Боуен [Bowen, 1950] исследовал главное зеркало телескопа диаметром 5 м, долгое время остававшееся крупнейшим в мире. Метровый линзовый объектив Йеркской обсерватории был изучен Фоксом [Fox, 1908]. Главное зеркало телескопа

Ликской обсерватории, диаметр которого составляет 3 м, было детально изучено Мейелом и Василевским [Mayall, Vasilevskis, 1960], в работе которых впервые предложена методика одновременного изучения радиальных и тангенциальных составляющих поперечной аберрации. Пласкет [Plaskett, 1939] исследовал 2-м зеркало обсерватории Мак Дональд. Параболическое зеркало диаметром 1,7 м телескопа обсерватории Перкинса исследовал Стетсон [Stetson, 1933]. Анализ применения метода Гартманна при исследовании 2,6-м астрономического зеркала в цеховых условиях приведен в работе Тула [Tull, 1968]. В отечественной практике классический метод Гартманна был применен для исследования 1-м зеркала Симеизской обсерватории [Шайн, 1926], главного зеркала 1,22-м телескопа Крымской обсерватории [Копылов, 1954] и 2-м телескопа Шемахинской обсерватории [Асланов и Мамедов, 1969].

В классическом варианте метода Гартманна анализируются только радиальные составляющие поперечных аберраций. Методике одновременного анализа радиальных и тангенциальных составляющих поперечных аберраций предложили Мейел и Василевский [Mayall, Vasilevskis, 1960], что позволило получать карту нормальных отклонений всей оптической поверхности. Этим обобщенным методом было исследовано 1,25-м зеркало Южной станции ГАИШ [Артамонов и Дибай, 1965].

Дальнейшее развитие метода Гартманна заключалось в привлечении ЭВМ для обработки результатов измерения снимка Гартманна. Впервые эту проблему поднял Шульте [Shulte, 1968]. В отечественной практике программу для ЭВМ применили при исследовании 6-м параболического зеркала Витриченко и др. [1975], Копылов и др. [1977]. Дальнейшее развитие автоматизированных методов обработки результатов измерений снимка Гартманна выполнено в работах Зверева и др. [1977а, 1977б, 1977в].

Наиболее трудоемкой остается процедура измерений снимка Гартманна, которая при ручном способе занимает несколько часов. В направлении автоматизации измерений сделаны только первые шаги [Чебан и др., 1979].

Создание интерферометрических методов контроля таких крупных оптических поверхностей, какими являются астрономические зеркала, стало возможно только с появлением лазеров, имеющих большую длину когерентности. Проблема автоматизированной обработки интерферограмм была решена в работе Риммера и др. [Rimmer e. a., 1972]. Проблема ввода интерферограмм в ЭВМ и их анализ с целью измерения положения полос рассмотрена Машерлином и Тейсье [Munierlin, Teysier, 1976], а в отечественной литературе — Грипиным и др. [1976]. При исследовании 6-м зеркала были получены интерферограммы, которые затем подверглись частичной обработке [Коломийцова и др., 1976]. Много полезных сведений по интерферометрическому методу содержится в книгах Пуряева [1976] и Коломийцова [1976].

До последнего времени в производственных условиях применялся только метод Фуко в его классическом качественном виде. Это было в значительной степени обусловлено авторитетом Максудова [1932], в работах которого часто приводилась острая критика метода Гартманна: «Типичным рабочим методом испытания является теневой метод ножа и светящейся точки; типичным контрольным — метод Гартманна. Если бы, невзирая на всю громоздкость и длительность метода Гартманна, мы пожелали бы воспользоваться им в качестве рабочего метода, то в силу его полной ненаглядности мастер не смог бы исправить ошибок, указываемых методом Гартманна, и вся работа велась бы наугад и ощупью; в лучшем случае мастер стал бы пользоваться опять-таки теневым методом, оценивая теневую картину в соответствии с показаниями испытания по Гартманну и добиваясь новой более совершенной теневой картины». Аналогичные возражения встречал и интерференционный метод контроля.

Многие из возражений Максудова в настоящее время потеряли силу. Большую роль в этом сыграло широкое применение цифровой и аналоговой техники, что повысило и оперативность, и наглядность, и полноту получаемой информации об оптической поверхности астрономического зеркала.

2. Классификация методов

Существует множество различных методов для изучения формы оптической поверхности астрономических зеркал. Однако не все они отвечают современным требованиям к точности и объективности. Поэтому прежде всего возникает необходимость сформулировать те требования, которые предъявляются к методам контроля [Максудов, 1932].

Первое требование — точность. Самой насущной задачей современного телескопостроения является создание астрономической оптики, которая по своему качеству приближалась бы к теоретическим возможностям. Согласно критерию Шеффлера [Scheffler, 1962] среднеквадратичная ошибка оптической поверхности не должна превышать 0,03 мкм. Если потребовать, чтобы методы контроля обеспечивали точность в 3 раза лучше, то получаем, что среднеквадратичная ошибка метода контроля должна составлять 0,01 мкм. Такого же порядка требования мы получим, если используем критерий Рэлея [Rayleigh, 1879] или Марешала [Marchal, 1947].

Второе требование — полнота получаемой информации, которая может быть достигнута при одновременном получении сведений обо всей оптической поверхности, т. е. результатом контроля должна быть карта всей оптической поверхности, показывающая либо нормальные, либо волновые отклонения. Это требование связано с тем, что для астрономических зеркал наиболее типичны локальные ошибки [Витриченко, 1976], а потому изучение толь-

ко радиальных aberrаций может дать неверные сведения о свойствах астрономического зеркала.

Третье требование: информация о форме оптической поверхности должна быть количественной. В этом смысле классический метод Фуко, многие десятилетия используемый оптиками, уже не отвечает современным требованиям.

Четвертое требование — объективность и документальность. Это означает, что исследования должны производиться объективными методами и дать в итоге документ, который можно анализировать с нужной точки зрения. Например, в общем случае астронома не интересует фигура главного зеркала, а лишь его разрешение. Но если применит большой телескоп в режиме интерферометра Майкельсона, то возникает необходимость дополнительного изучения тех участков оптической поверхности, которые используются для образования интерференционной картины. Документом, подлежащим дополнительной обработке, здесь является карта нормальных уклонов главного зеркала. Другой пример — метод Ричи. Этот метод не только не отвечает второму требованию, но и является субъективным, поскольку точность измерения продольных aberrаций является в этом случае функцией опыта оптика. В идеальном случае субъективный опыт желателен исключить, и только тогда метод контроля окажется воспроизводимым любым исследователем.

В рамках изложенных выше требований рассмотрим разные классы методов контроля. Во-первых, разделим методы на контактные и бесконтактные (рис. 2). В контактных методах контроля измерительный прибор приводится в соприкосновение с оптической поверхностью. Простейшим контактным прибором является сферометр, с помощью которого измеряют радиус кривизны оптических поверхностей. Этот же принцип используют в методе переставляющихся линейных сферометров при исследовании больших астрономических зеркал [Baile, Espiardu, 1972; Шевелев и др., 1977]. Контактные методы не отвечают ни первому, ни второму требованию к методам контроля. Точность этих методов в зависимости от конкретной реализации составляет 1—3 мкм, а получаемые сведения относятся к какому-либо одному профилю на оптической поверхности. В дальнейшем эти методы рассматривать не будем.

Бесконтактные методы можно разделить по принципу работы измерительного прибора на два типа: геометрические и волновые. К геометрическим методам относятся: метод Гартманна и теневые методы Фуко — Филбера. К волновым — интерферометрический метод контроля. Если метод Гартманна практически не имеет модификаций, то теневые методы могут быть подразделены на несколько типов. Можно отметить метод нити, метод щели, метод щели и нити [Максутов, 1948], а также метод Ронки [Ronchi, 1923], который по способу получения сведений об оптической поверхности напоминает метод Фуко, а по методике обработки ре-

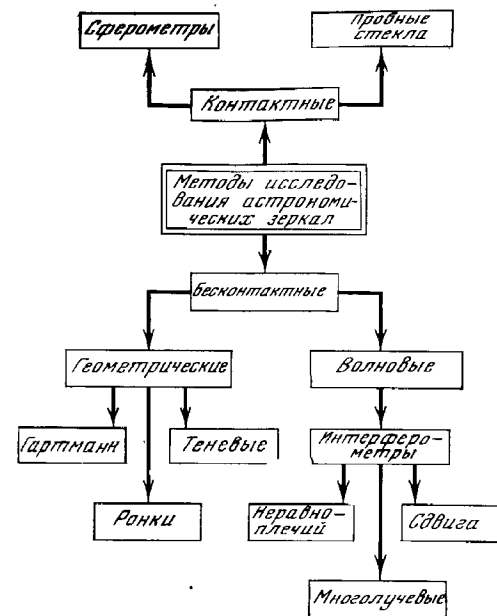


Рис. 2. Схематическая классификация методов получения карты нормальных или волновых уклонов для оптической поверхности астрономического зеркала

зультатов измерений — метод Гартманна. Все перечисленные разновидности теневых методов (кроме метода Ронки) не отвечают второму требованию к методам контроля. Методом Ронки возможно получение карты оптической поверхности [Sherwood, 1959].

Интерферометрические методы контроля, подробно рассмотренные Пуряевым [1976], можно разделить на две группы по способу получения опорной волны: неравноплечий интерферометр и интерферометры с совмещенными ветвями. Интерферометр сдвига для исследования астрономической оптики мало применяется в связи со сложностью обработки интерферограмм, получаемых с этим интерферометром. Конструкций интерферометров очень много, здесь мы не будем подробно останавливаться на этих вопросах.

3. Сравнительный анализ методов

Основная задача исследования оптической поверхности или оптической системы состоит из двух частей: получения формы волнового фронта и получения распределения энергии в кружке рассеяния. Получение формы волнового фронта или карты нормальных уклонов для оптической поверхности позволяет оптику-изготовителю продолжать процесс формообразования. Сведения

о распределении энергии в фокальной плоскости оптической системы позволяют оценить возможности системы при ее использовании по назначению. Таким образом, если первая величина интересует в основном изготовителя оптики, то вторая — потребителя. Все остальные характеристики могут быть получены из этих двух функций. В принципе, зная форму волнового фронта, можно вычислить распределение энергии в кружке рассеяния [Маршалл и Франсон, 1964]. Однако эти вычисления даже с использованием ЭВМ громоздки и неточны, поэтому предпочтительнее получать кружок рассеяния еще и экспериментально. Первая попытка выделить группу методов контроля, обеспечивающих количественную достоверную информацию о свойствах астрономического зеркала а также дать сравнительный анализ этого комплекса методов была сделана Бескиным и др. [1975а]. Более подробный обзор методов исследования астрономической оптики можно найти в работе Духопела и др. [1975].

Обширная библиография по методам исследования оптики приведена в работе Малакара и др. [Malacara e. a., 1975]. Из всей совокупности выберем только такие методы, которые позволяют изучить всю оптическую поверхность, т. е. получить карту деформаций волнового фронта. Для астрономических зеркал получение усредненных характеристик, например среднего профиля вдоль радиуса детали, имеет только вспомогательное значение, поскольку кроме зональной составляющей для них характерны локальные ошибки. Для цеховых и натуральных испытаний астрономических зеркал можно рекомендовать набор, состоящий из трех методов: геометрического метода Гартманна, фотометрического метода Фуко — Филбера и интерференционного метода Тваймана — Грина.

Практика исследования астрономической оптики показывает, что использовать только один из методов контроля невозможно, поскольку каждый из методов имеет специфические недостатки, что приводит к неуверенности в получаемых результатах контроля. Учесть эти недостатки возможно только путем дублирования результатов контроля другими методами, свободными от данного недостатка, но страдающими в свою очередь другими ограничениями. Такая практика приводит к удорожанию процедуры контроля, но для больших астрономических зеркал, стоимость которых чрезвычайно велика, это компенсируется повышением достоверности контроля.

В табл. 1 дается сравнительный анализ методов контроля формы оптической поверхности. Из сравнения достоинств и недостатков методов видно, что они хорошо дополняют друг друга.

При анализе табл. 1 и для дальнейшего необходимо отметить терминологическую трудность, возникшую в отечественной научной литературе. Для реализации того или иного метода контроля необходимо собрать оптическую схему контроля, в состав которой в общем случае входят три элемента: контролируемая

Таблица 1. Сравнение методов контроля формы оптической поверхности

Метод	Достоинства	Недостатки
Гартманна	Прост в реализации, пригоден для любой формы поверхности, не боится вибраций и фотометрических неоднородностей, пригоден как в цеховых условиях, так и на телескопе	Мало нагляден, не оперативен, чувствителен к мелким дефектам поверхности, не привычен для оптиков-практиков
Фуко—Филбера	Оперативен, нагляден, не чувствителен к мелким дефектам поверхности, привычен для оптиков-практиков	Сложен в реализации, чувствителен к вибрациям и фотометрическим неоднородностям, не пригоден на телескопе
Интерферометрический	Нагляден, мало чувствителен к фотометрическим неоднородностям и к мелким дефектам, привычен для оптиков-практиков	Сложен в реализации, чувствителен к вибрациям, применим к близким к сфере поверхностям, иначе требует применения корректора, не пригоден на телескопе

деталь, нуль-корректор (компенсатор) и прибор, реализующий данный принцип контроля. В литературе часто на метод контроля переносят название компенсатора или сам факт его присутствия в схеме контроля. Так появились названия «компенсационный метод» [Пурьев, 1976] и «голографический метод» [Ларионов и др., 1973]. Здесь под методом контроля будем понимать только сам принцип анализа волнового фронта, образованного системой исследуемая деталь плюс компенсатор. При этом присутствие компенсатора во многих схемах контроля несобязательно. Проблема расчетов, изготовления и использования компенсаторов подробно изложена в книге Пурьева [1976], и мы на этих вопросах останавливаться не будем. В рамках введенной терминологии «компенсационный метод» оказывается интерферометрическим, в котором в схеме контроля используется линзовый компенсатор. «Голографический метод» тоже оказывается интерферометрическим, но компенсатор в схеме контроля выполнен в виде голограммы.

Поясним краткие записи табл. 1. Простота реализации для метода Гартманна означает, что необходимо иметь три простых элемента: диафрагму, осветитель и кассету с фотопластинкой — и схема контроля готова. Два других метода требуют создания более сложной аппаратуры. Далее, метод Гартманна — единственный из трех указанных — не боится вибраций, поскольку небольшие смешения в системе „зеркало — диафрагма — осветитель — фотопластинка“ приводят только к размытию пятен на снимке, но не к их относительному смещению. Именно по этой причине при реализации метода на телескопе при смещениях изображения звезды на несколько секунд (из-за атмосферы) удается измерить

ошибки поверхности зеркала, приводящие к смещению изображения на доли секунды. В цеховых условиях, где вибрации присутствуют всегда, это достоинство также оказывается решающим. Неравномерность освещенности оптической поверхности приведет к изменению яркости пятен на снимке, но не к их смещению. Это не вносит погрешности в метод Гартманна. Наконец, возможность применения метода Гартманна на телескопе делает этот метод уникальным: никакой другой на телескопе непригоден.

Недостатки метода Гартманна подробно рассмотрены в главе 2. Малая наглядность метода заключается в том, что снимок, получаемый в результате контроля, непонятен оптику-изготовителю в отличие от теневой картины или интерферограммы, по которым он может сделать качественные выводы о форме оптической поверхности. Неоперативность метода связана с необходимостью сложной обработки снимка Гартманна. Оба указанных недостатка не являются принципиальными, первый из них психологический, второй — чисто технический. Оперативность может быть существенно повышена путем полной автоматизации метода с использованием ЭВМ: прямой ввод снимка в память ЭВМ, обработка и удобное представление результатов на дисплейном устройстве. Непривычность для оптиков-практиков — это недостаток временный, по мере распространения метода в промышленности он исчезнет. Основным принципиальным недостатком метода является его низкое разрешение по поверхности детали. В идеальном случае желательно было бы изготовить диафрагму Гартманна с бесконечным числом отверстий с бесконечно малыми диаметрами, так чтобы вся оптическая поверхность была детально изучена. К сожалению, такой подход противоречит фундаментальным законам физики: бесконечно малые отверстия создают бесконечно большое дифракционное пятно, и применение метода Гартманна становится невозможным. Решение проблемы может быть в использовании идеи «скользящего» отверстия [Щеглов, 1977].

Метод Фуко—Филбера исключительно оперативен. Сразу после сборки и юстировки схемы контроля на экране осциллографа видны профили поперечных aberrаций и нормальных уклонений для любой хорды оптической поверхности. Процедура калибровки позволяет определить масштаб этих профилей в абсолютных единицах. Наглядность метода связана с тем, что на экране телевизора видна теневая картина, к которой так привыкли оптики-изготовители. Эта картина позволяет сразу получить множество сведений о форме оптической поверхности, не прибегая к сложной обработке. Разрешение метода по поверхности зеркала ограничивается только разрешением передающей телевизионной трубки, что на 1—2 порядка выше, чем в методе Гартманна.

Однако для реализации метода Фуко — Филбера необходимо изготовить довольно сложную телевизионную аппаратуру. Эта трудность устраняется, если наладить серийное заводское изготовление приборов. Особую опасность для метода представляют

рации, тепловые потоки и фотометрические неоднородности, которые не влияют на измерения в методе Гартманна. Фотометрические неоднородности имеют четыре основных компонента: неоднородность освещения оптической поверхности, неоднородность пропускания и отражения полупрозрачной пластины, используемой в светоделительном узле; неоднородность чувствительности сигнальной пластины передающей трубки, а также неоднородность коэффициента отражения оптической поверхности. Все эти эффекты можно учесть, но для этого необходимо производить дополнительные измерения. Из-за малого динамического диапазона телевизионной аппаратуры несферические поверхности без компенсатора измерить очень сложно. Этот недостаток не свойственен методу Гартманна. Более того, только методом Гартманна можно измерить ошибки, вносимые компенсатором, а затем уже использовать эти сведения для коррекции результатов контроля, получаемых методом Фуко — Филбера или интерферометрическим методом. На телескопе метод Фуко — Филбера применить невозможно, поскольку здесь используется источник света в виде площадки с резкими краями, а на небе таких источников света не существует.

Интерферометрический метод контроля демонстрирует материю волновые aberrации непосредственно, что обеспечивает его наглядность. По сути дела, настроив интерферометр на минимальное число полос, мы получаем карту волновых уклонений, если аппаратура не вносит никаких погрешностей. Небольшая неравномерность освещенности интерференционной картины мало влияет на результаты измерений интерферограммы. На интерферограмме можно измерить любые локальные ошибки, как бы малы они ни были по размерам и амплитуде. Метод широко распространен в практике заводских лабораторий.

При изготовлении интерферометра для контроля точных поверхностей предъявляются исключительно высокие требования как к его оптическим элементам, так и к механическим узлам. Особую трудность создает повышенная чувствительность метода к вибрациям, что затрудняет контроль в заводских условиях, где aberrаций избежать сложно. Если оптическая поверхность образует асферичный волновой фронт и величина этой асферичности намного больше длины волны, необходимо использовать корректор. Естественно, корректор вносит дополнительные погрешности в измерения, учет которых требует новых усилий. Современные интерферометры используют в качестве осветителя когерентный монохроматический источник — лазер. На небе таких источников не существует, поэтому применение интерферометра на телескопе осложнено [Sounders, Bruening, 1968].

Если оптика-изготовитель интересуется в основном формой оптической поверхности, то заказчика оптической детали чаще всего интересует качество изображения, создаваемое этой деталью. В этом смысле важнейшей «выходной» характеристикой является

Таблица 2. Сравнение методов определения кружка рассеяния

Метод	Достоинства	Недостатки
Вычислительный Фотометр	Простота реализации, пригоден для любой формы поверхности Высокая точность, привычен для практиков-астрономов, оперативен, прост в реализации, пригоден на телескопе	Мало нагляден, не оперативен, не привычен для практиков Чувствителен к фотометрическим неоднородностям, применим только к сферическим поверхностям, не нагляден
Телевизионная точка	Оперативен, нагляден, привычен для оптиков-практиков, дает полные сведения о топографии изображения, пригоден на телескопе	Сложен в реализации, чувствителен к вибрациям и фотометрическим неоднородностям, применим только к сферическим поверхностям
Изофотометрия	Привычен для практиков-астрономов, дает полные сведения о топографии изображения, нагляден	Сложен в реализации, чувствителен к вибрациям и фотометрическим неоднородностям, применим только к сферическим поверхностям, не оперативен
Гартманн	Привычен для астрономов, дает топографию изображения, пригоден для любой формы поверхности, пригоден для работы на телескопе	Не оперативен, не нагляден, не привычен для оптиков, неприемлем к точным поверхностям
Фуко—Филбера	Привычен для оптиков, дает топографию изображения	Сложен в реализации, чувствителен к фотометрическим неоднородностям, непригоден на телескопе

концентрация энергии в пятне рассеяния. В табл. 2 приведен список методов, используемых для ее измерения. Сделаем некоторые пояснения к табл. 2.

Если известна карта нормальных или волновых уклопений, полученная одним из методов, перечисленных в табл. 1, то путем численного интегрирования можно получить волновыми методами любые сведения об изображении [Маршалль и Франсон, 1964]. Однако точные решения можно получить только для простейших случаев. Поверхность астрономического зеркала, как правило, имеет сложную форму. Кроме того, сложную форму с точки зрения расчета имеет и входной зрачок телескопа в связи с экранированием центральной части вторичным зеркалом и наличием спайдеров, которые удерживают вторичное зеркало. По указанным причинам концентрацию энергии желательнее вычислять, поскольку при этом создается возможность математического моделирования, но результаты такого контроля необходимо дублировать экспериментальными методами.

Обычный астрономический фотометр, имеющийся на любой обсерватории, является самым точным способом измерения круж-

ка рассеяния. В цеховых условиях этот метод был применен для определения 6-м зеркала [Бескин и др., 1975в; Зверев и др., 1976а]. Если в какую-либо из ночей наблюдений качество изображения, обусловленное влиянием атмосферы, станет лучше, чем качество изображения, создаваемое астрономическим зеркалом, во время наблюдений можно получить распределение энергии кружке рассеяния, меняя размер диафрагм обычного астрономического фотометра.

Метод телевизионной точки, впервые предложенный Бескиным др. [1975в], обладает важным достоинством: телевизионная техника позволяет одновременно с измерениями видеть изображение точки. Это дает возможность точно фокусировать оптическую систему и избежать влияния вибраций и воздушных потоков, которые являются основным бичом при исследовании длиннофокусных оптических деталей.

Изофотометрический способ изучения кружка рассеяния дает возможность подробно изучить структуру изображения [Кирилловский, 1976; Зверев и др., 1976а, б].

Три изложенных выше метода основаны на изучении реального изображения точечного источника света. В методе Гартманна и в методе Фуко — Филбера можно получить распределение энергии кружке рассеяния в приближениях геометрической оптики, т. е. с помощью поперечных аберраций построить в фокальной плоскости фигуру, показывающую кружок рассеяния (точечную диаграмму). Для оптических поверхностей, близких по точности к дифракционному пределу, этими методами можно получить ошибочные результаты, поскольку геометрическая оптика становится неприемлимой.

При исследовании реального астрономического зеркала нет необходимости привлекать все перечисленные методы одновременно. Но недопустимо пользоваться лишь одним методом, поскольку заранее неизвестно, какие методические неточности он вносит. Мы не решаемся отдать предпочтение какому-либо методу и предлагаем астрономам совместно с оптиками выбирать комплекс методов контроля в составе не менее одного вычислительного и не менее одного экспериментального метода контроля.

МЕТОД ГАРТМАННА

Метод был предложен Гартманном (1900) и получил широкое распространение среди астрономов благодаря своему основному преимуществу — возможности использовать этот метод для аттестации готового телескопа путем наблюдений звезд. До настоящего времени астрономические телескопы аттестуются только методом Гартманна, поскольку ни один другой метод контроля для этой цели непригоден. С помощью метода Гартманна получают две основные характеристики оптики телескопа: карту нормальных уклонений главного зеркала или другой оптической системы телескопа, а также распределение энергии в кружке рассеяния. Кроме того, методом Гартманна часто юстируют оптику телескопа, определяют положение плоскости наилучшей фокусировки, изучают влияние положения телескопа и температурного режима на фигуру главного зеркала.

Поскольку на телескопе метод Гартманна является единственным возможным, естественно было бы использовать его и в цеховых условиях с целью соблюдения методической преемственности. Однако в отечественной заводской практике метод не применяется. Основная причина этого — малая наглядность и трудоемкость метода: измерение снимка Гартманна и его обработка занимают несколько суток. В случае автоматизации процесса обработки остается трудоемкий процесс измерений снимка, который занимает целый рабочий день. Если же автоматизировать все этапы, включая ввод снимка в ЭВМ, можно будет получать результаты контроля через 20—30 мин.

В зарубежной практике все без исключения астрономические зеркала после изготовления проходят аттестацию в цехе методом Гартманна. Такая «любовь» к методу Гартманна у зарубежных изготовителей обусловлена тем, что практически всегда астрономы принимают участие в изготовлении крупных зеркал. Подобная практика в отечественном телескопостроении была применена впервые при изготовлении 6-м зеркала, что позволило аттестовать зеркало методом Гартманна в цеховых условиях. Эта же методика почти без изменений была применена для аттестации зеркала на телескопе.

В развитии метода Гартманна можно отметить четыре этапа. Подробный анализ возможностей метода, рекомендации по его использованию в классическом виде рассмотрены в работе Рома-

ной [1927]. Мейел и Василевскис [Mayall, Vasilevskis, 1960] предложили использовать для анализа оптической поверхности не только радиальную составляющую поперечных aberrаций, как это делается в классическом случае, но и тангенциальную, что создало возможность построения карты нормальных уклонений всей оптической поверхности. Дальнейшее развитие метода связано с его автоматизацией. Автоматизация вычислений была рассмотрена в работах Шульте [Shulte, 1968], Витриченко и др. [1975], а также в работе Зверева и др. [1977б]. Последние две работы связаны с исследованием 6-м зеркала. Очередной этап развития метода заключается в автоматизации измерений снимка Гартманна. В этом направлении сделаны только первые шаги [Чебан и др., 1979].

1. Принцип метода Гартманна

Основу метода Гартманна составляет разбиение световой волны, падающей на исследуемую оптическую поверхность, на отдельные пучки. Это разбиение достигается помещением на пути световой волны экрана с отверстиями, который называется диафрагмой Гартманна. Вне фокуса системы устанавливается фотопластинка, на которой пучки света засвечивают участки в виде пятен. Эта фотопластинка с системой пятен представляет собой снимок Гартманна. Для идеальной оптической поверхности положение пятен на снимке можно вычислить. Измерив положение пятен и сравнив эти измерения с вычислениями, мы получаем систему поперечных aberrаций. Сама система aberrаций образует кружок рассеяния, а ее интегрирование дает возможность построить карту нормальных уклонений оптической поверхности.

Наиболее просто снимок Гартманна получается на телескопе. На рис. 3, а цифрой 1 отмечен плоский волновой фронт, идущий от звезды, на которую наведен телескоп. На переднем срезе трубы телескопа устанавливается диафрагма Гартманна 2, имеющая систему круглых отверстий, которые выделяют пучки света. Координаты центров отверстий заранее известны. Пучки света попадают на главное параболическое зеркало 3, при этом координаты центров пучков на зеркале с точностью до юстировки совпадают с координатами центров отверстий на диафрагме 2. После отражения от поверхности зеркала пучки света собираются в фокусе F . Для получения снимка Гартманна необходимо поместить фотопластинку либо в положение А, либо в положение В. На практике изготавливают такую кассету, чтобы было возможным последовательно получать снимок и в положении А и в положении В. Первый снимок называется предфокальным, второй — зафокальным снимками Гартманна. Получение двух снимков А и В необходимо в том случае, если координаты центров отверстий на диафрагме известны с недостаточной точностью. При усреднении поперечных aberrаций, вычисленных по предфокальному и зафокальному сним-

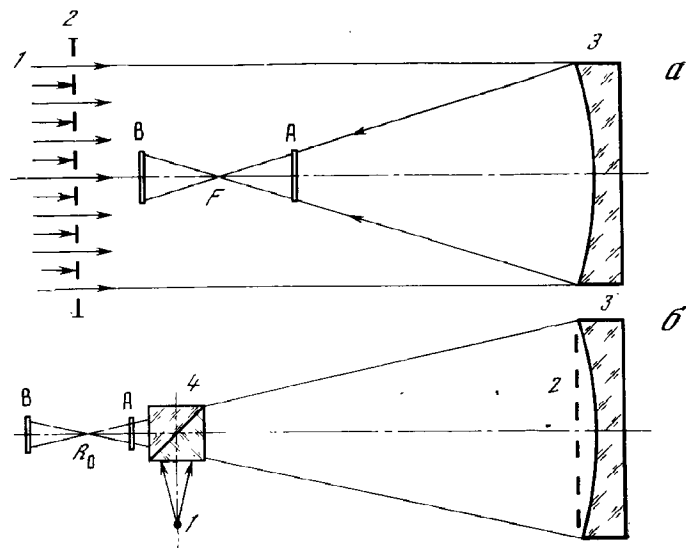


Рис. 3. Оптические схемы для контроля астрономических зеркал

a — схема контроля главного параболического зеркала на телескопе, *б* — схема контроля сферического зеркала в цеховых условиях: 1 — источник света, 2 — диафрагма Гартманна, 3 — исследуемое зеркало, 4 — светоразделительный узел, А и В — положения фотопластинок для получения предфокального и зафокального снимков Гартманна

кам, устраняются ошибки, возникающие из-за неточных сведений о диафрагме. Если же координаты центров на диафрагме известны с большой точностью, достаточно использовать лишь один из снимков.

В цеховых условиях сложно создать плоский волновой фронт необходимого диаметра. Поэтому исследуемое зеркало освещают точечным источником света из центра кривизны. На рис. 3, *б* приведена схема контроля сферического зеркала. Здесь 1 — источник света, 4 — светоразделительный узел, 3 — исследуемое сферическое зеркало, R_0 — центр кривизны исследуемого зеркала, А и В — положения фотопластинок для получения предфокального и зафокального снимков Гартманна. Диафрагма Гартманна располагается вблизи исследуемой оптической поверхности в положении 2. Наиболее сложной проблемой, как и в других методах контроля, является проблема светоразделительного узла. На практике вблизи центра кривизны располагают источник света, несколько смещенный в сторону от оптической оси. В этом случае исключается возможность получения предфокального снимка, что в свою очередь означает необходимость получения точных сведений о диафрагме Гартманна. Кроме того, смещение источника света вносит aberrации, которые необходимо учитывать.

Рассмотрим принцип обработки снимка Гартманна. Для определенности будем считать, что снимок получен на телескопе

оптической схеме, показанной на рис. 3, *a*, и что отверстия на диафрагме выполнены в узлах квадратной сетки, как это показано на рис. 4, *г*. Основной задачей обработки снимка является получение системы компонент вектора поперечных aberrаций $Dx(i, k)$ и $Dy(i, k)$, где i и k — индексы, нумерующие отверстия на диафрагме и пятна на снимке вдоль строк и вдоль столбцов соответственно. Снимок Гартманна помещают на стол двухкоординатного измерительного прибора и измеряют координаты центров пятен $x_{изм}(i, k)$ и $y_{изм}(i, k)$. Затем, пользуясь законами геометрической оптики, вычисляют те же координаты для идеальной оптической поверхности $x_{ид}(i, k)$ и $y_{ид}(i, k)$. Система поперечных aberrаций имеет вид:

$$\begin{aligned} Dx(i, k) &= x_{изм}(i, k) - x_{ид}(i, k), \\ Dy(i, k) &= y_{изм}(i, k) - y_{ид}(i, k). \end{aligned} \quad (1)$$

Система уравнений (1) является универсальной: она применима для любой формы исследуемой оптической поверхности, для любой структуры расположения отверстий на диафрагме и для любой схемы контроля. С помощью величин Dx и Dy можно получить любые характеристики оптической поверхности. Рассмотрим способы вычисления распределения энергии в кружке рассеяния и построения карты нормальных уклонений.

Выберем некоторый шаг $\Delta\rho$ и зададим в фокальной плоскости главного зеркала телескопа систему окружностей радиусами $\rho = M\Delta\rho$, где M — целое. Будем считать, что атмосфера не вносит искажений в изображение звезды. Определим, какое количество энергии от звезды попадает в кружок радиусом ρ по отношению к общему количеству энергии, приходящей от звезды в фокальную плоскость. Эта функция называется распределением энергии в кружке рассеяния и дается выражением

$$E(\rho) = N(\rho)/N, \quad (2)$$

где N — общее количество пятен на снимке Гартманна, $N(\rho)$ — количество пятен, для которых выполняется условие

$$(Dx)^2 + (Dy)^2 < \rho^2. \quad (3)$$

При исследовании астрономической оптики ρ принято выражать в угловых секундах.

Построение карты нормальных уклонений оптической поверхности состоит из трех этапов: получение системы нормальных профилей, согласование нуль-пунктов нормальных профилей и построение изолиний равных нормальных уклонений, которые и представляют собой карту нормальных уклонений.

Систему нормальных профилей получаем интегрированием системы поперечных aberrаций. Например, первый нормальный профиль вдоль оси x , для которого $k = 1$, можно записать в виде

$$H(i, 1) = (\Delta H(1, 1) + \Delta H(i, 1))/2 + \sum_{j=2}^{i-1} \Delta H(j, 1), \quad (4)$$

где

$$\Delta H(j, 1) = B Dx(j, 1)/2F, \quad j = 1, 2, \dots, q. \quad (5)$$

Здесь B — расстояние между центрами соседних отверстий на диафрагме Гартманна, q — общее число отверстий на хорде $k = 1$. При этом принимаем $H(1, 1) = 0$.

Аналогично получаем нормальные профили и для других хорд зеркала, для которых $k = 2, 3$ и т. д. Затем получаем нормальные профили для хорд зеркала, параллельных оси y . При этом используем суммы типа (4), но вместо (5) будем иметь

$$\Delta H = B Dy/2F. \quad (6)$$

Итак, мы получили систему нормальных профилей для двух взаимно перпендикулярных направлений на поверхности зеркала.

Описанная выше методика построения нормальных профилей приводит к тому, что нуль-пункты всех профилей оказываются различными. Для приведения их к общему нуль-пункту используется то обстоятельство, что в точках пересечения нормальных уклонов должны совпадать. Однако из-за накопления случайных ошибок совпадения добиться невозможно. Поэтому при выводе общего нуль-пункта используют метод наименьших квадратов, минимизирующий сумму квадратов невязок.

Для построения карты нормальных уклонов выберем шаг h . Возьмем некоторый профиль, например $H(i, 1)$, и определим координаты x , решая уравнения

$$H(x, 1) = Mh, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

В некотором масштабе рисуем на плане поверхность зеркала, отмечаем на этом рисунке отрезком профиль $(i, 1)$ и наносим на этот отрезок корни уравнения (7). Аналогично поступаем со всеми остальными профилями. Соединяем плавной кривой точки с равными M , и построение карты закончено.

В изложенной выше схеме обработки снимков Гартманна наиболее сложной и ответственной процедурой является нахождение матрицы теоретических координат центров пятен для идеального зеркала $\|x_{ид}, y_{ид}\|$, которые используются в уравнении (1). Рассмотрим этот вопрос подробно.

Пусть на диафрагме Гартманна координаты центров отверстий образуют матрицу $\|X, Y\|$. Обозначим расстояние от фокуса зеркала до фотопластинки через T (см. рис. 3, а). Предположим, что начало координат и диафрагмы и фотопластинки лежит на оптической оси, а оси координат диафрагмы и фотопластинки коллинеарны. Тогда координаты центров пятен на снимке $\|x'_{ид}, y'_{ид}\|$ связаны с координатами центров отверстий на диафрагме

$$\|x'_{ид}, y'_{ид}\| = \frac{T}{F} \|X, Y\|. \quad (7')$$

Матрицу координат центров отверстий на диафрагме $\|X, Y\|$ можно составить таким образом, чтобы геометрический центр диафрагмы находился в начале координат, т. е. $X_0 = Y_0 = 0$. При измерении снимка Гартманна начало координат может быть произвольно. Пусть координаты центра гартманнограммы суть x_0 и y_0 . Тогда координаты центров пятен для идеального зеркала будут

$$x''_{ид}(i, k) = \frac{T}{F} X(i, k) - x_0; \quad y''_{ид}(i, k) = \frac{T}{F} Y(i, k) - y_0. \quad (8)$$

В конце, оси координат измерительного микроскопа могут оказаться повернутыми на угол ω в плоскости снимка относительно направления осей на диафрагме Гартманна. Окончательно получим

$$\begin{aligned} x_{ид}(i, k) &= \frac{T}{F} X(i, k) - x_0 - \omega y''_{ид}(i, k), \\ y_{ид}(i, k) &= \frac{T}{F} Y(i, k) - y_0 + \omega x''_{ид}(i, k). \end{aligned} \quad (9)$$

Величины T/F , x_0 , y_0 и ω заранее точно неизвестны. Поэтому возникает необходимость уточнять их методом наименьших квадратов, решая систему условных уравнений вида (1). При этом минимизируется сумма квадратов поперечных аберраций. После уточнения указанных величин последовательное использование формул (9), (1), (2), (4) и (7) приводит к решению поставленной задачи.

Выражение (9) применимо для трех случаев: при исследовании параболического главного зеркала в прямом фокусе телескопа по звездам, сферического зеркала из центра кривизны и асферического зеркала в схеме с нуль-корректором. При исследовании сферического зеркала вместо F необходимо в формулы (5) — (9) подставить радиус кривизны R_0 . При использовании нуль-корректора в перечисленных формулах вместо F нужно брать эквивалентный радиус кривизны. Рассмотрим исследование методом Гартманна асферических поверхностей. Такая необходимость возникает, например, при исследовании параболического или гиперболического зеркала в цеховых условиях. Пусть нормальное отклонение сферической поверхности от сферы сравнения, имеющей радиус кривизны R_0 , задано уравнением $z = z(X, Y)$. Тогда для идеальных координат центров пятен вместо (9) нужно использовать

$$\begin{aligned} x_{ид}(i, k) &= \frac{T}{R_0} X(i, k) - x_0 - \omega y''_{ид}(i, k) - 2R_0 \frac{\partial z}{\partial X}, \\ y_{ид}(i, k) &= \frac{T}{R_0} Y(i, k) - y_0 + \omega x''_{ид}(i, k) - 2R_0 \frac{\partial z}{\partial Y}. \end{aligned} \quad (10)$$

Если, например, оптическая поверхность имеет форму фигуры вращения конического сечения (коникоида), нормальное отклонение асферической поверхности от касательной сферы (эту сферу также называют параксиальной и вершинной) может быть записано в явном виде. Для параболического зеркала

$$z = -R^4/8R_0^3, \quad (11)$$

где $R^2 = X^2 + Y^2$, R — полярное расстояние на оптической поверхности. Частные производные, входящие в формулу (10), имеют вид

$$\partial z/\partial X = -XR^2/2R_0^3, \quad \partial z/\partial Y = -YR^2/2R_0^3. \quad (12)$$

Подобным образом можно найти явный вид производных и для любого другого коникоида.

Поскольку в этом параграфе мы стремились показать сам принцип метода Гартманна, мы опустили целый ряд непринципиальных подробностей, касающихся в основном технических деталей. Эти детали лучше всего проследить на опыте применения метода при исследовании 6-м зеркала (см. § 4).

2. Диафрагма Гартманна

При изготовлении диафрагмы Гартманна возникают следующие вопросы: какой материал использовать для ее изготовления, как расположить отверстия, какова должна быть ее конструкция, каков должен быть диаметр отверстий и какое выбрать расстояние между центрами отверстий. Ответить на эти вопросы решительно и однозначно невозможно, поскольку выбор параметров диафрагмы существенно зависит от оптических характеристик измеряемой поверхности, от выбора схемы контроля и диаметра деталей. Здесь для определенности решим, что мы будем исследовать параболические зеркала диаметром от 200 до 1200 мм, светосилой 1/4, качество поверхности которых удовлетворяет критерию Рэлея, т. е. амплитуда ошибок порядка $\lambda/8$, где $\lambda = 0,5$ мкм.

Назовем диаметром диафрагмы расстояние между центрами диаметрально противоположных крайних отверстий. Для измерения деталей в указанном диапазоне диаметров необходимо изготовить три диафрагмы: диаметрами 300, 600 и 1200 мм. При этом окажется возможным измерять детали диаметром 200—350 мм с помощью первой диафрагмы, детали диаметром 300—700 мм с помощью второй диафрагмы, а детали диаметром 600—1300 мм — с помощью третьей. Возможно, конечно, изготовить и большее число диафрагм с меньшим шагом по диаметру, но в этом случае мы значительно увеличиваем объем работы, а выигрыш в повышении точности измерений достигается незначительный. Если возникает необходимость измерять детали больших диаметров, указанный ряд диафрагм можно продолжить: 2400, 4800 мм и т. д.

4. Четыре варианта расположения отверстий на диафрагме Гартманна

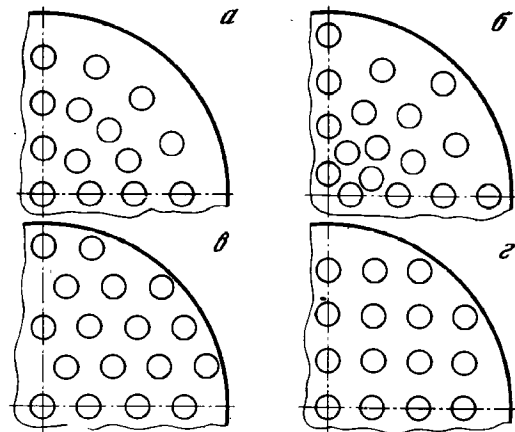
Основной показан 1/4 площади диафрагмы,

— чисто радиальное расположение отверстий,

— радиальное со сдвигом соседних радиусов на 1/2 шага,

— расположение отверстий в вершинах шестиугольников (гексагональное),

— расположение отверстий в узлах квадратной сетки (квадратное)



Для больших диаметров оказывается выгоднее делать индивидуальные диафрагмы, диаметр которых примерно равен диаметру детали.

Диафрагмы рекомендуется изготовлять из отожженной стали толщиной 2—5 мм. Для диафрагм диаметром 300 и 600 мм можно использовать лист толщиной 4—5 мм без ребер жесткости, а для больших диаметров можно использовать листовую сталь толщиной 2—2 мм, но предусмотреть ребра жесткости. Ребра жесткости должны крепиться на заклепках или винтах, сварка недопустима, поскольку при сварке возникают деформации. Диафрагма должна изготовляться неразборной из целого листа стали. Выбор стали в качестве материала для диафрагмы Гартманна связан в первую очередь с распространенностью этого материала, достаточной прочностью и долговечностью. Другие материалы по тем или иным причинам менее пригодны. Например, дюралюминий «ведет» со временем значительно больше, чем сталь; бериллий дорог, и его пыль токсична. Использование этих двух материалов соблазнительно ввиду их малого удельного веса. Большой коэффициент линейного расширения стали не ограничивает точность измерений, поскольку его влияние легко учесть. Наибольшую опасность представляют несимметричные деформации, что приводит к необходимости периодически переставлять диафрагму. После изготовления диафрагму необходимо чернить химическими методами.

Важнейшим моментом в конструировании диафрагмы является выбор системы расположения отверстий. На рис. 4 приведены четыре варианта расположения отверстий. Первые два расположения возникли в связи с классическим методом Гартманна, в котором анализировалась только радиальная составляющая аберраций оптической поверхности. Основной недостаток такого расположения отверстий — неравномерность заполнения поверхности

детали отверстиями. При этом внешние зоны зеркала, собирающие больше всего света, оказываются наименее изученными. В третьем варианте поверхность детали заполнена наилучшим образом, но удобнее всего оказывается наиболее распространенный сейчас четвертый вариант — расположение отверстий в вершинах квадратной сетки. При этом на поверхности детали оказывается возможным разместить на 15% меньше отверстий, чем в третьем варианте, но зато упрощается процесс изготовления диафрагмы, облегчается обработка измерений и сами измерения. Перечисленные преимущества четвертого варианта связаны с простотой такой структуры. При использовании диафрагмы четвертого типа на телескопе удобнее на полшага сместить отверстия вдоль осей. В этом случае мы избегаем виньетирования отверстий, расположенных на диаметре диафрагмы спайдерами телескопа.

Вопрос о количестве отверстий в диафрагме анализировался в работе Витриченко [1976]. Там было показано, что

$$N = \frac{\pi}{4} \left(\frac{Dz_{\phi}\sigma}{L\Delta} \right)^2, \quad (13)$$

где N — минимальное число отверстий на диафрагме, L — средний размер ошибок оптической поверхности, т. е. среднее расстояние между двумя соседними экстремумами на нормальных профилях, Δ — требуемая среднеквадратичная ошибка определения поперечной аберрации, z_{ϕ} — аргумент интеграла вероятности, D — диаметр зеркала, σ — реализованная среднеквадратичная ошибка измерений координат центров пятен на снимке Гартманна. На примере исследования 2,6-м сферического и 6-м параболического зеркал было показано, что число отверстий должно быть больше 300. Это в свою очередь означает, что на диаметре должно быть не менее 20 отверстий. Если выбрать это число равным 21, то можно рекомендовать три типа диафрагм, характеристики которых приведены ниже.

	Тип 1	Тип 2	Тип 3
Диаметр диафрагмы, мм	300	600	1200
Число отверстий на диаметр	21	21	21
Расстояние между отверстиями, мм	15	30	60
Диаметр отверстий, мм	7,5	15	30
Точность изготовления, мм	0,02	0,04	0,1

С целью уменьшения размытия пятен из-за дифракции на отверстиях их диаметры следует делать большими. Но диаметры отверстий невозможно сделать больше, чем расстояния между соседними отверстиями, иначе диафрагма разрушится. Кроме того, листовая сталь имеет остаточные напряжения, которые при больших диаметрах отверстий приводят к деформации диафрагмы после изготовления. Практика показывает, что диаметр отверстий должен быть примерно равным половине расстояния между центрами отверстий, как это указано выше.

Рассмотрим вопрос о точности, с которой необходимо изготавливать диафрагму Гартманна. Под такой точностью мы будем понимать среднеквадратичную ошибку совпадения реальных координат центров отверстий с заданными координатами. Практика использования метода Гартманна для исследования астрономических зеркал показала, что основным источником случайных ошибок является ошибка наведения микроскопа на центр пятна на снимке Гартманна при его измерении. Пусть среднеквадратичная ошибка такого наведения составляет σ . Ошибка в изготовлении диафрагмы σ_d определяется неравенством

$$\sigma_d < \frac{F}{T} \sigma. \quad (14)$$

При исследовании зеркала диаметром 6 м [Витриченко и др., 1975] реализованная точность измерений снимка Гартманна составляла $\sigma = 0,03$ мм. Снимки получались из центра кривизны при $R_0 = 48000$ мм, расстояние от фотопластинки до центра кривизны было равным $T = 700$ мм. Согласно неравенству (14) диафрагма должна была быть изготовлена с ошибкой $\sigma_d < 2$ мм.

При исследовании зеркал диаметром 300 мм из центра кривизны реализованная точность измерений снимков Гартманна составляла 0,001 мм. Радиус кривизны был равен 2400 мм, расстояние от фотопластинки до центра кривизны 100 мм. При этом требуемая точность изготовления диафрагмы составляет 0,02 мм. Такая точность действительно была реализована, и нам важно установить, каков предел измерений, достигаемый с этой диафрагмой. Для оценки этого предела можно построить фиктивную карту нормальных уклонений, если перевести ошибки изготовления диафрагмы в поперечные аберрации. На рис. 5 приведен пример такой карты. Такая карта получается, если измеренные координаты центров отверстий диафрагмы уменьшить в T/R_0 раз и обработать по программе HART3, считая их измерениями снимка Гартманна. Амплитуда ошибок нормальных уклонений составляет 0,02 мкм. Это означает, что, если реальное зеркало имеет большие ошибки, диафрагму можно считать изготовленной идеально. Если же оптическая поверхность такого же или лучшего качества, необходимо из карты нормальных уклонений, построенной для оптической поверхности, вычесть нормальные уклонения, связанные с ошибками изготовления диафрагмы.

Эти же замечания справедливы и для кружка рассеяния. На рис. 6 построено распределение энергии в кружке рассеяния, связанное только с ошибками изготовления диафрагмы. Для сравнения показано распределение для идеального зеркала. Этот рисунок подтверждает, что данная диафрагма в любом случае искажает кружок рассеяния незначительно.

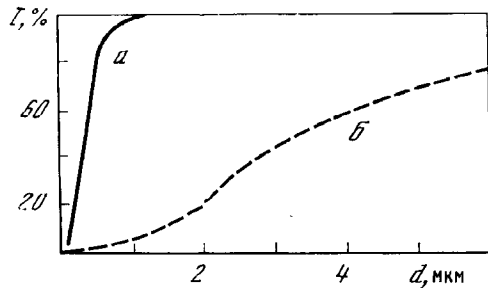
Диафрагма Гартманна, по существу, является измерительным прибором. Поэтому важнейшим этапом является контроль ее изготовления. Диафрагма изготавливается на координатно-расточ-

9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	3	3	2	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	0	0	3	4	5	5	6	3	9	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	-1	3	1	2	6	6	6	4	5	1	6	7	7	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	-5	-3	0	0	1	5	4	5	3	7	4	9	10	10	9	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	1	-2	-1	0	2	2	5	4	5	3	6	2	5	6	5	5	4	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	-3	-4	-3	-2	1	2	5	4	5	3	5	2	5	4	4	3	2	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	-5	-3	-5	-4	-3	-2	-2	1	2	2	1	4	2	3	3	2	1	0	-2	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	-6	-3	-4	-3	-2	-1	0	2	2	2	1	3	1	0	0	-1	-2	-3	-4	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	-1	-1	-3	-2	-1	0	-1	1	1	1	1	2	1	0	-1	-2	-3	-6	-7	9999	9999	9999	9999	9999	9999
-2	-2	-2	-4	-4	-4	-3	-2	0	2	2	2	3	1	-1	-3	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
-5	-5	-4	-5	-5	-4	-3	-2	0	0	0	1	2	2	1	-2	-3	-5	-7	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9
-4	-5	-5	-5	-5	-4	-4	-4	-3	-1	-1	1	1	1	1	-1	-2	-2	-4	-5	-3	-3	-3	-3	-3	-3
9999	1	0	0	1	0	-2	-3	-3	0	-1	1	1	1	-1	-4	-7	-7	-8	-11	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	1	-2	-2	-3	-2	-4	-4	-3	-1	-1	0	1	1	0	-3	-4	-4	-7	-8	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	0	-2	0	0	1	0	2	0	1	0	1	0	-1	-3	-6	-7	-9	-11	-12	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	-4	-2	-1	0	-1	1	-2	-1	-1	0	0	1	0	-3	-6	-7	-10	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	-3	-2	-2	-1	-2	0	-1	0	2	3	2	1	1	-1	-3	-4	-7	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	5	6	6	3	5	3	3	3	3	1	-1	-2	-5	-10	-12	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	3	3	2	5	4	4	5	4	2	3	0	0	-3	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	4	7	6	5	7	7	4	5	0	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999
9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999	9999

Рис. 5. Фиктивная карта нормальных уклонений

Рис. 6. Фиктивное распределение энергии в кружке рассеяния

а — распределение энергии для идеального зеркала диаметром 300 мм и радиусом кривизны 2400 мм, полученное путем пересчета ошибок изготовления диафрагмы на ошибки оптической поверхности (см. рис. 5), б — распределение энергии в кружке Эйри для того же зеркала



ном станке, и для контроля можно использовать этот же станок. Для удобства контроля и во избежание систематических ошибок можно рекомендовать следующую процедуру. После изготовления диафрагма переворачивается зенковкой вниз и поворачивается по позиционному углу на 90°. В отверстия диафрагмы вставляется слегка коническая втулка, на срезе которой выгравирован крест. В шпindel станка устанавливается измерительный микро-

скоп, крест которого наводится на крест втулки. После измерения координат одного отверстия втулка переставляется в следующее. Измеренные координаты умножаются на множитель T/F и используются в качестве исходного массива для программы по обработке снимков Гартманна. Таким способом мы получаем сведения об ошибках, вносимых неточностью изготовления диафрагмы, типа приведенных на рис. 5 и 6. Если эти ошибки оказываются слишком велики, необходимо использовать массив координат центров отверстий в программе обработки снимков и не считать диафрагму идеально изготовленной.

3. Требования к схеме контроля

При реализации метода Гартманна возникает ряд вопросов, связанных с точностью, с которой необходимо собирать схему контроля: с какой точностью необходимо совмещать центр диафрагмы с вершиной оптической поверхности, какое максимально допустимое расстояние от вершины оптической поверхности до диафрагмы, до какой величины допустимы прогибы плоскости диафрагмы, каковы допустимые разносы источника света и его изображения вдоль и поперек оптической оси, с какой точностью нужно выставлять фотопластинку перпендикулярно оптической оси.

При исследовании главного параболического зеркала на телескопе и при исследовании сферического зеркала из центра кривизны смещение центра диафрагмы относительно вершины детали приводит лишь к ошибке в локализации деталей на карте нормальных уклонений. Поскольку характерный размер ошибок у астрономических зеркал порядка $D/10$ [Витриченко, 1976], то и требование к центрировке диафрагмы такого же порядка. Таким образом, это требование является жестким, смещение центра диафрагмы с центром детали с точностью в несколько миллиметров вполне достаточно.

Если же мы исследуем асферическую поверхность из центра кривизны параксиальной сферы, то требования на центрировку диафрагмы становятся более жесткими. Пусть реализованная точность измерения снимка Гартманна составляет σ . Ошибка в центрировке диафрагмы повлечет за собой ошибку в поправочном члене на асферичность (см. (10)). Смещение центра диафрагмы относительно вершины поверхности q должно удовлетворять неравенству

$$q < \sigma R_0^2 / 3D^2. \quad (15)$$

При исследовании 6-м зеркала из центра кривизны параксиальной сферы $q < 0,6$ мм, а при исследовании 300-мм параболических зеркал светосилой $1/4$ $q < 0,02$ мм.

Обозначим расстояние от вершины оптической поверхности до плоскости диафрагмы через d . Для всех практически важных схем контроля величина d не играет существенной роли, за исключением

случая, когда ставится задача определения радиуса кривизны оптической поверхности. В методе Гартманна с высокой точностью можно определить величину масштаба M :

$$M = T/(R_0 - d), \quad (16)$$

где $R_0 - d$ — расстояние от плоскости диафрагмы до центра кривизны, T — расстояние от центра кривизны до фотопластинки. Радиус кривизны дается выражением

$$R_0 = T/M + d. \quad (17)$$

При этом точность определения R_0 ограничивается точностью определения d и T .

Существуют еще два эффекта, связанные с величиной d . При исследовании детали из центра кривизны расстояния точек пересечения пучков с оптической поверхностью от оптической оси не соответствуют расстояниям на диафрагме. Это вносит ошибку типа сферической аберрации. Кроме того, при исследовании асферических поверхностей отраженный пучок проходит отверстия диафрагмы под углом, отличным от угла падения падающего пучка. Это приводит к экранированию диафрагмой отраженного пучка, что в свою очередь приводит к фиктивному смещению пятен на снимке Гартманна. Оба указанных эффекта необходимо учитывать лишь при изучении светосильных зеркал. Для астрономических зеркал ими можно пренебречь.

Допустимые углы прогиба плоскости диафрагмы и допустимая неперпендикулярность плоскостей диафрагмы и фотопластинки к оптической оси определяются следующим образом. Пусть реализована точность измерений снимка Гартманна σ , расстояние между наиболее удаленными пятнами на снимке составляет DT/R_0 . Тогда угол φ , на который можно наклонить пластинку так, чтобы расстояние между крайними пятнами на одном диаметре стало на σ меньше, чем на другом, составит

$$\varphi \approx (\sigma R_0 / DT)^{1/2}, \quad (18)$$

что и представляет искомый допуск по углу для установки фотопластинки и диафрагмы.

Допустимый прогиб диафрагмы f определим с помощью (18), считая, что прогнутая диафрагма имеет вид конуса

$$f \approx \varphi D. \quad (19)$$

При исследовании 6-м зеркала $\sigma = 0,03$ мм, что давало допуск по углу $\varphi = 1^\circ$ и допуск на прогиб диафрагмы $f = 100$ мм. Практически фотопластинка выставлялась по автоколлиматору, имеющему точность $1'$, что с большим запасом гарантировало от влияния наклона пластинки на точность метода.

В методе Гартманна, так же как и в любом другом методе контроля, весьма сложной является проблема светоделительного узла. Эта проблема еще более усложняется при исследовании пара-

болических зеркал из центра кривизны параксиальной сферы, поскольку вблизи этого центра из-за асферичности образуется пятно, размеры которого препятствуют приближению источника света к его изображению. Допуски на смещение источника света перпендикулярно оптической оси Δ_y и вдоль оптической оси Δ_x оценим с помощью формул, приведенных в книге Пуряева [1976].

Для параболического зеркала при размещении источника света вблизи фокуса

$$\Delta_x < 8N/A^2, \quad \Delta_y < 32N/A^3, \quad (20)$$

где $A = D/F$ — относительное отверстие параболического зеркала, N — допустимая деформация волнового фронта. При исследовании параболического зеркала из центра кривизны параксиальной зоны с достаточной точностью можно положить $A = D/R_0$. Амплитуда нормальных уклонений 6-м параболического зеркала составляет 6 мкм [Витриченко и др., 1975; Зверев и др., 19776], что приводит к деформации волнового фронта, отраженного от поверхности, в 12 мкм. Тогда допуски на смещение осветителя вблизи центра кривизны будут $\Delta_x < 6$ мм, $\Delta_y < 200$ мм. Пусть нам предстоит исследовать параболическое зеркало диаметром 300 мм и светосилой $A = 1 : 4$ из центра кривизны. Зададимся точностью определения деформации волнового фронта $N < \lambda/4$, где $\lambda = 0,5$ мкм. Допуски на установку источника света вблизи центра кривизны будут $\Delta_x < 0,06$ мм, $\Delta_y < 2$ мм.

Может показаться, что указанные выше допуски могут быть существенно увеличены, если при анализе снимка Гартманна использовать метод прямого геометрического расчета хода лучей. Однако это не так. Дело в том, что в этом случае необходимо измерить геометрические параметры схемы контроля с высокой точностью, что представляет технически сложную самостоятельную задачу. Этим же недостатком страдает схема контроля, в которой источник света и его изображение далеко разнесены вдоль оптической оси.

4. Опыт исследования 6-м зеркала

В процессе изготовления и аттестации параболического 6-м зеркала, изготовленного фирмой ЛОМО для Специальной астрофизической обсерватории, получались карты нормальных уклонений его оптической поверхности методом Фуко — Филбера [Бескин и др., 1975] и двумя модификациями метода Гартманна [Витриченко и др., 1975; Зверев и др., 19776].

Идея метода Гартманна настолько проста, что может сложиться впечатление, что его реализация не представляет никаких трудностей. Однако это далеко не так, в чем можно убедиться на примере исследования 6-м телескопа. Далее остановимся подробно на этом исследовании, особо отмечая методические тонкости общего и частного характера.

Конкретная реализация метода Гартманна в первую очередь зависит от конструкции диафрагмы, точнее говоря, от способа расположения отверстий. Для исследования 6-м зеркала была изготовлена диафрагма, схема которой показана на рис. 7. Расположение отверстий, как видно из рисунка, близко к классическому радиальному варианту, соседние радиусы сдвинуты на полшага, но в центральной части диафрагмы выполнены пары отверстий, расположенные между радиусами, при этом не в соседних интервалах, а через интервал. Такая диафрагма имеет два недостатка: сложность описания закона расположения отверстий и неравномерность покрытия отверстиями поверхности зеркала. При этом оказывается, что меньшая плотность отверстий приходится на наружную часть зеркала, которая собирает больше света и форма которой наиболее сложна. Желательно было бы, конечно, выполнить диафрагму с расположением отверстий по узлам квадратной сетки.

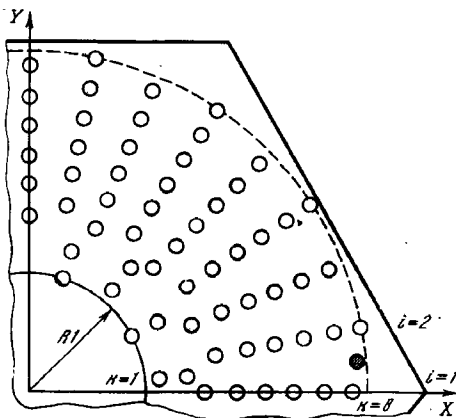


Рис. 7. Схема расположения отверстий в диафрагме Гартманна, использованной для исследования 6-м параболического зеркала в цеховых условиях и на телескопе

На схеме показан принцип индексации радиусов и отверстий вдоль радиуса. Темным кружком показано контрольное отверстие

диафрагмы и снимка Гартманна по позиционному углу. Припишем индекс $i = 1$ всем отверстиям, расположенным на радиусе ниже контрольного отверстия, и будем считать, что индекс увеличивается при обходе диафрагмы против часовой стрелки, изменяясь в пределах $i = 1 \div 32$. На каждом радиусе пронумеруем точки, считая, что наружная точка имеет индекс $k = 8$. Две самые внутренние точки будем для удобства считать принадлежащими одновременно двум соседним радиусам. В этом случае на каждом радиусе окажется 8 точек, т. е. индекс k меняется в пределах $1-8$. Прямоугольные координаты центров отверстий на диафрагме запишем в виде

$$X(i, k) = R(i, k) \cos \Phi(i, k), \quad (21)$$

$$Y(i, k) = R(i, k) \sin \Phi(i, k),$$

где R и Φ — полярные координаты центра отверстия, вычисляе-

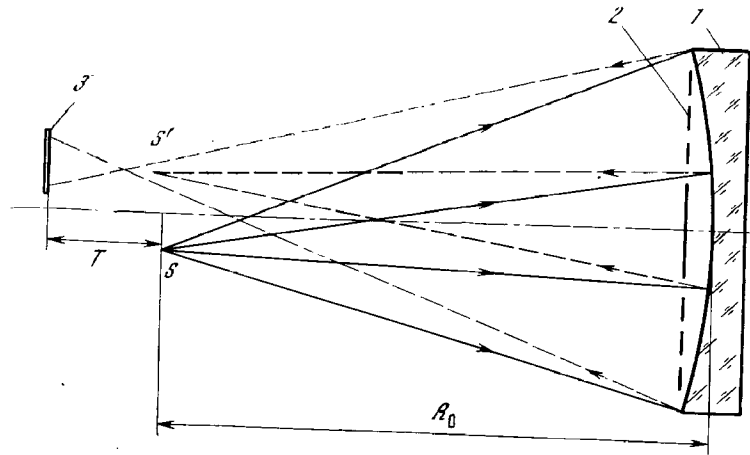


Рис. 8. Оптическая схема контроля 6-м параболического зеркала в цеховых условиях методом Гартманна

1 — параболическое зеркало диаметром 6 м, 2 — диафрагма Гартманна, 3 — положение фотопластины при получении зафокального снимка Гартманна, S' — изображение точечного источника S , создаваемого парааксиальной зоной зеркала, R_0 — радиус кривизны парааксиальной зоны, T — расстояние от фотопластины до центра кривизны парааксиальной зоны зеркала

мые для данного расположения отверстий по формулам

$$R = R_1 + B \{4k - 3 + (-1)^i \operatorname{sign}(k \div 3) - (-1)^{(4+i) \div 2} \cdot [1 - \operatorname{sign}(k \div 3)]\} / 4, \quad (22)$$

$$\Phi = \Phi_0 \{i - 1 - [\operatorname{sign}(k \div 3) - 1]^2\} / 2.$$

Здесь $R_1 = 1050$ мм — радиус вспомогательной окружности, проведенной через самые внутренние отверстия на диафрагме. Символ \div означает деление нацело, как это принято на языке АЛГОЛ, $B = 260$ мм, $\Phi_0 = 22^\circ 30'$.

Весьма желательно было бы измерить координаты центров отверстий на диафрагме и определить, с какой точностью выполняются соотношения (21), (22), т. е. аттестовать диафрагму до ее использования. Однако такие измерения не были выполнены, и в дальнейшем будем считать диафрагму идеально изготовленной.

Остановимся на вопросе сборки и юстировки оптической схемы контроля. Схема изображена на рис. 8. Параболическое зеркало I после очередного сеанса полировки поворачивалось так, чтобы оптическая ось его была горизонтальна. На финишном этапе обработки ось зеркала после разворота составляла угол 12° с горизонтом. Зеркало размещалось в штатной оправе, имеющей 60 радиально-торцевых разгрузок. Вплотную к зеркалу устанавливалась диафрагма Гартманна 2. Поскольку стрелка зеркала составляла

100 мм, расстояние от вершины зеркала до плоскости диафрагмы невозможно сделать меньше этой величины. Диафрагма состояла из шести одинаковых стальных листов, которые собирались на общей раме. Вес диафрагмы 1,5 т. В центре диафрагмы была выполнена коническая посадка, которая при сборке совмещалась с коническим штырем, вмонтированным в центральное отверстие зеркала. Это гарантировало точность совмещения центра диафрагмы с вершиной зеркала до 1—2 мм.

На отдельной тяжелой колонне, расположенной на расстоянии 48 м от зеркала, устанавливался прибор для получения снимков Гартманна. Прибор состоял из осветителя, кассетодержателя и коллиматора. Кассетодержатель и коллиматор собирались на общей направляющей, позволяющей перемещать кассету вдоль оптической оси. Осветитель представлял собой стандартный прибор ОИ-18, в фокальной плоскости которого размещалось диагональное зеркало и экран с отверстием 0,2 мм. Источник света необходимо поместить в плоскости, проходящей через центр параксиальной сферы. Делалось это следующим образом. В кассету вставлялось матовое стекло, и кассета перемещалась вдоль оптической оси до тех пор, пока самые центральные пятна не сливались в одно пятно. Вычисления показывают, что продольная аберрация от зоны зеркала, которая образует центральные пятна, составляет 20 мм. Исходя из этого, для правильной сборки схемы контроля необходимо двигать осветитель и матовое стекло на равные расстояния, но в противоположные стороны вдоль оптической оси до тех пор, пока осветитель не окажется на 20 мм ближе к зеркалу, чем матовое стекло. На этом юстировка вдоль оси закончена.

Расстояние от отверстия до кромки поворотного зеркала осветителя составляет 2 мм. Полуамплитуда поперечной аберрации в центре кривизны параксиальной зоны согласно расчетам составляет 12 мм. Во избежание виньетирования необходимо сместить осветитель перпендикулярно оптической оси на $(2 + 12)/2 = 7$ мм. Такое смещение не вносит существенных искажений в результаты контроля. Правильность выбранного смещения поперек оптической оси легко проверить, несколько смещая осветитель в сторону от оптической оси. При этом начинают виньетироваться ближние к оптической оси пятна на картине Гартманна, которые можно наблюдать на матовом стекле.

Наконец, необходимо выставить плоскость фотопластины перпендикулярно оптической оси. Для этой цели используется автоколлиматор, установленный заранее в направлении оптической оси позади схемы контроля. Для юстировки используется отражение от задней полированной поверхности матового стекла. Кассета отодвигается от зеркала на такое расстояние, чтобы наружные пятна не перенакладывались, и схема готова к работе.

Матовое стекло в кассете заменяется фотопластинкой, фотопластинка экспонируется 1—2 мин, после чего обрабатывается обычным образом.

Полученный фотоснимок, называемый гартманнограммой, необходимо измерить строго определенным образом. Снимок устанавливается на измерительный стол прибора «Аскорекорд» змусией вверх и контрольным пятном влево так, чтобы радиусы с $i = 1$ и $i = 17$ были расположены вдоль оси x . Измерения начинаются с точки $i = 1$, $k = 1$, затем продолжают для всех точек $i = 1$, после чего измеряются точки на радиусе $i = 2$ и т. д. Измерения заключаются в наведении визирного креста микроскопа на центр пятна. Именно эта процедура является источником наибольших случайных ошибок в методе Гартманна. Для данного случая среднеквадратичная ошибка одного наведения составляла 0,03 мм.

Прибор «Аскорекорд» печатает координаты измеряемой точки на пишущей машинке и одновременно выдает их на перфолену в особом виде. Программа «Гартманн», предназначенная для обработки полученного массива координат, требует перевода данных на перфокарты. Полученные массивы чисел можно перевести на перфокарты двумя способами: используя цифропечать, набить перфокарты вручную; использовать программу перекодировки. Чаще всего приходилось идти по первому пути, поскольку перфыводы у моделей «Аскорекордов», с которыми приходилось иметь дело, работали ненадежно.

Исходные массивы x и y содержат по 256 чисел и оформлены на перфокартах в виде двумерных массивов x (1 : 32, 1 : 8) и y (1 : 32, 1 : 8).

Перейдем к описанию программы «Гартманн», предназначенной для обработки полученных измерений снимка Гартманна. Блок-схема программы показана ниже на рис. 16 и 17. Программа написана на языке АЛГОЛ и реализована на ЭВМ М-222. В программе используются следующие четыре группы параметров.

1. Параметры, описывающие диафрагму Гартманна: R_1 — радиус вспомогательной окружности (см. рис. 7), B — расстояние между соседними отверстиями, лежащими на одном радиусе, Φ_0 — угол между соседними радиусами, d — расстояние от вершины зеркала до плоскости диафрагмы, v и w — прямоугольные координаты центра диафрагмы относительно системы координат, привязанной к центру зеркала.

2. Параметры, описывающие исследуемое зеркало: R_0 — радиус кривизны для сферического зеркала или радиус кривизны параксиальной зоны для параболического зеркала; C — признак, который принимается равным нулю для параболического зеркала или равным единице для сферического. Если в оптической системе установлен нуль-корректор, то в этом случае также принимается $C = 1$.

3. Параметры, описывающие условия получения гартманнограмм: T — расстояние от центра кривизны зеркала до фотопластины, Q — признак, показывающий расположение фотопластины, $Q = +1$ для предфокального снимка, $Q = -1$ для зафокального.

4. Параметры, характеризующие положение снимка на измерительном приборе: x_c , y_c — координаты центра снимка, ω — угол между осью «Аскорекорда» и радиусами 1,17 на снимке Гартманна.

Из указанных выше параметров шесть являются варьируемыми: v , w , T , x_c , y_c и ω . При этом для T , x_c и y_c в качестве нулевого приближения необходимо задать приближенные значения, остальные параметры принимаются в нулевом приближении равными нулю.

В первоначальном варианте программы в качестве варьируемого параметра был взят и радиус кривизны R_0 , но опыт работы с программой показал, что этого делать нельзя, поскольку R_0 входит в основную формулу в виде отношения R_0/T и пропорциональное изменение указанных величин мало влияет на результат анализа. В свою очередь это приводит к неопределенности для T и R_0 . Например, программа вычисляла R_0 с отклонениями в несколько метров от R_0 , полученных другими методами.

Займемся вычислением теоретических координат центров пятен на снимке Гартманна. При этом последовательно учтем несовпадение центра диафрагмы с вершиной зеркала, уменьшение размеров диафрагмы на фотопластинке, асферичность зеркала, а также смещение и поворот системы координат на снимке относительно системы координат измерительного прибора «Аскорекорд».

1. В общем случае центр координат диафрагмы O не совпадает с вершиной параболического зеркала O' (рис. 9). Пусть в системе координат, связанной с диафрагмой, R, Φ — координаты произвольной точки M диафрагмы. Тогда в системе координат с началом отсчета в центре зеркала полярные координаты центра диафрагмы O будут q и φ , а полярные координаты точки M будут R' и Φ' . Следуя работе Мейела и Василевскиса [Mayll, Vasilevskis, 1960], рассмотрим, как связаны координаты R, Φ и R', Φ' точки M . Новые значения радиуса центров отверстий относительно центра зеркала даются выражением

$$R' = R + q \cos(\Phi - \varphi). \quad (23)$$

Введем обозначения

$$v = q \cos \varphi, \quad w = q \sin \varphi. \quad (24)$$

Тогда

$$\begin{aligned} R' &= R + v \cos \Phi + w \sin \Phi, \\ \cos \Phi' &= (R \cos \Phi + v) / (R + v \cos \Phi + w \sin \Phi), \\ \sin \Phi' &= (R \sin \Phi + w) / (R + v \cos \Phi + w \sin \Phi). \end{aligned} \quad (25)$$

Таким образом, при смещении центра координат диафрагмы на отрезки v вдоль оси x и w вдоль оси y относительно центра зеркала вместо координат R и Φ на диафрагме для дальнейших вы-

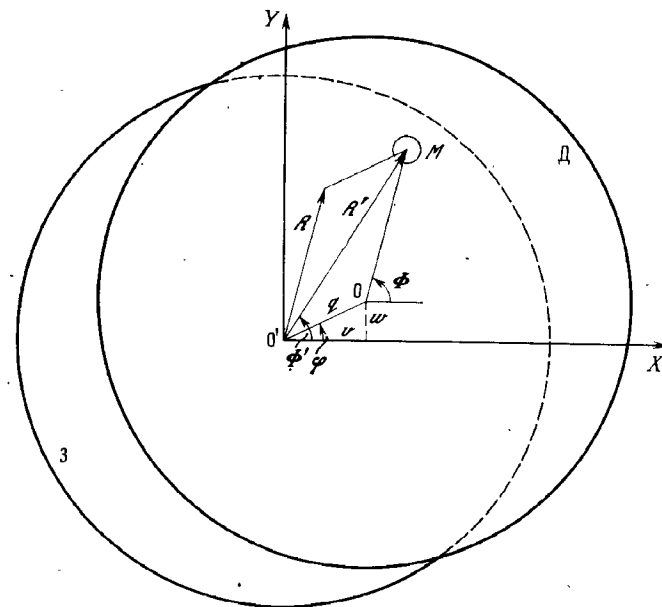


Рис. 9. К выводу формулы (25), учитывающей несовпадение центра диафрагмы с вершиной зеркала

O — центр диафрагмы D , O' — вершина параболического 6-м зеркала Z , M — центр одного из отверстий в диафрагме Гартманна; R, Φ — координаты центра отверстия M в системе координат, связанной с диафрагмой; R', Φ' — те же координаты, но в системе координат, связанной с зеркалом

числений необходимо использовать координаты R' и Φ' , отсчитываемые от центра зеркала.

Здесь следует сделать два важных замечания относительно поправок вида (25). При исследовании асферического зеркала из центра кривизны введение указанных поправок обязательно, поскольку в этом случае далеко не безразлично, на какую зону зеркала попадает пучок света из-за эффектов асферичности. Если же зеркало сферическое или асферическое, зеркало исследуется в схеме с нуль-корректором, а также при исследовании зеркала на телескопе введение поправок типа (25) недопустимо. Дело в том, что их учет влияет только на определение локализации дефектов на поверхности зеркала, для чего не требуется высокая точность. Однако введение поправок вносит фиктивный наклон фотопластинки или диафрагмы, которые описываются той же зависимостью (25), что и смещение центра диафрагмы. Это приводит к фиктивному улучшению оптической поверхности, в частности искусственно устраняется астигматизм. В этом смысле в работе Мейела и Василевскиса [Mayll, Vasilevskis, 1960] содержится ошибка.

При исследовании асферического зеркала из центра кривизны без корректора весьма желательно вводить поправку типа

(25), но не варьировать величины v и w , поскольку и в этом случае мы фиктивно улучшаем зеркало, устраняя астигматизм, который приписываем децентрировке диафрагмы. В программе «Гартманн» величины v и w варьируются, поскольку измерить их оказалось невозможно.

2. Учет уменьшения размеров на снимке Гартманна по отношению к размерам на диафрагме. Пусть зеркало имеет идеальную сферическую форму. Тогда координаты центров пятен на фотопластинке будут

$$x_{\text{ид}} = R'T \cos \Phi' / (R_0 - d), \quad (26)$$

$$y_{\text{ид}} = R'T \sin \Phi' / (R_0 - d),$$

где T — расстояние от фотопластинки до центра кривизны (или до фокуса при испытаниях на телескопе); R_0 — радиус кривизны зеркала или его параксиальной зоны (на телескопе — фокусное расстояние), d — расстояние от вершины зеркала до плоскости диафрагмы. При испытаниях главного зеркала на телескопе $d = 0$.

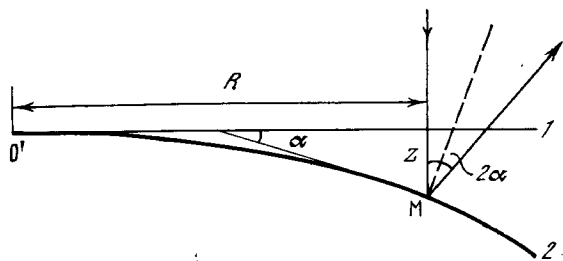


Рис. 10. Учет асферичности параболического зеркала

1 — условный радиальный профиль сферической поверхности, 2 — нормальный радиальный профиль параболической поверхности, z — нормальное уклонение параболы от сферы, M — проекция центра отверстия диафрагмы на оптическую поверхность, 2α — угловая аберрация, связанная с асферичностью, O' — вершина зеркала, R — радиус на зеркале

3. Учет, что зеркало является параболическим, а не сферическим. Проведем сферу, касающуюся вершины параболы (параксиальная сфера). Как известно (см. [Максутов, 1948]), нормальное уклонение такой сферы от параболы составляет величину

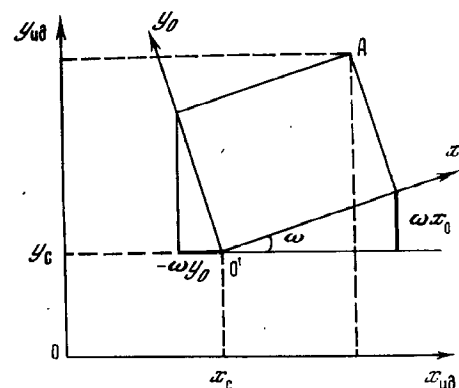
$$z = -(R')^4 / 8R_0^3. \quad (27)$$

Обозначения понятны из рис. 10. Определим угол 2α между лучом, отраженным от параболической поверхности, и лучом, отраженным от параксиальной сферы. Для этого достаточно продифференцировать выражение (27) по R :

$$|2\alpha| = (R'/R_0)^3. \quad (28)$$

Рис. 11. Смещение и поворот системы координат измерительного прибора относительно системы координат снимка Гартманна

$x_{\text{ид}}^0 y_{\text{ид}}^0$ — система координат прибора,
 $x_0 y_0$ — система координат снимка,
 A — центр одного из пятен на снимке



Радиальная составляющая смещения пятен на снимке Гартманна, связанная с параболическостью зеркала, дается выражением

$$\Delta = CQ (R'/R_0)^3 [R_0 + (R')^2 / 2R_0 + QT]. \quad (29)$$

Здесь $C = 1$ для параболического зеркала и $C = 0$ для сферического. В дальнейшем этот множитель будем опускать. Параметр $Q = 1$ для зафокального снимка и $Q = -1$ для предфокального. Условимся зафокальными называть и снимки, полученные при установке пластинки за центром кривизны. Второе и третье слагаемое в квадратных скобках являются малыми поправками, на практике ими часто можно пренебречь. Итак, с учетом поправки Δ координаты центров пятен на фотопластинке относительно точки пересечения оптической оси с фотопластинкой будут

$$x'_{\text{ид}} = \{R'T / (R_0 - d) - (R'/R_0)^3 [R_0 + (R')^2 / 2R_0 + QT] Q\} \cos \Phi', \quad (30)$$

$$y'_{\text{ид}} = \{R'T / (R_0 - d) - (R'/R_0)^3 [R_0 + (R')^2 / 2R_0 + QT] Q\} \sin \Phi'.$$

При этом формула (30) применима как для зафокальных, так и для предфокальных снимков Гартманна.

4. Система координат прибора «Аскорекорд» и система координат на снимке Гартманна в общем случае не совпадают. Они могут различаться как смещением начала координат на величины x_c и y_c вдоль соответствующих осей, так и поворотом осей на угол ω . Как видно из рис. 11, учесть различие в системах координат можно по формулам

$$x_{\text{ид}} = x'_{\text{ид}} + x_c - \omega y'_{\text{ид}}, \quad y_{\text{ид}} = y'_{\text{ид}} + y_c + \omega x'_{\text{ид}}. \quad (31)$$

При выводе (31) предполагается, что угол ω мал. Это означает, что при установке снимка на «Аскорекорде» необходимо как можно лучше совмещать направление оси x прибора и направление 1-го и 17-го радиусов.

Окончательно формулы для вычисления координат центров пятен для идеального параболического зеркала примут вид

$$x_{\text{ид}} = \{T/(R_0 - d) - Q(R')^2[R_0 + (R')^2/2R_0 + QT]/R_0^3\} [R \cos \Phi + v + \omega(R \sin \Phi + w)] + x_c, \quad (32)$$

$$y_{\text{ид}} = \{T/(R_0 - d) - Q(R')^2[R_0 + (R')^2/2R_0 + QT]/R_0^3\} [R \sin \Phi + w - \omega(R \cos \Phi + v)] + y_c,$$

где R , R' и Φ определяются с помощью (25) и (22).

Будем считать, что нам известны лишь приближенные значения величин T , x_c и y_c и неизвестны малые величины v , w и ω . Уточнение первой тройки величин и определение значений второй тройки величин выполним методом наименьших квадратов. Для получения условных уравнений вычислим полный дифференциал выражения (32):

$$dx_{\text{ид}} = X1dT + X2dx_c + X3dy_c + X4d\omega + X5dv + X6dw, \quad (33)$$

$$dy_{\text{ид}} = Y1dT + Y2dx_c + Y3dy_c + Y4d\omega + Y5dv + Y6dw.$$

В (33) приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} X1 &= D3 [1/(R_0 - d) - (R')^2/R_0^3], \\ X2 &= 1, \quad X3 = 0, \\ X4 &= D1 (R \sin \Phi + w), \\ X5 &= D2D3 \cos \Phi + D1, \\ X6 &= D2D3 \sin \Phi + D1\omega, \\ Y1 &= D4 [1/(R_0 - d) - (R')^2/R_0^3], \\ Y2 &= 0, \quad Y3 = 1, \\ Y4 &= -D1 (R \cos \Phi + v), \\ Y5 &= D2D4 \cos \Phi - D1\omega, \\ Y6 &= D2D4 \sin \Phi + D1, \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$\begin{aligned} D1 &= T/(R_0 - d) - Q(R')^2[R_0 + (R')^2/2R_0 + QT]/R_0^3, \\ D2 &= -2QR' [R_0 + (R')^2/2R_0 + QT]/R_0^3 - Q(R')^3/R_0^3, \\ D3 &= R \cos \Phi + v + (R \sin \Phi + w)\omega, \\ D4 &= R \sin \Phi + w + (R \cos \Phi + v)\omega. \end{aligned}$$

Для реализации метода наименьших квадратов сначала необходимо получить для $x_{\text{ид}}$ и $y_{\text{ид}}$ нулевое приближение. Для этой цели полагаем $v = w = \omega = 0$, используем прямое измерение расстояния T , а также приближенно определяем величины x_c и y_c путем усреднения координат для симметричных пятен на сним-

ке Гартманна. Подставляем эти величины в (31) и получаем нулевое приближение для поперечных аберраций

$$Dx^0 = x_{\text{изм}} - x_{\text{ид}}^0, \quad Dy^0 = y_{\text{изм}} - y_{\text{ид}}^0. \quad (35)$$

Подставляем полученные значения Dx^0 и Dy^0 в левую часть уравнений (33) и получаем систему из $2N$ условных уравнений, где N — общее число пятен, координаты которых измерены на снимке Гартманна. Это число в общем случае может не совпадать с числом отверстий в диафрагме по следующим причинам: наличие на снимке размазанных пятен, выход проекций отверстий за край зеркала, вынуждение в схеме контроля, промахи при измерении координат.

Введем следующие обозначения для искоемых поправок:

$$\begin{aligned} z_1 &= dT, & z_2 &= dx_c, & z_3 &= dy_c, \\ z_4 &= d\omega, & z_5 &= dv, & z_6 &= dw. \end{aligned} \quad (36)$$

С этими обозначениями система нормальных уравнений примет вид

$$\begin{aligned} [P(X1Dx + Y1Dy)] &= \sum_{i=1}^6 z_i (X1X_i + Y1Y_i), \\ [P(X2Dx + Y2Dy)] &= \sum_{i=1}^6 z_i (X2X_i + Y2Y_i), \\ &\dots \dots \dots \\ [P(X6Dx + Y6Dy)] &= \sum_{i=1}^6 z_i (X6X_i + Y6Y_i). \end{aligned} \quad (37)$$

При записи системы (37) приняты обозначения Гаусса для сумм, т. е.

$$[ab] = \sum_{k=1}^N a_k b_k.$$

Эти обозначения не следует путать с обычными квадратными скобками. Кроме того, в (37) используется вес P для каждого условного уравнения. Вес принят равным

$$P = 2R/D.$$

В связи с неравномерным покрытием поверхности зеркала пучками света, прошедшего через отверстия диафрагмы, оказывается, что наружная часть зеркала, собирающая больше света, отражает меньшее число пучков на единицу площади, чем внутренняя часть зеркала. Для учета этого эффекта и введены указанные веса. Для диафрагмы, в которой отверстия расположены в узлах квадратной сетки, нет необходимости вводить их.

Решая систему нормальных уравнений (37), находим поправки варьируемых параметров и первое приближение в виде

$$T = T^0 + dT^1, \quad x_c = x_c^0 + dx_c^1, \quad y_c = y_c^0 + dy_c^1, \\ \omega = d\omega^1, \quad v = dv^1, \quad w = dw^1,$$

а также вычисляем среднеквадратичную ошибку одного уравнения на единицу веса

$$\sigma = \sqrt{S/(2N - 6)},$$

где

$$S = \{P [(Dx^0)^2 + (Dy^0)^2]\} - \sum_{i=1}^6 z_i L_i. \quad (38)$$

В (38) величина L_i обозначает левую часть уравнений (37).

Следующий этап обработки — очистка исходного массива измерений координат на снимке Гартманна от грубых ошибок. Такие ошибки возникают в связи с промахами при измерениях, при сбоях «Аскорекорда», а также в связи с существованием грубых дефектов самой оптической поверхности. Примером может служить область «латок», имевшихся на 6-м зеркале. С целью очистки от грубых ошибок для всех пятен проверяем условие

$$Dx^0 < 3\sigma, \quad Dy^0 < 3\sigma. \quad (39)$$

В случае невыполнения условия (39) данная координата заменяется кодом 9999, который обозначим через Π , и исключается из дальнейшего анализа.

Полученные значения параметров рассматриваются как первое приближение. Эти значения вновь подставляем в уравнение (32) и весь процесс, носящий характер итерационной процедуры, повторяем заново. Цикл повторяется до тех пор, пока поправки, найденные на n и $n + 1$ шагах, не совпадут с заранее заданной точностью ε_i , т. е. пока для всех i не окажется выполненным условие

$$|z_i^{n-1} - z_i^n| < \varepsilon_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (40)$$

Как только итерационный цикл закончен, находим веса неизвестных P_i (см. [Смирнов, Белугин, 1969]) и с их помощью вычисляем ошибки определения параметров по формуле

$$\sigma_i = \sigma / \sqrt{P_i}.$$

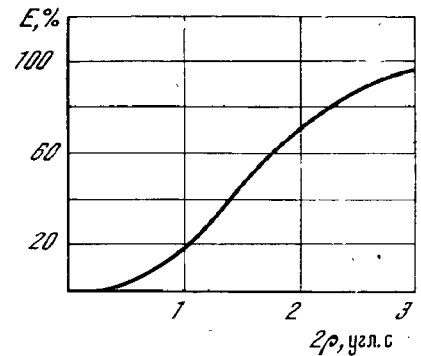
Окончательные параметры подставляем в формулу (32), находим окончательные теоретические координаты $x_{ид}$ и $y_{ид}$, с помощью (4) находим поперечные абберрации Dx^n , Dy^n в плоскости фотопластины, а затем вычисляем их для центра кривизны по формулам

$$Dx = Dx^n R_0 / (R_0 + QT), \quad Dy = Dy^n R_0 / (R_0 + QT). \quad (41)$$

Величины Dx и Dy представляют собой систему поперечных аб-

Рис. 12. Распределение энергии в кружке рассеяния для 6-м параболического зеркала

По оси абсцисс отложен диаметр кружка в угловых секундах в плоскости, перпендикулярной оптической оси и проходящей либо через центр кривизны, либо через фокус; по оси ординат — количество энергии внутри этого кружка по отношению ко всей энергии, приходящей в фокальную плоскость



раций, с помощью которой можно анализировать свойства оптической поверхности астрономического зеркала. На практике часто полагают $Dx = Dx^n$, $Dy = Dy^n$, если выполняется неравенство $T \ll \ll R_0$.

Анализ качества астрономического зеркала состоит в получении следующих его характеристик: распределения энергии в кружке рассеяния, кривой астигматизма, профилей нормальных уклонений и карты нормальных уклонений. Рассмотрим методику получения указанных величин.

Вычисление распределения энергии в кружке рассеяния. Программа «Гартманн» вычисляет следующую функцию:

$$E(\rho) = \sum_{i=1}^n R_i / \sum_{i=1}^N R_i. \quad (42)$$

Здесь E — количество световой энергии, которое концентрируется в плоскости наилучшего изображения в кружке диаметром 2ρ , n — количество пятен на снимке Гартманна, для которых выполняется условие

$$(Dx)^2 + (Dy)^2 < \rho^2. \quad (43)$$

N — общее количество отверстий в диафрагме, R_i — радиусы соответствующих отверстий на диафрагме, играющие роль весовых множителей. На рис. 12 приведен пример кривой распределения энергии в кружке рассеяния, где энергия выражена в процентах, а диаметр кружка — в угловых секундах.

Зная распределение энергии $E(\rho)$, можно вычислить распределение интенсивности в фотометрическом сечении в пятне рассеяния $I(\rho)$ по формуле

$$I(\rho) = \frac{1}{2\pi\rho} \frac{dE(\rho)}{d\rho}, \quad (44)$$

а также частотно-контрастную характеристику $R(n)$, которую час-

то используют в прикладной оптике:

$$R(n) = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (45)$$

$$\text{где } I_{\max} = I(0) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} I(i/n), \quad I_{\min} = 2 \sum_{i=1}^{\infty} I\{(i+1)/2n\}.$$

При исследовании астрономической оптики указанные функции применяются редко.

При исследовании астрономических зеркал часто строят точечную диаграмму, которая получается путем нанесения на плоскость точек по координатам Dx и Dy . Эта диаграмма дает представление о топографии распределения света в изображении точечного источника света.

Полученное выше распределение энергии в кружке рассеяния дает правильное представление об истинном кружке рассеяния, который можно получить экспериментально путем фотографирования звезд, если амплитуда ошибок оптической поверхности значительно превышает рабочую длину волны света. Для 6-м зеркала это условие выполняется. Если возникнет необходимость изучать астрономические зеркала, ошибки которых меньше длины световой волны, то описанная методика может оказаться непригодной, распределение света необходимо будет вычислять волновыми методами [Борн, Вольф, 1973], используя при этом карту нормальных уклонений поверхности астрономического зеркала.

Вычисление кривой астигматизма. Под кривой астигматизма будем понимать зависимость между радиусом кривизны, который имеет некоторый сектор зеркала, и позиционным углом этого сектора. Это определение отличается от принятого в оптической практике. Для получения этой функции напомним соотношение, связывающее радиус центра пятна на гартманнограмме r и радиус на диафрагме R' :

$$r = R'T / (R_0 - d) - Q(R'/R_0)^3 [R_0 + (R')^2 / 2R_0 + QT]. \quad (46)$$

Выражение (46) дифференцируем, отбрасываем члены высших порядков малости, раскладываем величину dr на прямоугольные компоненты Dx и Dy и решаем уравнение относительно dR_0 :

$$dR_0 = -QR_0 (Dx \cos \Phi + Dy \sin \Phi) / R. \quad (47)$$

Величину dr удобнее перевести в смещение изображения в плоскости фокусировки $\Delta(\Phi)$ и выразить эту величину в угловых секундах:

$$\Delta(\Phi) = \frac{2 \cdot 10^5}{R_0^n} \sum_{i=1}^n (Dx \cos \Phi + Dy \sin \Phi). \quad (48)$$

В программе «Гартманн» кривая астигматизма вычисляется по следующему алгоритму. Сначала выбираем все пятна, для которых выполняется условие $\Phi \in (0^\circ; 22^\circ, 5)$, и вычисляем для них

среднее значение $\Delta(\Phi)$ по формуле (48). Затем повторяем процесс для всех $\Phi \in (22^\circ, 5; 45^\circ)$ и т. д., всего 16 раз. При этом каждый раз используем для усреднения пятна на трех радиусах, один из которых входил в предыдущее среднее.

Пример кривой астигматизма для 6-м зеркала приведен на рис. 13. Из сравнения этого рисунка с рисунком 12 видно, что изображение точки, создаваемое зеркалом, практически не имеет астигматизма в рамках нашего определения.

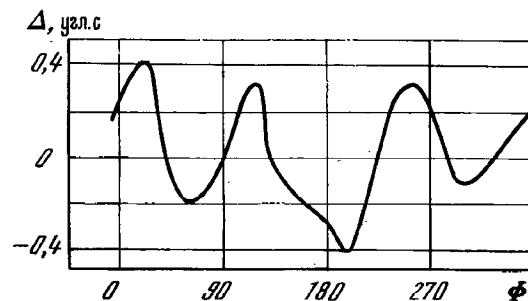


Рис. 13. Зависимость между смещением изображений в фокальной плоскости от среднего положения и позиционным углом сектора оптической поверхности, создающего это изображение

Вычисление профилей нормальных уклонений. То место на зеркале, на которое проектируется отверстие диафрагмы Гартманна, и ближайшие окрестности этого места характеризуют величины Dx и Dy , являющиеся прямоугольными компонентами вектора поперечных aberrаций зеркала. Нормальные профили получим в полярной системе координат, для чего разложим вектор aberrации на радиальную dr и тангенциальную $d\tau$ составляющие (рис. 14) по формулам

$$dr = Dx \cos \Phi + Dy \sin \Phi, \quad (49)$$

$$d\tau = Dx \cos(\Phi + B) + Dy \sin(\Phi + B).$$

Угол B дается формулами (56) и поясняется на рис. 14. Особенности расположения отверстий на диафрагме приводят к особому определению профилей на поверхности зеркала. Радиальные профили направлены вдоль радиусов зеркала, но два центральных отверстия считаются расположенными одновременно на двух соседних радиусах. Всего получается 32 радиальных профиля. Под тангенциальным профилем будем понимать ломаную линию, соединяющую центры отверстий диафрагмы с индексами i и $i+1$ при фиксированном индексе k . Таких профилей будет восемь.

Рассмотрим процесс построения радиальных профилей. Обозначим через $H_r^i(k)$ нормальное уклонение вдоль i -го профиля. Ищем для данного разреза первое недефектное пятно. Обозначим

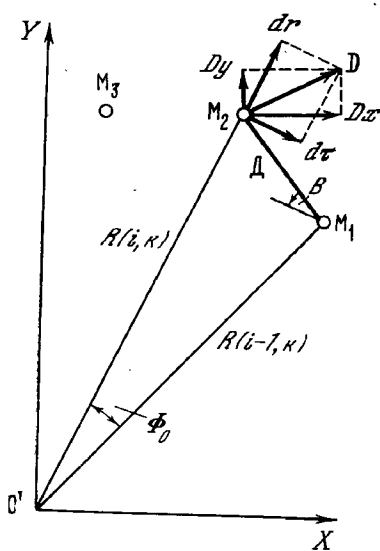


Рис. 14. Схема разложения вектора поперечных aberrаций на составляющие

D — расстояние между центрами соседних отверстий, D — вектор поперечной aberrации, D_x, D_y — прямоугольные компоненты вектора D ; $dr, d\tau$ — радиальная и тангенциальная составляющие вектора поперечных aberrаций; M_1 и M_2 — центры проекций отверстий диафрагмы на оптическую поверхность, O' — вершина зеркала

его номер через i . Примем, что $H_r^i(i) = 0$. Примем также, что составляющая поперечной aberrации постоянна на отрезке протяженностью B , половина которого простирается от центра данного отверстия в направлении предыдущего отверстия, а другая половина — в сторону следующего отверстия. В рамках этих определений нормальный радиальный профиль запишется в виде

$$H_r^i(k) = \Delta H_r^i(i)/2 + \sum_{j=i}^{k-1} \Delta H_r^i(j) + \Delta H_r^i(k)/2, \quad (50)$$

где

$$\Delta H_r^i(k) = B dr(i, k)/2R_0. \quad (51)$$

Если вдоль данного разреза встречается дефектное пятно, поперечные aberrации которого не удовлетворяют условию (39), то ему приписываются координаты $x = y = 9999$, а приращение нормального профиля определяется интерполированием по двум соседним нормальным пятнам:

$$\Delta H_r^i(k) = (\Delta H_r^i(k-1) + \Delta H_r^i(k+1))/2. \quad (52)$$

В случае, если за одним дефектным пятном следует еще одно или данное пятно является крайним, принимается

$$\Delta H_r^i(k) = \Delta H_r^i(k-1). \quad (53)$$

Если разрез начинается с 1—2 дефектных пятен, для них принимается

$$H_r^i(k) = -H_r^i(i+1)(i+1-k). \quad (54)$$

В программе «Гартманн» существование на одном профиле трех

дефектных пятен подряд является аварийной ситуацией, в этом случае вычисления прекращаются и распечатывается условное сообщение « $i = 3$ ». Если имели место промахи, их необходимо исправить и начать вычисления заново, если же на оптической поверхности есть участок с очень большими локальными ошибками, необходимо искусственно задать для этого участка малые aberrации, но при построении карты нормальных уклонений этот участок выделить.

Рассмотрим процесс построения тангенциальных профилей. Здесь расстояние между центрами соседних отверстий оказывается переменным и задается выражением (см. рис. 14)

$$D^2 = R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos \Phi_0. \quad (55)$$

Угол B , входящий в формулу (49), определяется из соотношений

$$\sin B = R_2 \sin \Phi_0 / D, \quad (56)$$

$$\cos B = (R_2 \cos \Phi_0 - R_1) / D.$$

Смысл угла B понятен из рис. 14. Тангенциальный профиль определяется формулой

$${}_0H_\tau^k(i) = \Delta H_\tau^k(i)/2 + \sum_{j=i}^{i-1} \Delta H_\tau^k(j) + \Delta H_\tau^k(i)/2, \quad (57)$$

которая аналогична формуле (50). В отличие от радиального профиля величина ΔH_τ^k задается выражением

$$\Delta H_\tau^k = D(k) d\tau(k) / 2R_0. \quad (58)$$

Все замечания, касающиеся дефектных пятен для радиальных профилей, применимы к тангенциальным профилям.

Тангенциальные профили в отличие от радиальных имеют важную особенность — они замкнуты. Это означает, что для них всегда должно выполняться

$${}_0H_\tau^k(1) = {}_0H_\tau^k(32). \quad (59)$$

На практике равенство (59) не соблюдается, что связано с накоплением систематических и случайных ошибок при обходе профиля. Во избежание неправильного представления формы оптической поверхности вблизи области 1-го и 32-го радиуса необходимо «разбросать» накопленные ошибки по всему профилю. Введем обозначение

$$E_\tau^k = {}_0H_\tau^k(32) - {}_0H_\tau^k(1). \quad (60)$$

Величина E_τ^k и есть накопленная ошибка. Вычислим тангенциальные профили заново по формуле

$$H_\tau^k(i) = {}_0H_\tau^k(i) + E_\tau^k(i-1)/32. \quad (61)$$

Формула (61) и отражает процесс «разбрасывания» накопленной ошибки.

Приведение всех профилей к одному нуль-пункту. При выбранном способе построения профилей их нуль-пункты оказываются различными. Для построения карты нормальных уклонений все профили необходимо свести к общему нуль-пункту. Смысл процедуры заключается в использовании того обстоятельства, что в точках пересечения профилей их нормальные уклонения должны быть одинаковы.

В программе «Гартманн» в качестве основного выбирается тангенциальный профиль $k = 4$. Для него нуль-пунктом считается среднее арифметическое нормальных уклонений

$$\bar{H}_r^4 = \sum_{i=1}^{32} H_r^4(i) / 32. \quad (62)$$

Приведем к этому нуль-пункту все радиальные профили, для чего для каждого i -го профиля определим величину $\delta(i)$:

$$\delta(i) = H_r^i(4) - H_r^4(i) + \bar{H}_r^4 \quad (63)$$

и эту величину вычтем из нормальных уклонений каждого радиального профиля

$$h_r^i(k) = H_r^i(k) - \delta(i). \quad (64)$$

Все нормальные радиальные профили h_r^i имеют теперь общий нуль-пункт.

Тангенциальные профили приводятся к общему нуль-пункту аналогичным образом. В качестве основного выбирается профиль $i = 2$. Этот профиль уже приведен к общему нуль-пункту. Тогда вычисляем

$$h_r^k(i) = H_r^k(i) - h_r^2 + H_r^k(2), \quad (65)$$

и все тангенциальные профили приведены к общему нуль-пункту.

Процедура приведения профилей к общему нуль-пункту, использованная в программе «Гартманн», не является безукоризненной. Во-первых, выбор тангенциального профиля $k = 4$ в качестве основного оказался неудачным, поскольку он проходит по тем участкам зеркала, где сосредоточены самые грубые ошибки оптической поверхности («латки»). Это обстоятельство было учтено в более поздних модификациях программы [Копылов, Коровяковский, Фоменко, 1977], где в качестве основного был выбран профиль $k = 1$. Во-вторых, сам принцип выбора какого-то одного профиля в качестве основного неудачен, лучше использовать принцип одновременной увязки всех профилей по минимуму среднеквадратичной невязки в точках их пересечений, как это сделано в программе HART3 (см. § 6 наст. гл.).

Построение карты нормальных уклонений зеркала. В программе «Гартманн» карта нормальных уклонений выдается на цифро-

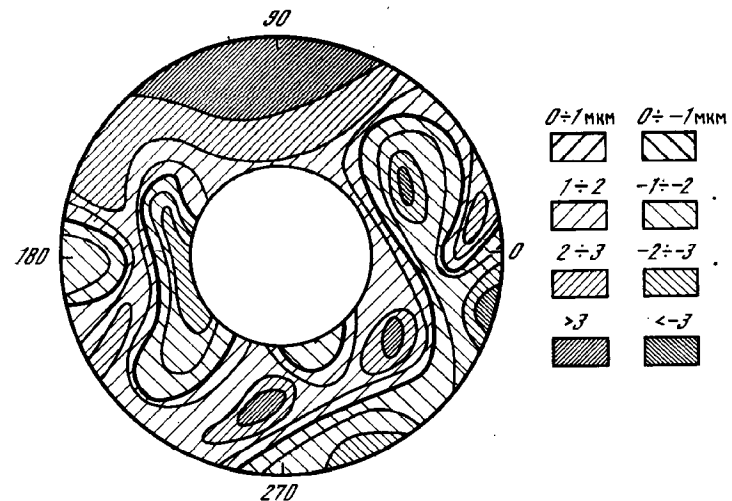


Рис. 15. Карта нормальных уклонений для 6-м зеркала, полученная в процессе рабочих испытаний в цеховых условиях

Справа указаны градации нормальных уклонений. Жирной линией показан нулевой уровень

печать в виде таблицы, которая получается следующим образом. Задаем шаг построения карты Δ . Для каждой величины

$$H = M\Delta, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

на первом профиле $i = 1$ ищем все точки, для которых выполняется булево условие

$$(h_r^1(k) \geq H \wedge h_r^1(k+1) < H) \vee (h_r^1(k) \leq H \wedge h_r^1(k+1) > H).$$

Интерполированием находим номер точки k_n , для которого $h(k_n) = H$. В общем случае этот номер оказывается дробным. Выдаем его на печать. Процесс повторяется для всех радиальных и всех тангенциальных профилей.

Полученные точки равных уровней наносим в некотором масштабе на план и соединяем их плавной линией. Построение карты нормальных уклонений закончено. На рис. 15 приведен пример карты нормальных уклонений для 6-м зеркала, величина $\Delta = 1$ мкм.

В заключение приведем содержательную блок-схему программы «Гартманн», которая показана на рис. 16.

На рис. 17 показан блок А, предназначенный для реализации метода наименьших квадратов. Блок-схема достаточно подробно описана выше. Поясним блок 2 на рис. 16. Если на гартманнограмме пятно отсутствует или настолько деформировано, что его координаты измерить невозможно, оператор выводит измерительный микроскоп далеко за пределы снимка и нажимает на «Аскоректор-

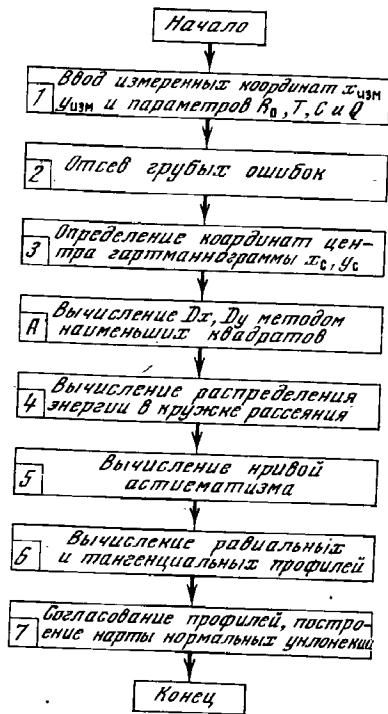


Рис. 16. Укрупненная блок-схема программы «Гартманн»
Блок А подробно показан на рис. 17

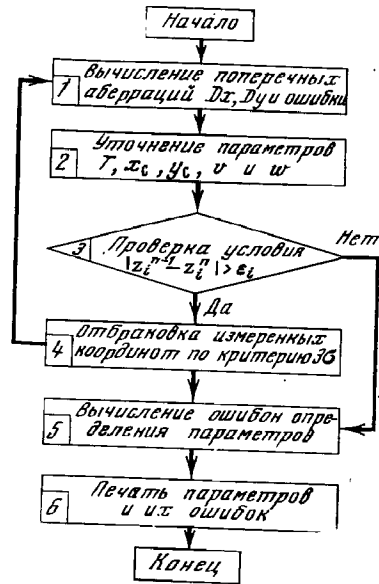


Рис. 17. Алгоритм определения поперечных aberrаций методом наименьших квадратов (блок А)

«де» кнопку, фиксируя фиктивные координаты. Эти данные программа заменяет кодом 9999 сразу после ввода массива координат.

Пояснения требует и блок 4 на рис. 17. В каждом цикле метода наименьших квадратов отбраковка точек происходит не только по критерию 3σ , но и по критерию 5σ . Обе серии распечатываются раздельно, и в первом случае ошибка считается грубой, во втором — очень грубой.

Опыт работы с программой «Гартманн» показал, что получение снимка Гартманна занимает 2—3 ч, однократное измерение на «Аскорекорде» также занимает 2—3 ч, счет на ЭВМ М-222 идет 15—20 мин, представление результатов в виде графиков требует 2—3 ч. Всего на получение и полную обработку результатов требуется 8—10 ч. При ручном способе обработки необходимо затратить 30—40 ч работы двух опытных вычислителей.

Специально для исследования 6-м параболического зеркала была создана еще одна программа редукции снимков Гартманна [Зверев и др., 1977а], которая была применена для исследования как в цеховых условиях [Зверев и др., 1977б], так и на телескопе

Зверев и др., 1977в]. Эта программа принципиально не отличается от описанной выше программы «Гартманн», но некоторые ее особенности заслуживают внимания. Поскольку программа не имеет специального названия, для удобства изложения назовем ее программой ЛОМО по названию учреждения, в котором программа разработана.

В программе ЛОМО при получении системы поперечных aberrаций методом наименьших квадратов кроме параметров, варьируемых в программе «Гартманн», варьируются еще три параметра: два угла Эйлера σ_y, σ_z , описывающие наклон нормали к фотопластинке относительно оптической оси, а также смещение источника света от центра кривизны параксиальной зоны вдоль оптической оси a . Варьирование параметров σ_y, σ_z и a недопустимо по следующим причинам. Варьируя σ_y и σ_z , мы устремляем из поперечных aberrаций составляющую вида $R \cos(\Phi - \Phi')$. Если зеркало имеет астигматизм, то в систему поперечных aberrаций входит член вида $R^2 \cos(\Phi - \Phi')$. Совершенно ясно, что, варьируя σ_y и σ_z , мы аппроксимируем кубическую форму, связанную с астигматизмом, квадратичной формой, связанной с наклоном фотопластинки, и тем самым фиктивно устремляем астигматизм, если он присутствует на оптической поверхности. Поэтому варьирование наклона фотопластинки недопустимо, а при юстировке схемы контроля углы σ_y и σ_z необходимо выставить с заданной точностью, тем более что это не представляет особых трудностей. Для 6-м зеркала это не привело к ошибкам измерения его поверхности, поскольку астигматизм был невелик [Витриченко и др., 1975].

Аналогичная ситуация возникает и при варьировании расстояния источника света от центра кривизны. При этом мы из системы поперечных aberrаций устремляем член вида $\sim R$. Если оптическая поверхность имеет сферическую aberrацию вида $\sim R^2$, то мы ее частично или полностью фиктивно устремляем. Методически это неправильно, хотя для 6-м зеркала данная неточность также не сыграла существенной роли, поскольку основные ошибки зеркала имели локальный характер. Величину a необходимо учитывать при юстировке схемы контроля.

Другим отличием программы ЛОМО от программы «Гартманн» является метод построения карты нормальных уклонений. В программе «Гартманн» карта строится интегрированием поперечных aberrаций методом трапеций, при этом получаем нормальные уклонения в виде таблицы. В программе ЛОМО для карты нормальных уклонений получается аналитическое выражение путем аппроксимации с помощью полиномов Цернике [Борн, Вольф, 1973]. При таком подходе возникают две опасности: если использовать слишком мало полиномов, то произойдет искусственное сглаживание оптической поверхности из-за недостаточного числа параметров. Если же использовать слишком много полиномов, то избыточное число параметров приведет к неустойчивости решения, которое выразится в появлении на оптической поверхности фик-

тивных ошибок. Вопрос устойчивости представления нормальных уклонений с помощью полиномов Цернике или в любом другом аналитическом виде требует дополнительных исследований.

С другой стороны, представление нормальных уклонений в виде полиномов Цернике имеет удобство: коэффициенты полиномов Цернике являются одновременно и коэффициентами аберраций третьего порядка [Борн, Вольф, 1973], что позволяет выделить у оптической поверхности классические аберрации.

Программа ЛОМО выдает карту нормальных уклонений в очень удобном виде: линии равных уровней распечатываются на плане. Этот метод нагляден и удобен при аттестации готового изделия. Однако для технологических целей нормальные уклонения необходимо дискретизировать. Поэтому нормальные уклонения необходимо вычислять в узлах квадратной сетки. В этом смысле форма представления нормальных уклонений, использованная в программе HART3 (см. ниже), оказывается более удобной, хотя сам по себе вопрос не является принципиальным.

5. Экспрессный метод Гартманна

В процессе изготовления астрономических зеркал возникает необходимость в использовании оперативных методов контроля формы оптической поверхности. Подробное исследование формы поверхности, как видно из предыдущего параграфа, занимает много времени. Это заставляет разрабатывать такие модификации метода Гартманна, которые давали бы меньше информации об оптической детали, но зато за короткий срок. С этой целью разработан экспрессный метод Гартманна, реализованный программой HART2 на ЭВМ М-6000 и позволяющий за 40—50 мин обработать снимок Гартманна [Витриченко, Катагаров, 1978]. Получаемая при этом информация может быть использована для оценки результатов предыдущего сеанса обработки оптической поверхности и для выдачи рекомендаций для последующего сеанса обработки.

Для реализации экспрессного метода Гартманна необходимо изготовить диафрагму типа показанной на рис. 4, г. С этой диафрагмой получаем снимок Гартманна, но для ускорения обработки снимка для анализа используются только пятна, расположенные на двух взаимно перпендикулярных диаметрах. Снимок хранит информацию о всей оптической поверхности, что дает возможность в случае необходимости выполнить полную обработку снимка. Программа HART2 является универсальной, она позволяет исследовать любые коникоиды и применима для деталей произвольного диаметра.

Принцип работы программы HART2 проще всего пояснить на примере. В табл. 3 приведен образец распечатки, выдаваемый программой HART2. В первых строчках даются сведения, которые вводятся с телетайпа.

Таблица 3. Вычисление профилей по двум диаметрам (вариант программы HART2 21. VII. 1976)

Дата 17. 8. 1976

Зеркало 11

Пластинка 260

$KT = 17$

$BS = 15.000$

$R = 2431.000$

$T = 100.000$

$E = 1.000$

Измеренные координаты (в мм)

X	Y
30.513	44.522
29.990	45.061
29.432	45.628
28.864	46.193
28.315	46.749
27.700	47.361
27.064	47.985
26.435	48.634
25.840	49.239
25.235	49.824
24.590	50.471
23.968	51.094
23.360	51.697
22.800	52.256
22.250	52.814
21.680	53.373
21.158	53.897

Центр координат гартманнограммы (в мм)

25.8349 49.2234

Расстояние от центра кривизны до фотопластины

100.943

Ср. кв. поперечная аберрация (в мкм)

14.92

Постоянная Гартманна (в сек)

1.27

Концентрация энергии в кружке рассеяния без учета дифракции (в процентах)

D (мкм)	CON
10.0	32.6
20.0	52.8
30.0	70.1
40.0	79.2
50.0	96.5
60.0	99.3

Аберрации (в мкм)		Профили (в мкм)	
D_x	D_y	H_x	H_y
.2	-22.6	-.04	-.05
-.6	-6.4	-.04	-.09
-11.0	12.6	-.03	-.08
-10.4	9.1	.01	-.05
25.7	-20.3	-.02	-.07
12.1	-9.5	-.07	-.11
-11.4	2.4	-.08	-.12
-21.3	31.5	-.03	-.07
4.9	15.0	.00	.00
21.4	-20.8	-.04	-.01
-3.8	6.4	-.07	-.03
-13.9	17.4	-.04	.01
-20.8	19.5	.01	.06
4.7	-7.0	.04	.08
22.6	-17.2	-.00	.04
.8	-5.9	-.04	.01
.9	-4.1	-.04	-.01

Ср. кв. уклонение поверхности (в мкм)
.05

Мах. амплитуда профилей (в мкм)
.21

Средний профиль и его ср. кв. ошибки

N	H	DH
0	.00	.00
1	-.04	.03
2	-.07	.04
3	-.06	.05
4	-.00	.05
5	.02	.06
6	-.02	.05
7	-.04	.04
8	-.04	.02

Локальные ошибки превосходят зональные

Дата, когда производились измерения снимка Гартманна. В нашем примере 17. VIII 1976 г.

Условный номер зеркала. Здесь исследуется зеркало № 11.

Условный номер снимка Гартманна. В примере № 260.

Число пятен вдоль диаметра на снимке Гартманна. Для нашего случая на диаметре 17 пятен, но в общем случае это число для данной диафрагмы зависит только от диаметра детали.

База диафрагмы, т. е. расстояние в миллиметрах между центрами соседних отверстий. Здесь 15 мм.

Радиус кривизны для сферы или радиус кривизны параксиальной зоны для коникоида. В примере $R = 2431$ мм.

Расстояние от фотопластинки до центра кривизны для сферических зеркал или до центра кривизны параксиальной зоны для асферических зеркал. В примере это расстояние задано 100 мм.

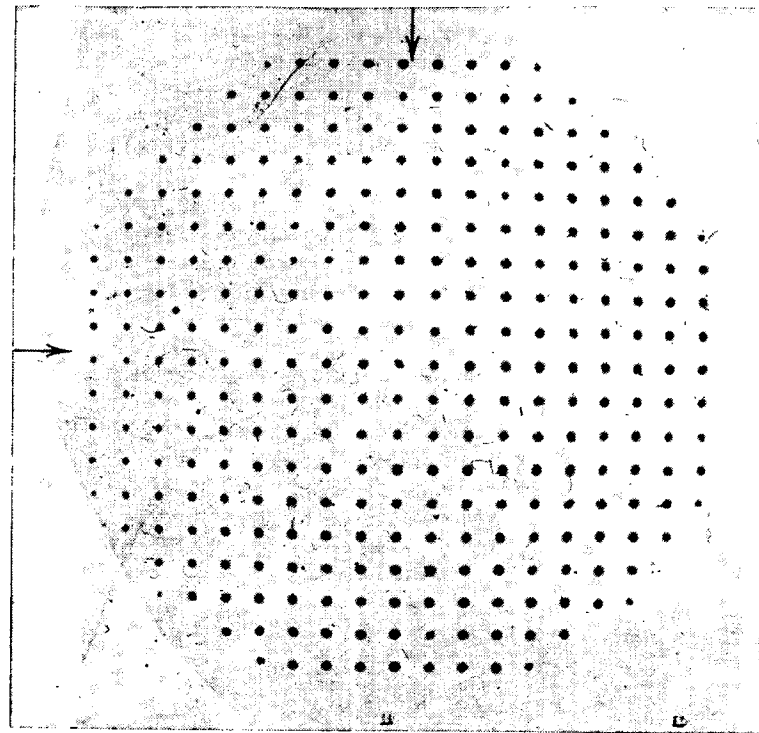


Рис. 18. Пример снимка Гартманна, полученного с диафрагмой диаметром 300 мм

Отверстия в диафрагме расположены в узлах квадратной сетки, гартманнограмма получена для параболического зеркала ($\varnothing 300$ мм, $R_0 = 2400$ мм). Стрелками показаны диаметры, на которых измеряются пятна при использовании программы HART2. Направленные стрелки указывают последовательность измерения пятен

Квадрат эксцентриситета, для нашего случая $E = 1$, т. е. зеркало параболическое.

В методе Гартманна исключительно важно фиксировать методику получения снимков и их измерений. В данном случае на торцевой части зеркала наносится метка, и в контрольную схему зеркало всегда устанавливается меткой вверх. На диафрагме Гартманна имеется контрольное отверстие, и диафрагма Гартманна всегда устанавливается так, чтобы контрольное отверстие находилось в первом квадранте. Наконец, при измерениях фотопластинка устанавливается эмульсией вверх, а пятно от контрольного отверстия должно быть во втором квадранте. Измерения начинают с самого левого пятна горизонтального диаметра (рис. 18), затем продолжают с верхнего пятна вертикального диаметра. При использовании микроскопа УИМ-21 оказывается, что координаты

наты x для горизонтального диаметра увеличиваются вдоль диаметра, а координаты y уменьшаются. При использовании другого измерительного микроскопа с другим направлением осей программы нужно изменить, иначе возможна ошибка в знаке нормальных уклонений.

Измерение снимков заключается в наведении визира микроскопа на центр пятна на снимке. В микроскопе УИМ-21 визир имеет форму креста. Этот визир заменяется на визир с системой концентрических окружностей, что повышает точность наведения в 1,5—2 раза. Координаты измеряются 2—3 раза и усредняются вручную. При этом для горизонтального диаметра измеряется только координата x , а для вертикального — только y . Усредненные координаты набиваются на перфоленгу в свободном формате в виде двух массивов: сначала координаты x , затем y . Эта перфоленга вводится программой в ЭВМ и распечатывается для контроля за промахами при записи и перфорировании. В приведенном примере (см. табл. 3) координаты центров пятен вдоль оси x 30,513; 29,990 и т. д., вдоль оси y : 44,522; 45,061 и т. д. (в мм).

Находим координаты центра снимка Гартманна по формулам

$$x_c = \sum x_{изм}/17, \quad y_c = \sum y_{изм}/17, \quad (66)$$

где $x_{изм}$ и $y_{изм}$ — измеренные координаты. Координаты центра снимка распечатываются, в нашем примере $x_c = 25,8349$, $y_c = 49,2234$. Для дальнейшего анализа используются разности

$$X = x_{изм} - x_c, \quad Y = y_c - y_{изм}. \quad (67)$$

Различие в знаках разностей связано с тем, что координата x вдоль диаметра увеличивается, а y уменьшается. Поперечные aberrации вычисляем с помощью формул [Максутов, 1948]

$$x_{н1} = R \left(\frac{T + R_0}{s_y} - 1 \right), \quad s_y = R_0 + R^2 e^2 / R_0, \quad Dx = X - x_{н1} \quad (68)$$

методом наименьших квадратов, варьируя только величину T . Окончательное значение T выдается на печать. В нашем примере $T = 100,943$ мм. В итоге итерационного процесса, подробно описанного в предыдущем параграфе, получаем поперечные aberrации Dx , Dy .

Определяем среднеквадратичную поперечную aberrацию

$$\sigma = [\sum (Dx^2 + Dy^2) / (2N - 1)]^{1/2}. \quad (69)$$

На распечатке $\sigma = 14,92$ мкм. Вычисляем техническую постоянную Гартманна, широко используемую в астрономической литературе:

$$T = 2 \cdot 10^5 \sigma / R_0. \quad (70)$$

В примере $T = 1'' ,27$, что имеет смысл радиуса кружка в фокальной плоскости в угловых секундах, в котором концентрируется 68% световой энергии.

С помощью формулы типа (42) получаем распределение энергии в кружке рассеяния. Согласно приведенной распечатке для данного зеркала в кружке диаметром 10 мкм концентрируется 32,6%, в кружке 20 мкм — 52,8%, в кружке 30 мкм — 70,1% всей световой энергии, приходящей в фокальную плоскость. Здесь следует сделать два замечания. Во-первых, как уже отмечалось ранее, в методе Гартманна используется чисто геометрическое приближение, которое применимо только в случае, когда нормальные уклонения много больше длины световой волны. Для точных оптических поверхностей, качество которых близко к критерию Рэля [Reyleigh, 1879] или критерию Марешаля [Marechal, 1947], для расчета распределения энергии в кружке рассеяния необходимо использовать волновые принципы (см. [Борн, Вольф, 1973]). Во-вторых, величины Dx и Dy , входящие в формулу (69) и используемые в условии (43), относятся к разным пятнам, хотя по смыслу этих формул должны были бы относиться к одному и тому же пятну. Однако оказывается, что результат получается правильный, что связано с эффектами статистического усреднения.

Далее на распечатке приведены четыре колонки: поперечные aberrации Dx и Dy для двух диаметров и нормальные уклонения Hx и $Hу$ для этих же диаметров. О способе получения поперечных aberrаций сказано выше, а для вычисления нормальных уклонений используются формулы типа (50) и (51). Программа HART2 предназначена для исследования оптических деталей, не имеющих центрального отверстия. Поэтому профили для обоих диаметров пересекаются в центре детали, что позволяет получить общий нулевой пункт, полагая $Hx(0) = Hy(0) = 0$.

Программа вычисляет амплитуду нормальных профилей

$$A = \text{MAX} \{Hx, Hy\} - \text{MIN} \{Hx, Hy\}. \quad (71)$$

В нашем примере $A = 0,21$ мкм. Затем получаем среднеквадратичное нормальное уклонение σ_n , которое в нашем случае составляет 0,05 мкм.

В трех столбцах на распечатке даются: порядковый номер i пятна, считая от центра детали; средний нормальный профиль по четырем радиусам, который получается по формуле

$$\bar{H}(i) = \sum_{k=1}^4 H(i, k) / 4 \quad (72)$$

(где k — номер радиуса), и среднеквадратичная ошибка определения среднего нормального профиля, вычисляемая как

$$\sigma(i) = \left\{ \sum_{k=1}^4 [H(i, k) - \bar{H}(i)]^2 / 3 \right\}^{1/2}. \quad (73)$$

Ошибка $\sigma(i)$ состоит из трех компонент: влияние ошибки изготовления диафрагмы Гартманна; вклад ошибок измерений гартманнограммы; влияние локальных ошибок на оптической

поверхности. В нашем случае амплитуды нормальных профилей, связанные с первыми двумя типами ошибок, не превышают 0,01 мкм, так что их вкладом можно пренебречь. Итак, величина A характеризует величину локальных дефектов. Для оценки соотношения между амплитудой локальных дефектов и амплитудой радиальной составляющей ошибок оптической поверхности введем формальный критерий

$$A < 3\bar{\sigma},$$

(74)

где $\bar{\sigma}$ — среднее значение величин $\sigma(i)$. Невыполнение критерия (74) послужило причиной выдачи сообщения в примере: «ЛОКАЛЬНЫЕ ОШИБКИ ПРЕВОСХОДЯТ ЗОНАЛЬНЫЕ». Это сообщение предназначено для оптика-изготовителя. Классическая технология изготовления оптических деталей предназначена для осесимметричного съема материала. При наличии локальных ошибок дальнейшая обработка оптической поверхности классическим способом не имеет смысла, поскольку улучшение формы поверхности невозможно. На практике в этом случае либо делают локальную ретушь, либо перешлифовывают деталь.

Процесс изготовления оптической поверхности можно считать успешно законченным, если выполняется заранее сформулированный критерий. Например, $A < \lambda/8$ (критерий Рэлея) или $\sigma_n < \lambda/28$ (критерий Марешаля).

Текст программы HART2 и инструкция по ее использованию приведены в Приложении 1.

6. Программа HART3

Основной недостаток экспрессного метода Гартманна, описанного в предыдущем параграфе, заключается в неполноте сведений об оптической поверхности. В частности, с его помощью невозможно получить основную характеристику оптической поверхности — карту нормальных уклонений. Поэтому после окончания работы над деталью необходимо измерить все пятна на снимке Гартманна. Для обработки этих измерений предназначена программа HART3.

В принципиальном отношении программа HART3 не отличается от программы «Гартманн», описанной в § 4 настоящей главы. Однако имеются существенные методические особенности, на которых следует остановиться.

При получении снимков Гартманна, предназначенных для обработки с помощью программы HART3, используется диафрагма с расположением отверстий в узлах квадратной сетки типа показанной на рис. 4, г. Простота принципа расположения отверстий на диафрагме приводит к значительному упрощению формул, используемых при обработке снимка.

При вычислении теоретических координат центров пятен для идеального зеркала используется формула (68), что позво-

ляет применять программу HART3 для любого коникоида. Расстояние между центрами соседних отверстий на диафрагме является параметром программы, что позволяет использовать ее для деталей любых диаметров. Оба указанных выше свойства программы HART3 делают ее универсальной.

Программа HART3 предназначена для изучения деталей, не имеющих центрального отверстия. Это обстоятельство является существенным ограничением, и для обработки снимков Гартманна, полученных на телескопе, необходимо ее модифицировать.

В программе HART3 используется более удачный способ приведения разрезов к общему нуль-пункту, чем в программе «Гартманн». Этот принцип заключается в минимизации суммы квадратов уклонений $\delta H(i, k)$ для каждого профиля. Уклонения $\delta H(i, k)$ представляют собой разность нормальных уклонений для данного профиля и нормальных уклонений пересекающих профилей. Таким образом, условие для выбора нуль-пунктов формулируется как

$$\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N (\delta H(i, k))^2 = \min \quad (75)$$

и проверяется последовательно для каждого нормального профиля. После выбора общего нуль-пункта H_0 из всех нормальных уклонений вычитается величина H_0 , что приводит к равенству площадей, занятых положительными и отрицательными нормальными уклонениями. Карта нормальных уклонений распечатывается не в виде таблицы, а в виде сетки, в узлах которой показаны нормальные уклонения. Опыт построения карт показывает, что линии равных уровней необходимо поручать проводить исследователю, а не машине, поскольку в этой процедуре часто встречаются неалгоритмизируемые тонкости, связанные в первую очередь с мелкими локальными дефектами поверхности.

Система горизонтальных профилей вдоль оси x и система вертикальных профилей вдоль оси y , привязанные к общему нуль-пункту, позволяют, по существу, построить две карты нормальных уклонений. Однако нормальные уклонения в одних и тех же точка зеркала усредняются, а их разность используется для оценки внутренней ошибки построения карты. С этой целью выбираем шаг $D/10$ и для пяти кольцевых зон зеркала, внутри которых координаты центров отверстий диафрагмы удовлетворяют условию

$$Di/10 < (X^2 + Y^2)^{1/2} < D(i+1)/10, \quad (76)$$

вычисляем среднюю разность между уклонениями горизонтальных и вертикальных нормальных профилей по формуле

$$\Delta(i) = \frac{1}{2n} \sum_{j=1}^n |\delta H(j, k)|, \quad (77)$$

где n — число пятен, для которых выполняется условие (76). Во всех случаях без исключения ошибка построения карты увеличивается от центра к краю детали в 2—3 раза, что является лишним подтверждением необходимости использовать при контроле центральную часть оптической поверхности. Это в свою очередь означает, что при наличии центрального отверстия желательнее закрывать его вставкой при работе в цеховых условиях, что значительно облегчает и изготовление и исследование детали.

Текст программы HART3 и инструкция по ее использованию приведены в Приложении 2.

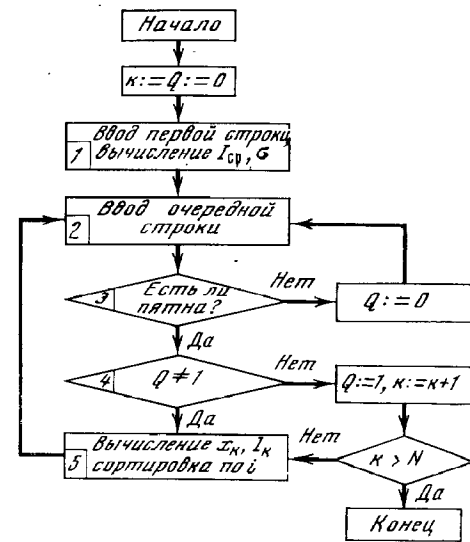
7. Автоматизация измерений снимков

При любом методе контроля формы оптической поверхности мы получаем плоскую фотометрическую картину. В методе Гартманна таким фотометрическим полем является снимок Гартманна, представляющий собой совокупность пятен, каждое из которых можно характеризовать двумерной функцией интенсивности $I(x, y)$. Интерферограмма в интерферометрическом методе контроля и теневая картина в теневом методе также являются плоскими фотометрическими полями. Полная фотометрическая обработка такой плоской картины ручными методами исключительно трудоемка. Если размер поля 10×10 мм, а разрешение фотоэмульсии 0,01 мм, то весь объем информации на снимке составляет 10^6 отсчетов. Обработка такого количества информации немислима без применения ЭВМ.

Поставим следующую задачу: ввести в память ЭВМ фотометрическое поле снимка Гартманна и обработать это поле с целью получения координат центров пятен. Для решения поставленной задачи используем принцип построчной обработки информации, который заключается в обработке первого фотометрического сечения, после чего на его место в память ЭВМ вводится второе фотометрическое сечение, после его обработки третье и т. д. При использовании принципа построчной обработки экономится объем оперативной памяти, что исключительно важно для мини-ЭВМ.

Программа HARTMANN, реализующая автоматизированное измерение снимков Гартманна, состоит из двух частей. Первая часть осуществляет построчное считывание пропускания фотопленки, на которой содержится снимок. Это считывание реализовано на приборе ФОТОМЕЙШН, выпускаемом американской фирмой ОПТРОНИКС. Прибор сочленен с мини-ЭВМ, что позволяет записать информацию на магнитную ленту. В принципе, дальнейшую обработку можно было бы выполнить на этой мини-ЭВМ, но оказалось удобнее переносить магнитную ленту на большую ЭВМ, в нашем случае М-4030, и с помощью второй части программы вести дальнейшую обработку. На выходе программа выдает перфоленту с координатами центров пятен, которая,

Рис. 19. Укрупненная блок-схема программы HARTMANN, предназначенной для автоматизации измерений снимков Гартманна



с одной стороны, является документом, подлежащим хранению, а с другой — может быть использована для дальнейшей обработки по программе HART3. Тем самым мы получаем комплекс трех программ, осуществляющих считывание, первичную и окончательную обработку снимков Гартманна.

Интересно отметить, что для полной автоматизации метода Гартманна понадобилось три ЭВМ. Действительно, прибор для считывания может быть сочленен либо с мини-ЭВМ α -16, либо с мини-ЭВМ ХЬЮЛЕТ ПАККАРД. Однако мини-ЭВМ мало пригодны для полной обработки снимков из-за ограничений по оперативной памяти. В связи с этим возникает необходимость в использовании средней или большой ЭВМ для обработки и хранения полученного массива данных. Конечной целью обработки снимка является не только получение сведений о форме оптической поверхности, но и использование этих сведений для дальнейшей обработки оптической поверхности. Поэтому последний этап обработки удобнее делать в управляющей мини-ЭВМ, с тем чтобы карта нормальных уклонов оставалась в ее памяти для использования этой карты в технологическом процессе. Возможно, конечно, использовать для всех трех задач одну ЭВМ, но пока это сделать не удастся.

Блок-схема алгоритма HARTMANN [Чебан и др., 1979] показана на рис. 19. Работа программы начинается со ввода первой строки, на которой заведомо нет пятен. Вводимые данные представляют собой пропускание негатива $I(m, n)$ со снимком Гартманна, считанные с шагом Δ вдоль оси x . Строки считывания также разделены шагом Δ . Информация, содержащаяся в первой строке, используется только для вычисления фона фото-

пленки и среднеквадратичного разброса этого фона:

$$I(n) = \frac{1}{q} \sum_{m=1}^q I(m, n), \quad (78)$$

$$\sigma(n) = \{\sum (I(m, n) - I(n))^2 / (q - 1)\}^{1/2},$$

где q — число элементов вдоль строки n . После ввода второй строки начинается поиск первого пятна на снимке. Признаком пятна является превышение трех отсчетов подряд над фоном по критерию 3σ :

$$I(z) > 3\sigma \wedge I(z+1) > 3\sigma \wedge I(z+2) > 3\sigma. \quad (79)$$

Если во второй строке пятно не найдено, ввод строк продолжается до выполнения условия (79). Как только найдено первое пятно, ему присваивается номер $i = 1$ вдоль строки и номер $k = 1$ вдоль столбца. Все отсчеты $I < 3\sigma$ отбрасываются, а остальные отсчеты, расположенные подряд, аппроксимируются функцией

$$I(m, n) = I(i, k) \cos(m - m_0) \quad (80)$$

с целью усреднения шумов. Значения $I(i, k)$, i и m_0 запоминаются. Если в этой же строке имеется еще один или несколько последовательных отсчетов, удовлетворяющих критерию (79), то они обрабатываются подобным же образом, но индекс k для всех сохраняется, а индексу i присваиваются значения 2, 3 и т. д. После ввода первой строки, пересекающей пятно, признак Q устанавливается на 1. Кроме того, для каждого пятна запоминается общее число строк j , пересекающих данное пятно.

Затем вводятся последовательно все остальные строки, для которых выполняется критерий (79), и для каждой из них выполняется проверка, не расположено ли это пятно раньше, чем первое, по условию

$$m_0 > m_0(i, k). \quad (81)$$

Если условие (81) не выполняется, производится перенумерация пятен, т. е. все индексы i увеличиваются на единицу. Для каждого пятна проверяется совпадение координаты x с некоторой заданной точностью ε :

$$|m_0 - m_0(i, k)| < \varepsilon. \quad (82)$$

Если условие (82) выполняется, то делаются вычисления

$$X(i, k) = \frac{\Delta}{l} \sum_{l=1}^j m_0(i, k). \quad (83)$$

Если условие не выполняется, то новому пятну присваивается очередной индекс i , а для всех последующих пятен индекс i увеличивается на единицу.

Как только встречается строка, для которой условие (79) нигде не выполняется, делается проверка на окончание числа строк пятен $k > N$, где N задается заранее. В случае невыполнения этого условия переходим к блоку 5. Если же условие не выполнено, увеличиваем k на единицу, устанавливаем признак строки Q в нуль, вычисляем по формуле (78) новое значение фона и дисперсии и аналогичным образом анализируем следующую группу пятен, расположенных вдоль оси x .

Блок 5 обеспечивает сортировку пятен. Матрица координат центров пятен должна иметь квадратную форму размерностью $N \times N$. Но в углах этой матрицы пятен нет, и координаты заменяются условным кодом «32 000». Пятен может не быть и в центре снимка Гартманна, если деталь имеет центральное отверстие. Наконец, некоторые пятна могут отсутствовать на снимке по тем или иным причинам. Во всех этих случаях для соблюдения правильной нумерации пятен необходимо заменить отсутствующие координаты условным кодом «32 000». Возможен и другой случай. Дефекты на фотоэмульсии первая часть программы могла закодировать как пятна. Кроме того, на снимке присутствует пятно от контрольного отверстия. Программа сортировки исключает такого типа пятна из рассмотрения и производит соответствующую переиндексацию.

Основным ограничением алгоритма HARTMANN является требование, чтобы между строками пятен помещался хотя бы один разрез, все отсчеты которого не удовлетворяли условию (79), иначе произойдет слияние строк пятен. Это ограничение можно сформулировать в виде

$$TB/R_0 - l(3\sigma) > 2R_0 \max \frac{\partial z}{\partial Y}, \quad (84)$$

где $l(3\sigma)$ — диаметр пятна на снимке по уровню 3σ , $\max \frac{\partial z}{\partial Y}$ — максимальное значение производной от нормального уклонения сферической поверхности от параксиальной сферы. Даже для астрономических параболических зеркал, светосила которых порядка 1/4, условие (84) может оказаться невыполнимым. В этих случаях программа HARTMANN нуждается в модификации.

8. Об ограничениях метода

Некритическое применение метода Гартманна может порождать ошибочные невоспроизводимые результаты [Витриченко, 1976]. Поэтому необходимо выяснить принципиальные и методические ограничения данного метода. В этом параграфе мы рассмотрим три таких ограничения: 1) противоречие между желанием уменьшить дифракцию на отверстиях диафрагмы и ее механической прочностью; 2) противоречие, вытекающее из

требования о статистической обеспеченности получаемых сведений об оптической поверхности; 3) эффект негладкости оптической поверхности астрономического зеркала.

Влияние дифракции на отверстиях диафрагмы. Пусть параболическое зеркало 3 (см. рис. 3) имеет диаметр D и фокусное расстояние F . Расстояние от фокуса до фотопластинки B обозначим через T . Пусть в диафрагме Гартманна 2 выполнены круглые отверстия диаметром d , а их центры расположены в узлах квадратной сетки со стороны z . Из-за дифракции на круглом отверстии (см. [Борн, Вольф, 1973]) размер пятна вблизи фокуса будет равен

$$L_1 = 2,4\lambda F/d. \quad (85)$$

Вблизи положения B диаметр пятна может быть еще больше, поскольку на эффекты дифракции накладывается геометрический диаметр пятна

$$L_T = Td/F. \quad (86)$$

Здесь мы пренебрежем геометрическим размером пятна, а будем учитывать только его дифракционный диаметр.

Из чисто геометрических соображений расстояние между пятнами L_2 составит

$$L_2 = Tz/F. \quad (86')$$

При выводе (86') предполагаем, что выполняется $T \ll F$. Для того чтобы пятна на снимке Гартманна не накладывались друг на друга, необходимо потребовать, чтобы расстояние между пятнами L_2 было больше диаметра пятна L_1 , что приводит к условию

$$d > F (2,4\lambda d/zT)^{1/2}. \quad (87)$$

Из (87) следует, что диаметр отверстий желательно делать как можно больше. Однако необходимо учесть два обстоятельства. Во-первых, при увеличении диаметра отверстий действительно уменьшается диаметр пятна, обусловленный дифракцией, но, как видно из (86), возрастает геометрический диаметр. Во-вторых, при заданном расстоянии между центрами отверстий на диафрагме z должно выполняться условие

$$d < z, \quad (88)$$

иначе диафрагма разрушится. В § 2 было показано, что условие (88) является слишком мягким. Из опыта работы с различными диафрагмами вытекает, что необходимо потребовать $d/z \approx 0,5$, иначе остаточные натяжения в листовом материале приведут к деформации диафрагмы, к тому же меняющейся со временем. С учетом приведенных замечаний для диаметров отверстий на диафрагме получаем двустороннее неравенство

$$1,1F (\lambda/T)^{1/2} < d < 0,5z. \quad (89)$$

Смысл неравенства (89) заключается в следующем. В случае нарушения левой части неравенства дифракция на отверстиях диафрагмы Гартманна приведет к переналожению пятен на фотопластинке, что сделает невозможным измерение их координат и последующую обработку. В случае же нарушения правой части неравенства (89) нарушится механическая целостность диафрагмы из-за наложения самих отверстий друг на друга.

Мы рассмотрели расположение отверстий на диафрагме в узлах квадратной сетки. При ином расположении отверстий результаты изменятся незначительно — на 10 — 15%.

Здесь и в дальнейшем в тексте, набранном петитом, мы будем в качестве примера рассматривать характеристики двух больших зеркал: сферического зеркала диаметром 2,6 м и радиусом кривизны $R_0 = 42$ м, подробно изученного методом Фуко—Филбера Богудловым и др. [1973], и параболического зеркала диаметром 6 м и фокусным расстоянием 24 м. Оба зеркала изготовлены фирмой ЛОМО и изучены группой сотрудников Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. При этом зеркало диаметром 6 м изучено как методом Фуко—Филбера [Бескин и др., 1975], дающим большое разрешение по поверхности, так и методом Гартманна [Витриченко и др., 1975].]

Приведенные здесь сведения о зеркале диаметром 6 м относятся к ранним этапам обработки. Дальнейшая работа над зеркалом привела к улучшению качества его поверхности, но общий характер поверхности не изменился, и потому результаты, рассмотренные ниже, сохраняют свою методическую ценность.

Проверим, как выполняются условия (89) для обоих упомянутых выше зеркал. Для расчетов примем $\lambda = 0,0005$ мм, $T = 150$ мм, $z(2,6) = 130$ мм, $z(6) = 260$ мм. Цифры в скобках указывают, к какому зеркалу относится данная величина. Итак, имеем

$$4,2 \cdot 10^4 (2,4 \cdot 0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5/150)^{1/2} = 82 < d(2,6) < 0,5 \cdot 130 = 65,$$

$$4,8 \cdot 10^4 (2,4 \cdot 0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5/150)^{1/2} = 100 < d(6) < 0,5 \cdot 260 = 130.$$

Для зеркала диаметром 2,6 м условие (89) не выполняется, а для 6-м зеркала выполняется, но является жестким. Устранить противоречие для 2,6-м зеркала можно, если увеличить T до 240 мм. Однако, как будет показано ниже, увеличение T приводит к снижению точности измерений снимка Гартманна, что в свою очередь вызывает необходимость увеличивать число отверстий, т. е. уменьшать их диаметр. Кроме того, увеличение T приводит к увеличению точности, с которой необходимо изготавливать диафрагму.

Для уменьшения влияния рассмотренных выше трудностей можно рекомендовать чисто практический прием: недодерживать снимки Гартманна. При этом из-за фотографических эффектов уменьшается диаметр пятна.

Статистическая обеспеченность. Для описания формы оптической поверхности математическими средствами необходимо использовать некоторую функцию с конечным числом параметров. Пусть минимальное число таких параметров составляет

N_1 . Для определения этих параметров необходимо получить не менее N_1 измерений, что в нашем случае означает, что диафрагма Гартманна должна иметь не менее N_1 отверстий. При этом важно не только общее число отверстий, но и места их расположения. Поскольку мы выбираем закон расположения отверстий без связи с формой оптической поверхности, часть измерений оказываются линейно зависимыми и не дают дополнительной информации, т. е. число N_1 является не только нижним пределом числа отверстий, но и заведомо недостаточным.

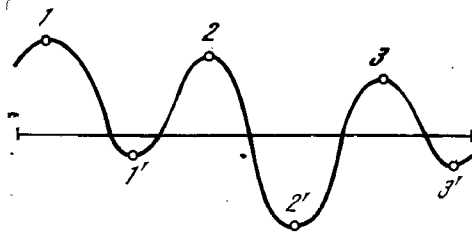


Рис. 20. Схема нормального профиля оптической поверхности

Отрезком прямой показан профиль для идеальной поверхности; 1, 2, 3 — локальные максимумы; 1', 2', 3' — локальные минимумы реального профиля

Если на диафрагме выполнено N_1 отверстий, это еще не означает, что мы правильно опишем форму оптической поверхности. Каждое измерение имеет конечную точность, которая в общем случае может быть меньше требуемой. Для достижения необходимой точности можно пойти одним из двух путей: либо многократно измерить снимок Гартманна, например N_2 раз, либо увеличить число отверстий в N_2 раз. В первом случае мы не избавляемся от систематических ошибок, связанных с эффектами негладкости оптической поверхности. На снимках встречаются локальные дефекты вокруг мелких расфолировок, что приводит к деформированию пятен и их случайному смещению, не отражающему общий ход формы оптической поверхности. По указанным причинам второй путь оказывается предпочтительнее, а в таком случае нижний предел числа отверстий на диафрагме N будет

$$N > [N_1 N_2]^{1/2} \quad (90)$$

Займемся оценочным определением величин N_1 и N_2 .

Пусть вдоль некоторой хорды на оптической поверхности нормальный профиль выглядит так, как это показано на рис. 20. Здесь цифрами без штрихов показаны локальные максимумы, а со штрихами — локальные минимумы. Пусть n — среднее количество экстремумов вдоль нормального профиля оптической поверхности. Сделаем следующее допущение: для адекватного описания оптической поверхности необходимо определить число параметров, не меньшее, чем число локальных экстремумов. Тогда нижний предел для числа отверстий на диафрагме можно записать в виде

$$N_1 > \pi n^2 / 4. \quad (91)$$

Введем понятие характерного размера неровностей на оптической поверхности как среднее расстояние между двумя соседними экстремумами вдоль нормального профиля $L = D/n$. Тогда (91) можно переписать в виде

$$N_1 > \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{L} \right)^2. \quad (92)$$

Смысл величины N_1 заключается в следующем: это нижний предел числа отверстий в диафрагме, которое необходимо для адекватного описания оптической поверхности. При этом предполагается, что локальные ошибки поверхности пространственно некоррелированы. Кроме того, считается, что измерения снимка Гартманна имеют достаточную точность.

На рис. 21 показаны теневые картины для 2,6- и 6-м зеркал, полученные с помощью прибора «Тень», имеющего большое разрешение по поверхности [Богудлов и др., 1973; Бескин и др., 1975]. На примере этих фотографий видно, что для крупногабаритных деталей нетипичны зональные ошибки. Из практики исследования больших астрономических зеркал известно, что амплитуды зональных ошибок на порядок меньше, чем амплитуды локальных ошибок. Для деталей малых диаметров (< 100 мм) ситуация противоположна. Кроме того, поверхность крупных деталей изобилует мелкими дефектами типа расфолировок вокруг вскрывшихся пузырей, что представляет большую опасность для метода Гартманна.

Прибор «Тень» позволяет для любой хорды оптической поверхности быстро получить как профиль дисперсных aberrаций, так и профиль нормальных уклонов. Мы использовали эти материалы и построили зависимость между размерами неровностей и их вероятностью. Эти зависимости показаны в виде гистограмм для зеркал диаметром 2,6 и 6 м на рис. 22. Были сделаны попытки представить плотность вероятности какой-либо аналитической зависимостью. Эти попытки оказались неудачными, поскольку в области размеров $D/6$ для обоих зеркал плотность вероятности претерпевает излом. Эти области на рис. 22 отмечены стрелкой. Назовем область пространственных частот, больших чем $D/6$ (влево от стрелки), областью 1, а область частот, меньших чем $D/6$ (вправо от стрелки), областью 2. Отдельно для каждой области методом наименьших квадратов были найдены зависимости типа

$$P(l) = P_0 \exp(-l^2/\sigma^2).$$

Параметры этих зависимостей P_0 и σ приведены в табл. 4, а сами зависимости показаны на гистограмме плавными кривыми.

Таблица 4. Параметры P_0 и σ , используемые для аналитического представления функции $P(l)$

Диаметр зеркала	Область 1			Область 2		
	$P_0, \%$	$\sigma, \text{ м}$	S_1	$P_0, \%$	$\sigma, \text{ м}$	S_2
2,6 м	62,5	0,34	0,58	9,9	0,9	0,42
6 м	30,4	0,98	0,32	15,8	2,3	0,68

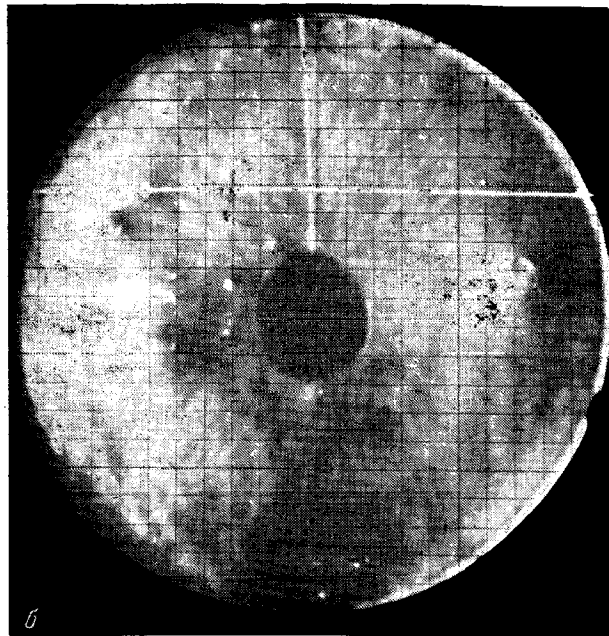
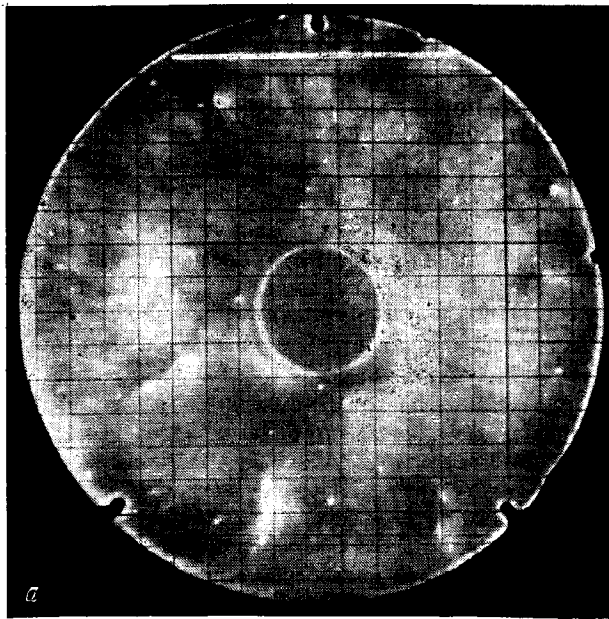


Рис. 21. Теневые картины, полученные с помощью прибора «Тень»

а — сферическое зеркало диаметром 2,6 м и радиусом кривизны 42 м; б — параболическое зеркало диаметром 6 м и фокусным расстоянием 24 м в сочетании с линзовым нуль-корректором. Белые горизонтальные черточки индицируют анализируемый профиль зеркала, вертикальная черта на нижнем снимке — шнур лампы

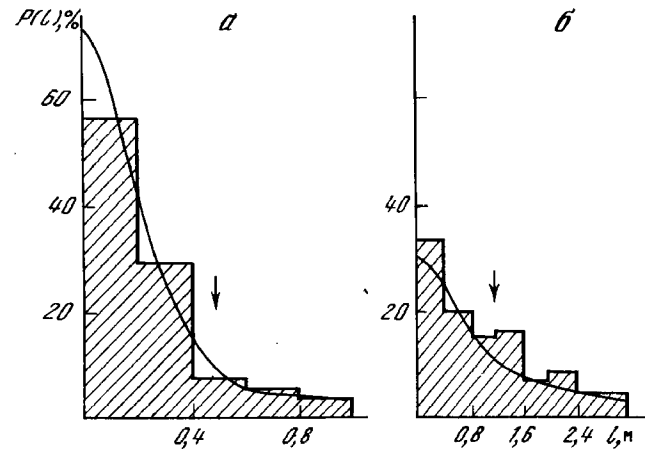


Рис. 22. Гистограмма распределения [размеров неровностей оптической поверхности]

а — сферическое зеркало диаметром 2,6 м; б — параболическое зеркало диаметром 6 м. Стрелками показано разделение гистограмм на две области. Для каждой из областей выполнена аппроксимация гистограммы зависимостью вида $P(l) = P_0 \exp(-l^2/\sigma^2)$, которая показана плавными кривыми

Для зеркала диаметром 2,6 м согласно аналитической кривой с наблюдаемой гистограммой хорошее, а для зеркала диаметром 6 м — удовлетворительное.

Физический смысл разбиения гистограммы размеров неровностей на две области может быть следующий. Если считать, что оптическая поверхность описывается функцией Лапласа с параметрами области 1, то можно сказать, что наблюдается избыток неровностей с большими характерными размерами. Если же считать, что «главной» является зависимость для области 2, то необходимо отметить избыток числа неровностей с малыми размерами. Для выяснения вопроса, какое из высказываний лучше соответствует ситуации, мы вычислим относительные площади зеркала S_1 и S_2 , занятые неровностями с различными размерами, по формулам

$$S_1 = \sum l_i^2 / \sum l_i, \quad S_2 = 1 - S_1,$$

где l_i^2 — размеры неровностей, удовлетворяющие неравенству $l_i^2 < D/6$, l_i — все размеры неровностей. В табл. 4 приведены величины S_1 и S_2 , которые оказались примерно равными. Это означает, что примерно половина поверхности зеркал имеет неровности малых размеров, а другая половина — больших размеров. При этом наблюдается дефицит неровностей, размеры которых порядка $D/6$.

Мы уделяем этому вопросу большее внимание, поскольку исследователи астрономических зеркал часто отмечают следующую особенность в распределении энергии в пятне рассеяния: центральная часть пятна имеет узкий пик, в котором сосредоточено около 50% энергии, а периферийная часть представляет собой весьма

протяженные крылья, в которых сосредоточено тоже около 50% световой энергии. При этом оказывается невозможным описание распределения энергии единой плавной аналитической зависимостью. Представляется вероятным, что распределение неровностей и структура пятна рассеяния связаны друг с другом. Кроме того, то и другое может быть следствием особенностей классического технологического процесса изготовления астрономической оптики или же особенностью изготовления заготовок для астрономических оптических деталей. В настоящее время стоит задача резкого улучшения качества изображения, создаваемого астрономическим зеркалом [Ефремов и др., 1975], а эта задача останется неразрешимой, если нам не удастся выяснить причины образования широких крыльев в пятне рассеяния и найти способ избежать этого явления.

Вернемся к оценке величин N_1 . Средние размеры неровностей L , входящие в неравенство (92), оценим по гистограммам, приведенным на рис. 22:

$$L(2,6) = 0,24 \text{ м}, \quad L(6) = 1,0 \text{ м}.$$

Применение формулы (92) дает минимальное количество отверстий в диафрагме

$$N_1(2,6) > 100, \quad N_1(6) > 30,$$

что соответствует максимальным диаметрам отверстий в диафрагме в предположении $d/z = 0,5$ (см. (98)),

$$d(2,6) < 115 \text{ мм}, \quad d(6) < 480 \text{ мм}.$$

Условие (92) оказалось выполнимым, однако следует заметить, что если бы размеры неровностей оказались в 2 раза меньше, возникли бы значительные трудности в реализации метода Гартманна.

Формула (92) демонстрирует удивительное явление: достоверность сведений, получаемых методом Гартманна, является функцией свойств оптической поверхности. Результаты, полученные ниже, обладают тем же свойством. Поскольку часто до начала исследований мы не знаем характеристик оптической поверхности, возможен такой вариант: получаем методом Гартманна или другим методом свойства поверхности в первом приближении, а затем уточняем эти свойства, заново реализуя метод Гартманна.

Перейдем к оценке величины N_2 . Неравенство (92) применимо лишь для случая, когда процесс измерений снимка Гартманна не вносит погрешностей в получаемый результат. На практике это не так. Пятна на снимках Гартманна имеют значительные размеры, часто деформированы, что затрудняет измерение координат их центров. Оценим, во сколько раз необходимо увеличить число отверстий на диафрагме, чтобы получить результаты с заданной достоверностью.

Пусть измерения координат центров пятен выполняются со среднеквадратичной ошибкой σ , а необходимая точность составляет величину Δ также в смысле среднеквадратичной ошибки.

Зададимся некоторым условием надежности φ . Тогда в соответствии с законами математической статистики (см., например, [Смирнов и Белугин, 1969]) число измерений дается неравенством:

$$N_2 > (z_\varphi \sigma / \Delta)^2, \quad (93)$$

где z_φ — аргумент интеграла вероятности при заданной величине φ этого интеграла

$$2\Phi_0(z_\varphi) = \varphi.$$

Здесь Φ_0 — нормированная функция Лапласа.

Требуемую точность измерений Δ оценим следующим образом. Пусть расстояние между центрами отверстий на диафрагме равно z , а нам необходимо измерить нормальное отклонение на этом отрезке с точностью $0,1\lambda$ в соответствии с критерием Рэлея (рис. 23). На снимке Гартманна получаем смещение пятна на величину Δ . Из рис. 23 видно, что

$$\Delta = 0,2 F\lambda/z, \quad (94)$$

при $\delta N = 0,1\lambda$. С учетом (94) неравенство (93) примет вид

$$N_2 > (5z\sigma z_\varphi / \lambda F)^2. \quad (95)$$

Если измерения производятся с источником света, расположенным вблизи центра кривизны, то в неравенствах (89) и (95) вместо фокусного расстояния F необходимо использовать радиус кривизны R_0 .

Требование о том, чтобы ошибка нормального профиля на расстоянии, равном расстоянию между центрами соседних отверстий на диафрагме, была порядка $0,1\lambda$, является весьма мягким. Дело в том, что нас больше интересует ошибка построения профиля вдоль диаметра детали. В этом случае в результате накопления ошибки построения профиля может оказаться в несколько раз больше $0,1\lambda$.

Нижний предел для числа отверстий на диафрагме получим с учетом (90), (92) и (95):

$$N > N_1 N_2 > \frac{\pi}{4} (5z\sigma z_\varphi D / \lambda FL)^2. \quad (96)$$

Поскольку ограничение, связанное с дифракцией на отверстиях диафрагмы, мы записали как ограничение на диаметры отверстий,

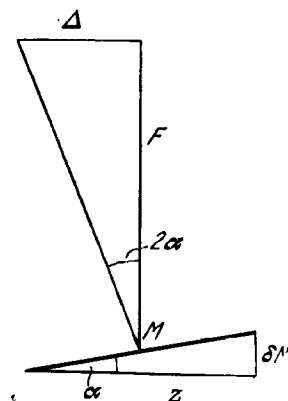


Рис. 23. К выводу соотношения между требуемой точностью построения нормального профиля δN и требуемой точностью измерений снимка Гартманна Δ

z — расстояние между центрами соседних отверстий на диафрагме, F — фокусное расстояние зеркала, M — центр проекции отверстия диафрагмы на оптическую поверхность

то и неравенство (96) удобно переписать в подобном же виде:

$$d < \frac{0,1 \lambda FL}{z \sigma z \varphi}. \quad (97)$$

При выводе (97) полагаем, что минимальное число отверстий на диафрагме связано с максимальным диаметром отверстий соотношением

$$N = \pi (D/4d)^2, \quad (98)$$

где принято $d/z = 0,5$.

В качестве примера оценим величину N для 2,6 и 6-м зеркал. Потребуем, чтобы условие надежности составляло 95%, как это часто делается на практике, т. е. $\varphi = 0,95$. По таблицам функции Лапласа (см., например, [Смирнов и Белугин, 1969]) находим $z_\varphi = 1,96$. Из практики измерений снимков Гартманна для 6-м зеркала $\sigma = 0,03$ мм. Такую же ошибку примем и для зеркала 2,6 м. Для реализованной диафрагмы $z(6) = 260$ мм, а для зеркала 2,6 м положим $z(2,6) = 130$ мм. Принимая $\lambda = 0,5$ мкм, получим

$$N(2,6) > 300, \quad N(6) > 300.$$

Величины N для обоих зеркал случайно совпали. Важно отметить, что N весьма чувствительно к параметрам, входящим в неравенство (96), поскольку они входят в квадрате. Интересно также отметить, что величина $N(6)$ согласуется с реализованным числом отверстий в диафрагме $N(6) = 224$.

Ограничение на диаметры отверстий в нашем примере

$$d(2,6) < 65 \text{ мм}, \quad d(6) < 150 \text{ мм}$$

при условии, что $d/z = 0,5$. Из примера видно, что статистическая обеспеченность является довольно жестким ограничением метода Гартманна.

Использование неравенства (92) означает, что, принимая в качестве размера неровностей его среднее значение, мы заранее отказываемся учитывать неровности с малыми размерами. Между тем эти неровности могут занимать существенную часть общей оптической поверхности.

Негладкость зеркала. Для уточнения термина «негладкость» обратимся к рис. 24, на котором приведены два крайних случая распределения размеров неровностей. В обоих случаях средние размеры неровностей оказываются одинаковыми, так что ограничение (92) дает один и тот же нижний предел для числа отверстий, но для негладкого зеркала (случай a) значительная часть поверхности зеркала будет описываться неадекватно из-за влияния мелких дефектов.

Назовем *негладкой* такую оптическую поверхность, для которой выполняется условие $P(0) = P_{\max}$. Соответственно для *гладкого* зеркала $P(0) = 0$. Возможны и промежуточные случаи, что позволяет ввести коэффициент гладкости оптической поверхности k_r в виде

$$k_r = 1 - 2P(0)/P_{\max}. \quad (99)$$

Коэффициент гладкости при таком определении изменяется в пределах от -1 (зеркало идеально негладкое) до $+1$ (зеркало идеально гладкое). Вообще говоря, кроме размеров неровностей большую роль играет амплитуда этих неровностей (спектр мощностей). Однако для упрощения картины мы не будем учитывать амплитуду ошибок, условно предполагая, что все амплитуды равновероятны независимо от площади неровностей. От этого заведомо неверного утверждения можно будет в дальнейшем избавиться.

Сравним рис. 24 и 22. Из этого сравнения видно, что изучаемые в качестве примера зеркала являются идеально негладкими и

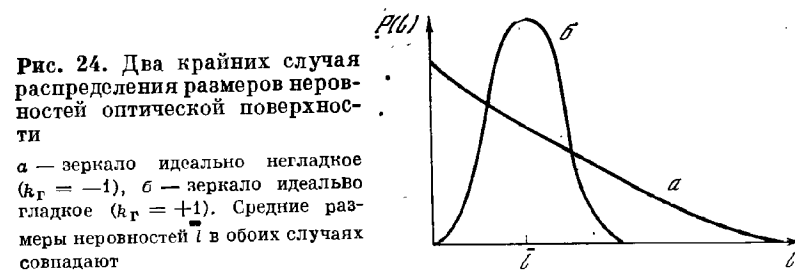


Рис. 24. Два крайних случая распределения размеров неровностей оптической поверхности

a — зеркало идеально негладкое ($k_r = -1$), b — зеркало идеально гладкое ($k_r = +1$). Средние размеры неровностей \bar{l} в обоих случаях совпадают

коэффициент негладкости для них равен -1 . Это приводит к тому, что здесь нарушаются оба постулата метода Гартманна, которые можно сформулировать следующим образом.

Первый постулат. Внутри проекции каждого отверстия на оптическую поверхность поперечная аберрация одинакова для всех точек этой проекции.

Второй постулат. На оптической поверхности на расстоянии, равном расстоянию между центрами проекций соседних отверстий, поперечная аберрация изменяется значимым образом не более одного раза.

Рассмотрим эффекты, к которым приводит нарушение первого постулата. Размер неровностей мы определили как расстояние на нормальном профиле, на котором производная нормального профиля меняет знак. Будем считать, что первый постулат нарушается, если внутри проекции отверстия вероятность изменения знака производной P_1 превышает некоторую заранее заданную вероятность P_1^0 , т. е. должно выполняться условие

$$P_1 < P_1^0. \quad (100)$$

Величину P_1 можно оценить с помощью кривой типа приведенной на рис. 22:

$$P_1 = 2 \int_0^d P(l) dl. \quad (101)$$

Множитель 2, входящий в выражение (101), связан с тем, что ин-

тегрирование по площади мы заменяем интегрированием по двум взаимно перпендикулярным направлениям, что соответствует методике измерений снимков Гартманна.

Невыполнение условия (100) приведет к тому, что из-за мелких неровностей внутри проекции отверстия на оптическую поверхность пятна на снимке Гартманна окажутся не круглыми, а некоторой сложной формы, что вносит дополнительные систематические и случайные ошибки, снижающие адекватность метода.

Рассмотрим, к чему приведет нарушение второго постулата метода Гартманна. Если производная на отрезке между проекциями центров отверстий несколько раз меняется в значительных пределах, то совершенно ясно, что мы не сможем восстановить форму оптической поверхности. Пусть P_2 — вероятность того, что производная значимо изменяется на отрезке z , а P_2^0 — некоторая допустимая вероятность такого изменения. Для выполнения второго постулата необходимо потребовать, чтобы

$$P_2 \ll P_2^0, \quad (102)$$

где P_2 можно вычислить так же, как мы вычисляли P_1 :

$$P_2 = 2 \int_0^z P(l) dl. \quad (103)$$

Отметим, что в случае $P^0 = P_1^0 = P_2^0$ и, поскольку $P(l) > 0$ и $z > d$, условие (102) всегда более жесткое, чем условие (100). Но физический смысл этих двух похожих условий различен: условие (100) проверяет, не превышает ли число дефектных пятен на снимке Гартманна некоторого заданного предела, а условие (102) проверяет, не превышает ли число ошибочно проинтерполированных отрезков нормальных профилей заданного предела. Сумма величин P_1 и P_2 дает представление об общем числе элементов поверхности, форма которых описывается неадекватно, поэтому условия (100) и (102) можно свести воедино:

$$P = P_1 + P_2 = 4 \int_0^d P(l) dl + 2 \int_d^z P(l) dl < P_0. \quad (104)$$

В нижеследующем примере показано, что условие (104) является самым жестким ограничением метода Гартманна для астрономических зеркал.

Сведем условие (104), как и для ранее рассмотренных случаев, к минимальному числу отверстий на диафрагме и к максимальному диаметру отверстий. Предположим, что в случае несоблюдения условия (104) в качестве выхода из положения можно увеличить число отверстий на диафрагме в $N_3 = P/P_0$ раз. В таком случае нижний предел на число отверстий с учетом (96) примет вид

$$N > N_1 N_2 N_3 > \frac{6,2\pi P}{P_0} (z\sigma z_\varphi D/\lambda FL)^2, \quad (105)$$

а на диаметр отверстий:

$$d < 0,1 (P_0/P)^{1/2} (z\sigma z_\varphi/\lambda FL)^{-1}. \quad (106)$$

При этом необходимо помнить, что существует ограничение типа верхнего предела (89).

Таблица 5. Сводка формул, описывающих ограничения метода Гартманна

Смысл ограничения	Формула
1. Нарушение неравенства приведет либо к переналожению пятен на снимке из-за дифракции на отверстиях (левая часть), либо к нарушению жесткости диафрагмы (правая часть)	$1,1FV\sqrt{\lambda/T} < d < 0,5z,$ $\pi D^2/4z^2 < N < 0,06\pi D^2/F^2\lambda T,$
2. Адекватность описания локальных экстремумов оптической поверхности	$d < L/2,$ $N > \frac{\pi}{4} (D/L)^2,$
3. Обеспечение заданной надежности при измерениях снимка Гартманна	$d < \sqrt{\pi D\lambda F/20z\sigma z_\varphi},$
4. Учет влияния неровностей с малыми размерами	$N > (5z\sigma z_\varphi/\lambda F)^2,$ $N > \frac{2}{P_0} \left(\int_0^d P(l) dl + \int_0^z P(l) dl \right),$
5. Сводная формула по пунктам 2, 3 и 4	$N > \frac{6,2\pi P}{P_0} (z\sigma z_\varphi D/\lambda FL)^2.$

F — фокусное расстояние параболического зеркала. Используется в формулах при испытаниях в схеме контроля, показанной на рис. 3, а. При испытаниях сферического зеркала из центра кривизны или коникоида из центра кривизны параксиальной зоны в формулах вместо F необходимо подставлять R_0 .

При испытаниях коникоида с нуль-корректором вместо F необходимо использовать эквивалентный радиус кривизны.

R_0 — радиус кривизны для сферического зеркала или радиус кривизны параксиальной зоны для коникоида.

T — расстояние от фотопластишки до фокуса или центра кривизны в зависимости от схемы контроля.

z — расстояние между центрами соседних отверстий на диафрагме.

d — диаметр отверстий диафрагмы.
 P^0 — допустимая вероятность. Имеет следующий смысл: какую часть площади зеркала допустимо неадекватно описывать.

σ — реализованная точность измерений снимка Гартманна. Имеет смысл среднеквадратичной ошибки.

z_φ — аргумент интеграла вероятности, φ — условие надежности, которое связано с P^0 соотношением $\varphi + P^0 = 1$.

D — диаметр оптической поверхности.

λ — рабочая длина волны, в астрономии принято брать $\lambda = 0,5$ мкм.

L — средний размер неровностей оптической поверхности: среднее расстояние между двумя соседними экстремумами нормального профиля.

Проверим выполнение условий (100) и (102) для 2,6- и 6-м зеркал. Примем, как это часто делается в литературе по теории вероятности, $P_0 = P_1^0 = P_2^0 = 0,05$. С помощью зависимости, приведенной на рис. 22, получаем

$$P_1(2,6) = 0,065 < 0,05, \quad P_2(2,6) = 0,37 < 0,05,$$

$$P_1(6) = 0,22 < 0,05, \quad P_2(6) = 0,44 < 0,05.$$

Ни условие (100), ни условие (102) для обоих зеркал не выполняются. При этом для 6-м зеркала $P_1 + P_2 = 0,66 = 66\%$, что означает, что локальные дефекты оптической поверхности приводят к неадекватному представлению 66% оптической поверхности 6-м зеркала. Однако здесь необходимо напомнить, что дефекты малых размеров, как правило, имеют малые амплитуды, а мы этого обстоятельства здесь не учитываем.

Интересно отметить, что для зеркал, амплитуда ошибок которых больше длины волны, несмотря на невыполнение условий (100) и (102), кружок рассеяния, получаемый методом Гартманна, оказывается достоверным. Это связано с тем, что в таком случае реализуются условия, напоминающие метод Монте-Карло.

Автор очень бы огорчился, если бы читатель сделал вывод о непригодности метода Гартманна для исследования астрономических зеркал. Ограничения, и весьма серьезные, свойственны всем без исключения методам контроля. Применять метод Гартманна необходимо, но обязательно каждый раз обращать внимание на его ограничения для данной оптической поверхности. И далее: в любом случае следует результаты, полученные методом Гартманна, обязательно дублировать другим методом контроля, например методом Фуко—Филбера, описанию которого посвящена следующая глава. Хорошее разрешение может быть получено и с интерферометрическими методами контроля (см. гл. 4).

В заключение сведем все рассмотренные ранее формулировки ограничений метода Гартманна в табл. 5. Под таблицей дана сводка обозначений. Для каждого вида ограничений формулы написаны дважды: сначала как ограничение на диаметр отверстий в диаграмме Гартманна, а затем как ограничение на число отверстий в диафрагме. Во всех формулах принято $d/z = 0,5$.

9. Исследование нуль-корректора

Нуль-корректор (в дальнейшем — корректор) используется в практике исследования астрономической оптики с целью преобразования несферического фронта световой волны, отраженной от астрономического зеркала, в сферический фронт. Необходимость в таком преобразовании возникает, например, при исследовании параболического зеркала при освещении его из центра кривизны параксиальной зоны в процессе цеховых испытаний. Подробное освещение вопросов расчетов, изготовления и методических особенностей применения корректоров можно найти в превосходной книге Пуряева [1976].

¹ Знаки неравенств указаны желаемые.

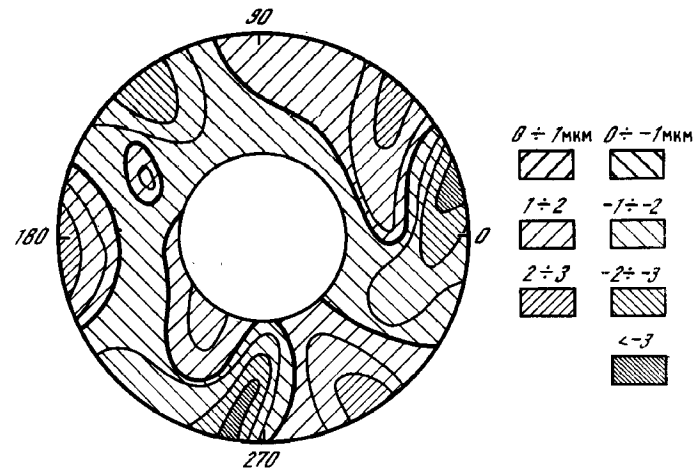


Рис. 25. Карта нормальных уклонений, полученная как разность: нормальные уклонения системы зеркало + корректор минус нормальные уклонения зеркала

Треугольная симметрия нормальных уклонений может быть связана с пережимом передней линзы корректора

Установив в оптическую схему контроля корректор, мы сможем получить изображение источника света, а также применить теневые и интерференционные методы контроля. Без корректора все это сделать невозможно. Однако следует отметить исключительно важную особенность. Установив корректор, мы все указанные сведения получаем уже не относительно астрономического зеркала, а относительно новой оптической схемы: зеркало плюс корректор. Поэтому возникает необходимость исследовать корректор с целью исключения ошибок, которые вносит его несовершенство. Несовершенство корректора может быть связано как с его расчетом, так и с изготовлением его оптических поверхностей, с оптическими дефектами материала его линз, с эффектами его сборки и юстировки.

Здесь возникает новая трудность. Корректор в принципе не может иметь анаберрационных точек, поскольку это противоречит его назначению. Если у оптической системы нет анаберрационных точек, то для ее исследования необходимо применить корректор, т. е. для исследования данного корректора необходимо создание нового корректора. Идеальным новым корректором было бы идеальное исследуемое астрономическое зеркало, поскольку только в этом случае мы сможем испытать корректор в рабочем ходе лучей. Но свойства астрономического зеркала заранее не известны, а если известны — не нужен корректор. Мы ходим по замкнутому кругу.

МЕТОД ФУКО—ФИЛБЕРА

Разорвать замкнутый круг может помочь только метод Гартманна. Исследуем астрономическое зеркало в оптической схеме без физического корректора. При этом мы используем математический корректор, роль которого играют поправки типа последних членов в формуле (10). Точность учета этих членов ограничивается только точностью вычислений на ЭВМ. Затем это же зеркало исследуем методом Гартманна, но уже в схеме с физическим корректором. Если в первом случае получили систему поперечных аберраций $Dx^3(i, k)$ и $Dy^3(i, k)$, а во втором случае систему поперечных аберраций $Dx^{3+k}(i, k)$ и $Dy^{3+k}(i, k)$, то поперечные аберрации, вносимые корректором $Dx^k(i, k)$ и $Dy^k(i, k)$, определяются как

$$Dx^k(i, k) = Dx^{3+k}(i, k) - Dx^3(i, k). \quad (107)$$

Аналогично выглядит выражение для определения поперечных аберраций вдоль оси y . Более того, нетрудно показать, что и нормальные уклонения, которые вносятся корректором, можно также определить с помощью соотношения (107), это позволяет производить вычитание карт нормальных уклонений для учета влияния корректора.

В процессе исследования 6-м параболического зеркала использовался корректор, изготовленный фирмой ЛОМО. Для аттестации этого корректора были получены и обработаны снимки Гартманна как в схеме с корректором, так и без него. На рис. 25 показана карта нормальных уклонений, полученная путем вычитания. Карта корректора, как видно из рисунка, четко показывает треугольную структуру. Такая же структура видна и на изображении точки, полученном в схеме с корректором.

При этом места наибольших градиентов на карте совпадают с местами зажима передней линзы корректора, имеющей диаметр 350 мм. Амплитуда карты нормальных уклонений, создаваемых корректором, такая же, как и амплитуда карты нормальных уклонений самого исследуемого зеркала.

На этом примере ясно видно, насколько важно исследовать корректор, а следовательно, и насколько важно иметь на вооружении метод Гартманна, позволяющий это сделать.

Значительную роль в развитии метода Гартманна сыграла проблема исследования 6-м параболического зеркала [Витриченко и др., 1975; Коровяковский, 1977; Коровяковский и Шабанов, 1977]. В ближайшее время можно надеяться на освоение метода отечественной промышленностью.

Теневой метод исследования формы оптической поверхности был предложен 120 лет назад французским оптиком Фуко [Foucault, 1858]. Значительное развитие метод получил в работах Максудова [1948]. Применение телевизионной техники и разработка нового способа количественной калибровки теневой картины, предложенные Филбером [Philbert, 1967], выдвинули метод Фуко на первое место по оперативности получения сведений об оптической детали. В этой модификации теневой метод, названный методом Фуко — Филбера, впервые в отечественной практике был применен для исследования 2,6-м сферического зеркала [Богудлов и др., 1973], а затем и для исследования 6-м параболического зеркала в схеме с нуль-корректором [Бескин и др., 1975]. В последних двух работах предложена методика построения карты нормальных уклонений исследуемого зеркала и определения распределения энергии в кружке рассеяния. Сочетание аппаратуры, используемой для получения количественной теневой картины, с ЭВМ рассмотрено в работе Вилсона [Wilson, 1975], тем самым метод оказался полностью автоматизированным.

Теневой метод является самым распространенным методом контроля в практике оптиков-изготовителей. Просто рассматривая глазом теневую картину, опытный оптик, зная заранее особенности своего теневого прибора, способен оценить локализацию и примерную амплитуду ошибок, что позволяет принимать правильное решение о дальнейшей обработке оптической поверхности. Особенно благоприятно применение теневого метода в классическом виде при чисто зональной структуре ошибок. Для астрономических зеркал, для которых характерны локальные ошибки, классический теневой метод становится непригодным. Здесь необходимо применять модификацию метода, предложенную Филбером, которая позволяет получить полную информацию об оптической поверхности.

1. Принцип метода

Рассмотрим сначала метод Фуко в его классической реализации. Пусть нам необходимо исследовать сферическое зеркало 1 (рис. 26). Вблизи центра кривизны устанавливаем точечный источник света S , а рядом с источником устанавливаем экран 2, плоскость

которого перпендикулярна к оптической оси, а острая кромка экрана проходит через центр изображения точечного источника S' . Этот экран называется ножом Фуко. Позади размещался наблюдатель $З$ так, чтобы расходящийся пучок полностью попадал в зрачок. При этом глаз аккомодируется на зеркало. Вместо глаза можно поставить фотоаппарат, сфокусированный на зеркало. На практике часто вывинчивают объектив фотоаппарата, но это возможно делать только если плоскость фотопленки достаточно

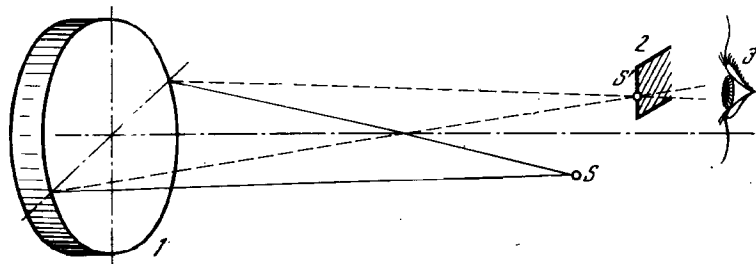


Рис. 26. Схема контроля формы оптической поверхности в классическом методе Фуко

1 — исследуемое сферическое зеркало; 2 — нож Фуко, 3 — глаз наблюдателя, S — точечный источник света, S' — изображение источника света

удалена от каустической области (области пространства, в которой сосредоточена значительная часть энергии, формирующей изображение источника света). Глаз или фотоаппарат фиксируют теньевую картину, которая формируется следующим образом. Пусть вдоль некоторой хорды на поверхности зеркала нормальный профиль имеет вид, показанный на рис. 27. Направление хорды должно быть перпендикулярно направлению кромки ножа Фуко. В таком случае изображения источника света, создаваемые участками 1, 2 и 3, будут перекрыты плоскостью ножа. На теньевой картине эти участки окажутся темными. Изображение, создаваемое элементарными площадками $1'$, $2'$ и $3'$, не закрывается плоскостью ножа, и на теньевой картине эти площадки окажутся светлыми. Участки $1''$, $2''$ и $3''$ образуют изображение источника, которое делится плоскостью ножа пополам, на теньевой картине освещенность будет серая.

Таким образом, теньевая картина представляет собой качественную карту поперечных aberrаций в направлении, перпендикулярном кромке ножа. О другом направлении, параллельном кромке ножа, теньевая картина не несет никакой информации. Далее, источник света изготавливают в виде отверстия в экране, и для повышения контраста теньевой картины диаметр этого отверстия стараются сделать как можно меньше. В крайнем случае, если считать диаметр бесконечно малым, теньевая картина становится двоичной: свет под ножом — темно, свет проходит рядом с ножом — светло. Конечный размер источника света и дифрак-

ционные явления «размывают» теньевую картину, благодаря чему появляются полутона. Однако связь интенсивности теньевой картины с величиной поперечной aberrации настолько сложна, что метод используют только как качественный.

Максутов [1948] предложил целый ряд усовершенствований классического теньевых метода. В качестве источника света удобнее брать не освещенное отверстие, а щель. Во-первых, при этом увеличивается яркость теньевой картины, поскольку через щель проходит больше света, чем через отверстие. Во-вторых, появляется возможность калибровать теньевую картину, установив в плоскости изображения специальную диафрагму. Есть и другой способ превратить теньевых метод в количественный. На оптической поверхности наносят метки, разграничивающие поверхность на кольцевые зоны, а затем, передвигая нож Фуко вдоль оптической оси, измеряют продольные aberrации, соответствующие «серой» картине для данной зоны. Зная радиусы зон r и величину продольной aberrации ds_r , можно получить средний нормальный профиль вдоль радиуса детали H_R по формуле

$$H_R = \frac{1}{2R_0^2} \int_0^R r (ds_r - \bar{d}s) dr, \quad (108)$$

где $\bar{d}s$ — среднее значение продольной aberrации, R_0 — радиус кривизны. Этим методом, известным под названием метода продольных aberrаций, оптики-практики широко пользуются. Однако необходимо иметь в виду, что метод продольных aberrаций в рассмотренном виде применим только в случае, если ошибки оптической поверхности имеют осесимметричную (зональную) структуру. Для анализа локальных ошибок метод неприменим.

Метод продольных aberrаций возможно использовать и для анализа асферических поверхностей. При этом используется та же процедура разметки оптической поверхности на зоны, измерение продольной aberrации с помощью ножа Фуко, применение формулы (108), но затем из полученного нормального профиля необходимо вычесть профиль идеальной асферической поверхности, точнее говоря, разность профилей сферы и асферической поверхности. Этот метод также широко распространен среди оптиков-практиков. Однако и в этом случае метод оказывается неприменим, если ошибки оптической поверхности имеют незональную структуру. Для астрономических зеркал такие ошибки чаще всего имеют место, так что методом продольных aberrаций необходимо пользоваться с осторожностью.

Другим недостатком метода продольных aberrаций является зависимость чувствительности метода от радиуса зоны. В частности, для вершины зеркала продольная aberrация вообще теряет смысл: при любой ошибке отраженный пучок света пересекает оптическую ось в вершине зеркала, и измерение продольной aberrации становится невозможным.

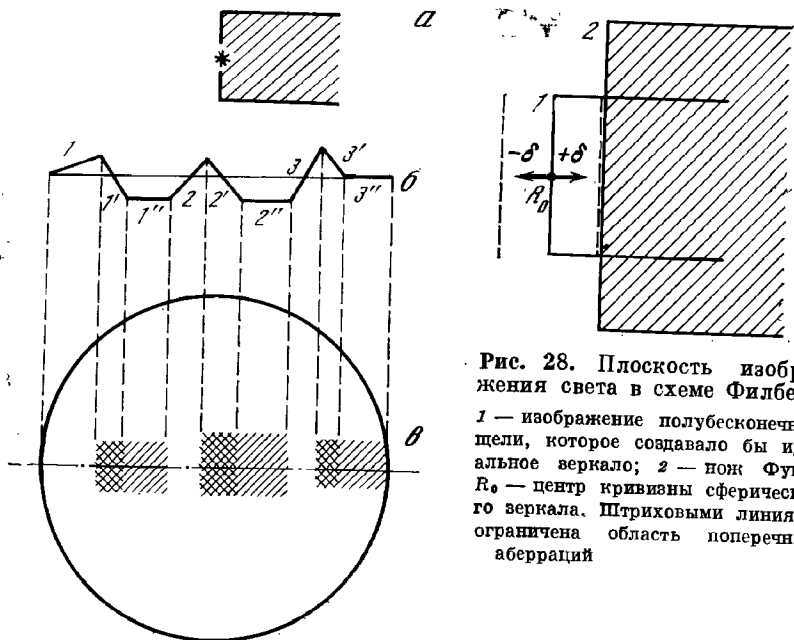


Рис. 27. Схема образования теневой картины

a — положение изображения источника света относительно ножа в плоскости изображения; *b* — профиль нормальных уклонов вдоль диаметра сферического зеркала, отрезком прямой показана идеальная оптическая поверхность; *a'* — теневая картина вблизи диаметра детали

Модификация метода Фуко, предложенная Филбером [Philbert, 1967], заключается в следующем. Вместо источника света в виде отверстия или узкой щели используется источник, представляющий собой равномерно освещенный полубесконечный прямоугольник. Поясним понятие «полубесконечный прямоугольник». Размер прямоугольника, параллельный кромке ножа, назовем его шириной. Ширина прямоугольника выбирается такой же, как и протяженность щели в классическом методе Фуко. Она лимитируется только для того, чтобы aberrации в точках, наиболее удаленных от оси, не превышали заданного предела. Оценку допустимой ширины прямоугольника можно сделать с помощью формулы типа (20). Другой размер прямоугольника, перпендикулярный кромке ножа, может быть сколь угодно велик. На практике, конечно, используют прямоугольник конечной длины, но эта длина должна быть много больше амплитуды поперечных aberrаций.

Исполнение источника света в виде полубесконечного прямоугольника преследует две цели: теневая картина становится строго количественной, т. е. освещенность теневой картины

Рис. 28. Плоскость изображения света в схеме Филбера

1 — изображение полубесконечной щели, которое создавало бы идеальное зеркало; 2 — нож Фуко; R_0 — центр кривизны сферического зеркала. Штриховыми линиями ограничена область поперечных aberrаций

оказывается пропорциональной поперечной aberrации;] кроме того, создается возможность калибровать в абсолютных единицах как профили поперечных aberrаций, получаемые путем фотометрических разрезов теневой картины, так и профили нормальных уклонов, получаемые путем аналогового интегрирования профилей поперечных aberrаций. Поясним эти утверждения. На рис. 28 показан участок фокальной плоскости. Жирной линией дано изображение источника света, создаваемое идеальным сферическим зеркалом. Точкой R_0 отмечен центр кривизны зеркала, оптическая ось расположена перпендикулярно плоскости чертежа и пересекает его в точке R_0 . Из-за дефектов оптической поверхности изображение источника света размоется и займет положение, ограниченное штриховыми линиями. Выберем ось, проходящую через R_0 и перпендикулярную стороне прямоугольника, которую мы назвали шириной. Вдоль этой оси будем отсчитывать величину поперечной aberrации, и положительным направлением будем считать направо от R_0 . Установим нож Фуко так, чтобы плоскость его совпадала с плоскостью изображений (и с плоскостью чертежа), а кромка ножа была параллельна ширине щели и проходила через изображение ширины щели, имеющей наибольшую поперечную aberrацию. В этом случае освещенность элементарного участка оптической поверхности, создающей наибольшую поперечную aberrацию в направлении, перпендикулярном кромке ножа, будет равна нулю, а освещенность участка поверхности, создающего наименьшую aberrацию, примем равной единице. В промежуточных случаях освещенность будет изменяться в пределах от 0 до 1 строго пропорционально величине поперечной aberrации, поскольку освещенность пропорциональна «выдвижению» изображения из-под ножа, а величина этого «выдвижения» в свою очередь пропорциональна величине поперечной aberrации.

Смещение изображения щели в направлении, параллельном кромке ножа, не изменяет освещенности на теневой картине. Это означает, что, как и в классическом теневом методе, теневая картина несет в себе информацию только о составляющей вектора aberrаций, перпендикулярной кромке ножа. Отсюда сразу следует вывод, что для получения полной информации об оптической поверхности необходимо получить не менее двух теневых картин при двух взаимно перпендикулярных положениях кромки ножа Фуко. И другой важный вывод: методом Фуко невозможно обнаружить астигматизм, если оси симметрии этих aberrаций расположены параллельно кромке ножа. Это важное свойство метода Фуко позволяет в схемах контроля использовать в качестве светоделительного узла плоскопараллельную полупрозрачную пластинку, что совершенно недопустимо в других методах контроля. С другой стороны, если астигматизм создается исследуемая поверхность, то для обнаружения этих aberrаций необходимо разрабатывать специальные меры [Linfoot, 1945].

Вторым важным нововведением, предложенным Филбером, было использование телевизионной техники в методе Фуко. Эта, казалось бы, чисто техническая идея привела к новым качествам метода. Теневая картина строится на сигнальной пластине телевизионной передающей трубки с помощью объектива, сфокусированного на исследуемое зеркало. От передающей трубки телевизионный кадр поступает на видеоконтрольное устройство, что создает удобство при юстировке теневого прибора и позволяет количественно оценивать теневую картину. Видеоконтрольных устройств может быть несколько, одно из них можно установить рядом с оптическим станком, с тем чтобы в оценке формы оптической поверхности мог принять участие не только оптик-исследователь, но и оптик-изготовитель. Далее, с помощью промыленного осциллографа, имеющего блок выделения телевизионной строки, можно на экране этого осциллографа визуализировать профиль поперечных aberrаций любой хорды на оптической поверхности, перпендикулярной кромке ножа. Для этого строчная развертка передающей трубки должна быть установлена перпендикулярно кромке ножа Фуко. Важнейшим обстоятельством при этом является то, что профиль поперечных aberrаций получается в виде электрического сигнала. Это позволяет проинтегрировать его с помощью аналоговой интегрирующей цепочки и также вывести на экран осциллографа. Интеграл поперечных aberrаций представляет собой профиль нормальных уклонений вдоль той же хорды оптической поверхности. Итак, благодаря телевизионной технике мы видим одновременно три картины: теневую картину всей оптической поверхности, профиль поперечных aberrаций и профиль нормальных уклонений одной из хорд этой поверхности. Все это получается сразу после настройки прибора, что делает контроль исключительно оперативным и наглядным.

Третьей модификацией классического теневого метода, предложенного Филбером, является процедура абсолютной калибровки профиля поперечных aberrаций и нормального профиля. Эта процедура заключается в следующем. Пусть сферическое зеркало имеет идеальную форму. Теневая картина будет серой, на экране осциллографа профиль поперечных aberrаций будет представлять собой горизонтальный отрезок, параллельный оси x , а координата y по сетке осциллографа пусть будет y_0 . Нормальный профиль также будет представлять собой горизонтальный отрезок, описываемый таким же уравнением $y = y_0$ (рис. 29). Через конец хорды длиной z проведем ось, перпендикулярную оптической оси, и повернем деталь вокруг этой оси на малый угол α , как показано на рис. 21. При этом образуется нормальное уклонение $h = \alpha z$, что в свою очередь создает поперечную aberrацию $\delta = 2R_0\alpha$. Наклон придадим в таком направлении, чтобы изображение источника света вышло из-под ножа. Теневая картина останется равномерной, но посветлеет. На экране осциллографа профиль поперечных aberrаций поднимается вверх, оставаясь горизонтальным, и займет положение

$y = y_1$ (см. рис. 29). Нормальный профиль повернется вокруг своего начала, и его конец займет положение $y = y'_1$. Абсолютный масштаб теневой картины, т. е. цену одного деления осциллографа $M_{\text{п}}$ для профиля поперечных aberrаций и цену одного деления осциллографа $M_{\text{н}}$ для нормального профиля, можно записать в виде

$$M_{\text{п}} = \frac{2R_0\alpha}{y_0 - y_1}, \quad M_{\text{н}} = \frac{\alpha z}{y'_0 - y'_1}. \quad (109)$$

Такая процедура калибровки имеет чисто техническую сложность:

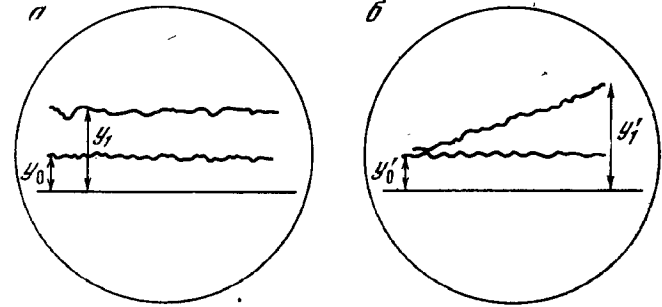


Рис. 29. Схема, поясняющая калибровку поперечных aberrаций (а) и нормальных уклонений (б) в методе Филбера

необходимо повернуть тяжелую деталь, какой является астрономическое зеркало, на малый угол и точно измерить его, при этом, кроме поворота, недопустимы другие подвижки.

Однако в повороте детали нет никакой необходимости. Вполне достаточно переместить нож Фуко на величину $l = 2R_0\alpha$, что полностью эквивалентно повороту детали на угол α . При таком способе калибровки масштабы профилей запишутся в виде

$$M_{\text{п}} = \frac{l}{y_0 - y_1}, \quad M_{\text{н}} = \frac{lz}{R_0(y'_0 - y'_1)}. \quad (110)$$

Однако и в этом способе калибровки не все в порядке. На практике величина l оказывается настолько малой, что ее трудно измерить. Кроме того, мы считаем зеркало идеальным, а в действительности оно имеет ошибки, благодаря которым создается теневая картина, на фоне которой сложно измерить величины y_1 и y'_1 . Для увеличения перемещения ножа и для большего сглаживания теневой картины устанавливаем в осветитель нейтральный фильтр с известным коэффициентом пропускания τ . Теневая картина останется равномерной для идеального зеркала, профиль поперечных aberrаций понизится, а нормальный профиль образует отрезок с отрицательным наклоном. Открываем нож до тех пор, пока теневая картина станет несколько ярче, чем рабочая теневая картина. При этом профиль поперечных aberr-

раций должен подняться примерно на такую высоту, чтобы она соответствовала максимуму наблюдаемых поперечных aberrаций. Нормальный профиль также образует наклонный отрезок, амплитуда которого должна быть примерно равна наблюдаемым амплитудам на зеркале. Соответствие амплитуд профилей при калибровке амплитудам самой оптической поверхности желательно соблюдать для того, чтобы не выйти за диапазон линейности аппаратуры. При таком способе калибровки масштабы профилей можно вычислять по формуле

$$M_{\text{н}} = \frac{\tau L}{y_0 - y_1}, \quad M_{\text{н}} = \frac{\tau L z}{R_0 (y'_0 - y'_1)} \quad (114)$$

Итак, калибровка выполнена, и мы приступаем к получению материала для анализа оптической поверхности. Для этого анализа необходимо на оптической поверхности выбрать систему хорд, образующих квадратную сетку с постоянным шагом, и для каждой хорды получить профили: поперечных aberrаций и нормальных уклонений. Профили поперечных aberrаций используются для построения распределения энергии в кружке рассеяния, а нормальные профили — для получения карты нормальных уклонений. Путь в узлах квадратной сетки, образованной хордами, поперечные aberrации вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений составляют Dx и Dy . Тогда распределение энергии в кружке рассеяния получаем с помощью формулы (2).

Для получения карты нормальных уклонений нормальные профили необходимо привести к общему нуль-пункту (см. гл. 2, § 6), нанести на план координаты точек на оптической поверхности, имеющие равные нормальные уклонения, и соединить эти точки плавной кривой. Получаем карту нормальных уклонений.

Поскольку профили имеют вид электрических сигналов, не представляет трудностей ввести их в память ЭВМ и выполнить дальнейшую обработку с ее помощью [Wilson, 1975].

2. Опыт исследования 2,6-м сферического зеркала

Сферическое зеркало диаметром 2,6 м и радиусом кривизны $R_0 = 48$ м было изготовлено фирмой ЛОМО с целью использования его в компенсационной схеме Максутава [1948] для исследования 6-м зеркала. Однако прежде чем использовать зеркало для этих целей, необходимо измерить его ошибки, поскольку эти ошибки в удвоенном масштабе входят в результаты контроля исследуемого 6-м параболического зеркала. Анализ качества сферического зеркала был выполнен модифицированным методом Фуко (методом Фуко — Филбера) с помощью прибора «Тень-1» [Богудлов и др., 1973]. Оптическая схема установки совместно с блок-схемой электронной части прибора показана на рис. 30. Пример теневой картины, сфотографированной с экрана видео-

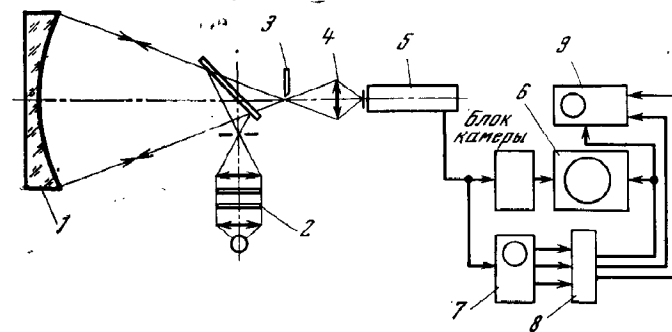


Рис. 30. Оптическая схема прибора «Тень» и блок-схема его электронной части

1 — сферическое зеркало, 2 — источник света в виде квадратной щели, 3 — нож Фуко с двумя кромками, 4 — объектив, 5 — передающая телевизионная трубка, 6 — монитор, видеоконтрольное устройство, 7 — двухканальный осциллограф, 8 — блок генерации сферы сравнения и интегрирования, 9 — блок выделения строки

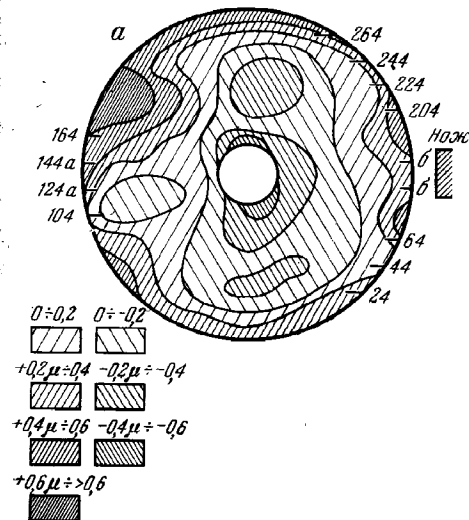


Рис. 31. Карта нормальных уклонений 2,6-м сферического зеркала (а) и интерферограмма этого зеркала (б), полученная В. А. Ивановым с неравноручным интерферометром при его настройке на бесконечно широкую полосу

контрольного устройства, приведен на рис. 24. Ни зеркало, ни прибор не было возможности повернуть вокруг оптической оси по позиционному углу, поэтому были получены только горизонтальные профили на оптической поверхности. С целью получения ошибок метода все измерения были проведены дважды. На рис. 31 приведена карта нормальных уклонений.

Рассмотрим некоторые методические особенности реализации метода Фуко — Филбера. Первая особенность общего характера, и для ее рассмотрения вернемся к рис. 28. Излагая принцип метода в § 1, мы говорили о максимальной и минимальной поперечной аберрации (см. рис. 28). Однако оптическая поверхность реального зеркала имеет многочисленные мелкие дефекты, фаски, что приводит к неопределенности понятия максимальной аберрации. И все же нам необходимо это понятие определить, поскольку согласно рис. 28 кромку ножа Фуко нужно совместить с изображением, соответствующим максимальной аберрации. Поскольку этого положения мы заранее не знаем, пойдем по следующему практическому пути. Выдвинем нож так, чтобы теневая картина потеряла контраст, а затем будем медленно его вдвигать до тех пор, пока, с одной стороны, контраст ее не станет максимальным, а с другой — пока профили поперечных аберраций не коснутся своим минимумом фона (это видно на экране осциллографа). Теневую картину, полученную таким способом, будем считать оптимальной. При этом часть участков зеркала имеет большие аберрации, изображение от этих участков заходит далеко под нож, и для них теневая картина перестает быть количественной. Практика показывает, что общая площадь таких участков составляет 2—3% от общей площади оптической поверхности. «Обрезание» отрицательных аберраций также имеет место, но по другой причине: при больших световых потоках передающая трубка оказывается нелинейной, и величина сигнала резко уменьшается.

Итак, фиксация ножа Фуко в определенном положении, а также нелинейность передающей трубки «обрезают» хвосты распределения поперечных аберраций. Этот эффект напоминает процедуру отсева ошибок по критерию 3σ , принятую в методе Гартманна, и приводит к тому же результату: некоторая часть оптической поверхности не может быть адекватно описана.

Калибровка профилей поперечных аберраций и нормальных профилей осуществляется независимо, но между ними можно установить связь

$$M_{\text{п}} = \frac{2R_0}{z} M_{\text{н}}, \quad (112)$$

где $M_{\text{н}}$ — масштаб нормального профиля на экране осциллографа. При измерениях 2,6-м зеркала калибровка профилей поперечных аберраций не была выполнена, и масштаб $M_{\text{п}}$ был вычислен с помощью формулы (112).

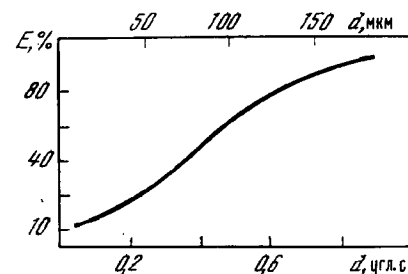
Если нормальные профили пересекают оптическую поверхность только в одном направлении, то точную карту нормальных уклонов в принципе невозможно получить. Карта 2,6-м зеркала, приведенная на рис. 31, была получена в предположении, что средние линии нормальных профилей лежат в одной плоскости. С целью проверки справедливости этого предположения мо-

жно сравнить карту, приведенную на рис. 31, а, и интерферограмму, полученную В. А. Ивановым на неравноплечем интерферометре при настройке на минимальное число колец (см. рис. 31, б). Из этого сравнения видно, что карта зеркала не имеет существенных искажений.

Особенность имеет и метод построения распределения энергии в кружке рассеяния. Предположим, что фотометрическое сечение изображения может быть представлено зависимостью

Рис. 32. Распределение энергии в кружке рассеяния для 2,6-м сферического зеркала

По оси абсцисс — диаметр кружка в угловых секундах (внизу) и в микронах (верхняя шкала). По оси ординат — количество световой энергии внутри данного кружка в процентах.



$I(\rho) = I_0 \exp(-\rho^2/\sigma^2)$. Построив гистограмму поперечных аберраций, определим методом наименьших квадратов величину $\sigma = 52$ мкм. На рис. 32 представлено распределение энергии в кружке рассеяния. Техническая постоянная Гартманна $T = 0,25$.

Прибор «Тень-1» позволяет путем объективных измерений оценить диаметр кружка рассеяния. Выдвигая нож Фуко до полного исчезновения теневой картины и заметив по отсчетному устройству его положение a_1 , а затем задвигая его через максимальный контраст опять до исчезновения теневой картины, получаем отсчет a_2 , разность отсчетов дает диаметр кружка рассеяния d . В табл. 6 приведен пример таких измерений. Сравнение среднего значения с рис. 32 позволяет оценить, что в измеренном диаметре сосредоточено 45% всей энергии. Этот результат лишний раз подтверждает, что глазмерные оценки диаметра кружка рассеяния чаще всего относятся не к диаметру кружка, в котором

Таблица 6. Оценка диаметра кружка рассеяния с помощью прибора «Тень»

№ п/п	$a_1, \text{мм}$	$a_2, \text{мм}$	$d, \text{мм}$
1	5,11	5,03	0,08
2	5,10	5,015	0,085
3	5,035	4,96	0,075
4	5,15	5,07	0,08

Среднее: 0,08 мм или 0,39 угл. с

сосредоточена подавляющая часть энергии, а к такому диаметру, вблизи которого распределение энергии имеет наибольшую производную.

Оценка диаметра изображения звезд на телескопе глазомерными методами, как показывает практика, также дает весьма приблизительное представление о том, сколько же энергии сосредоточено в измеренном кружке. Это показывает необходимость при такого рода работах использовать только объективные количественные методы.

[[В итоге исследования 2,6-м сферического зеркала, предназначенного по замыслу для использования в компенсационной схеме Максutowa, можно сделать следующие выводы. Амплитуда нормальных уклонений составляет 1 мкм. Поскольку в схеме Максutowa свет от зеркала отражается дважды, то дополнительная погрешность, вносимая этим зеркалом, составляет 2 мкм для карты нормальных уклонений и 4 мкм для деформаций волнового фронта. Эти ошибки сравнимы по величине с ошибками исследуемого 6-м параболического зеркала, что в свою очередь означает, что зеркало невозможно считать идеально изготовленным и из карты нормальных уклонений, полученной в схеме Максutowa, необходимо вычесть удвоенную карту нормальных уклонений, 2,6-м сферического зеркала.

3. Опыт исследования 6-м параболического зеркала

Параболическое зеркало диаметром 6 м исследовалось с помощью прибора «Тень-2», основное отличие которого от прибора «Тень-1» заключалось в том, что новый прибор имел поворотное устройство, позволяющее получать профили зеркала при любом позиционном угле. Оптическая схема установки и блок-схема электронной части показана на рис. 30, а фотография прибора — на рис. 33.

Поскольку в оптической схеме контроля использовался линзовый корректор, рассчитанный для работы на длине волны 546 нм линии ртути, в качестве источника света использовалась ртутная лампа сверхвысокого давления ДРШ — 250 (см. рис 30). Линия ртути выделялась с помощью набора стеклянных светофильтров или интерференционным светофильтром. Конденсорная система проецировала область дугового разряда на квадратную щель размером 2×2 мм. Полупрозрачная пластина направляла расходящийся пучок света на корректор и на исследуемое параболическое зеркало 1. Отраженный от зеркала свет вновь проходил через корректор, полупрозрачную пластину, и на ноже 3 строилось изображение щели. Нож 3 одновременно играл роль диафрагмы, защищая светоприемную аппаратуру от паразитных засветок. Он имел микрометрические перемещения в двух взаимно перпендикулярных направлениях, причем перемещения можно было измерить и использовать эти измерения при калибровке прибора.

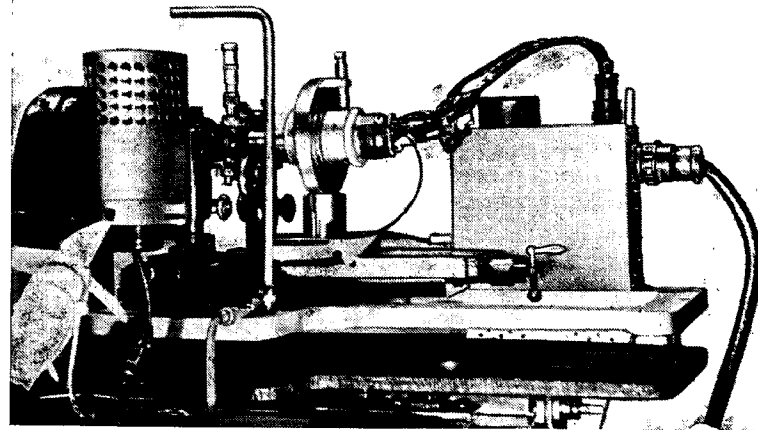


Рис. 33. Фотография прибора «Тень-2», установленного в цехе в котором изготавливалось 6-м параболическое зеркало

Слева видна оправа линзового корректора, корпус осветительной лампы и вентилятор, используемый для охлаждения фильтров. В центре — подшипник, в котором установлена передающая трубка

Теневая картина образуется на сигнальной пластине видикона 5 с помощью объектива 4, сфокусированного на поверхность зеркала 1. Передающая телевизионная трубка 5 вмонтирована в оправу, которая может быть повернута в подшипнике вокруг оптической оси на любой угол, а для данной методики — на 90° .

Теневая картина считывается электронным лучом с сигнальной пластины 5 и поступает на видеоконтрольное устройство 6. Имея перед глазами теневую картину, можно с удобством настроить теневой прибор, перемещая прибор в целом вдоль оси и перемещая нож Фуко поперек оптической оси. Возможно также с помощью микрометрических винтов измерить диаметр кружка рассеяния. На видеоконтрольном устройстве 6 видна та хорда на зеркале, которая в данный момент изучается. Пример теневой картины, полученной с помощью прибора «Тень-2», приведен на рис. 21. На этом рисунке засвечивается строка, которая с помощью блока выделения строки 8 анализируется с помощью осциллографа 7, на экране которого видно фотометрическое сечение теневой картины вдоль выделенной строки, что представляет собой профиль поперечной аберрации. Выделенная строка, кроме того, поступает на интегрирующую цепочку, которая интегрирует поперечную аберрацию, образуя тем самым профиль нормальных уклонений. Этот профиль поступает по второму каналу осциллографа, так что на его экране профиль поперечных аберраций и нормальный профиль видны одновременно. Кроме интегрирования блок 8 образует регулируемый по амплитуде

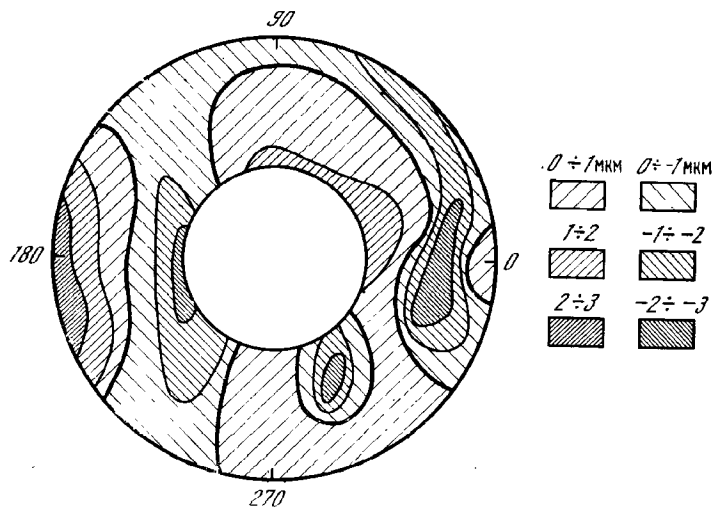


Рис. 34. Карта нормальных уклонений оптической системы 6-м параболическое зеркало плюс линзовый корректор. Карта получена с помощью прибора «Тень-2»

прямоугольный импульс, который играет роль электрической сферы сравнения. В этом же блоке этот импульс вычитается из профиля поперечных aberrаций.

Процедура измерений с помощью прибора «Тень-2» состоит в следующем. С помощью блока выделения строки выбираем какое-либо сечение и выполняем калибровку. Затем выбираем 10—20 равноотстоящих сечений на зеркале и для каждого из них фотографируем с экрана осциллографа профили aberrаций. Затем повторяем калибровку для контроля. С помощью поворотного устройства поворачиваем передающую трубку на 90° и получаем теневую картину, используя кромку ножа, перпендикулярную к той кромке, которую мы использовали ранее. Вновь повторяем калибровку, фотографируем 10—20 равноотстоящих профилей, делаем контрольную калибровку. Процесс получения материала закончен.

Для получения распределения энергии в кружке рассеяния используем профили поперечных aberrаций. Отмечаем на профилях те точки, в которых они взаимно пересекают друг друга. Для этих точек, пользуясь калибровкой, определяем полный вектор поперечной aberrации по формуле

$$D = (Dx^2 + Dy^2)^{1/2}, \quad (113)$$

где Dx — составляющая поперечной aberrации вдоль оси x , Dy — вдоль оси y . Применение формулы (2) дает искомое распределение энергии в кружке рассеяния.

Для построения карты нормальных уклонений необходимо привязать все профили к общему нуль-пункту. Эта процедура описана во второй главе. Она заключается в приравнивании нормальных уклонений в точках пересечения профилей. Поскольку профили содержат случайные ошибки, эту процедуру необходимо выполнять методом наименьших квадратов.

На рис. 34 приведена карта нормальных уклонений 6-м зеркала. Эта карта включает ошибки, вносимые корректором. Для получения карты нормальных уклонений самого зеркала необходимо из этой карты вычесть учетверенную карту волновых уклонений, которые вносит корректор. Однако изучение свойств корректора возможно только методом Гартманна.

4. Анализ погрешностей

Метод Фуко — Филбера основан на фотометрических измерениях, поскольку основной информацией является фотометрическое сечение теневой картины. Поэтому основным источником ошибок являются фотометрические неоднородности. Источником этих неоднородностей могут быть:

- 1) неоднородность пучка света, выходящего из осветителя,
- 2) неоднородность коэффициента отражения полупрозрачной пластины,
- 3) неоднородность коэффициента отражения исследуемого зеркала,
- 4) неоднородность пропускания корректора,
- 5) неоднородность коэффициента пропускания полупрозрачной пластины,
- 6) неоднородность чувствительности сигнальной пластины передающей трубки,
- 7) нелинейность электронной части прибора.

Исследование каждой из указанных неоднородностей в отдельности представляет собой сложную и трудоемкую задачу. Тем более, что в этом нет необходимости, поскольку нас интересует только суммарный эффект ошибок. На рис. 35 приведены профили поперечных aberrаций и нормальный профиль для случая, когда теневой прибор освещается рассеивающим белым экраном. Профили демонстрируют суммарные ошибки. Анализ рис. 35 показывает, что суммарные неоднородности для нормального профиля могут дать ошибку, не превышающую по амплитуде 0,02 мкм.

Особое внимание должно быть уделено исследованию нелинейности электронной части прибора. Для этого необходимо изучить зависимость между световым потоком, освещающим сигнальную пластинку, и амплитудой сигнала на экране осциллографа. Для построения этой зависимости в осветительное устройство вставляют последовательно несколько нейтральных светофильтров с известным пропусканием. Откладывая по оси абсцисс пропу-

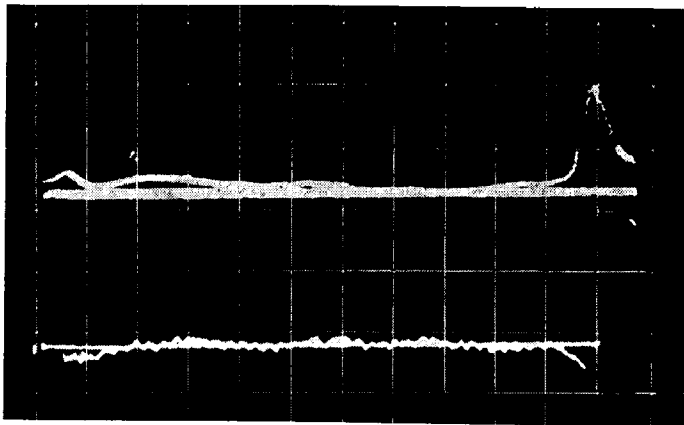


Рис. 35. Суммарные фотометрические ошибки прибора «Тень-3»

Вверху — профиль нормальных уклонений, масштаб которого: одно большое деление сетки осциллографа равно 0,05 мм. Выброс справа выходит за пределы измеряемого диаметра. Внизу — профиль поперечных aberrаций

скание светофильтра, а по оси ординат амплитуду профиля поперечных aberrаций, получаем искомую зависимость. Пример такой зависимости приведен на рис. 36. В данном случае рабочим напряжением на сигнальной пластине было выбрано 46 В, что соответствует, с одной стороны, максимальной чувствительности, с другой — наибольшему динамическому диапазону, для которого отношение сигнал/шум оказалось равным 30.

Важным исследованием теневого метода Фуко — Филбера является исследование его внешней точности, т. е. сравнение результатов, полученных методом Фуко — Филбера, с результатами, полученными другим методом, например методом Гартманна. Однако необходимо помнить, что непосредственное сравнение результатов невозможно из-за эффектов, связанных с теоремой смещения [Борн и Вольф, 1973]. Поясним это примером.

Пусть методом Гартманна получен некоторый нормальный профиль $\Gamma(x)$, а методом Фуко — Филбера тот же профиль $T(x)$. Эти две функции связаны между собой соотношением с тремя свободными параметрами [Ивов, 1939]

$$l(x) = \Gamma(x) - T(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2. \quad (114)$$

Рассмотрим физический смысл каждого из слагаемых в формуле (114). В обоих методах нормальные профили получаются интегрированием поперечных aberrаций с переменным верхним пределом, благодаря чему возникает неопределенная постоянная интегрирования. Эта постоянная произвольна и различна для различных методов. Например, в программе HART2 принято $\Gamma(0) = 0$, т. е. нормальное уклонение в центре принимается равным нулю.

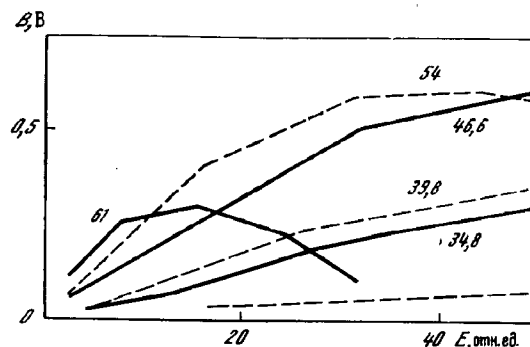


Рис. 36. Семейство характеристик «свет — сигнал» для прибора «Тень-3» Рядом с кривыми указано напряжение на сигнальной пластине видикона

В приборе «Тень-2» предусмотрено, что нулевое нормальное уклонение получается для точки, с которой начинается интегрирование, т. е. для начала профиля. Понятно, что в общем случае нуль-пункты профилей не должны совпадать, т. е. $a_0 \neq 0$.

Член $a_1 x$ связан с общим наклоном профилей, что в свою очередь связано с выбором сферы сравнения. В методе Гартманна сфера сравнения по традиции выбирается из условия минимума средне-квадратичной поперечной aberrации. В теневом методе, согласно методике Филбера, сфера сравнения выбирается на глаз по виду нормального профиля на экране осциллографа. Поэтому в общем случае $a_1 \neq 0$.

Член $a_2 x^2$ также связан с выбором сферы сравнения, но не с ее наклоном, а с ее радиусом кривизны. Как мы показали, сферы сравнения выбираются из различных принципов, поэтому $a_2 \neq 0$.

Если заданы профили $\Gamma(x)$ и $T(x)$, то для их согласования необходимо определить коэффициенты a_0 , a_1 и a_2 , что можно сделать методом наименьших квадратов. Если координату x на поверхности детали отсчитывать вдоль профиля от центра детали, то условные уравнения примут вид

$$\begin{aligned} [l] &= N a_0 + [x^2] a_2, \\ [lx] &= [x^2] a_1, \\ [lx^2] &= [x^2] a_0 + [x^4] a_2. \end{aligned} \quad (115)$$

В (115) приняты для сумм обозначения Гаусса, т. е. $[lx] = \sum_{i=1}^N l_i x_i$, N — число узлов.

На рис. 37 показаны результаты сравнения нормальных профилей вдоль двух взаимно перпендикулярных диаметров для сферического зеркала диаметром 300 мм и радиусом кривизны 2400 мм. Точки — нормальные профили, полученные с помощью программы HART2, кружки — с помощью прибора «Тень-3». С помощью соотношений (114) и (115) профили, полученные те-

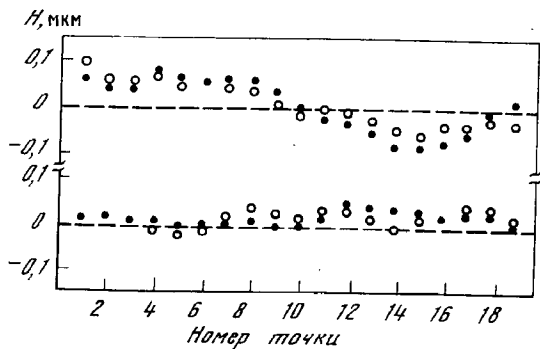


Рис. 37. Сравнение нормальных профилей, полученных методом Гартманна (точки) и методом Фуко — Филбера с помощью прибора «Тень-3» (кружки)

Вверху — вертикальный диаметр оптической поверхности, внизу — горизонтальный

невым методом, были приведены в согласие с профилями, полученными методом Гартманна. Среднеквадратичная разность профилей оказалась равной 0,02 мкм, что хорошо согласуется с точностью, которую дает метод Гартманна. Это в свою очередь означает, что теневой метод имеет точность такого же порядка или лучше.

Рассмотрение рис. 37 позволяет сделать следующие выводы: 1) систематических различий в профилях не наблюдается. Это важный методический результат, поскольку при реализации методов контроля использовались различные узлы светоделения: в теневом — полупрозрачная пластинка толщиной 2,5 мм, а в методе Гартманна источник света и его изображения были расположены на расстоянии 2 мм поперек оптической оси; 2) профили, полученные методом Гартманна, имеют более плавный ход, чем полученные теневым методом. Это может быть связано с более высоким пространственным разрешением теневого метода; 3) амплитуды ошибок, получаемых двумя независимыми методами контроля, а также их локализация на оптической поверхности совпадают с хорошей точностью.

Необходимость согласования профилей, полученных различными методами, демонстрируется табл. 7, в которой приведены среднеквадратичные невязки до и после согласования нормальных профилей. Из рассмотрения табл. 7 видно, что процедура согласования в данном случае привела к уменьшению невязки в 2—3 раза.

Таблица 7. Эффект согласования нормальных профилей

	σ, мкм	
	Горизонтальный профиль	Вертикальный профиль
До согласования	0,043	0,074
После согласования	0,019	0,027

Если мы получаем карты нормальных уклонений двумя независимыми методами контроля, то и в этом случае непосредственное их сравнение между собой невозможно. Необходимо найти свободные параметры с помощью уравнений типа (114), но в этом случае число параметров станет равным четырем, вычтуть систематические различия, связанные с выбором сферы сравнения, а только потом оценивать сходимость результатов.

5. Перспектива развития метода Фуко—Филбера

Как только оптическая схема в методе Фуко — Филбера настроена, что занимает несколько минут, исследователь сразу видит количественную теневую картину, любой на выбор нормальный профиль и профиль поперечных aberrаций. Если необходимо получить информацию о другом направлении на оптической поверхности, то поворотом передающей трубки и ножа можно получить эту информацию через 30—40 с. Калибровка также занимает 1—2 мин при некотором навыке. Такая высокая оперативность метода Фуко — Филбера открывает ему широкую перспективу.

Метод Фуко — Филбера очень удобен. При использовании классического прибора Фуко исследователь должен приблизить глаз к ножу, находясь в неудобной позе и зажав дыхание. Телевизионная техника позволяет видеть теневую картину на большом экране, наблюдатель располагается в удобной позе, его глаза не подвергаются облучению энергией источника света, в котором может быть вредное для глаз ультрафиолетовое излучение, а при работе с лазерным осветителем — вредное лазерное излучение. Телевизор позволяет оценивать оптическую поверхность коллективно и дистанционно. Если выполнить узлы управления прибора с дистанционным управлением, то наблюдатель может находиться в другом помещении, что важно для уменьшения воздушных потоков, мешающих при исследовании точных зеркал.

Работа Вилсона [Wilson, 1975] совместно с методикой построения карты нормальных уклонений и распределения энергии в кружке рассеяния [Бескин и др., 1975] прокладывает путь для полной автоматизации метода. В идеальном случае через несколько минут после настройки прибора с помощью ЭВМ можно получить на экране дисплея карту нормальных уклонений и кружок рассеяния. Кружок рассеяния может быть использован для оценки возможностей астрономического зеркала при использовании его на телескопе, а карта нормальных уклонений должна составлять исходную информацию для автоматизированной технологической системы, позволяющей улучшать форму оптической поверхности [Витриченко, 1978].

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ

Согласно существующей практике заводских лабораторий, оптическая деталь характеризуется величинами N и ΔN . Первая величина показывает отклонение радиуса кривизны от требуемого, вторая — величину локальных ошибок. По эллиптичности колец на интерферограмме определяется астигматизм. Многие годы такая аттестация оптических деталей удовлетворяла промышленности. Однако в настоящее время указанная методика не удовлетворяет ни одному из требований, предъявляемых к методам контроля (см. с. 13). Сведения, полученные такой методикой, не позволяют оценить кружок рассеяния, не дают возможности построить карту нормальных отклонений, т. е. в конечном счете не позволяют аттестовать оптическую деталь по выходным параметрам и не позволяют выработать технологический режим для ее дальнейшей обработки. Таким образом, получается, что почти каждая отечественная заводская лаборатория способна получать интерферограммы, которые хранят *полные* сведения об оптической поверхности, но методика полной обработки интерферограмм только начинает появляться.

В лабораторных условиях исследование астрономических линз и зеркал небольших размеров возможно с помощью интерферометра Физо (1862), интерферометра Ньютона и интерферометра Майкельсона. Создание неравноплечих интерферометров, позволяющих исследовать астрономические зеркала любых диаметров и с любыми радиусами кривизны, используя при этом образцовую поверхность небольших размеров, стало возможным только с изобретением лазеров, имеющих большую длину когерентности. С помощью такого прибора было изучено 6-м параболическое зеркало в заводских условиях [Коломийцова и др., 1976].

В натуральных условиях интерферометр впервые был применен Саундерсом [Sounders, 1964] для исследования по звезде 65-см рефрактора обсерватории Мак Кормик. При этом использовался интерферометр сдвига типа призменного интерферометра Бейтса. Такой же интерферометр был применен при исследовании 2,4-м рефлектора обсерватории Кит Пик [Sounders, Bruening, 1968].

Качественные или полуколичественные методы исследования оптических деталей с помощью интерферометра широко распространены в практике отечественных заводских лабораторий [Пуряев, 1976], поскольку сам вид интерферограммы позволяет

оптику-изготовителю сделать ряд важных выводов об ошибках оптической поверхности. Однако процесс обработки интерферограмм с целью получения карты волновых или нормальных отклонений, а также распределения энергии в пятне рассеяния остается малораспространенной процедурой, которая требует применения ЭВМ. Литература по этому вопросу только начала появляться [Rimmer e. a., 1972; Гришин и др., 1976].

Анализ различных методов контроля с применением интерферометров содержится в работе Духопела и Фединой [1973].

1. Типы интерферометров

Реализация интерферометрического метода контроля связана с решением целого комплекса проблем. Универсального интерферометра, способного одновременно решать все задачи контроля, создать не удалось. Каждый тип интерферометра, каждая его модификация имеет свою особенность и свои ограничения. Типов интерферометров довольно много, и возникает необходимость рассмотреть схему их классификации.

По назначению интерферометры можно разделить на три группы: интерферометры для контроля отражающих поверхностей, для контроля пропускающей оптики и для исследования показателя преломления. Нас будет интересовать только первый тип интерферометров, поскольку наш объект исследования — астрономическое зеркало.

Отражающие поверхности можно разделить по степени их сложности, как это сделано в книге Пуряева [1976], и в соответствии с этим признаком рассмотреть разные типы интерферометров. Можно также разделить интерферометры на двухлучевые и многолучевые. Однако мы предлагаем разделить интерферометры на два основных типа: неравноплечие и с совмещенными ветвями (рис. 38). Такое деление связано с тем, что эти два типа существенно различаются степенью чувствительности к вибрациям. Интерферометры с совмещенными ветвями значительно менее чувствительны к вибрациям, чем неравноплечие интерферометры. Между тем вибрации, всегда имеющиеся в заводских условиях, представляют наибольшую опасность при получении интерферограмм.

Классификационная схема, приведенная на рис. 38, является весьма условной. Можно выбрать в качестве основного признака не устойчивость к вибрациям, а некий другой, и схема изменится.

Из всех типов интерферометров с совмещенными ветвями для исследования астрономических зеркал можно было бы применить следующие типы: интерферометр Ньютона, интерферометр сдвига (в зарубежной литературе — shearing) и интерферометр Берча (с рассеивающей пластинкой).

Интерферометр Ньютона реализуется известным методом пробных стекол. На исследуемую поверхность накладывают

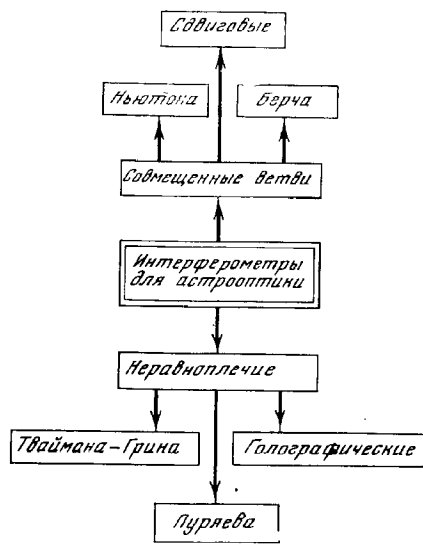


Рис. 38. Классификация различных типов интерферометров

При больших размерах пробные стекла имеют большой вес, что приводит к их деформациям под собственным весом и сложности обращения с ними. Наконец, при контактном методе контроля возникает опасность царапания исследуемой поверхности. По указанным выше причинам ни одно из современных зеркал телескопов пробными стеклами не исследовалось.

Интерферометр сдвига — перспективный метод исследования астрономических зеркал. Однако ввиду сложной формы оптической поверхности астрономических зеркал расшифровка интерферограмм, полученных с помощью интерферометра сдвига, связана с большими трудностями. Дело в том, что в данном интерферометре опорная волна образуется при отражении от исследуемой поверхности, но со смещением вдоль оптической оси или поперек нее относительно другой волны, отраженной от исследуемой поверхности. Получающаяся разность фаз, в частности, может быть скомпенсирована, если локальные ошибки равны по амплитуде и противоположны по знаку.

Интерферометр Берча, известный в отечественной литературе под названием интерферометра с рассеивающей пластинкой, также перспективен для целей исследования астрономических зеркал. При его реализации возникают чисто технические трудности, связанные со сложностью изготовления рассеивающей пластинки.

Неравноплечий интерферометр Тваймана — Грина был успешно использован при анализе формы оптической поверхности 6-м зеркала [Коломийцова и др., 1976] и получил широкое распро-

странение в практике исследования астрономических зеркал. Пробное стекло, имеющее тот же радиус кривизны, но обратного знака. В воздушном зеве возникает интерференционная картина, которая позволяет оценить качество исследуемой поверхности. Этот метод непригоден для астрономических зеркал по многим причинам. Максимальный размер серийных пробных стекол равен 220 мм [Коломийцов, 1976]. Астрономические зеркала имеют диаметр порядка метра, так что необходимо готовить особые пробные стекла высокого качества. Далее, астрономические зеркала имеют асферическую форму, что приводит к новым осложнениям. Астрономические зеркала уникальны, что делает уникальными и пробные стекла.

Интерферометры Вильямса и Майкельсона в классическом виде не позволяют исследовать астрономические зеркала, поскольку при их реализации возникает необходимость изготавливать эталонные поверхности такого же диаметра, как и исследуемая деталь. В интерферометре Тваймана — Грина эталонная поверхность может быть в десятки раз меньшего диаметра, чем исследуемая поверхность.

2. Сравнительный анализ интерферометров

Большой астрономический телескоп имеет главное зеркало несферической формы. В оптической схеме Кассегрена используется параболическое зеркало, а в получающей все большее распространение системе Ричи — Кретьена — гиперболическое. Рассмотрим, какова должна быть схема интерферометра, позволяющего изучить форму такой оптической поверхности, обращая внимание на достоинства и недостатки каждой из этих схем.

На рис. 39 показана оптическая схема простейшего неравноплечего интерферометра. В качестве источника света используется лазер 1, свет которого микрообъективом 2 преобразуется в расходящийся пучок. Светоделительный кубик 3 разделяет свет на два пучка. Один из пучков направляется на исследуемое зеркало 4, а другой — на образцовое зеркало 7. После отражения от указанных зеркал оба пучка вновь проходят через кубик 3, интерферируют, собираются объективом 5, а на экране 6, роль которого может играть фотопластинка, фиксируется интерференционная картина. Если зеркало 7 сферическое, а исследуемое зеркало 4 несферическое, то в схеме контроля должен быть установлен компенсатор (нуль-корректор), преобразующий отраженный от зеркала 4 волновой фронт в сферический. Основное достоинство такой системы заключается в возможности контролировать зеркала любых диаметров, радиусы кривизны которых могут превышать сотни метров. При этом образцовое зеркало может иметь диаметр в десятки раз меньше, чем исследуемое. Используя различные компенсаторы, возможно контролировать несферические поверхности любой сложности.

Рассмотрим сначала те из недостатков, которые относятся ко всем схемам неравноплечих интерферометров. Астрономические зеркала имеют фокусные расстояния, исчисляемые иногда десятками метров. Поэтому расстояние от кубика 3 до исследуемого зеркала 4 также может составлять десятки метров. При этом возникают две трудности. Первая из них — вибрация. При интерферометрическом методе контроля недопустимы относительные смещения в схеме, превышающие доли микрона. Между тем амплитуда вибраций в заводских условиях исчисляется микронами и десятками микрон. Вторая неприятность — тепловые потоки. Даже в термостатированном помещении сложно избежать пото-

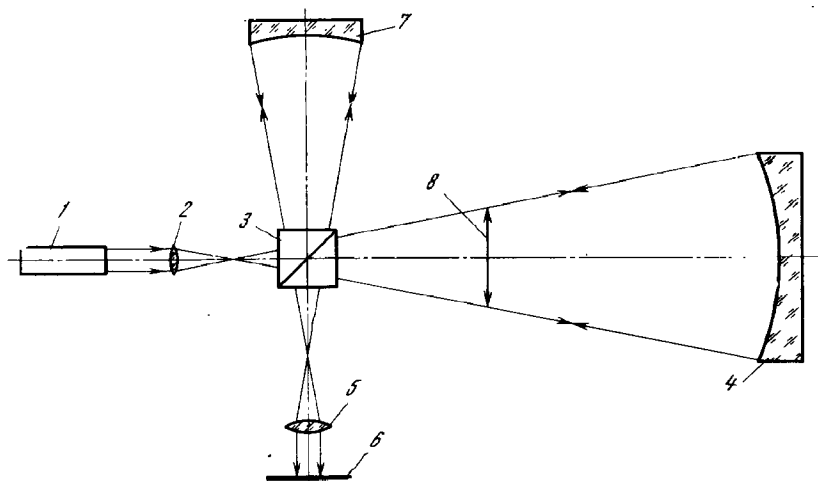


Рис. 39. Интерферометр Тваймана — Грина

1 — лазер, 2 — микрообъектив, 3 — светоделительный кубик, 4 — исследуемое астрономическое зеркало, 5 — объектив, 6 — экран, 7 — образцовая поверхность, 8 — компенсатор

ков воздуха, приводящих к смещению интерференционной картины на заметную величину. Сам факт присутствия исследователя вызывает значительные потоки.

Общепринятый метод борьбы с вибрациями — фотографирование интерференционной картины с очень короткой экспозицией, порядка $1/500$ с. К сожалению, этот путь не является радикальным. Дело в том, что таким путем оказывается возможным получить неразмазанную картину, но при этом неизвестно, с какими параметрами эта картина получена, что затрудняет ее обработку. Кроме того, исследователи-практики получают множество снимков, а затем выбирают из них наиболее резкий. Полное устранение вибраций вплоть до амплитуд $0,01$ мкм для всего диапазона частот является в настоящее время технически сложной задачей.

Если вибрации только расстраивают интерферометр, то воздушные потоки вносят в интерференционную картину волновые деформации, которые принципиально невозможно отличить от ошибок исследуемой оптической поверхности. Избежать полностью воздушных потоков также невозможно. Практическая рекомендация — усреднять несколько интерферограмм, рассчитывая на случайное влияние тепловых потоков.

Специфическим недостатком схемы, приведенной на рис. 39, является сферическая aberrация, которая вносится кубиком. Чем больше относительное отверстие, тем больше сферическая aberrация. Астрономические зеркала имеют светосилу $1:4$ и выше, так что этот недостаток оказывается существенным. В интерферо-

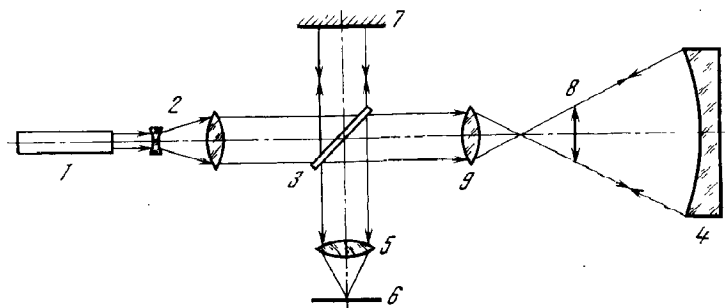


Рис. 40. Интерферометр Майкельсона

1 — лазер, 2 — телескопическая система, 3 — полупрозрачная пластина, 4 — исследуемое астрономическое зеркало, 5 — объектив, 6 — экран, 7 — образцовая поверхность, 8 — компенсатор, 9 — микрообъектив

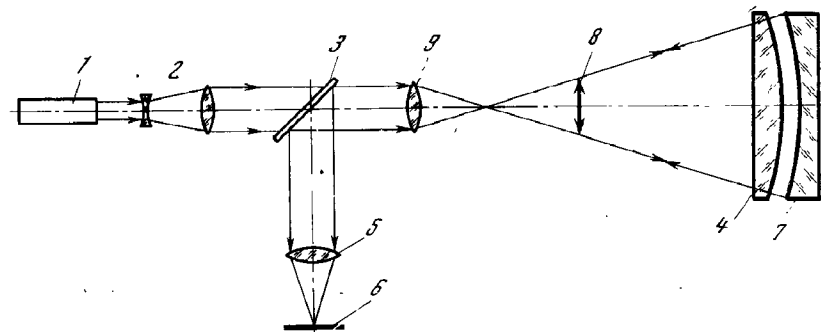


Рис. 41. Интерферометр Ньютона

1 — лазер, 2 — телескопическая система, 3 — полупрозрачная пластина, 4 — исследуемое выпуклое зеркало, 5 — объектив, 6 — экран, 7 — образцовое вогнутое зеркало, 8 — компенсатор, 9 — микрообъектив

метре ИТ-172 для устранения этого недостатка микрообъектив 2 рассчитывается таким образом, чтобы его остаточная сферическая aberrация компенсировала сферическую aberrацию, вносимую кубиком. При этом для каждого диапазона относительных отверстий используется свой микрообъектив [Савин, Федина, 1970]. Кроме сферической aberrации кубик имеет еще один недостаток. Поскольку ни исследуемое зеркало, ни эталонное не алюминированы, то кубик создает паразитные блики, сравнимые по яркости с интерферирующими потоками.

Проблема светоделительного узла важна для всех методов контроля, а не только для интерферометрического. Наиболее распространены три типа светоделительных устройств: полупрозрачная пластина, кубик и призма Кестерса [Коломийцов, 1976]. На рис. 40 показана оптическая схема неравноплечего интерферометра, но в качестве светоделителя использована полупрозрач-

ная пластина 3. Другие особенности схемы: применен телескопический объектив 2, вместо сферического зеркала используется плоское эталонное зеркало 7, а в измерительной ветви установлен микрообъектив 9. Плоскопараллельная пластина 3, если ее поверхности идеальны, а материал однороден, не вносит никаких aberrаций, будучи установлена в параллельном пучке. Однако в этой схеме высокие требования предъявляются к микрообъективу 9. Во-первых, он вносит aberrации, связанные с его несовершенством, во-вторых, дает паразитные блики. Устранение этих недостатков требует дополнительных усилий.

Интерферометры не удается сделать полностью универсальными. Каждый тип интерферометра применим только для узкого круга задач. Приведенные выше схемы, например, неприменимы для контроля выпуклых поверхностей. Между тем вторичное зеркало телескопа всегда является выпуклым, но диаметр его значительно меньше диаметра главного зеркала. На рис. 41 приведена схема интерферометра, предназначенного для контроля выпуклых асферических поверхностей. Здесь исследуемое зеркало 4 помещается вблизи образцового зеркала 7. Интерференция возникает в воздушном зазоре между поверхностями. Эта схема не обладает недостатками неравноплечих интерферометров: она малочувствительна к вибрациям и воздушным потокам. Самый существенный недостаток схемы заключается в том, что образцовая поверхность должна иметь тот же диаметр, что и исследуемая. Другой недостаток — образцовая поверхность применима только для деталей одного радиуса кривизны с исследуемой поверхностью.

Желательно вообще избавиться от образцовой поверхности. Существуют два типа интерферометров, которые обладают двумя важнейшими достоинствами: в них нет образцовой поверхности, и измерительная ветвь в них совмещена с образцовой. Ошибки образцовой поверхности входят в полученную интерференционную картину в предыдущих схемах. Это заставляет особо тщательно их изготавливать, тщательно исследовать и систематически перепроверять. Преимущества совмещенных ветвей мы уже отмечали.

Рассмотрим интерферометр Берча, называемый в отечественной литературе интерферометром с рассеивающей пластиной. Его оптическая схема приведена на рис. 42. Лазер 1 с помощью коллиматора 2 освещает сходящимся пучком полупрозрачное зеркало 3. Отраженный свет попадает на рассеивающую пластину 7, которая часть света пропускает (показано штриховыми линиями), а часть света рассеивает на системе малых отверстий, симметрично расположенных относительно оптической оси (отверстия А и В). Интерференция возникает между прошедшей волной и волной, образованной рассеянным, а затем отраженным от исследуемого зеркала 4 светом. Интерференционная картина строится на экране 6 с помощью объектива 5. Достоинствами такой схемы являются: малая чувствительность к вибрациям, пониженная чув-

ствительность к воздушным потокам по сравнению с неравноплечим интерферометром. Недостатки: сложность изготовления пластины 7 в связи с высокими требованиями к равенству диаметров отверстий типа А и В, а также к симметрии локализации подобных отверстий относительно оптической оси. На практике рассеивающую пластину изготавливают фотографическим способом, что вызывает повышенные требования к используемым фотоматериалам. Другой недостаток — большие светопотери на рассеивающей пластине. При исследовании несферического зеркала в схеме, показанной на рис. 42, должен быть установлен компенсатор.

В интерферометре Берча образцовая волна создается центральной частью исследуемой поверхности. Если здесь имеются большие ошибки, то они будут внесены в результаты контроля. От этого недостатка свободен интерферометр сдвига, в котором и опорные и исследуемый волновые фронты создаются одной и той же поверхностью.

Принцип работы интерферометра сдвига заключается в следующем. Отраженная от исследуемой поверхности волна разделяется на две одинаковые волны, эти две волны сдвигаются пространственно друг относительно друга, а затем сводятся вместе, образуя интерференционную картину. Существует множество разновидностей интерферометров сдвига. В частности, по типу разнесения волновых фронтов бывают интерферометры бокового, радиального и вращательного сдвига. Эти названия не требуют пояснений. По техническим средствам, используемым для разделения фронтов, интерферометры сдвига бывают: с зеркалами, призмами, решетками [Васильев, Ершов, 1976] и пластинами. Сдвиг может быть постоянным и переменным.

Для примера рассмотрим интерферометр постоянного бокового сдвига, оптическая схема которого приведена на рис. 43. Здесь лазер 1 освещает исследуемое зеркало 4 с помощью микрообъектива 2 и полупрозрачной пластины 3. Отраженная от зеркала волна разделяется полупрозрачным зеркалом 7 на две, которые

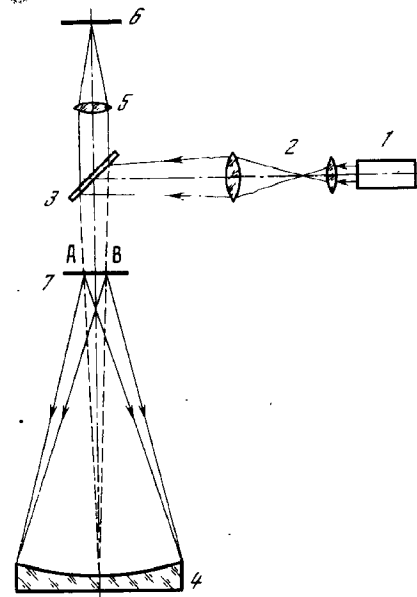


Рис. 42. Интерферометр Берча

1 — лазер, 2 — телескопическая система, 3 — полупрозрачная пластина, 4 — исследуемое зеркало, 5 — объектив, 6 — экран, 7 — рассеивающая пластина, А и В — пара симметричных отверстий

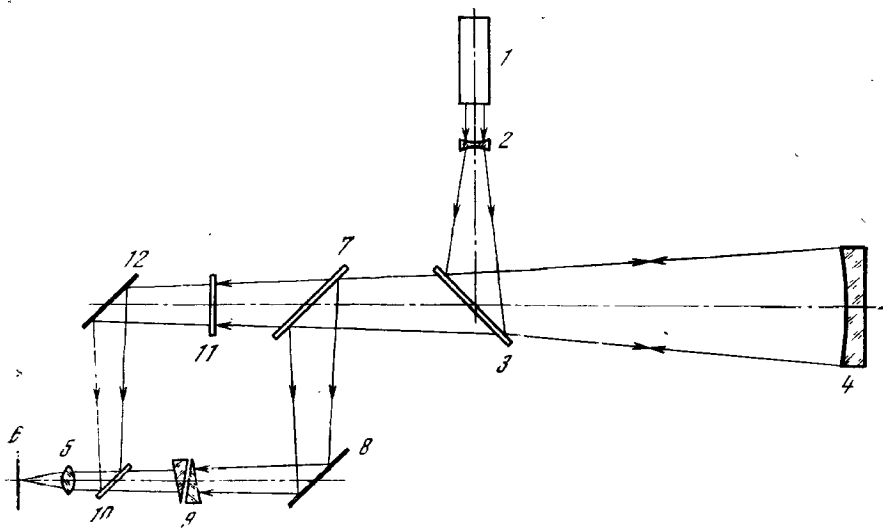


Рис. 43. Схема интерферометра сдвига

1 — лазер, 2 — микрообъектив, 3, 7, 10 — полупрозрачные пластины, 4 — исследуемое зеркало, 5 — объектив, 6 — экран, 8, 12 — зеркала, 9, 11 — компенсаторы разности хода

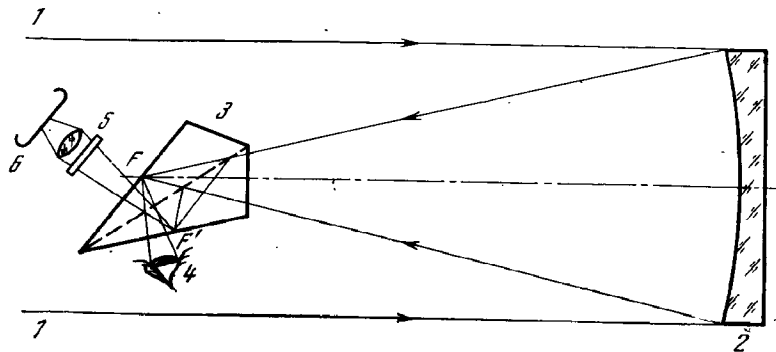


Рис. 44. Схема интерферометра Бейтса

1 — волновой фронт, образованный звездой, 2 — исследуемое параболическое зеркало, 3 — призма Бейтса, 4 — глаз наблюдателя, 5 — интерференционный фильтр, 6 — фотоаппарат, F и F' — фокусы телескопа

затем собираются зеркалами 8 и 12 и полупрозрачной пластиной 10, образуя интерференционную картину, которая строится с помощью объектива 5 на экране 6. Пластина 11 и клиновидной компенсатор 9 используются для выравнивания разности хода. Боковой сдвиг образуется поворотом зеркала 8.

Важнейшим достоинством интерферометра сдвига является его малая чувствительность к вибрациям, что связано с совмещением в пространстве обеих его ветвей. Недостатки прибора: чувстви-

тельность к воздушным потокам, большие потери света на полупрозрачных пластинах, сложность обработки интерферограмм.

Интерферометр сдвига имеет две положительные особенности. С его помощью возможно изучение сложных по форме волновых фронтов, а также возможно исследование оптики телескопа в натуральных условиях, где в качестве источника света используется звезда. Для примера рассмотрим некоторые результаты исследования 65-см рефрактора обсерватории Мак Кормик [Sounders, 1964] и 2,1-м рефлектора обсерватории Кит Пик [Sounders, Bruening, 1968].

Интерферометр сдвига, схема которого показана на рис. 44, был устроен по принципу призмного интерферометра Бейтса. Конструкция интерферометра такова, что он может быть помещен в стандартное гнездо окуляра телескопа. При этом в подзроте можно наблюдать интерференционную картину, что позволяет выбирать при фотографировании моменты наилучшей стабильности атмосферы. Интерферометр может быть повернут по позиционному углу на 90° , что дает возможность реализовать сдвиг в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В таком случае возможно получение карты волновых уклонений. Неисследованным остается только астигматизм, оси которого совпадают с направлениями сдвига. Для его выявления желательно было бы поворачивать интерферометр на углы через 120° , что усложняет обработку интерферограмм.

На рис. 45 приведены примеры интерферограмм сдвига, полученных на телескопе. Их расшифровка позволяет получить карту волновых уклонений и распределение энергии в пятне рассеяния. Однако на получаемые результаты большое влияние имеют деформации волнового фронта, вносимые нестабильностью земной атмосферы.

Для больших телескопов характерно влияние на качество изображения не только формы оптической поверхности главного зеркала, но и качества вторичных зеркал, термических градиентов в массе главного зеркала, несовершенства юстировки оптической системы телескопа, деформации трубы телескопа и целого ряда других факторов. Поэтому исследование телескопа в сборе на обсерватории имеет исключительную важность. Метод сдвигового интерферометра наряду с методом Гартманна предоставляет такую возможность. Однако перед методом Гартманна интерферометр имеет то важное преимущество, что в принципе здесь можно реализовать сколь угодно малое разрешение на оптической поверхности. Основным недостатком интерферометрического метода является его чувствительность к атмосферным условиям, т. е. к такому фактору, к которому метод Гартманна мало чувствителен. В этом смысле методы хорошо дополняют друг друга.

Результаты исследования 2,1-м телескопа обсерватории Кит Пик оказались неоднозначными. Карта волновых уклонений, полученная интерферометрическим методом, плохо согласуется

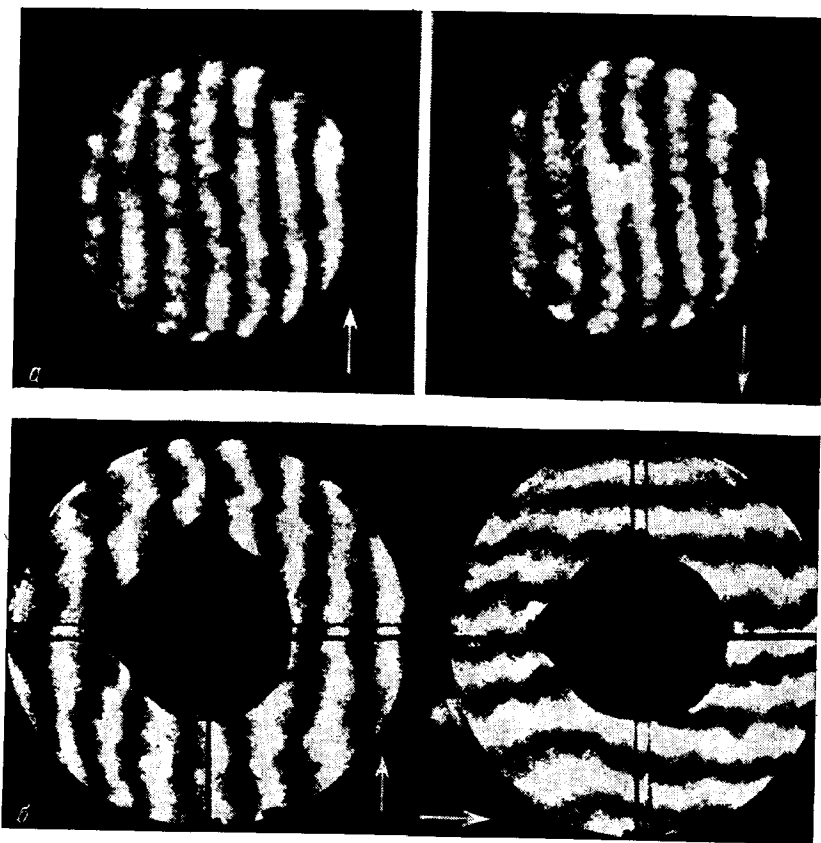


Рис. 45. Примеры интерферограмм сдвига, полученных на телескопе с помощью интерферометра Бейтса

а — для 65-см рефрактора обсерватории Мак Кормик, б — для 2,1-м рефлектора обсерватории Кит Пик. Стрелками показано направление сдвига

с картой, полученной методом Гартманна. Волновые уклонения существенно различаются при интервале 30 мин между наблюдениями. Карты волновых уклонений оптической системы телескопа, полученные с интервалом в сутки, оказались несопоставимыми. Авторы не берутся указать причину этих расхождений, поскольку слишком много факторов влияет на эксперимент. В частности, термические градиенты в материале главного зеркала могут привести к тому, что его поверхность непрерывно меняется.

Вывод авторов о подавляющем влиянии термических градиентов на форму главного зеркала нам кажется сомнительным, поскольку имеющийся опыт исследования зеркал па телескопе методом Гартманна дает воспроизводимые результаты. Скорее всего здесь большую роль играет нестабильность земной атмосферы.

Для получения однозначных выводов необходимо поставить комплексное исследование: получить серию измерений как методом Гартманна, так и с интерферометром. При этом желательно отфильтровать шумы, связанные с атмосферой, используя их переменность со временем.

Интерферограммы сдвига имеют важную особенность. Если в других типах интерферометров мы сравниваем исследуемую волновую поверхность с опорной, форма которой заранее известна, то интерферограммы сдвига дают разность между двумя волновыми поверхностями, причем обе они неизвестны. Это создает принципиальную трудность в расшивке интерферограмм.

Весьма перспективной является голографическая схема контроля астрономических зеркал, в которой опорная волна создается голограммой [Лукин и др., 1973]. При этом опорная волна может иметь несферическую форму, т. е. голограмма объединяет в себе эталонное сферическое или плоское зеркало и компенсатор. Голограмма может быть получена тремя способами. Можно записать фотографическим образом голограмму идеального зеркала и использовать эту запись в опорной ветви интерферометра. Возможно вычислить распределение яркости на голограмме с помощью ЭВМ, распечатать это распределение на бумаге и сфотографировать на фотопластинку [Wyant, O'Neill, 1974]. Наконец, можно рассчитать голограмму на ЭВМ и нарезать ее резцом на стеклянной пластине [Лукин и др., 1973]. Основной сложностью

Таблица 8. Сравнение различных схем интерферометров

Тип	Достоинства	Недостатки
Тваймана — Грина	Возможен контроль зеркал любых диаметров, образцовое зеркало мало	Опасны вибрации и воздушные потоки, светоделитель вносит aberrации, невозможен контроль выпуклых поверхностей
Физо	Неопасны вибрации и воздушные потоки, возможен контроль выпуклых поверхностей, светоделитель не вносит aberrаций	Образцовая поверхность такого же диаметра, как и исследуемая. Кроме того, образцовая поверхность уникальна
Берча	Неопасны вибрации и воздушные потоки, светоделитель не вносит aberrаций	Сложность изготовления рассеивающей пластины, большие светопотери, влияют ошибки центра детали
Сдвига	Неопасны вибрации, светоделитель не вносит aberrации, нет образцового зеркала	Опасны воздушные потоки, большие светопотери, сложность расшивки интерферограмм
Голографический	Возможен контроль зеркал любых диаметров и любой формы	Сложность изготовления и аттестации голограммы

в реализации голографического интерферометра является изготовление голограммы. При фотографическом методе требуется реализовать разрешение фотоэмульсии порядка 1 мкм, что является технически сложной задачей. В других способах получения голограммы возникает трудность передачи полутонов, имеющих на естественной голограмме.

В табл. 8 приведены недостатки и достоинства различных схем интерферометров, рассмотренных выше. При этом вместе с принципиальными недостатками указаны технические сложности реализации схем интерферометров.

3. Исследование 6-м параболического зеркала

В качестве примера реализации интерферометрического метода контроля астрономического зеркала рассмотрим методику изучения 6-м параболического зеркала, изложенную в работе Коломийцовой и др. [1976]. Исследование этого зеркала имеет ряд особенностей, которые нам кажутся типичными для исследования астрономических зеркал. Неравноплечий интерферометр, примененный в данном случае, имеет разность хода порядка 100 м. Без применения лазеров такие измерения в принципе невозможны. Далее, оптическая поверхность зеркала имела локальные ошибки амплитудой в несколько длин волн, расположенные по поверхности нерегулярным образом. Это делает невозможным применение теории классических aberrаций, а также любых методов контроля, использующих предположение о симметрии ошибок. В частности, в этом случае малопригоден интерферометр сдвига или интерферометр с дифракционной решеткой [Filler, 1971].

Оптическая схема установки показана на рис. 46. Лазер 1 с помощью системы поворотных юстировочных зеркал 2 освещает телескопическую систему 3 и микрообъектив 4. Диафрагма 5, имеющая круглое отверстие, образует точечный источник света. Делительный кубик 6 разделяет световую волну на опорную, освещающую опорное зеркало 7, и основную, освещающую систему: линзовый корректор плюс параболическое зеркало. Эта система обозначена 8. После отражения обе волны вновь собираются кубиком 6, интерферируют, а микроскопическая система 9 позволяет получить с помощью фотоаппарата 10 интерференционную картину, локализованную на оптической поверхности параболического зеркала.

Указанная установка собрана на базе серийного прибора ИТ-172, который был снабжен дополнительными юстировочными приспособлениями. Интерферометр был расположен на специальной вышке высотой 15 м над полом, оптическая ось основной ветви составляла с горизонтом угол 12° , поскольку ось зеркала была наклонена на этот угол.

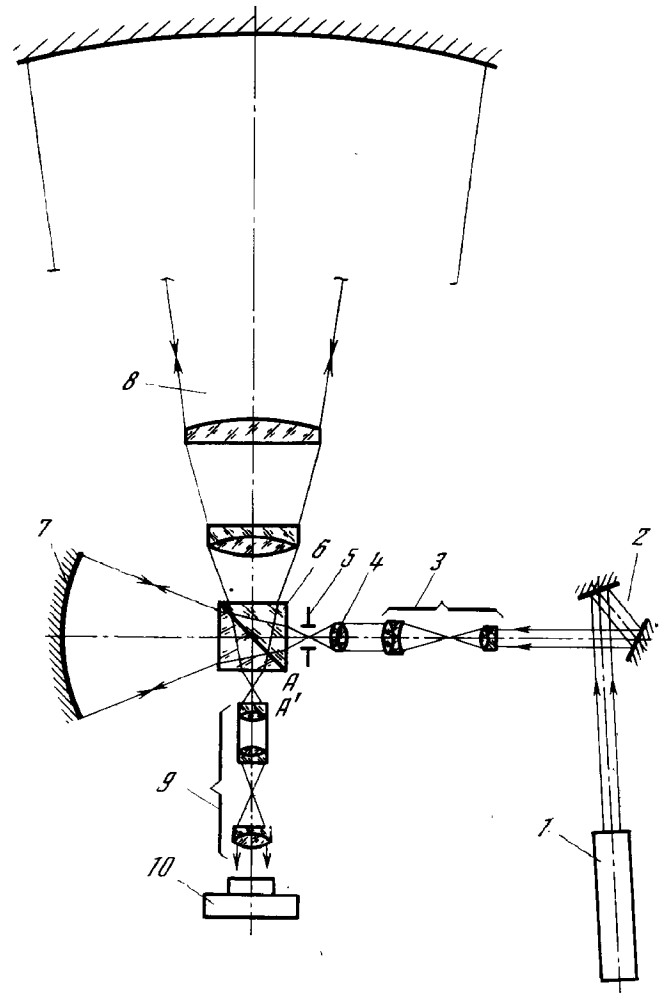


Рис. 46. Схема интерферометра ИТ-172

1 — лазер, 2 — юстировочные зеркала, 3 — телескопическая система, 4 — микрообъектив, 5 — диафрагма, 6 — светоделительный кубик, 7 — образцовая поверхность, 8 — компенсатор и исследуемое 6-м параболическое зеркало, 9 — микроскоп, 10 — фотоаппарат

Примеры интерферограмм приведены на рис. 47. Основная сложность их получения — значительные вибрации, размывающие картину. С целью уменьшения влияния вибраций были использованы малые экспозиции продолжительностью 1/250 и 1/500 с. Мощность лазера составляла 7 мВт, что обеспечивало достаточную плотность интерферограмм.

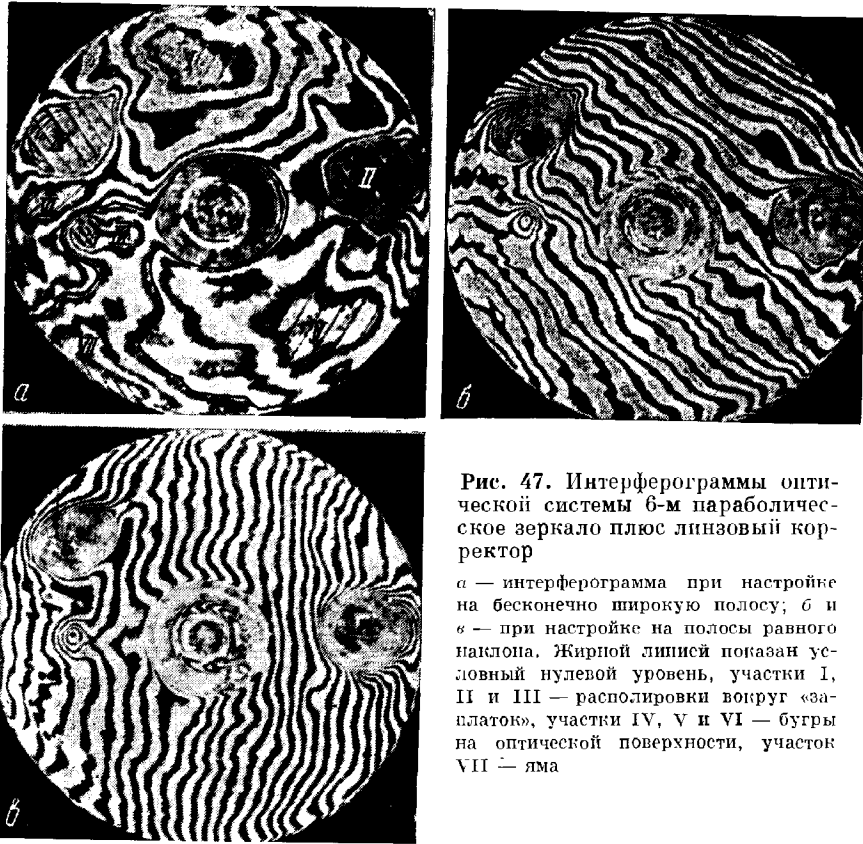


Рис. 47. Интерферограммы оптической системы 6-м параболическое зеркало плюс линзовый корректор

a — интерферограмма при настройке на бесконечно широкую полосу; *б* и *в* — при настройке на полосы равного наклона. Жирной линией показан условный нулевой уровень, участки I, II и III — располіровки вокруг «заплаток», участки IV, V и VI — бугры на оптической поверхности, участок VII — яма

Расшифровка интерферограмм связана с целым рядом трудностей. Одна из них — оценка знака уклонения. На рис. 47, *a* приведена интерферограмма при настройке интерферометра на бесконечно широкую полосу. Совершенно ясно, что такая настройка может быть сделана лишь весьма приблизительно благодаря вибрациям, а также в связи со сложностью формы самого зеркала. На этой интерферограмме жирной линией отмечена полоса, захватывающая нулевой уровень нормальных уклонений. Можно, оценив направление возрастания порядка интерференции из косвенных соображений, получить примерную амплитуду ям и бугров на оптической поверхности. В данном случае получаем, что участок IV (см. рис. 47, *a*) представляет собой бугор высотой в 5 колец, участки V и VI — тоже бугор высотой около двух колец, а участок VII — яму глубиной в два кольца. Даже такая приблизительная оценка может оказаться достаточной для оптика-изготовителя.

В данном случае определение знака ошибок облегчалось тем, что заранее было известно, что участки I, II и III представляют собой ямы (располіровки вокруг «заплаток» на зеркале). Отсчитывая число полос от нулевого уровня, получаем в предположении постоянства знака производной нормальных уклонений высоты участков IV, V и VI. Аналогично вычисляем глубину понижения участка VII. Зная расположение, знаки и приближенные амплитуды нормальных уклонений, можно интерпретировать и интерферограммы, полученные при настройке интерферометра на полосы равной ширины (см. рис. 47, *б* и *в*).

Для расшифровки полос равной ширины используем известную процедуру: строим зависимость между порядковым номером полосы и ее координатой на интерферограмме, приводим все профили к общей сфере сравнения и получаем серию нормальных профилей, позволяющих построить карту нормальных уклонений. Пример таких профилей показан на рис. 48. При анализе результатов, приведенных на рис. 48, необходимо иметь в виду три особенности их получения. Первая из них — эти профили относятся не к зеркалу, а к оптической системе, состоящей из зеркала и корректора. По расчетам корректор имеет ошибку порядка длины волны. Ошибка реализованного корректора в этих измерениях неизвестна, но по опыту исследования корректора методом Гартманна (см. гл. 2) она может достигать нескольких микрон. Деформации волнового фронта, вносимые корректором, необходимо вычитать из деформаций волнового фронта, вносимых системой зеркало плюс корректор. Но для получения ошибок корректора необходимо, как показано во второй главе, дважды применить метод Гартманна: с корректором и без него. Другой путь предложить невозможно, поскольку метод Гартманна — единственный из рассматриваемых способов работать в схеме без корректора.

Вторая особенность. При сложной форме оптической поверхности возникают трудности в определении знака ошибки. По одной интерферограмме невозможно определить порядок интерференции для данной полосы, а также знак этого порядка. В рассматриваемом примере были использованы сведения о том, что на оптической поверхности есть заведомые понижения — располі-

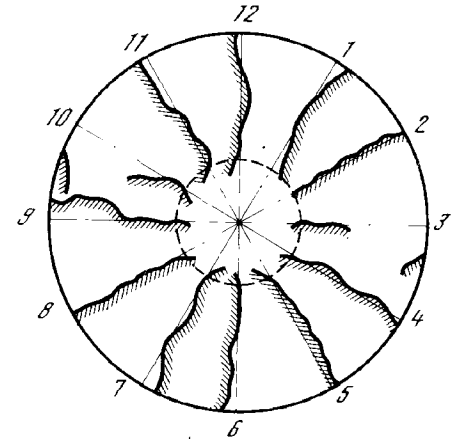


Рис. 48. Нормальные профили оптической системы 6-м параболическое зеркало плюс линзовый корректор. Масштаб ~ 5 длин волн в 1 мм

ровки. В общем случае таких сведений может не быть. Как поступать в таком случае? Существуют три способа определения знака порядка интерференции. Первый из них — многолучевая интерферометрия. Если получить интерферограмму, используя осветитель, излучающий две близкие длины волн, например линии ртути 5770 и 5790 Å, имеющие к тому же различные интенсивности, можно определить знак интерференции [Борн и Вольф, 1973]. Для неравноплечего интерферометра такой путь непригоден, поскольку для ртутных ламп длина когерентности 1—50 мм [Колодийцов, 1976]. При измерении астрономических деталей разность хода исчисляется метрами и десятками метров. Возможно в принципе использование для этой цели лазера, излучающего на двух близких волнах. Для исследования астрономической оптики эта техника пока не нашла применения.

Другой путь определения знака порядка интерференции — смещение образцового зеркала на малую величину и получение второй интерферограммы. По направлению сдвига одних и тех же полос возможно определить знак порядка, а по величине этого сдвига и сам порядок интерференции. Этот путь наталкивается на трудность, связанную с вибрациями. Смещение образцового зеркала необходимо сделать на сотые доли микрона, между тем амплитуда вибраций исчисляется микронами. С целью избежать влияния вибраций можно пьезокристаллами модулировать положение образцового зеркала. Такой путь перспективен, но распространения пока не получил.

Наиболее простым и радикальным путем определения знака порядка интерференции нам представляется следующий путь. На образцовом зеркале выполнить узкие канавки вдоль двух взаимно перпендикулярных диаметров глубиной порядка $\lambda/8$. Тогда на интерферограммах будут видны в местах пересечения этих канавок с полосами или кольцами загибы в виде стрелок, которые указывают направление возрастания производной нормального профиля. Это решает проблему определения знака порядка интерференции, а сам порядок, как это рекомендуется в литературе (см. [Борн и Вольф, 1973]), можно определить по систематическому изменению расстояния между полосами.

Наконец, последняя особенность расшифровки интерферограмм, которую упоминают исследователи 6-м зеркала, заключается в выборе общей сферы сравнения для всех нормальных профилей. Из-за вибраций анализ интерферограмм, полученных при настройке на полосы равной ширины, невозможен, поскольку такие интерферограммы содержат информацию только о производных нормальных уклонений в одном направлении. При перестройке интерферометра на другое направление полос сфера сравнения оказывается другой, а связь этой новой сферы сравнения со старой теряется. Анализ интерферограммы, настроенной на бесконечно широкую полосу, свободен от этого недостатка. Однако после получения нормальных разрезов необходим их пересчет с помощью

теоремы смещения [Ивон, 1939; Борн и Вольф, 1973], иначе результаты контроля оказываются невоспроизводимыми, а сравнение с результатами, полученными другими методами контроля, — невозможным.

4. Автоматизация измерений интерферограмм

Одно из важнейших требований к методам контроля астрономических оптических поверхностей — оперативность. Это означает, что на процедуру контроля должно уходить как можно меньше времени. Путь повышения оперативности — применение ЭВМ для ввода информации, ее обработки и представления результатов. Этот вопрос изучался рядом зарубежных авторов [Berggren, 1970; Mullerlyn, 1969; Dew, 1964; Dutton e. a., 1968; Jones e. a., 1968], а также рассматривался в отечественной литературе [Гришин и др., 1976]. Известные методы автоматизации позволяют ввести в память ЭВМ 10^4 — 10^5 отсчетов с поля интерферограммы, обработать эти измерения и представить в удобной форме результаты за время порядка 10 мин.

Проблема ввода в ЭВМ плоского фотометрического поля имеет отношение не только к интерферометрическому методу контроля, а ко всем без исключения методам контроля астрономической оптики. Теневая картина, получаемая методом Фуко — Филбера, для ускорения ее обработки должна быть введена в ЭВМ, и первая разработка такой процедуры выполнена Вилсоном [Wilson, 1975]. В этом случае исходной информацией является потенциальный рельеф на сигнальной пластине телевизионной передающей трубки, который считывается электронным лучом, образуя аналоговый сигнал. В методе Гартманна возникает необходимость позиционных измерений, так как основной информацией, подлежащей обработке, являются координаты центров пятен на снимке Гартманна. Но совокупность пятен на снимке образует фотометрическое поле, и задачу определения координат можно свести к задаче определения фотометрических центров области пятен, как это сделано в работе Чебана и др. [1979]. Авторы предлагают выполнить построичное фотометрирование снимка Гартманна и построичную обработку этого фотометрического поля с целью определения координат центров пятен.

Распределению энергии в фокальной плоскости телескопа также является плоским фотометрическим полем. Здесь также возможно применение любых методов ввода в ЭВМ, которые развиты для анализа интерферограмм.

Методы ввода плоской фотометрической картины можно классифицировать по трем признакам. На рис. 49 приведена схема такой классификации. По полноте вводимой информации методы можно разделить на два типа: ввод всего фотометрического поля и ввод только особых точек фотометрического поля. Например, можно ввести в ЭВМ всю интерферограмму, а можно ввести только

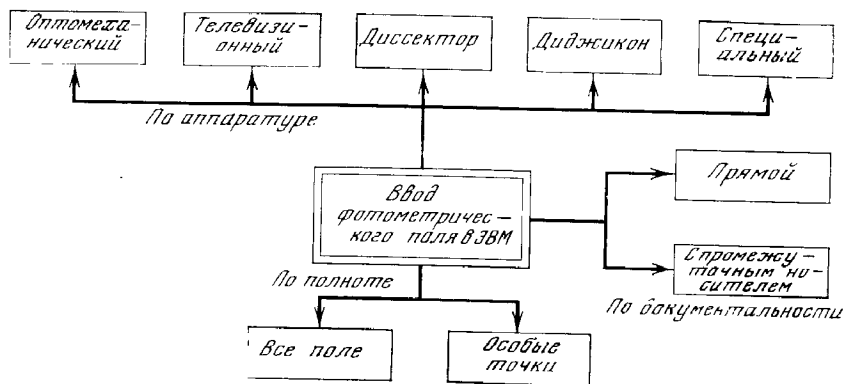


Рис. 49. Классификация методов ввода фотометрического поля в память ЭВМ

координаты максимумов интерференционных полос. Преимущество первого подхода — полнота информации, что позволяет использовать разнообразные способы ее обработки, недостаток — требование большого объема памяти у ЭВМ. Если вводятся только особые точки интерферограммы, то экономится память ЭВМ, но ограничивается набор алгоритмов обработки информации.

Следующий признак, по которому можно разделить способы ввода плоской картины в ЭВМ, — документальность ввода. Здесь методы можно разделить на два типа: с использованием промежуточного носителя и прямой ввод. В первом случае интерферограмма сначала записывается на документ, роль которого может играть фотопластинка, магнитная лента и т. д. Этот документ подлежит сохранению, что позволяет его многократно обрабатывать, а кроме того — считывается в память ЭВМ. В случае прямого ввода фотометрическое поле вводится с помощью некоторого незапоминающего приемника сразу в память ЭВМ. Недостаток второго способа очевиден — невозможность дополнительной обработки, преимущество — повышение скорости ввода. Если ввод всего фотометрического поля имеет явное преимущество перед вводом только особых точек интерферограммы, то по документальности нельзя выделить только один из методов. Необходимо так организовать ввод, чтобы имелась и возможность быстрого ввода, и возможность сохранить само фотометрическое поле в виде документа.

Далее возможно разделить методы ввода в ЭВМ по используемым техническим средствам. Назовем основные из них (см. рис. 49), одновременно указывая на конкретные реализации того или иного аппаратурного решения.

В работе Дью [Dew, 1964] предлагается измерять координаты центров интерференционных полос следующим образом. Картина проектируется на плоскость, на которой расположены

рядом два фотодиода на подвижной каретке. При перемещении каретки возможен отсчет координат. При расположении фотодиодов симметрично относительно середины полосы фиксируются координаты, которые затем вводятся в ЭВМ. Средняя ошибка такого метода составляет 0,004 ширины полосы. По нашей классификации (см. рис. 49) метод Дью по полноте информации относится к типу ввода особых точек, по документальности — к прямому вводу, а по аппаратурному решению — к специальной системе.

Если интерферограмма получена на фотопластинке или фотопленке, то ввод в ЭВМ возможен с помощью стандартной системы ФТОСЧАН [Dutton e. a., 1968]. Прибор осуществляет построчное фотометрическое сканирование фотоносителя с одновременным занесением информации и в оперативную память ЭВМ и на магнитную ленту. Этим методом считается все поле, используется промежуточный носитель, что обеспечивает документальность, а по типу аппаратуры метод является оптомеханическим. Метод обеспечивает точность контроля формы поверхности не хуже $\lambda/100$.

Оптомеханический метод реализован также Джонсом и др. [Jones e. a., 1968], но с использованием прямого ввода в ЭВМ.

Применение диодной матрицы диссектора размером 32×32 элемента для ввода интерференционной картины в ЭВМ описано в работе Бунинга и др. [Bunning, 1974]. Одновременно картина видна на экране видеоконтрольного устройства. Для получения интерференции используется схема Тваймана — Грина, образцовое зеркало установлено на пьезоэлементе. Модуляция опорного пучка позволяет значительно повысить точность прибора.

5. Автоматизированная обработка интерферограмм

Способ редукции интерферограмм критически зависит от типа использованного интерферометра и от его настройки. По этой причине невозможно обойтись какой-либо одной программой. Для обработки интерферограммы фирма АЙТЕК создала пакет, состоящий из 60 программ общим объемом 12000 операторов на ФОРТРАНе.

Рассмотрим процедуру расшифровки интерферограмм. Для определенности будем считать, что интерферограмма получена с помощью интерферометра Тваймана — Грина. Основное уравнение, подлежащее решению, имеет вид

$$h(X, Y) = a(x, y) \lambda / 2b(x, y) \cos i, \quad (115)$$

где h — нормальное уклонение исследуемой поверхности в точке с координатами X, Y ; a — стрелка прогиба полосы на интерферограмме в месте, соответствующем координатам X, Y на зеркале, но относящаяся к координатам x, y на интерферограмме; λ — длина волны лазера, b — расстояние между полосами, i —

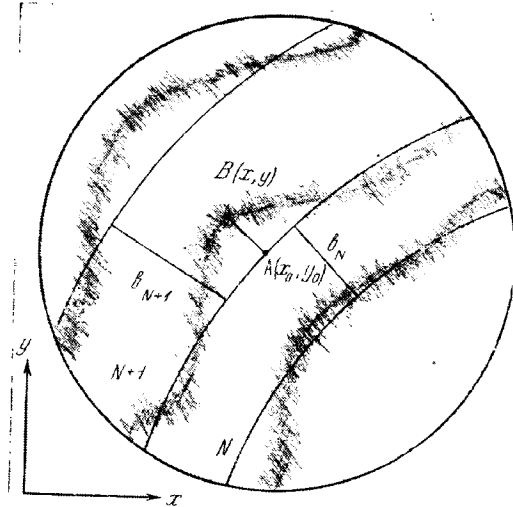


Рис. 50. Схема расшифровки интерферограмм

В (x, y) — центр интерференционной полосы, А (x_0, y_0) — точка на интерференционной полосе для идеального зеркала, b — расстояния между полосами для идеального зеркала, $N, N + 1$ — порядок интерференции. Система координат выбрана так, чтобы интерферограмма оказалась в первом квадранте

угол падения лучей на исследуемую поверхность. В нашем случае лучи падают нормально, а потому $\cos i = 1$.

Стрелка прогиба полос на интерферограмме в линейном приближении задается выражением

$$a(x, y) = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^{1/2}. \quad (116)$$

Здесь координаты x, y относятся к центру интерференционной полосы, а x_0, y_0 — соответствующие координаты центра полосы для идеального зеркала. На рис. 50 схематически показана интерферограмма, подлежащая расшифровке. Точка В — середина полосы, точка А — середина полосы для идеального зеркала. Величина a представляет собой длину перпендикуляра, опущенного из точки В на полосу для идеального зеркала.

Положение полос для идеального зеркала может быть записано в виде

$$A + Bx + Cy + D(x^2 + y^2) - \lambda N = 0. \quad (117)$$

Здесь A, B, C, D и N — параметры, подлежащие определению методом наименьших квадратов. Однако для реализации метода необходимо задать их предварительные значения. Величину и знак N можно определить для какой-либо определенной полосы в процессе настройки интерферометра. Приближенные значения остальных параметров можно найти, выбрав на одной из полос четыре точки с максимальным расстоянием между ними и решая уравнение (117) для четырех неизвестных параметров.

Систему координат центров наблюдаемых полос x, y можно получить с помощью теории фильтрации. Систему величин b получаем интерполированием двух соседних значений.

Рассмотрим укрупненную блок-схему обработки интерферограмм, представленную на рис. 51. Программа имеет два входа: Начало 1 для случая, когда вводится все фотометрическое поле, и Начало 2 для случая, когда вводятся координаты центров полос. В первом случае обработка начинается с процедуры фильтрации шумов с целью определения положения максимумов полос.

Можно использовать и положения минимумов интерференционной картины, а в общем случае — непрерывное вычисление фазы. Здесь мы ограничимся алгоритмом, в котором для анализа используются только положения максимумов полос.

Блок 2 решает следующие задачи: определяет внешнюю границу интерферограммы, ее радиус и координаты центра; у астрономических зеркал часто имеется отверстие в центре, в связи с чем возникает необходимость определить и внутреннюю границу интерферограммы; определение других начальных параметров включает определение знака и величины порядка интерференции для каждой из полос и начальные значения констант A, B, C и D по четырем измерениям одной из полос.

Блок 3 уточняет параметры A, B, C и D методом наименьших квадратов. Этот процесс циклический, т. е. выполняется последовательными приближениями.

Задача определения системы нормальных уклонов с помощью уравнений типа (116) и (115) решается в блоке 4. В простейшем случае из точки, представляющей центр полосы, опускается перпендикуляр к кривой, описывающей несмещенную полосу. Длина этого перпендикуляра, нормированная к ширине полосы (см. рис. 50), и есть нормальное уклонение.

Совокупность нормальных уклонов необходимо привести к удобному для представления виду. Эта процедура выполняется блоком 5, который образует нормальные уклонения в виде квадратной сетки, что является наиболее удобной формой для даль-

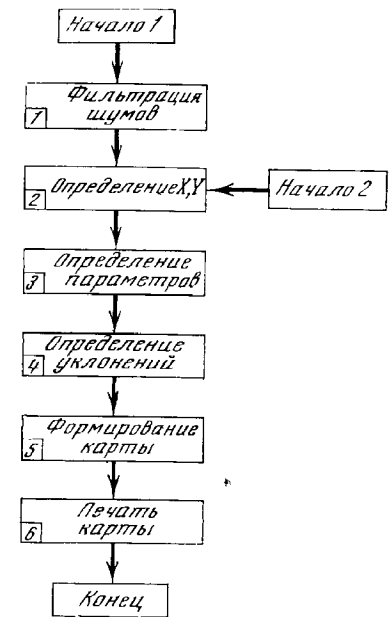


Рис. 51. Укрупненная блок-схема обработки интерферограмм с помощью ЭВМ

Начало 1 — при вводе всего фотометрического поля, начало 2 — при вводе координат центров полос. Величины X, Y — координаты центров полос

нейшего использования. В частности, эта информация может быть использована в автоматизированном технологическом процессе с целью дальнейшего улучшения формы оптической поверхности.

Блок 6 представляет результаты контроля в удобном для оператора виде: либо в виде изолиний, либо в виде таблицы, либо на экране электронно-лучевой трубки.

Мы рассмотрели один из наиболее простых алгоритмов обработки интерферограмм. Более подробные и более сложные алгоритмы приведены в работе Бунига и др. [Bunning, 1974], Дью [Dew, 1964] и в монографии Гришина и др. [1976].

Заключение

Методы исследования астрономической оптики, основанные на автоматизации получения исходных данных и их обработки, — сравнительно молодая наука. Автоматизация редукиции стала возможной только с 50-х годов нашего века, а освоение лазерной техники открыло возможности для неравноплечих интерферометров только в 60-х годах.

Среди существующих методов недостает самого главного — метода, позволяющего с большой точностью контролировать форму оптической поверхности в процессе ее изготовления. Такой метод открыл бы возможности создания полностью автоматической технологии производства крупной оптики. Возможно, путь решения проблемы заключается в коренном изменении и технологического процесса изготовления, и принципов контроля.

В ближайшем будущем следует ожидать еще большего роста требований к точности контроля формы поверхности астрономических зеркал. На повестке дня — строительство лунной обсерватории. Для телескопа, установленного на Луне, единственным ограничением по угловому разрешению является качество оптической поверхности и дифракционный предел. С поверхности Земли реализации такого разрешения мешает нестабильность земной атмосферы. Трудно представить, какие открытия ждут астрономов, имеющих в своем распоряжении телескоп, обеспечивающий разрешение, исчисляемое сотыми долями секунды.

Приложение 1

ПРОГРАММА HART2

1. *Назначение.* Программа предназначена для исследования формы оптической поверхности по двум взаимно перпендикулярным направлениям.

2. *Область применения.* Возможно исследование вогнутых сферических, параболических, гиперболических и эллиптических зеркал любых диаметров без отверстия в центре.

3. *Ограничения.* Оба диаметра на диафрагме Гартманна должны проходить через центр детали. Массив исходных измерений не должен содержать промахов.

4. *Процесс измерений* снимка Гартманна строго регламентирован. Диафрагма имеет контрольное отверстие в первом квадранте. Зафокальная пластинка устанавливается так, чтобы контрольное пятно оказалось во втором квадранте. Эмульсия — вверх. Измерения вдоль оси X выполняются слева направо, отсчеты должны при этом уменьшаться. Измерения вдоль оси Y выполняются сверху вниз, и при этом отсчеты должны увеличиваться.

5. *Подготовка данных.* Перфолента с измеренными координатами центров пятен готовится на телетайпе в свободном формате. Сначала перфорируется массив X, а затем Y. Вначале набиваются 5—6 кодов цифрового регистра, после массивов X и Y набиваются символы $\langle \equiv$ (возврат каретки, перевод строки). В случае необходимости перевести строку посреди массива необходимо перфорировать три символа: $\langle \equiv$. Каждая координата перфорируется в виде: миллиметры, точка, микроны. Ниже приведен пример исходных данных.

28.314, 27.74, 27.086, 26.44, 25.784, 25.169, 24.571, 23.92/23.286, 22.654, 22.037.

6. *Инструкция оператору.* С помощью абсолютного загрузчика ввести программу HART2 в ЭВМ. Для чего установить перфоленту с двоичной программой в фотосчитыватель (три дорожки к себе), набрать на клавишном регистре код 17700, отжать клавишу ЗАЩ.ЗУ, нажать клавиши АДРЕС, СБРОС, ПУСК. После ввода программы нажать клавишу ЗАЩ.ЗУ, набрать на клавишном регистре 2, нажать клавиши АДРЕС, СБРОС, ПУСК.

С телетайпа вводятся исходные данные в свободном формате: дата, номер зеркала, номер пластинки, количество отверстий на диаметре диафрагмы, расстояние между центрами соседних от-

верстей на диафрагме, радиус кривизны параксиальной зоны зеркала, расстояние от центра кривизны до фотопластинки, квадрат эксцентриситета зеркала. Ввод данных заканчивается нажатием символов $\langle \equiv \rangle$. ЭВМ распечатывает данные на телетайпе и останавливается.

Г Вставляем в фотосчитыватель перфоленту с измерениями снимка Гартманна, нажимаем клавишу ПУСК. ЭВМ распечатывает измерения, выполняет вычисления и распечатывает их на телетайпе, выдает сообщение ВКЛЮЧИТЕ ПЕРФОРАТОР И НАЖМИТЕ ПУСК.

Если необходимо получить перфоленту с нормальными уклонами, которую использует программа PRES5 для вычисления технологического режима, нужно нажать ПУСК — и будет выдана перфолента.

FTN,L,B,

```

PROGRAM HART2
DIMENSION X(3)
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,XM(21),YM(21),DX(21),DY(21)
C      ВВОД — ВЫВОД НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ
CALL INPUT
C      ФОРМИРОВАНИЕ И РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ НОРМАЛЬНЫХ
C      УРАВНЕНИЙ
1 CALL SYST(X)
C      ПРИСВОЕНИЕ ПАРАМЕТРАМ УТОЧНЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ
XC=XC+X(1)
YC=YC+X(2)
T=T+X(3)
C      ЕСЛИ ПОПРАВКИ ПАРАМЕТРОВ БОЛЬШЕ 1/2МММ,
C      ТО ПРОВОДИТСЯ ДАЛЬНЕЙШЕЕ УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ.
C      ИНАЧЕ ПЕРЕХОДИМ К ВЫЧИСЛЕНИЮ ПОПЕРЕЧНЫХ
C      АБЕРРАЦИЙ
C      И ПРОФИЛЕЙ ПОВЕРХНОСТИ
DO 2 I=1,3
IF(ABS(X(I))-0.0005)2,1
2 CONTINUE
C      ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ АБЕРРАЦИЙ
CALL ABER
C      РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В КРУЖКЕ РАССЕЯНИЯ
CALL CON
C      ВЫЧИСЛЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ
CALL PROF
END
END'D

```

FTN,L,B,

```

SUBROUTINE INPUT
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,X(21),Y(21),DX(21),DY(21)

```

```

C      ВВОД ДАТЫ,НОМЕРА ЗЕРКАЛА,НОМЕРА ПЛАСТИНКИ,
C      КОЛИЧЕСТВА ОТВЕРСТИЙ НА ДИАМЕТРЕ ДИАФРАГМЫ,
C      БАЗИСА ДИАФРАГМЫ(РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ЦЕНТРАМИ
C      ОТВЕРСТИЙ),
C      РАДИУСА КРИВИЗНЫ ИССЛЕДУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ,
C      РАССТОЯНИЯ ОТ ЦЕНТРА КРИВИЗНЫ ДО ФОТОПЛАСТИНКИ
C      И КВАДРАТА ЭКЦЕНТРИСИТЕТА ИССЛЕДУЕМОЙ ПОВЕРХ-
C      НОСТИ

```

```

READ(1,?) NDAY,NMON, NYEAR,NMIR,NPLAT,KT,BS,R,T,E
WRITE(6,100) NDAY,NMON,NYEAR,NMIR,NPLAT,KT,BS,R,T,E
PAUSE

```

```

C      ВВОД ИЗМЕРЕННЫХ КООРДИНАТ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОМУ
C      ДИАМЕТРУ

```

```

READ(5,?) (X(I),I=1,KT)

```

```

C      ВВОД ИЗМЕРЕННЫХ КООРДИНАТ ПО ВЕРТИКАЛЬНОМУ
C      ДИАМЕТРУ

```

```

READ(5,?) (Y(I),I=1,KT)

```

```

100 FORMAT(10/"ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ПО ДВУМ ДИАМЕТ-
+ РАМ"/

```

```

+ "(ВАРИАНТ ПРОГРАММЫ HART2 21.VII.1976"//

```

```

+ "ДАТА",13,".",12,".",14/

```

```

+ "ЗЕРКАЛО",17/"ПЛАСТИНКА",15/

```

```

+ "KT=",12/"BS=",F9.3/"R=",F9.3/"T=",F9.3/"E=",F9.3)

```

```

WRITE(6,101) ((X(I),Y(I)),I=1,KT)

```

```

101 FORMAT("ИЗМЕРЕННЫЕ КООРДИНАТЫ (В ММ)"/

```

```

+ " X Y"/(F8.3,F10.3))

```

```

C      ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРА КООРДИНАТ

```

```

XC=0.0

```

```

YC=0.0

```

```

DO 1 I=1,KT

```

```

XC=XC+X(I)

```

```

1 YC=YC+Y(I)

```

```

XC=XC/FLOAT(KT)

```

```

YC=YC/FLOAT(KT)

```

```

RETURN

```

```

END

```

```

END'D

```

FTN,L,B,

```

SUBROUTINE THEOR(I,DXO,DYO,J)

```

```

COMMON KT,NC,BS,R,T,E,XC,YC,X(21),Y(21),DX(21),DY(21)

```

```

C      РАДИУС—ВЕКТОР ОТВЕРСТИЯ ДИАФРАГМЫ НА ЗЕРКАЛЕ
RM=BS*FLOAT(NC-1)

```

```

C=C/RM/R

```

```

S=(C*E)??3

```

```

C      РАДИУС—ВЕКТОР ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТВЕРСТИЯ ДИАФРАГ-
C      МЫ НА ФОТОПЛАСТИНКЕ

```

```

RPLAT=C*T-S*(0.5*RM*C+R+T)

```



```

C   ПОПЕРЕЧНЫЕ АБЕРРАЦИИ
    DXO=X(I)-(XC+RPLAT)
    DYO=Y(I)-(YC-RPLAT)
C   ПРОИЗВОДНЫЕ ОТ КООРДИНАТ ПО РАССТОЯНИЮ ОТ Ц/
C   КРИВИЗНЫ ДО Ф/П
    IF(J)2,2,1
1   DX(3)=C-S
    DY(3)=-DX(3)
2   RETURN
    END
    END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE SYST(X)
DIMENSION A(3,3),B(3),X(3),Y(3)
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,XM(21),YM(21),DX(21),DY(21)
C   ФОРМИРОВАНИЕ НОРМАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ
    KP=3
    NC=(KT+1)/2
    C=FLOAT((KT-1)/2)
    DX(1)=1.0
    DX(2)=0.0
    DY(1)=0.0
    DY(2)=1.0
    DO 1 I=1,KP
    B(I)=.0
    DO 1 K=1,KP
1   A(I,K)=.0
    DO 5 M=1,KP
    DO 5 N=1,KP
    DO 5 I=1,KT
    CALL THEOR(I,DXO,DYO,1)
    P=SQRT(FLOAT(IABS(I-NC))/C)
    A(M,N)=(DX(M)*DX(N)+DY(M)*DY(N))*P+A(M,N)
    IF(N-1)4,4,5
4   B(M)=(DXO*DX(M)+DYO*DY(M))*P+B(M)
5   CONTINUE
C   РЕШЕНИЕ НОРМАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ МЕТОДОМ НЕКРАСОВА
    DO 11 I=1,KP
    X(I)=0.0
11  Y(I)=0.0
12  DO 15 I=1,KP
    X(I)=B(I)
    DO 14 K=1,KP
    IF(I-K)13,14,13
13  X(I)=X(I)-A(I,K)*X(K)
14  CONTINUE

```

```

15  X(I)=X(I)/A(I,I)
    DO 18 K=1,KP
    IF (ABS(Y(K)-X(K))-0.0001)18,18,16
16  DO 17 I=1,KP
17  Y(I)=X(I)
    GO TO 12
18  CONTINUE
    RETURN
    END
    END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE ABER
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,X(21),Y(21),DX(21),DY(21)
C   ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ АБЕРРАЦИЙ (В МКМ)
    DO 5 I=1,KT
    CALL THEOR(I,DXO,DYO,0)
    DX(I)=1000.0*DYO*(R/(R+T))
5   DY(I)=1000.0*DXO*(R/(R+T))
C   СР.КВ. ПОПЕРЕЧНАЯ АБЕРРАЦИЯ (В МКМ)
    AB=0.0
    DO 6 I=1,KT
6   AB=-DX(I)**2+DY(I)**2+AB
    AB=SQRT(AB/FLOAT(2*KT-1))
C   ПОСТОЯННАЯ ГАРТМАНА (В СЕК)
    HART=206.265*AB/R
    WRITE(6,101)XC,YC,T
    WRITE(6,102)AB
    WRITE(6,103)HART
101  FORMAT("ЦЕНТР КООРДИНАТ ГАРТМАННОГРАММЫ (В ММ)/
    +F9.4,F11.4/
    +"РАССТОЯНИЕ ОТ ЦЕНТРА КРИВИЗНЫ ДО ФОТОПЛАС-
    +ТИНКИ"/F8.3)
102  FORMAT("СР.КВ.ПОПЕРЕЧНАЯ АБЕРРАЦИЯ (В МКМ)/F8.2)
103  FORMAT("ПОСТОЯННАЯ ГАРТМАНА (В СЕК)/F8.2)
    RETURN
    END
    END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE CON
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,X(21),Y(21),DX(21),DY(21)
100  FORMAT("КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭНЕРГИИ В КРУЖКЕ РАССЯ-
    +НИЯ"/
    +" БЕЗ УЧЕТА ДИФРАКЦИИ(В ПРОЦЕНТАХ)"/
    +"D(MKM) CON")
    NC=(KT+1)/2

```

```

DO 5 J=1,50
D=10.0?FLOAT(J)
L=0
M=0
N=0
DO 4 I=1,KT
K=IABS(I-NC)
L=L+2?K
IF(ABS(DX(I))-0.5?D)1,1,2
1 M=M+K
2 IF(ABS(DY(I))-0.5?D)3,3,4
3 N=N+K
4 CONTINUE
C=FLOAT((M+N)?100)/FLOAT(L)
WRITE(6,101)D,C
101 FORMAT(2F7.4)
IF (C-99.0)5,6,6
5 CONTINUE
6 RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE PROF
DIMENSION HX(21),HY(21),H(10),DH(10),HPRES(4,11)
COMMON KT,BS,R,T,E,XC,YC,X(21),Y(21),DX(21),DY(21)
C ВЫЧИСЛЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ (В МКМ)
HXO=.0
HYO=.0
NC=(KT+1)/2
A=BS/(4.0?R)
DO 7 I=1,KT
C=DX(I)?A
S=DY(I)?A
HX(I)=HXO-C
HY(I)=HYO+S
HXO=HXO-2.0?C
7 HYO=HYO+2.0?S
C УВЯЗКА ПРОФИЛЕЙ МЕЖДУ СОБОЙ
C=HX(NC)
S=HY(NC)
DO 8 I=1,KT
HX(I)=HX(I)-C
8 HY(I)=HY(I)+S
C СР. КВ. УКЛОНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ (В МКМ)
C=.0
DO 9 I=1,KT
9 C=HX(I)+HY(I)+C

```

```

C=C/FLOAT(2?KT)
S=.0
DO 10 I=1,KT
10 S=(HX(I)-C)??2+(HY(I)-C)??2+S
DHO=SQRT(S/FLOAT(2?KT-1))
C МАХ. АМПЛИТУДА ПРОФИЛЕЙ
HMIN=.0
HMAX=.0
DO 27 I=1,KT
IF (HMAX-HX(I))20,21,21
20 HMAX=HX(I)
21 IF (HMAX-HY(I))22,23,23
22 HMAX=HY(I)
23 IF (HMIN-HX(I))25,24,24
24 HMIN=HX(I)
25 IF (HMIN-HY(I))27,27,26
26 HMIN=HY(I)
27 CONTINUE
DHMAX=ABS(HMAX-HMIN)
C ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ПРОФИЛЯ
N=NC-1
DO 11 I=1,N
J=NC-1
K=KT+1-I
11 H(J)=(HX(I)+HX(K)+HY(I)+HY(K))/4.0
C СР.КВ.ОШИБКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕГО ПРОФИЛЯ
S=.0
DO 12 I=1,N
J=NC-1
K=KT+1-I
C=(HX(I)-H(J))??2+(HY(I)-H(J))??2+
+(HX(K)-H(J))??2+(HY(K)-H(J))??2
DH(J)=SQRT(C/3.0)
12 S=C+S
S=SQRT(S/FLOAT(2?KT-3))
C МАХ. И MIN. СРЕДНЕГО ПРОФИЛЯ
HMIN=.0
HMAX=.0
DO 16 I=1,N
IF (HMAX-H(I))13,14,14
13 HMAX=H(I)
14 IF (HMIN-H(I))16,15,15
15 HMIN=H(I)
16 CONTINUE
WRITE(6,101) (DX(I),DY(I),HX(I),HY(I),I=1,KT)
WRITE(6,102) DHO
WRITE(6,103) DHMAX
WRITE(6,104) ((I,H(I),DH(I)),I=1,N)

```

```

101 FORMAT("АБЕРРАЦИИ (В МКМ) ПРОФИЛИ (В МКМ)"/
+" DX DY HX HY" /
+(F7.1,F9.1,F15.2,F9.2))
102 FORMAT("СР.КВ.УКЛОНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ (В МКМ)"/F8.2)
103 FORMAT("МАХ.АМПЛИТУДА ПРОФИЛЕЙ (В МКМ)"/F8.2)
104 FORMAT("СРЕДНИЙ ПРОФИЛЬ И ЕГО СР.КВ.ОШИБКИ"/
+"N H DH"/
+"0 .00 .00"/(I2,F9.2,F8.2))
C
ОБЩИЙ ВЫВОД О ФОРМЕ ПОВЕРХНОСТИ
IF (ABS(HMAX-HMIN)-3.0?S)17,17,18
17 WRITE(6,200)
GO TO 19
18 WRITE(6,201)
200 FORMAT("/ЛОКАЛЬНЫЕ ОШИБКИ ПРЕВОСХОДЯТ ЗОНАЛЬ-
+НЫЕ"/)
201 FORMAT("/ЛОКАЛЬНЫЕ ОШИБКИ МАЛЫ ПО СРАВНЕНИЮ
+С ЗОНАЛЬНЫМИ"/)
C
ВЫВОД НОРМАЛЬНЫХ УКЛОНЕНИЙ ДЛЯ PRES3
19 DO 30 I=1,NC
J=NC+1-I
HPRES(1,J)=HX(I)
HPRES(2,J)=HY(I)
J=N+I
HPRES(3,I)=HX(J)
30 HPRES(4,I)=HY(J)
WRITE(6,400)
400 FORMAT("МАССИВ НОРМАЛЬНЫХ УКЛОНЕНИЙ ДЛЯ PRES3")
WRITE(6,300)((HPRES(I,J),J=1,NC),I=1,4)
300 FORMAT(5F12.3,"/")
WRITE(6,500)
500 FORMAT("ВКЛЮЧИТЕ ПЕРФОРАТОР И НАЖМИТЕ ПУСК")
PAUSE
WRITE(4,300)((HPRES(I,J),J=1,NC),I=1,4)
RETURN
END
END'D

```

Приложение 2

ПРОГРАММА HART3

Комплекс программ HART3/MAP1 предназначен для редукции измерений полноразмерных снимков Гартманна с расположением отверстий на диафрагме в узлах квадратной сетки.

Программа HART3, используя измеренные координаты центров пятен, уточняет методом наименьших квадратов четыре параметра: координаты центра гартманнограммы x_c и y_c , угол между осями гартманнограммы и осями измерительного прибора FI , а также расстояние от центра кривизны до фотопластинки T .

Программа MAP1, используя данные, полученные программой HART3, строит карту нормальных уклонений и вычисляет распределение энергии в пятне рассеяния. Карта нормальных уклонений выдается также на перфоленту с целью использования для управления технологическим процессом.

Программы позволяют исследовать сферические, параболические, гиперболические и эллиптические вогнутые зеркала. Возможно наличие центрального отверстия. В случае наличия промахов в исходных данных эти измерения отбрасываются по критерию 3σ .

После ввода перфоленты с двоичной программой (пусковой адрес 2) с телетайпа вводятся начальные данные: дата, номер зеркала, номер пластинки, количество отверстий на диафрагме (на диаметре), базис диафрагмы, радиус кривизны зеркала, расстояние от центра кривизны до фотопластинки, квадрат эксцентриситета исследуемой поверхности, число 0 или 1; если вводится 1, то печатается массив измеренных координат, если — 0, то печать массива координат не проводится.

Ниже приведен пример начальных данных:

Дата	Номер зеркала	Номер пластинки	Количество отверстий на диаметре диафрагмы	Базис диафрагмы	Радиус кривизны зеркала	Расстояние от центра кривизны до фотопластинки	Квадрат эксцентриситета	Признак вывода массива координат на печать
14.6, 1977,	6,	246,	19,	15.0,	2390.7,	100.0,	1.0,	0

После ввода этих данных происходит их печать на телетайпе и останов ЭВМ. Необходимо поставить на фотосчитыватель перфоленту с массивом измеренных координат (в свободном формате) и нажать кнопку «ПУСК».

После окончания счета на печать выдаются окончательные значения параметров: x_c , y_c — координаты центра гартманнограммы, FI — угол, характеризующий ориентацию фотопластинки, и величины, характеризующие качество изображения: среднеквадратичную поперечную абберрацию, постоянную Гартманна, точечную диаграмму.

Программа MAP1

Программа вводится с помощью абсолютного загрузчика и запускается с адреса 2. С телетайпа вводятся следующие данные: дата, номер зеркала, номер пластинки, количество отверстий на диаметре диафрагмы, базис диафрагмы, радиус исследуемой поверхности, координаты центра гартманнограммы, угол, характеризующий ориентацию фотопластинки, среднеквадратичная поперечная абберация, масштаб карты нормальных уклонений, равный 100,0 или 1000,0. Если вводится 100,0, то карта нормальных уклонений строится в сотых долях мкм, если 1000,0, то в тысячных долях мкм.

Ниже приведен пример начальных данных.

После ввода данных производится печать этих данных на телетайпе и ЭВМ останавливается. Установить на перфосчитыватель массивы измеренных координат и нажать кнопку «ПУСК». Пример начальных данных:

Дата	Номер зеркала	Номер пластинки	Количество отверстий на диаметре диафрагмы	Базис диафрагмы	Радиус кривизны зеркала	Расстояние от центра кривизны до фотопластинки	Квадрат эксцентриситета
14.6.1977	6	246	19	15.0	2390.0	103.8598	0.0
11.06206	8.08524	0.01634	16.2	100.0			
					Масштаб построения карты	Среднеквадратичная поперечная абберация	Угол ориентации пластинки
							Координаты центра гартманнограммы

После окончания счета на печать выдаются: среднеквадратичное уклонение поверхности, среднеквадратичная ошибка построения карты нормальных уклонений (в целом), среднеквадратичные ошибки построения карты нормальных уклонений по зонам, карта нормальных уклонений.

После этого ЭВМ останавливается. Если необходимо получить массив нормальных уклонений на перфоленту, то надо включить перфоратор и нажать клавишу «ПУСК».

Измерение гартманнограммы на микроскопе

Программы HART3/MAP1 требуют определенного порядка измерения гартманнограмм. При получении снимка Гартманна диафрагма устанавливается зенковкой от зеркала, а контрольное отверстие — справа (в первом квадранте). При этом подпись на диафрагме оказывается вверх. При измерении на УИМ-21 необходимо пластинку класть эмульсией вверх и ориентировать так, чтобы контрольное отверстие находилось во втором квадранте, возле горизонтального диаметра. Измерения проводятся по строкам (рядам) слева направо и сверху вниз (как читается книга). При измерениях на других микроскопах необходимо обратить внимание на то, что у них система координат может отличаться от системы УИМ-21. Поэтому пластинку необходимо измерять таким образом, чтобы при переходе от точки к точке по строке координата X уменьшалась, а при переходе от строки к строке координата Y возрастала. Это условие является обязательным для программ HART3/MAP1. При этом пластинку нужно ориентировать так, чтобы контрольное отверстие находилось в IV квадранте соответствующей системы координат. При нарушении этого правила полученная карта поверхности может быть зеркально отраженной по отношению к реальной карте поверхности.

Перфорация массивов координат

Массивы координат перфорируются на телетайпе с перфоратором в свободном формате. Ввиду малого объема оперативной памяти массивы координат перфорируются в виде целых чисел в мкм, так как реальные измерения имеют вид XX.YYY (мм), то необходимо от измеренных координат вычесть некоторую константу, так чтобы все координаты лежали в пределах $1 \div 31\,998$ мкм. При перфорации координаты отделяются друг от друга запятой, перед возвратом и переводом каретки необходимо ставить символ / (косая черта). Так как массив координат должен представлять собой квадратную матрицу, в каждой строке которой должно быть равное количество чисел — координат отверстий, то координатам отверстий, которые отсутствуют, присваивается на гартманнограмме значение 32 000. Вначале перфорируются координаты X, а затем массив координат Y (см. пример).

В конце массивов перфорируется признак конца массива: (возврат каретки и перевод строки). Каждая из программ HART3 и MAP1 работает от 20 мин до 1 ч в зависимости от сложности оптической поверхности.

Пример перфорации массива координат
32000, 32000, 32000, 32000, 32000, 32000, 25671, 24991, 24305, 23623/

```

FTN,L,B
PROGRAM HART3
C   ВАРИАНТ 21.X.1976
COMMON I,K,KT,NC,MAX,N,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+MX(21,21),MY(21,21),A(4,4),B(4),X(4),Y(4)
C   ВВОД — ВЫВОД ИСХОДНЫХ ДАННЫХ
CALL INOUT
C   СР.КВ.ПОПЕРЕЧНАЯ АБЕРРАЦИЯ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ ЗНА-
C   ЧЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ
CALL ABER
SO=C
C   ОТБРАКОВКА ГРУБЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ОШИБОК ПЕРФОРА-
C   ЦИИ
CALL SEL
C   ФОРМИРОВАНИЕ И РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ НОРМАЛЬНЫХ
C   УРАВНЕНИЙ
1  CALL SYST
C   ПРИСВОЕНИЕ ПАРАМЕТРАМ УТОЧНЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ
XC=XC+X(1)
YC=YC+X(2)
FI=FI+X(3)
T=T+X(4)
N=0
CALL ABER
IF(C-SO)3,4
3  N=1
SO=C
C   ОТБРАКОВКА ГРУБЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ОШИБОК ПЕРФОРА-
C   ЦИИ
4  CALL SEL
CALL ABER
IF(C-SO)5,6
5  N=1
SO=C
C   ЕСЛИ УТОЧНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДАЮТ
C   МЕНЬШЕЕ ЗНАЧЕНИЕ
C   СР.КВ.ПОПЕРЕЧНОЙ АБЕРРАЦИИ (N=1), ТО ПРОВОДИТСЯ
C   ДАЛЬНЕЙШЕЕ
C   УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ, ИНАЧЕ (N=0) УТОЧНЕНИЕ
C   ПАРАМЕТРОВ
C   ЗАКАНЧИВАЕТСЯ. ЭТИ ПАРАМЕТРЫ ВЫДАЮТСЯ НА ПЕ-
C   ЧАТЬ И СЛУЖАТ ИСХОДНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ ОЦЕНКИ
C   КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТИ
6  IF(N)7,7,1
C   ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ, СООТВЕТСТВУЮЩИХ
C   MIN.СР.КВ.АБЕРРАЦИИ
7  XC=XC-X(1)
YC=YC-X(2)

```

```

FI=FI-X(3)
T=T-X(4)
C   ОКОНЧАТЕЛЬНАЯ ОТБРАКОВКА ГРУБЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
DO 9 I=1,KT
DO 9 K=1,KT
IF(MX(I,K))8,9
8  MX(I,K)=32000
MY(I,K)=32000
9  CONTINUE
C   СР.КВ.ОШИБКА И ПОСТОЯННАЯ ГАРТМАННА
SO=SO*(R/(R+T))
HART=206.265*SO/R
100 FORMAT("ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ"/
+ "XC=",F10.4/"YC=",F10.4/"FI=",F10.5/"T=",F10.4/
+ "СР.КВ.ПОПЕРЕЧНАЯ АБЕРРАЦИЯ (В МКМ)"/F10.2/
+ "ПОСТОЯННАЯ ГАРТМАННА (В СЕК)"/F10.2)
WRITE(6,100)XC,YC,FI,T,SO,HART
C   КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭНЕРГИИ И ТОЧЕЧНАЯ ДИАГРАММА
CALL CON
END
END'D

```

```

FTN,L,B
SUBROUTINE INOUT
C   INOUT/HART3
COMMON I,K,KT,NC,MAX,NN,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+ MX(21,21),MY(21,21),A(4,4),B(4),X(4),Y(4)
100 FORMAT(10/"ПРОГРАММА ОБРАБОТКИ СНИМКОВ ГАРТМАН-
+ НА"/
+ 5X,"(ВАРИАНТ HART3 21.X.1976)"/
+ "ДАТА"2I,3,I5/"ЗЕРКАЛО",I7/"ПЛАСТИНКА",I5/
+ "КТ=",I2/"BS=",F10.3/"R=",F10.3/
+ "T=",F10.3/"E=",F10.3)
101 FORMAT("КООРДИНАТЫ X (В МКМ)"/(10I6))
102 FORMAT("КООРДИНАТЫ Y (В МКМ)"/(10I6))
READ(1,?)NDAY,NMON,NYEAR,NMIR,NPLAT,KT,BS,R,T,E,
+ NN
WRITE(6,100)NDAY,NMON,NYEAR,NMIR,NPLAT,KT,BS,R,T,E
PAUSE
READ(5,?)((MX(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
READ(5,?)((MY(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
IF(NN)2,2,1
1  WRITE(6,101)((MX(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
WRITE(6,102)((MY(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
2  MAX=31999
DO 6 I=1,KT
DO 6 K=1,KT
IF(MX(I,K))4,3

```

```

3 IF(MY(I,K))4,6
4 MX(I,K)=32000
  MY(I,K)=32000
6 CONTINUE
  NC=(KT+1)/2
  N=0
  XC=0.0
  YC = 0.0
  FI=0.0
  DO 8 I=1,KT
  DO 8 K=1,KT
  IF(MX(I,K)-MAX)7,8
7 N=N+1
  XC=XC+0.001*FLOAT(MX(I,K))
  YC=YC+0.001*FLOAT(MY(I,K))
8 CONTINUE
  XC=XC/FLOAT(N)
  YC=YC/FLOAT(N)
  RETURN
  END
  END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE THEOR
C THEOR/HART3
COMMON I,K,KT,NC,MAX,NN,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,
+SO,
+ MX(21,21),MY(21,21)A(4,4),B(4),X(4),Y(4)
RX=BS*FLOAT(NC-K)
RY=BS*FLOAT(I-NC)
RM=SQRT(RX*RX+RY*RY)
C1=RM/R
C2=C1*E
C2=C2?C2?C2
IF(0.01-RM)2,1
1 CS=0.0
  SN=0.0
  GO TO 3
2 CS=RX/RM
  SN=RY/RM
3 C4=CS-SN*FI
  C5=CS*FI+SN
  RPL=C1*T-C2*(0.5*RM*PC1+R+T)
  DX=FLOAT(MX(I,K))*0.001-(RPL*PC4+XC)
  DY=FLOAT(MY(I,K))*0.001-(RPL*PC5+YC)
  IF(NN-MAX)6,5
5 X(3)=-RPL*SN
  Y(3)=RPL*CS

```

```

C3=C1-C2
X(4)=C3*PC4
Y(4)=C3*PC5

```

```

6 RETURN
  END
  END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE ABER
C ABER/HART3
COMMON I,K,KT, NC,MAX,NN,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+ MX(21,21),MY(21,21),A(4,4),B(4),X(4), Y(4)
J=0
C=.0
DO 3 I=1,KT
DO 3 K=1,KT
  IF(IABS(MX(I,K))-MAX)1,3
1 IF(MX(I,K))3,2
2 CALL THEOR
  J=J+1
  C=DX*DX+DY*DY+C
3 CONTINUE
  C=1000.0*SQRT(C/FLOAT(J-1))
  RETURN
  END
  END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE SEL
C SEL/HART3
COMMON I,K,KT,NC,MAX,NN,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+ MX(21,21),MY(21,21),A(4,4),B(4),X(4),Y(4)
100 FORMAT("ТОЧКИ С БОЛЬШИМ УКЛОНЕНИЕМ (В МРМ)"/
+ X,"I",3X,"K",3X,"X",5X,"Y",8X,"DX",8X,"DY")
101 FORMAT(I2,I4,2I6,2I10)
M=0
DO 5 I=1,KT
DO 5 K=1,KT
  IF(IABS(MY(I,K))-MAX)1,5
1 IF(MX(I,K))2,3,3
2 MX(I,K)=-MX(I,K)
3 CALL THEOR
  IF(333.333*SQRT(DX*DX+DY*DY)-SO)5,4,4
4 IF(M)40,40,41
40 WRITE(6,100)
  M=MAX
41 IF(ABS(DX)-32.6)11,12
11 LX=FIX(1000.0*DX)
  GO TO 15

```

```

12 LX=MAX
15 IF(ABS(DY)-32.6)13,14
13 LY=IFIX(1000.0?DY)
   GO TO 42
14 LY=MAX
42 WRITE(6,101)I,K,MX(I,K),MY(I,K),LX,LY
   MX(I,K)=-MX(I,K)
   5 CONTINUE
   RETURN
   END
   END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE SYST
SYST/HART3
DIMENSION DELTA(4)
COMMON I,K,KT,NC,MAX,NN,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+ MX(21,21),MY(21,21),A(4,4),B(4),X(4),Y(4)
KP=4
NN=MAX
X(1)=1.0
X(2)=0.0
Y(1)=0.0
Y(2)=1.0
DO 5 M=1, KP
  B(M)=0.0
DO 5 N=1,M
  A(M,N)=0.0
DO 5 I=1,KT
DO 5 K=1,KT
  IF(IABS(MX(I,K))-MAX)2,5
2 IF(MX(I,K))5,3
3 CALL THEOR
  A(M,N)=X(M)?X(N)+Y(M)?Y(N)+A(M,N)
  IF(N-1)4,4,5
4 B(M)=DX?X(M)+DY?Y(M)+B(M)
5 CONTINUE
DO 6 M=1,KP
DO 6 N=1,M
6 A(N,M)=A(M,N)
DO 10 I=1,KP
10 DELTA(1)=0.0001
  DELTA(3)=0.00001
DO 11 I=1,KP
  X(I)=0.0
11 Y(I)=0.0
12 DO 15 I=1,KP
  X(I)=B(I)

```

```

DO 14 K=1,KP
IF(I-K)13,14,13
13 X(I)=X(I)-A(I,K)?X(K)
14 CONTINUE
15 X(I)=X(I)/A(I,I)
DO 18 K=1,KP
  IF(ABS(Y(K)-X(K))-DELTA(K))18,18,16
16 DO 17 I=1,KP
17 Y(I)=X(I)
  GO TO 12
18 CONTINUE
  RETURN
  END
  END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE CON
CON/HART3
COMMON I,K,KT,NC,MAX,N,C,BS,R,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,
+ MX(21,21),MY(21,21)KPNT(56)
100 FORMAT("РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В КРУЖКЕ РАССЕЯ-
+НИЯ"/
+ "D(MKM)",4X,"CON")
101 FORMAT(2F7.1)
102 FORMAT("ТОЧЕЧНАЯ ДИАГРАММА (В MKM)"/
+ 3(2X,"I",2X,"K",4X,"DX",4X,"DY",2X))
103 FORMAT(3(2I3,2I6,2X))
  DT=R/(R+T)
DO 31 I=1,KT
DO 31 K=1,KT
  IF(MX(I,K)-MAX)30,31
30 CALL THEOR
  C=1000.0?DX?DT
  MX(I,K)=IFIX(C+SIGN(0.5,C))
  C=1000.0?DY?DT
  MY(I,K)=IFIX(C+SIGN(0.5,C))
31 CONTINUE
  WRITE(6,100)
DO 5 J=1,50
  D=10.0?FLOAT(J)
  M=0
  N=0
DO 4 I=1,KT
DO 4K=1,KT
  IF(IABS(MX(I,K))-MAX)1,4,4
1 IF(SQRT(FLOAT(MX(I,K))??2+FLOAT(MY(I,K))??2)-0.5?D)2,2,3
2 M=M+1
3 N=N+1
4 CONTINUE

```

```

C=FLOAT(100?M)/FLOAT(N)
WRITE(6,104)D,C
IF(C-99.9)5,6,6
5 CONTINUE
6 WRITE(6,102)
WRITE(6,103)((I,K,MX(I,K),MY(I,K)),K=1,KT),I=1,KT)
RETURN
END
END'D

```

FTN,B,L

```

PROGRAM MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,CR,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
C ВВОД-ВЫВОД ИСХОДНЫХ ДАННЫХ
100 FORMAT(10//ПРОГРАММА ПОСТРОЕНИЯ КАРТЫ НОРМАЛЬ-
+НЫХ УКЛОНЕНИЙ//
+ 11X,"(ВАРИАНТ MAP1'12.X.1976)"/"ДАТА",213,I5/
+ "ЗЕРКАЛО",I7/"ПЛАСТИНКА",I5/"KT=",I2/"BS=",F10.3/
+ "R=",F10.3/"T=",F10.3/"E=",F10.3/"XC=",F10.4/
+ "YC=",F10.4/"FI=",F10.6/"SO=",F10.3/"M=",F10.4)
READ(1,?)NDAY,NMON,NYEAR,NMIR,NPL,KT,BS,R,T,E,XC,
+YC,FI,
+ SO, SCALE
WRITE(6,100)NDAY,NMON,NYEAR, NMIR, NPL, KT, BS, R,
+E, XC,YC, FI,
+ SO, SCALE
PAUSE
C ВВОД ИЗМЕРЕННЫХ КООРДИНАТ
READ(5,?)(MX(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
READ(5,?)(MY(I,K),K=1,KT),I=1,KT)
MAX=31999
NC=(KT+1)/2
C ОТБРАКОВКА ТОЧЕК С БОЛЬШИМ УКЛОНЕНИЕМ
DO 5 I=1,KT
DO 5 K=1,KT
IF(MX(I,K))4,1
1 IF(MY(I,K))4,2
2 IF(MX(I,K)-MAX)3,5
3 CALL THEOR
IF(333.333?SQRT(DX?DX+DY?DY)?(R/(R+T))-SO)5,4
4 MX(I,K)=32000
MY(I,K)=32000
5 CONTINUE
C ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ
CALL PROF
C УВЯЗКА ПРОФИЛЕЙ МЕЖДУ СОБОЙ

```

142

KP = KT+KT

```

CALL DRCT
C ПРИВЕДЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ К НУЛЬ-ПУНКТУ
C ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ КАРТЫ
CALL ZERO
C ВЫДАЧА КАРТЫ НОРМАЛЬНЫХ УКЛОНЕНИЙ НА ПЕЧАТЬ
CALL PRINT
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE PROF
C PROF/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
C=250.0?SCALE?BS/(R+T)
DO 2 I=1,KT
H=0.0
DO 2 K=1,KT
IF(MX(I,K)-MAX)1,2
1 CALL THEOR
DH=DX?C
H=H-DH
MX(I,K)=IFIX(H+SIGN(0.5,H))
H=H-DH
2 CONTINUE
DO 12 K=1,KT
H=0.0
DO 12 I=1,KT
IF(MY(I,K)-MAX)11,12
11 CALL THEOR
DH=DY?C
H=H+DH
MY(I,K)=IFIX(H+SIGN(0.5,H))
H=H+DH
12 CONTINUE
RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE THEOR
C THEOR/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
RX=BS?FLOAT(NC-K)

```

143


```

RY=BS?FLOAT(I-NC)
RM=SQRT(RX?RX+RY?RY)
C1=RM/R
C2=C1?E
IF(0.01-RM)2,1
1 CS=0.0
SN=0.0
GO TO 3
2 CS=RX/RM
SN=RY/RM
3 RPL=C1?T-C2?C2?C2?(0.5?RM?C1+R+T)
DX=FLOAT(MX(I,K))?0.001-(RPL?(CS-SN?FI)+XC)
DY=FLOAT(MY(I,K))?0.001-(RPL?(CS?FI+SN)+YC)
RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE FUN(SUM)
C FUN/SRCH/DRCT/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
SUM=0.0
DO 2 I=1,KT
DO 2 K=1,KT
M=MX(I,K)
IF(IABS(M)-MAX)1,2
1 J=KT+K
SUM=SUM+FLOAT(IABS(M-MY(I,K))+MDH2(I)-MDH2(J)))
2 CONTINUE
RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE SRCH
C SRCII/DRCT/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
DO 5 J=1,KP
MDH2(J)=MDH2(J)+MSTER(J)
CALL FUN(S2)
IF(S2-SO)1,2
1 SO=S2
GO TO 5
2 MSTER(J)=-MSTER(J)

```

```

MDH2(J)=MDH2(J)+2?MSTER(J)
CALL FUN(S2)
IF(S2-SO)3,4
3 SO=S2
GO TO 5
4 MDH2(J)=MDH2(J)-MSTER(J)
5 CONTINUE
RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE DRCT
C DRCT/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),MDH1(42),MDH2(42),MSTER(42)
MAXDH=0
DO 63 I=1,KT
DO 63 K=1,KT
IF(IABS(MX(I,K))-MAX)61,63
61 M=IABS(MX(I,K))-MY(I,K)
IF(MAXDH-M)62,63
62 MAXDH=M
63 CONTINUE
NSTER=1
DO 65 I=1,10
IF(NSTER-MAXDH)64,65
64 NSTER=NSTER+NSTER
65 CONTINUE
DO 4 I=1,KP
MDH1(I)=0
1 MSTER(I)=NSTER
S1=0.0
DO 52 I=1,KT
DO 52 K=1,KT
M=MX(I,K)
IF(IABS(M)-MAX)51,52
51 J=KT+K
S1=S1+FLOAT(IABS(M-MY(I,K)))
52 CONTINUE
2 SO=S1
DO 3 I=1,KP
MDH2(I)=MDH1(I)
CALL SRCH
IF(SO-S1)10,20
10 DO 16 I=1,KP
IF(MDH2(I)-MDH1(I))13,13,11

```

```

11 IF(MSTER(I))12,15,15
12 MSTER(I)=-MSTER(I)
   GO TO 15
13 IF(MSTER(I))15,14,14
14 MSTER(I)=-MSTER(I)
15 N=MDH1(I)
   MDH1(I)=MDH2(I)
16 MDH2(I)=2*MDH2(I)-N
   S1=SO
   CALL FUN(S2)
   SO=S2
   CALL SRCH
   IF(SO-S1)17,2
17 DO 18 I=1,KP
   IF(IABS(MDH2(I)-MDH1(I))-IABS(MSTER(I))/2)18,18,40
18 CONTINUE
20 IF(NSTER)30,30,21
21 NSTER=NSTER/2
   DO 22 I=1,KP
22 MSTER(I)=MSTER(I)/2
   GO TO 2
30 DO 32 I=1,KT
   DO 32 K=1,KT
   IF(IABS(MX(I,K))-MAX)31,32
31 MX(I,K)=MX(I,K)+MDH1(I)
   J=KT+K
   MY(I,K)=MY(I,K)+MDH1(J)
32 CONTINUE
   RETURN
   END
   END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE ZERO
C ZERO/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,
+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SIGMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),NN(84),ERROR(21)
HO=0.0
N=0
DO 15 I=1,KT
DO 15 K=1,KT
M=MX(I,K)
IF(IABS(M)-MAX)11,15
11 N=N+1
HO=HO+0.5*FLOAT(M+MY(I,K))
15 CONTINUE
HO=HO/FLOAT(N)

```

```

JJ=0
SO=0.0
SIGMA=0.0
DO 25 I=1,KT
DO 25 K=1,KT
M=MX(I,K)
L=MY(I,K)
IF(IABS(M)-MAX)21,25
21 MY(I,K)=IABS(M-L)
C=0.5*FLOAT(M+L)-HO
MX(I,K)=IFIX(C+SIGN(0.5,C))
C=C/SCALE
SO=SO+C*C
C=0.5*FLOAT(MY(I,K))/SCALE
SIGMA=SIGMA+C*C
L=(I-NC)**2+(K-NC)**2
IF(L-JJ)25,22
22 JJ=L
25 CONTINUE
C=FLOAT(N-1)
SO=SQRT(SO/C)
SIGMA=SQRT(SIGMA/C)
DO 30 J=1,5
NN(J)=0
30 ERROR(J)=0.0
R=BS*SQRT(FLOAT(JJ))+0.1
DO 33 I=1,KT
DO 33 K=1,KT
IF(IABS(MX(I,K))-MAX)31,33,33
31 C=BS*SQRT(FLOAT((I-NC)**2+(K-NC)**2))+0.001
J=IFIX(C/R*5.0)+1
C=0.5*FLOAT(MY(I,K))/SCALE
NN(J)=NN(J)+1
ERROR(J)=ERROR(J)+C*C
33 CONTINUE
DO 35 J=1,5
N=NN(J)
IF(2-N)35,34
34 N=2
35 ERROR(J)=SQRT(ERROR(J)/FLOAT(N-1))
RETURN
END
END'D

```

FTN,L,B

```

SUBROUTINE PRINT
C PRINT/MAP1
COMMON I,K,KT,KP,MAX,NC,

```

```

+ BS,V,W,R,S,T,E,XC,YC,FI,DX,DY,SO,SI,GMA,SCALE,
+ MX(21,21),MY(21,21),M(84),ERROR(21)
100 FORMAT(11I 5)
101 FORMAT(10/)
110 FORMAT("СР.КВ.УКЛОНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ (В МКМ)"/
+ F10.4/
+ "СР.КВ.ОШИБКА ПОСТРОЕНИЯ КАРТЫ (В МКМ)"/F10.4/
+ "СР.КВ.ОШИБКИ ПОСТРОЕНИЯ КАРТЫ ПО ЗОНАМ
+(В МКМ)"/(F10.4))
130 FORMAT("КАРТА НОРМАЛЬНЫХ УКЛОНЕНИЙ (В 0.01 МКМ)"/)
140 FORMAT("КАРТА НОРМАЛЬНЫХ УКЛОНЕНИЙ (В 0.001 МКМ)"/)
WRITE(6,110)SO,SIGMA,(ERROR(I),I=1,5)
WRITE(6,101)
IF(SCALE—500.0)31,32
31 WRITE(6,130)
GO TO 33
32 WRITE(6,140)
33 DO 35 I=1,KТ
DO 35 K=1,KТ
IF(IABS(MX(I,K))—MAX)35,34
34 MX(I,K)=9999
MY(I,K)=9999
35 CONTINUE
L=KT/2
DO 36 I=1,KТ
DO 36 K=1,L
N=MX(I,K)
J=KT+1—K
MX(I,K)=MX(I,J)
36 MX(I,J)=N
DO 2 I=1,KТ
2 WRITE(6,100)(MX(I,K),K=1,11)
IF(KТ—13)20,10
10 WRITE(6,101)
DO 12 I=1,KТ
12 WRITE(6,100)(MX(I,K),K=12,KТ)
20 PAUSE
200 FORMAT(10I6,"/")
WRITE(4,200)((MX(I,K),K=1,KТ),I=1,KТ)
RETURN
END
END'D

```

ЛИТЕРАТУРА

- Артамонов Б. П., Дибай Э. А.— Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 1965, № 142, с. 19.
- Асланов И. А., Мамедов Я. А.— Изв. АН АзербССР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, 1969, № 4, с. 1.
- Бескин Г. М., Богудлов А. М., Витриченко Э. А. и др.— Изв. Спец. астрофиз. obs., 1975а, 7, с. 163.
- Бескин Г. М., Богудлов А. М., Витриченко Э. А. и др.— Изв. Спец. астрофиз. obs., 1975 б. 7, с. 182.
- Бескин Г. М., Богудлов А. М., Витриченко Э. А., Евсеев О. А.— Изв. Спец. астрофиз. obs., 1975, 7, с. 188.
- Бескин Г. М., Витриченко Э. А., Самойлов А. И., Щербаков А. Г.— Изв. Спец. астрофиз. obs., 1975, 7, с. 194.
- Богудлов А. М., Витриченко Э. А., Гажур Э. Б. и др. Опыт исследования 2,6-метрового сферического зеркала модифицированным методом Фуко. М.: Изд-е Астросовета АН СССР, 1973.
- Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- Васильев Л. А., Ершов И. В. Интерферометр с дифракционной решеткой. М.: Машиностроение, 1976.
- Витриченко Э. А.— Астрон. ж., 1976, 53, вып. 3, с. 660.
- Витриченко Э. А., Катагаров Ф. К.— Астрон. ж., 1978, 55, вып. 1, с. 180.
- Витриченко Э. А., Катагаров Ф. К., Липовецкая В. Г.— Изв. Спец. астрофиз. obs., 1975, 7, с. 167.
- Гришин М. П., Курбанов Ш. М., Маркелов В. П. Автоматический ввод и обработка фотографических изображений на ЭВМ. М.: Энергия, 1976.
- Духонел И. И., Федина Л. Г.— Оптико-мех. пром., 1973, № 8, с. 50.
- Духонел И. И., Константиновская Н. В., Федина Л. Г.— Оптико-мех. пром., 1975, № 7, с. 64.
- Ефремов Ю. Н., Носиков С. Б., Щеглов П. В.— УФН, 1975, 115, с. 301.
- Зеларьевский А. Н. Интерферометры. М.: Оборонгиз. 1952.
- Зверев В. А., Болдырев Н. И., Сокольский М. Н.— Оптико-мех. пром., 1977, № 5, с. 27.
- Зверев В. А., Кирилловский В. К., Сокольский М. Н.— Оптико-мех. пром., 1976а, № 8, с. 14.
- Зверев В. А., Кирилловский В. К., Сокольский М. Н.— Оптико-мех. пром., 1976б, № 12, с. 6.
- Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Лапо Л. М.— Оптико-мех. пром., 1976, № 11, с. 5.
- Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Усоскин В. В.— Оптико-мех. пром., 1977а, № 2, с. 18.
- Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Усоскин В. В.— Оптико-мех. пром., 1977б, № 3, с. 3.
- Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Усоскин В. В.— Оптико-мех. пром., 1977в, № 4, с. 3.
- Иван Г. Методы контроля оптических поверхностей. М.; Л.: Оборонгиз, 1939.
- Кирилловский В. К. Фоторегистрация при контроле и аттестации астрономических зеркал, обзор № 1335. М.: ВИНТИ, 1976.
- Коломийцов Ю. В. Интерферометры. М.: Машиностроение, 1976.
- Коломийцова Т. С., Константиновская Н. В., Гойко Н. А.— Оптико-мех. пром., 1976, № 12, с. 3.

- Копылов И. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, № 11, с. 44.
- Копылов И. М., Горюковский Ю. П., Фоменко А. Ф.— Оптико-мех. пром., 1977, № 10, с. 3.
- Горюковский Ю. П.— Оптико-мех. пром., 1977, № 11, с. 10.
- Горюковский Ю. П., Шабанов М. Ф.— Оптико-мех. пром., 1977, № 12, с. 3.
- Ларионов Н. П., Лукин А. В., Муштафин К. С.— Оптико-мех. пром., 1973, № 1, с. 66.
- Лукин А. В., Муштафин К. С., Рафиков Р. А.— Оптико-мех. пром., 1973, № 6, с. 67.
- Максотов Д. Д. Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытаний.— Тр. ГОИ, 1932, 8.
- Максотов Д. Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. М.; Л.: ОГИЗ, 1948.
- Маршалль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М.: Мир, 1964.
- Мельников О. А., Слюсарев Г. Г., Марков А. В., Купревич Н. Ф. Современный телескоп. М.: Наука, 1968.
- Михельсон Н. Н. Оптические телескопы. М.: Наука, 1976.
- Пурьев Д. Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976.
- Романова М.— Тр. ГОИ, 1927, 4, вып. 35.
- Романова Н. Ф. Интерференция света и ее применение. М.; Л.: ОНТИ, 1937.
- Савин Б. А., Федина Л. Г.— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1970, вып. 3, с. 207.
- Смирнов Н. В., Белугин Д. А. Теория вероятностей и математическая статистика в приложении к геодезии. М.: Надра, 1969.
- Чебан Ю. В., Витриченко Э. А., Климанов В. К., Мансуров В. Н.— Новая техника в астрономии, 1979, вып. 6, с. 121.
- Шайн Г. А.— Изв. ГАО, 1926, 10, с. 450.
- Шевелев В. И., Луценко Г. В., Крачук В. М.— Оптико-мех. пром., 1977, № 3, с. 45.
- Шевченко В. С.— Астрон. ж., 50, № 1973, вып. 3, с. 632.
- Щеглов П. В.— Астрон. цирк., 1977, № 954, с. 2.
- Aspden R., McDonough R., Nitche B. K.— Appl. Opt., 1972, 11, N 12, p. 2739.
- Bayle A., Espiardu G.— Nouv. Rev. d'Optique Appl., 1972, 3, N 2, p. 67.
- Berggren R.— Optical Spectra, 1970, 4, N 11, p. 22.
- Bowen I. S.— Publ. Astron. Soc. Pac., 1950, 62, p. 91.
- Bunning et al.— Appl. Opt., 1974, 13, p. 11.
- Couder A.— Rev. d'Optique, 1937, 16, p. 17.
- Dew G. D.— J. Sci. Instruments, 1964, 41, N 3, p. 1607.
- Dutton D., Corneio A., Latta M.— Appl. Opt., 1968, 7, № 1, p. 125.
- Filler A. S.— J. Opt. Soc. Amer., 1971, 61, N 6; Изв. техника, 1975, N 4, с. 40.
- Foucault L. M.— C. r. Acad. Sci., 1858, 47, p. 958.
- Fox P.— Astrophys. J., 1908, 27, p. 237.
- Gaviola E.— J. Opt. Soc. Amer., 1936, 26, p. 163.
- Hartmann J.— Z. Instr., 1900, 20, S. 47.
- Hartmann J.— Z. Instr., 1904, 24, S. 1.
- Jones R. et al.— Appl. Opt., 1968, 7, N 8.
- Jones R. A.— Appl. Opt., 1977, 16, N 1, p. 218.
- Linfoot E. H.— Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1945, 105, p. 193.
- Malacara D., Corneio A., Murty M. V. R. K.— Appl. Opt., 1975, 14, N 5, p. 1065.
- Marechal A.— Rev. d'Optique, 1947, 26, p. 257.
- Mayall N. U., Vasilevskis S.— Lick Obs. Bull., 1960, 567, p. 304.
- Mullerlyn.— J. Quantum Electronics, 1969, 4, N 6, 359.
- Munsterlin C. R., Teyssier C. N.— Opt. Spectra, 1976, 9, N 13, p. 3234.
- Philbert M.— Opt. Acta, 1967, 14, p. 169.
- Plaskett J. S.— Astrophys. J., 1939, 89, p. 84.
- Rayleigh.— Philos. Mag., 1879, 8, p. 403.
- Rimmer M. P., King D. M., Fox D. G.— Appl. Opt., 1972, 11, p. 2790.
- itchey G. M.— Smitson. Contr. Knowledge, 1904, 34, p. 3.
- Ronchi V.— An. Scuola Norm. Pisa, 1923, 15.
- Scheffler H.— Z. Astroph., 1962, 55, S. 1.
- Sherwood A. A.— J. Proc. R. Soc. NSW, 1959, 93, p. 19.
- Shulte D. H.— Appl. Opt., 1968, 7, p. 119.
- Sounders J. B.— Astron. J., 1964, 69, p. 449.
- Sounders J. B., Bruening R. J.— Astron. J., 1968, 73, p. 415.
- Stetson H. T.— J. Opt. Soc. Amer., 1933, 23, p. 293.
- Tull R. G.— Sky and Telesc., 1968, 36, p. 213.
- Wilson R. G.— Appl. Opt., 1975, 14, N 9, p. 2286.
- Wyant J. C., O'Neill P. K.— Appl. Opt., 1974, 13, N 12, p. 2762.