

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного  
бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской академии наук»

---

На правах рукописи

Малышев Илья Вячеславович

**Зеркальные системы на основе асферических поверхностей высоких  
порядков для мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового  
диапазонов длин волн**

специальность 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

**Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:

Доктор физ.-мат. наук: Чхало Николай Иванович

Нижний Новгород – 2019г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |    |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ .....   | 5  |
| ГЛАВА 1. Разработка зеркальных оптических систем на основе асферических поверхностей высокого порядка для мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового диапазонов длин волн .....   | 19 |
| 1.1 Анализ схем телескопов-рефлекторов .....   | 19 |
| 1.2 Мягкая рентгеновская микроскопия «окна прозрачности воды» .....  | 25 |
| 1.2.1 Микроскопы на зонных пластинках Френеля .....  | 26 |
| 1.2.2 Микроскопы на основе высокоапертурных светосильных объективов Шварцшильда .....  | 30 |
| 1.3 Воздействие внешних факторов на результаты измерений формы поверхности зеркал .....  | 32 |
| 1.3.1 Проблема влияния aberrаций корректоров волнового фронта на результаты измерений формы асферических поверхностей .....  | 33 |
| 1.3.2 Определение собственной ошибки формы поверхности на фоне систематической ошибки, вызванной весом и aberrациями интерферометра .....  | 34 |
| 1.3.3 «Полукинематические» крепления первичных зеркал космических телескопов .....   | 34 |
| ГЛАВА 2. Полнозеркальная модификация телескопа Шмидта-Кассегрена для дистанционного зондирования Земли на длинах волн 120 – 380 нм .....   | 38 |
| 2.1 Модифицированная схема Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором волнового фронта .....   | 38 |
| 2.2 Расчёт схемы телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором .....  | 39 |
| 2.3 Аттестация и коррекция aberrаций телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором .....  | 51 |
| 2.4. Широкоугольный коллиматор на основе «камеры Шмидта» для аттестации углового разрешения телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором на всём поле зрения $2\omega=3^\circ$ ..... | 56 |
| 2.5 Результаты и выводы по главе 2 .....   | 65 |
| ГЛАВА 3. Разработка оптической схемы светосильного микроскопа на длину волны 3.37 нм и методики реконструкции трёхмерного изображения для него .....   | 66 |
| 3.1 Актуальность и задачи мягкой рентгеновской микроскопии .....   | 66 |
| 3.2 Схема полнозеркального микроскопа с двухуровневым увеличением .....  | 68 |
| 3.3 Расчёт объектива Шварцшильда с асферизацией первичного зеркала .....   | 71 |
| 3.4 Зависимость эффективности применения асферизации первичного зеркала объектива Шварцшильда от его увеличения .....  | 81 |

|   |     |
|---|-----|
| 3.5 Реконструкция структуры белковых клеток в микроскопах на зонных пластинках по методу обратных проекций и данным угловой томографии .....              | 82  |
| 3.6 Z-томография в микроскопе на основе высокоапертурного объектива Шварцшильда.  | 86  |
| 3.6.1 Постановка задачи реконструкции трёхмерного объекта по данным z-томографии в мягкой рентгеновской микроскопии.....                                  | 86  |
| 3.6.2 Модель формирования изображения в высокоапертурном мягком рентгеновском микроскопе.....   | 88  |
| 3.6.3 Алгоритм послойного «восстановления интенсивности» для учёта поглощения перед деконволюцией z-томографического изображения.....                     | 93  |
| 3.6.4 Применение алгоритма «восстановления интенсивности» для реконструкции изображения модельной белковой клетки.....                                    | 98  |
| 3.6.5 Сравнение светосильной z-томографии с низкоапертурной угловой томографией   | 104 |
| 3.6.6 Приложение 1 .....  | 105 |
| 3.6.7 Приложение 2.....   | 109 |
| 3.7 Выводы по алгоритму реконструкции изображений по данным z-томографии .....  | 111 |
| 3.8 Результаты и выводы по главе 3 .....  | 112 |
| ГЛАВА 4. Измерение формы асферических поверхностей на интерферометре с дифракционной волной сравнения .....   | 113 |
| 4.1 Интерферометрические методы контроля формы асферических поверхностей .....  | 113 |
| 4.2 Принцип работы интерферометра с дифракционной волной сравнения .....  | 114 |
| 4.3 Применение интерферометра для измерения ошибки формы асферических зеркал 6-го порядка, входящих в объектив Шварцшильда х5 .....                       | 116 |
| 4.3.1 Методика поворотов измеряемой оптической детали для определения aberrаций корректора и ошибки формы вогнутого асферического зеркала объектива ..... | 116 |
| 4.3.2 Измерение ошибки формы выпуклого асферического зеркала в составе объектива. Моделирование изображения с учётом измеренных aberrаций .....           | 123 |
| 4.4 Применение интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка .....                           | 130 |
| 4.4.1 Измерение ошибки формы эллипсоида скользящего угла падения.....   | 130 |
| 4.4.2. Схема измерений. Связь координат интерферограммы и координат на поверхности эллипсоида .....   | 131 |
| 4.4.3 Моделирование ошибок юстировки эллипсоида в интерферометре .....  | 134 |
| 4.4.4 Эксперимент по измерению формы зеркала – эллипсоида .....   | 137 |
| скользящего угла падения .....  | 137 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.4.5 Сравнение результатов измерений эллипсоида на интерферометре с дифракционной волной сравнения и на интерферометре белого света.....                                     | 140 |
| 4.4.6 Схемы применения интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения параболоида и гиперболоида .....   | 141 |
| 4.4.7 Заключение по применению интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка по методу анаберационных точек..... | 143 |
| 4.5 Обсуждение результатов и выводы по 4й главе .....   | 144 |
| ГЛАВА 5. Разработка метода бездеформационного монтажа прецизионных зеркал в оправы и оптические приборы.....  | 145 |
| 5.1 Постановка задачи .....   | 145 |
| 5.2 Деформация, вызванная установкой зеркала в оправу.....  | 149 |
| 5.3 Определение деформации зеркала, вызванной весом .....   | 149 |
| 5.4 Моделирование деформаций из-за веса и из-за прижима оправы к опорной плите телескопа.....   | 150 |
| 5.5 Экспериментальное определение деформаций из-за прижима (фиксации) оправы к опорной плите телескопа.....   | 151 |
| 5.6 Влияние перепада температур на деформации зеркала в креплении на пластинах .....  | 154 |
| 5.7 Нагрузки при запуске телескопа в космос .....   | 157 |
| 5.8. Напряжение, возникающее в клее при отделении телескопа от ракеты.....  | 159 |
| 5.9 Напряжение, возникающее в клее при изменении температуры .....  | 159 |
| Обсуждение результатов и выводы по 5-й главе .....  | 160 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....  | 162 |
| СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ .....  | 165 |
| СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ .....  | 166 |

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность темы и степень ее разработанности**

В спектральной области мягкого рентгеновского (МР) ( $\lambda=0.3-10$  нм) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) ( $\lambda=10-200$  нм) излучения интерес к высокоразрешающим оптическим системам сопровождается интенсивным развитием методов измерения и технологии коррекции поверхностей оптических элементов, а также созданием новых оптических систем на основе асферических поверхностей (АП). Использование АП высокого (выше 2-го) порядка в оптических приборах позволяет добиться лучшего разрешения и большего поля зрения при меньшем числе оптических элементов, массе и габаритах. Особенно это выгодно в МР и ВУФ диапазонах, где из-за сильного поглощения используется зеркальная оптика. Из-за малости коэффициентов отражения зеркал, их число выгодно делать минимальным.

Развитые в последнее время в ИФМ РАН методы прецизионных измерений на интерферометре с дифракционной волной сравнения (ИДВС), ионно-пучковой асферизации и коррекции локальных ошибок формы оптических поверхностей позволяют создавать новые оптические системы на основе АП высокого порядка, в том числе с неосесимметричной асферизацией поверхности [А6,А8,А12]. Поэтому в диссертации разрабатываются новые системы на основе АП высоких порядков, которые были применены при разработке ВУФ телескопа для дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) и светосильного зеркального МР микроскопа.

Применительно к задаче ДЗЗ важной является величина поля зрения телескопа: чем оно больше, тем больший участок на Земле можно увидеть. В области ВУФ диапазона длин волн из-за большого поглощения излучения материалом линз (стеклом, плавленным кварцем и т.д.) и хроматической аберрации линз применение находят только зеркальные телескопы – рефлекторы. Классические двухзеркальные схемы рефлекторов на основе АП второго порядка: схема Кассегрена, Ричи-Кретьена, Грегори имеют следующие недостатки: малые поля зрения менее  $1^\circ$  [1-3] и относительные отверстия, менее 1:5, приводящие к малой светосиле при фиксированной длине телескопа.

В задачах, где требуется большое поле зрения, например в системах ДЗЗ используются телескопы с трёхзеркальными объективами и четвертым плоским зеркалом. Они имеют большие поля зрения: в схеме Корша до  $3-4^\circ$ , в схеме Кука до  $8^\circ$ -

10° - в сагиттальном направлении и до 1.5° - в меридиональном. Недостатками являются малые относительные отверстия, менее 1:4, и, как следствие, большие габариты, а также большое число (два – три) сложных в изготовлении и юстировке внеосевых асферических зеркал [4-8].

Поэтому актуальной является разработка новых схем телескопов-рефлекторов для ДЗЗ на основе АП высоких порядков, в том числе с неосесимметричной асферизацией, которые превосходят классические схемы по полю зрения и разрешению, имеют минимальное число поверхностей, а также уменьшают массу и габариты прибора.

В МР диапазоне на протяжении последних 30-ти лет активно развивается мягкая рентгеновская микроскопия (МРМ) в спектральной области «окна прозрачности воды», длины волн 2.3-4.4 нм. Особенности взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с веществом в этом диапазоне, такие как слабое рассеяние, относительно большая глубина проникновения в воду до края поглощения кислорода ( $\lambda = 2.4$  нм) и в белок до края поглощения углерода ( $\lambda = 4.4$  нм) и резкие скачки поглощения за ними, а также малая длина волны делают возможным изучение живых водосодержащих органических клеток толщиной до десяти и больше микрометров на поле зрения 10 мкм и более с разрешением менее 100 нм, которое выше дифракционного предела разрешения в 200-300 нм в самых светосильных микроскопах видимого света. В качестве изображающего объектива в МРМ используются зонные пластинки Френеля (ЗПФ). При этом лучшее латеральное разрешение, полученное на МРМ, в изображении объемных белковых образцов, полученное в результате угловой томографии, составляет 60-70 нм с синхротронными высокомонохроматичными источниками [9-11] и 100-140 нм с лабораторными лазерно-плазменными источниками [12-13] при дифракционном пределе используемых в [9-13] ЗПФ 30-50 нм (определяется шириной последней зоны пластинки). Достигнутое аксиальное разрешение хуже 100 нм [12-13]. Недостижение дифракционного предела связано с тремя факторами. Во-первых, при восстановлении трёхмерного изображения образца по серии его угловых проекций пользуются методом «фильтрации обратных проекций» [14], который предполагает, что лучи строго параллельны, т.е. размер образца вдоль оптической оси гораздо меньше глубины фокуса ЗПФ. Однако, на практике используют ЗПФ с глубиной фокуса 1-1.5 мкм [9-13], а изучают клетки толщиной 5 – 15 мкм, поэтому лучи не параллельные. Появившиеся методы учёта непараллельности лучей [15,16] пока не нашли практического

применения. Во-вторых, из-за низких числовых апертур ( $NA = 0.01 - 0.1$ ) время накопления сигнала для каждого снимка довольно велико, обычно 1-2 минуты, поэтому шумы ПЗС-детектора и дрейф образца из-за температурных колебаний, внешних вибраций и броуновского движения клеток значительны. В-третьих, центр вращения столика с образцом не совпадает с центром образца, поэтому при сканировании по углу возникают смещения образца. Сложность юстировки и при этом накопление образцом дополнительной дозы приводит к тому, что шаг по углу выбирают довольно большим,  $1-4^\circ$  [9-13,17], что согласно критерию Кроувера [18], приводит к ограничению разрешения из-за недостатка информации об объекте. В-четвертых, из-за маленького рабочего расстояния между ЗПФ и образцом (доли миллиметра) столик с образцом невозможно наклонить на большие углы, в литературе это называется «отсутствие клина». Диапазон углов сканирования составляет  $\pm 40^\circ$  [12],  $\pm 60^\circ$  [6] для протяженных столиков с образцами, и  $\pm 90^\circ$ , если образец помещается на конце зауженного капилляра [10-11,13,19]. Ограничение диапазона углов также приводит к ограничению информации об объекте и ухудшению разрешения. Таким образом, угловая томография на ЗПФ имеет ряд проблем, которые не позволяют продвинуться в область разрешений лучше 60 нм. Поэтому актуальным является создание нового типа МРМ на основе светосильного объектива Шварцшильда и методики z-томографии образцов для него, которая, благодаря малой глубине фокуса и большой величине сигнала, позволит получить трёхмерное изображение с латеральным и аксиальным разрешением лучше 60 нм.

Для достижения дифракционного качества изображений в ВУФ и, особенно, в МР диапазоне, в силу малости длины волны, требования к точности формы поверхностей изображающего объектива и его aberrациям очень жёсткие. Согласно критерию Марешаля, параметр среднеквадратического отклонения (СКО) aberrаций не должен превышать  $\lambda/14$ , что на длине волны 3.37 нм разрабатываемого микроскопа составляет 0.24 нм. Однако расчёт изображения с использованием интеграла Гюйгенса-Френеля показывает, что для достижения разрешения, близкого к дифракционному пределу достаточно скорректировать ошибку поверхностей до уровня aberrаций с  $СКО = \lambda/2 - \lambda/3$ , т.е. на уровне немного больше 1 нм. В ВУФ диапазоне требования к точности формы не такие строгие, но, тем не менее, находятся в нанометровой области. На таком нанометровом уровне точностей необходимо учитывать все возможные

систематические ошибки измерений: деформацию, возникающую из-за веса оптической детали, aberrаций дополнительной оптики в интерферометре, деформацию из-за установки и фиксации оптической детали в оправу и самой оправы в оптический прибор. Проблема метрологии и коррекции формы осложняется тем, что изображающие объективы и телескопы имеют в своём составе асферические поверхности.

Аттестация формы и aberrаций асферических оптических поверхностей является комплексной задачей. Во-первых, асферические поверхности измеряются на интерферометрах с использованием дополнительных корректоров волнового фронта, преобразующих сферический фронт в асферический, по форме совпадающий с исследуемой асферической поверхностью [20]. Поэтому необходимо учитывать ошибки, вносимые корректорами. Таким образом, разработка способа учёта aberrаций корректоров является крайне актуальной задачей.

Во-вторых, необходимо учитывать деформацию оптической поверхности из-за её веса. Особенно это важно при аттестации aberrаций телескопов космического базирования, потому что на орбите веса нет, и форма зеркал телескопа отличается от измеряемой на Земле [21, 22]. В-третьих, оптические элементы устанавливаются в оправы, поэтому важной является разработка креплений, которые вносят в установленный в них оптический элемент минимальные деформации [23]. В-четвёртых, в задачах, где есть значительный перепад температур, например, в космических телескопах, есть проблема деформации поверхности из-за изменения температуры, поэтому используют так называемые «полукинематические» оправы, которые практически не препятствуют изменению размеров оптической детали [24]. Для нас задача бездеформационного крепления, обеспечивающего минимальную, на уровне одного нанометра по СКО деформацию формы зеркала из-за: веса, прижима в оправе и перепада температур особенно актуальна в связи с работами по созданию новой солнечной обсерватории «АРКА», в которой требуется достичь сверхвысокого разрешения 0.1" [25].

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целями диссертационной работы является следующее. 1. Разработка новых оптических систем для телескопов и микроскопов, предназначенных для работы в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах, и обладающих

минимальным числом оптических элементов, большей светосилой, увеличенным полем зрения и дифракционным качеством изображения. 2. Разработка методики реконструкции трёхмерного изображения по данным светосильной рентгеновской микроскопии в присутствии сильного поглощения. 3. Разработка методов крепления прецизионных оптических элементов в оправы и приборы, и методов измерений aberrаций с субнанометровой точностью. Для достижения целей диссертационной работы решаются следующие задачи.

1. Модификация схемы телескопа Шмидта-Кассегрена с применением зеркального корректора волнового фронта с неосесимметричной асферизацией и создание прототипа УФ-ВУФ телескопа на её основе.

2. Модификация схемы «камеры Шмидта» с зеркальным корректором и создание на её основе коллиматора, предназначенного для измерения углового разрешения телескопа на всём поле зрения.

3. Разработка рентгенооптической схемы с переменным увеличением и полем зрения, и светосильного объектива с асферизацией первичного зеркала для микроскопа на длину волны 3.37 нм из «окна прозрачности воды».

4. Разработка алгоритма реконструкции трёхмерного изображения органических клеток по данным z-томографии в светосильной (зеркальной) мягкой рентгеновской микроскопии.

5. Разработка методики измерения формы асферических поверхностей с учетом aberrаций корректора волнового фронта и деформации, вызванной весом детали.

6. Разработка метода бездеформационного монтажа прецизионных оптических деталей в оправы и приборы.

### **Научная новизна работы**

1. Впервые предложена, разработана и изучена полнозеркальная модификация схемы телескопа Шмидта-Кассегрена, состоящая из зеркального корректора волнового фронта, имеющего неосесимметричную асферическую поверхность 6-го порядка, и из объектива со сферическими зеркалами. Схема имеет только одно асферическое зеркало, что значительно упрощает изготовление и юстировку, не имеет хроматических aberrаций и кривизны поля, обладает большим относительным отверстием 1:3.2, широким полем зрения 3° и разрешением в 1.3".

2. Впервые предложена, разработана и изучена полнозеркальная модификация схемы коллиматора на основе «камеры Шмидта» с использованием зеркального корректора с неосесимметричной асферизацией и выпуклой сферической миры в плоскости объектов. Схема имеет относительное отверстие 1:3.2 и поле зрения  $3^\circ$ . Разрешение ограничено дифракцией и составляет  $\delta\varphi = 0.5''-1''$  на длинах волн 120 – 380 нм.
3. Впервые предложена и разработана рентгенооптическая схема с переменным увеличением и полем зрения для мягкого рентгеновского микроскопа на длину волны 3.37 нм. Проекционная часть схемы состоит из объектива Шварцшильда (ОШ) и цифрового детектора (ЦД). Изменение увеличения и поля зрения схемы осуществляется заменой оптического объектива ЦД. За счет асферизации первичного зеркала ОШ латеральное разрешение микроскопа улучшается в 6-20 раз по сравнению с классическим ОШ со сферическими зеркалами: до 8 нм с контрастом 30% на поле зрения  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>; до 36 нм (=1 пикселю при увеличении  $\times 195$ ) с контрастом 90% на поле зрения  $40 \times 40$  мкм<sup>2</sup>; и до 76 нм с контрастом 97% на поле зрения  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>. За счёт большой числовой апертуры ОШ, равной 0.3, глубина фокуса микроскопа мала и составляет 37.5 нм, что позволяет проводить z-томографию для трёхмерной реконструкции образцов.
4. Впервые разработан алгоритм и методика реконструкции трёхмерного изображения биологических клеток в светосильных ( $NA \gg 0.1$ ) МРМ за счёт использования z-томографии. Алгоритм учитывает сильное поглощение излучения средой и позволяет применить мощный деконволюционный аппарат, развитый в оптической конфокальной микроскопии, для учёта функции рассеяния точки и эффективного улучшения разрешения. При реконструкции изображения трёхмерной модельной белковой клетки, рассчитанной для МРМ с  $NA = 0.3$ ,  $\lambda = 3.37$  нм в случае дифракционно ограниченной оптики было получено 40 нм разрешение с контрастом 50%, что соответствует 20 нм рэлеевскому разрешению с контрастом 20%.
5. Разработана методика измерения формы оптических элементов, позволяющая отделить неосесимметричную ошибку формы измеряемой поверхности от aberrаций корректора волнового фронта и деформации, вызванной весом оптической детали. Методика обеспечивает субнанометровую точность измерений и впервые была использована при аттестации формы асферического зеркала объектива ЭУФ литографа и первичного зеркала рентгеновского космического телескопа для изучения Солнца.

## **Практическая значимость работы**

1. На базе полнозеркальной модификации схемы Шмидта-Кассегрена разработан прототип двухканального УФ-ВУФ телескопа на диапазон длин волн 120 – 380 нм, имеющий входной зрачок диаметром 180 мм, относительное отверстие 1:3.2 и угловое разрешение  $\delta\varphi = 1.3''$  на широком поле зрения  $3^\circ$ .
2. На базе полнозеркальной модификации «камеры Шмидта» разработан коллиматор и применен для аттестации углового разрешения УФ-ВУФ телескопа одновременно на всём поле зрения в  $3^\circ$ .
3. Методики измерения формы асферических поверхностей позволили определить деформации формы зеркал и aberrации объективов: ВУФ литографа и телескопов для дистанционного зондирования околоземного пространства и солнечной короны, и измерить форму эллипсоида вращения для рентгеновского микроанализа.
4. Метод бездеформационного монтажа прецизионных оптических деталей в оправы и приборы был использован при разработке макета первичного зеркала космического телескопа обсерватории «АРКА».

## **Методология и методы исследований**

Для первичного «габаритного» расчёта оптических схем применялись соотношения, принятые в оптике для объектива Шварцшильда, схемы «камеры Шмидта» и схемы Шмидта-Кассегрена. Для расчета осесимметричной асферизации объектива Шварцшильда и неосесимметричной составляющей асферизации «камеры Шмидта» и схемы Шмидта-Кассегрена применялась широко известная программа трассировки лучей Zemax.

При аттестации aberrаций прототипа телескопа и коллиматора применялся метод автоколлимации, когда лучи проходят схему туда обратно, и точка фокусировки совпадает с точкой установки источника сферической волны. При аттестации aberrаций объектива Шварцшильда и зеркала-эллипсоида применялся метод анаберационных точек: первый источник устанавливался в первую такую точку (первый фокус), второй источник – во вторую (второй фокус). Лучи, отражённые от объектива или эллипсоида приходили во вторую анаберационную точку. Модель формирования изображения в высокоапертурной мягкой рентгеновской микроскопии была разработана на базе известной модели Бугера-Ламберта-Бера. Для механических расчётов напряжений и

деформаций в зеркале и оправе из-за вибраций и ударов при запуске на орбиту Земли и перепада температур использовалась программа Solid Works. В ней реализован широко известный метод разбиения твердого тела на конечное число элементов-тетраэдров и применяется теория упругости.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Методика измерения формы оптических поверхностей с использованием поворота детали вокруг оптической оси позволяет отделить неосесимметричную ошибку формы измеряемой поверхности от aberrаций корректора волнового фронта и деформации поверхности из-за веса детали. Ошибка измерений составляет менее 1 нм по параметру СКО.
2. Модификация оптической схемы телескопа Шмидта-Кассегрена за счёт использования зеркального корректора волнового фронта с неосесимметричным профилем асферизации 6-го порядка по  $r$  и 2-го порядка по  $\varphi$  позволяет создать зеркальный телескоп с большим полем зрения  $3^\circ$  и разрешением 1.3" для УФ и ВУФ диапазонов длин волн.
3. Модификация схемы «камеры Шмидта» на основе зеркального корректора волнового фронта с неосесимметричной асферизацией и выпуклой сферической mirrors позволяет создать коллиматор с большим полем зрения  $3^\circ$  и дифракционно ограниченным разрешением 0.5"-1" в зависимости от  $\lambda = 120-380$  нм.
4. Оптическая схема мягкого рентгеновского микроскопа на длину волны 3.37 нм, состоящая из объектива Шварцшильда, с асферическим первичным зеркалом, и цифрового детектора позволяет реализовать переменное увеличение  $\times 90$ ,  $\times 195$ ,  $\times 920$  и обеспечивает латеральное разрешение: 8 нм с контрастом 30% на поле зрения  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>; 36 нм с контрастом 90% на поле зрения  $40 \times 40$  мкм<sup>2</sup>; 76 нм с контрастом 97% на поле зрения  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>, и короткую глубину фокуса 37.5 нм.
5. Алгоритм «восстановления интенсивности» перед деконволюцией позволяет реализовать  $z$ -томографию органических клеток в светосильных ( $NA \gg 0.1$ ) мягких рентгеновских микроскопах в том числе в диапазоне длин волн «окна прозрачности воды». На микроскопе с  $NA = 0.3$  и  $\lambda = 3.37$  нм в случае дифракционно ограниченной оптики разрешение в трёхмерном изображении реконструированной модельной клетки составляет 40 нм с контрастом 50% и 20 нм с рэлеевским контрастом 20%.

6. Модификация пластинчатой оправы за счёт использования перемычек и слоя эпоксидного клея в местах контакта оправы и опорной плиты уменьшает деформацию рабочей поверхности оптической детали, возникающую из-за фиксации оправы на опорной плите, до уровня около 1 нм по СКО.

### **Публикации по теме**

По представленным на защиту материалам автором опубликовано 15 статей в научных журналах и 17 статей в сборниках конференций и тезисов докладов. Все научные журналы находятся в перечне ВАК. Неоднократно результаты докладывались автором на научных конференциях.

### **Личное участие автора**

Все результаты, представленные в диссертационной работе, были получены соискателем лично или при его непосредственном участии, в том числе, участие в постановке научных задач, измерение aberrаций, и разрешения оптических систем и формы поверхности оптических элементов, расчёт и оптимизация оптических систем, анализ и обобщение полученных результатов. В разработке методики и математического аппарата для разделения вклада ошибки формы поверхности асферических поверхностей от aberrации линзового корректора волнового фронта [A11] и от деформации, вызванной весом детали [A9-A10], а также в написании статей по этим тематикам вклад автора является определяющим. Работы по измерению и коррекции формы поверхности зеркал асферического объектива Шварцшильда для ЭУФ-литографа [A8,A13,A15] были проведены совместно с М.Н. Тороповым и А.Е. Пестовым. В разработке методики измерения на ИДВС формы зеркала-эллипсоида скользящего угла падения и написании статьи по этой теме вклад автора - определяющий [A7]. Зеркало-эллипсоид и результаты измерения его формы на интерферометре белого света были предоставлены А.Д. Ахсахалюном. Расчёт модификаций схем Шмидта-Кассегрена и «камеры Шмидта» с использованием зеркального корректора был проведен автором лично. В работах по сборке, юстировке, измерению aberrаций и коррекции формы зеркал прототипа ВУФ и УФ телескопа для мониторинга Земли [A12,A14] и коллиматора для измерения его оптических характеристик [A6] автор принимал участие вместе с М.Н. Тороповым и А.Е. Пестовым. Разработка алгоритма «восстановления

интенсивности» перед деконволюцией z-томографических изображений биологических клеток была проделана автором лично [A1,A2]. Разработка модификации оправы для первичного зеркала телескопа «АРКА», которая устраняет деформацию из-за установки зеркала в телескоп, проделана автором лично [A9-A10].

Все исследования, в том числе, постановка задач, обсуждение результатов и написание статей проводились под руководством научного руководителя Н.И. Чхало.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Диссертационная работа выполнена с применением общеизвестных и зарекомендовавших себя современных программ для оптических расчётов, расчётов деформаций по методу конечных элементов, решения деконволюционной задачи при обработке трёхмерных изображений. Расчёт оптических схем телескопа и объектива Шварцшильда (ОШ) для микроскопа производился на основе общепринятых соотношений для сумм Зейделя основных аберраций и соотношений для ОШ. Основные научные положения работы сформулированы на основании результатов, полученных с использованием апробированных экспериментальных методик. Экспериментальные данные согласуются с результатами расчёта в программах и данными, представленными в литературе.

Все результаты, вошедшие в диссертационную работу, представлены в реферируемых научных изданиях и докладывались на научных конференциях. Апробация содержащихся в данной диссертационной работе результатов проводилась на следующих научных конференциях, симпозиумах и совещаниях:

Методика измерения формы оптических поверхностей на основе поворотов оптической детали вокруг оптической оси, позволяющая отделить ошибку формы измеряемой поверхности от: а) деформации поверхности из-за веса детали, а также разработка бездеформационного крепления первичного зеркала для телескопа «АРКА» докладывались на международной конференции “SPIE. EUV and X-ray Optics: Synergy between Laboratory and Space V” в Праге, Чехия, в 2017 г и на конференции «Рентгеновская оптика 2016» в г. Черноголовка, 26-29 сентября 2016; б) аберраций корректора волнового фронта при измерении формы первичного зеркала объектива для ЭУФ-литографа докладывалась на симпозиуме «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 2016 г. Методика измерения формы зеркала – эллипсоида

скользящего падения на интерферометре с дифракционной волной сравнения (ИДВС) докладывалась на симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 2016 г. Методика z-томографии для мягкой рентгеновской микроскопии и состояние дел по изготовлению МРМ докладывались на симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника», г. Нижний Новгород, в 2018 и 2019 г. Возможности интерферометра с дифракционной волной сравнения для аттестации формы супергладких поверхностей с ошибкой формы на уровне единиц нанометров докладывались на конференции «Physics of X-Ray and Neutron Multilayer Structures» в Пализо (Франция) в 2018 г.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объём диссертации составляет 179 страниц, приведено 97 рисунков и 7 таблиц. Обзор современных достижений, представленных в научных публикациях других исследовательских групп в областях диссертационного исследования по всем представленным направлениям, рассматривается в 1-й обзорной главе и в начале остальных глав.

### **Содержание диссертации по главам**

**Во введении** обосновывается актуальность темы диссертации, изложены цели работы, показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов, формулируются основные положения, выносимые на защиту и личное участие автора диссертации.

**Первая глава** – обзорная и разделена на три части. В первой части делается обзор телескопов – рефлекторов. Сравняются их разрешения, поля зрения, относительные отверстия, число зеркал, в том числе асферических, которое определяет сложность изготовления схемы. Во второй части делается обзор по мягким рентгеновским микроскопам для «окна прозрачности воды»: длины волн 2.3 – 4.4 нм. Обсуждаются проблемы, не позволяющие в МРМ на зонных пластинках Френеля реализовать томографию с разрешением лучше 60-100 нм. В третьей части обсуждается воздействие внешних факторов на результаты измерений формы поверхности зеркал: деформаций из-за веса, из-за установки оптической детали в оправу и из-за изменения температуры.

Рассматривается существующая методика для определения собственной ошибки формы поверхности на фоне систематической ошибки, вызванной весом детали и aberrациями интерферометра. Также рассматриваются различные варианты закрепления зеркал в оправы и телескопы, в частности «полукинематические» крепления, которые вносят в оптическую деталь минимальные деформации и практически не препятствуют её тепловому расширению/сжатию.

**Вторая глава** посвящена разработке полнозеркальных модификаций: телескопа Шмидта-Кассегрена (ШК) с зеркальным корректором (ЗК) и коллиматора на основе «камеры Шмидта», предназначенного для одновременного измерения разрешения телескопа на всём поле зрения. Расчёт схемы проводится с использованием сумм Зейделя. Описывается методика измерения aberrаций разработанного прототипа телескопа и его пятен фокусировки по полю зрения на ИДВС в автоколлимационной схеме. Приводятся результаты расчёта оптической схемы коллиматора и измерения разрешения телескопа. Коллиматор имитирует удалённые объекты, свет от которых приходит в телескоп с углов зрения от  $-1.5^\circ$  до  $+1.5^\circ$ . Эксперимент показывает, что на видимом белом свете прототип телескопа способен увидеть даже 6-мкм полосы миры коллиматора, поэтому его разрешение составляет 1.5-1.7" в зависимости от точки на поле зрения. Построенные функции передачи частоты прототипа телескопа с учётом измеренных aberrаций показывают, что на рабочих длинах волн 120-380 нм среднее по длинам волн и углам зрения разрешение составляет 1.3", что совпадает с расчётным разрешением.

**В третьей главе** описывается разработка оптической части светосильного мягкого рентгеновского микроскопа на основе зеркальной оптики на длину волны 3.37 нм из «окна прозрачности воды». За счёт большой числовой апертуры  $NA = 0.3$  проекционного объектива Шварцшильда микроскоп имеет малую глубину фокуса  $DOF = \pm 37.5$  нм (depth of focus), что позволяет эффективно реализовать z-томографию образцов, которая раньше в МРМ не применялась. Большая светосила по сравнению с МРМ на зонных пластинках Френеля (ЗПФ) уменьшает время экспозиции образцов до единиц - десятков секунд, в то время как в МРМ на ЗПФ оно составляет минуты. В главе описывается предлагаемая двухуровневая схема увеличения микроскопа на основе ОШ с увеличением  $\times 46$  и цифрового детектора со сменным увеличением от 2 до 20 раз. Общее увеличение микроскопа до 920 раз позволяет получить разрешение двумерных

объектов до 8 нм с контрастом 30% на поле зрения  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, а также разрешение трёхмерных объектов до 20 нм с контрастом 20%. За счёт использования в ОШ первичного зеркала, имеющего профиль асферизации 6-го порядка, разрешение в зависимости от поля зрения улучшено в 6-20 раз по сравнению с классическими ОШ на основе сферических зеркал.

Также в главе рассматриваются существующие методы угловой томографии для реконструкции трёхмерной структуры органических клеток в МРМ на ЗПФ и предлагается новый метод z-томографии, когда образец сдвигается вдоль оптической оси, и делается серия его снимков. Описывается разработанный алгоритм восстановления интенсивности перед деконволюцией для реконструкции трёхмерной структуры образца в условиях сильного поглощения излучения образцом. Такой метод подходит для светосильных МРМ с числовыми апертурами  $NA \gg 0.1$ , когда глубина фокуса мала ( $\ll 100$  нм). Также проводится реконструкция изображения модельной белковой клетки по данным z-томографии в случае дифракционно ограниченной оптики.

**Четвёртая глава** посвящена разработке методов измерения асферических поверхностей на интерферометре с дифракционной волной сравнения (ИДВС). В начале главы описывается принцип работы таких дифракционных интерферометров. Далее описывается эксперимент по измерению формы зеркал и aberrаций объектива Шварцшильда на интерферометре. Предлагается методика поворотов измеряемой оптической детали и решения системы уравнений для определения aberrаций линзового корректора и ошибки формы вогнутого зеркала объектива. На основе измеренных aberrации объектива моделируется изображение полос в литографе на длину волны 13.5 нм. Во второй части главы описывается методика применения ИДВС для измерения поверхности многослойных рентгеновских зеркал второго порядка: эллипсоидов, параболоидов и гиперболоидов. Описывается эксперимент по измерению формы поверхности рентгеновского зеркала-эллипсоида. Приводится сравнение результатов измерений на ИДВС и на интерферометре белого света Zygo.

**В пятой** главе обсуждается модификация оправы для бездеформационного крепления первичного зеркала телескопа солнечной обсерватории АРКА, которая позволила уменьшить деформацию зеркала из-за его установки и фиксации в телескопе более чем на 2 порядка. За основу взята оправка с пластинами. Рассчитываются

оптимальные размеры перемычек, пластин и слоя эпоксидного клея, обеспечивающие эффективное уменьшение деформации зеркала из-за установки оправы с зеркалом в телескоп при наличии 5-микронных зазоров между притёртыми плитой и оправой, с одной стороны, и выдерживающие пусковые нагрузки в ракете, с другой. Рассчитывается и измеряются деформация поверхности зеркала, возникающая из-за его веса, и деформация из-за установки в телескоп. Моделируется влияние перепада температур на форму поверхности зеркала и разрешение телескопа. Приводится расчёт влияния деформации «установки» и ошибки измерения ИДВС на 0.1" разрешение телескопа АРКА.

В заключении сформулированы выводы по результатам работы

# **ГЛАВА 1. Разработка зеркальных оптических систем на основе асферических поверхностей высокого порядка для мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового диапазонов длин волн**

Наблюдаемый в настоящее время интерес к высокоразрешающим оптическим системам связан с развитием ряда фундаментальных (нанопфизика, рентгеновская астрономия, биология, медицина) и прикладных (космические системы для дистанционного зондирования поверхности Земли и атмосферы, мягкая рентгеновская микроскопия и литография) направлений. В спектральной области мягкого рентгеновского (МР, длины волн 0.3-10 нм) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ, длины волн 10-200 нм) излучения этот интерес сопровождается интенсивным развитием технологии измерения и коррекции поверхностей оптических элементов, а также созданием новых оптических систем на основе асферических поверхностей (АП), чаще всего это: параболоиды, гиперболоиды и эллипсоиды.

Использование АП в оптических приборах позволяет добиться лучшего разрешения и поля зрения при меньшем числе оптических элементов, массе и габаритах. Особенно выгодно использовать асферические поверхности в МР и ВУФ диапазонах, где число зеркал лучше делать минимальным из-за малости коэффициентов отражения. Рассмотрим варианты оптических схем, которые обычно используются для дистанционного зондирования Земли в ВУФ и в микроскопии в МР диапазонах длин волн.

## **1.1 Анализ схем телескопов-рефлекторов**

В последнее десятилетие в связи с всё более расширяющимся применением космических технологий в науке и технике разрабатываются системы нового поколения для дистанционного зондирования Земли и околоземного пространства (ДЗЗ) [26-28]. Такие системы используются для решения широкого спектра задач в интересах изучения природных ресурсов, сельского хозяйства и картографии. До недавнего времени регистрация спектральных изображений в основном велась в видимом и

инфракрасном (ИК) диапазонах длин волн. Диапазон 0.4–2.5 мкм, соответствует максимуму отраженного излучения большинства природных ландшафтов земной поверхности и рукотворных объектов [26]. В средней ИК области в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм, окно прозрачности атмосферы, ведётся обнаружение спектров излучения и поглощения “бензольных колец”, входящих в состав газового и нефтяного топлива.

Исследования показали, что в ВУФ и УФ диапазонах, на длинах волн 120 – 380 нм, может вестись наблюдение быстролетающих объектов в ионосфере Земли [A12,A14]. Из-за того, что собственное излучение Земли в этих диапазонах практически отсутствует, обнаружение объектов с низкой излучательной способностью возможно даже в дневное время, как по рассеянию излучения Солнца на линии  $H\gamma_\alpha$  (121.6 нм), так и по молекулярным линиям газов атмосферы, возбуждённых движущимися гиперзвуковыми объектами. Из-за сильного поглощения нижних слоёв атмосферы в этом диапазоне длин волн телескоп должен смотреть на Землю из космоса.

Основным устройством системы мониторинга, определяющим предельные возможности по точности регистрации координат объектов, времени сбора информации и области обзора, является телескоп. Специфика обнаружения слабосветящихся объектов в ВУФ и УФ диапазонах заключается в следующем. Во-первых, поглощение оптических материалов и хроматические аберрации, ограничивают выбор базовой оптической схемы телескопа зеркальными системами (рефлекторами). Во-вторых, задачи обнаружения и наблюдений слабосветящихся объектов вместе с относительно низкой чувствительностью ПЗС матриц в этом диапазоне требуют применения светосильной оптики.

Простейшая зеркальная оптическая схема – система Ньютона состоит из параболического главного зеркала, дополненного, как правило, вспомогательным плоским поворотным зеркалом [29] (рис. 1.1). Благодаря простоте изготовления схема нашла широкое применение среди астрономов-любителей [30]. Главным недостатком системы Ньютона являются большие полевые аберрации (главным образом кома), ограничивающие поле зрения несколькими угловыми минутами. Малое поле зрения не позволяет эффективно использовать систему Ньютона в современной аппаратуре. По этим причинам в системах ДЗЗ эта схема не применяется.

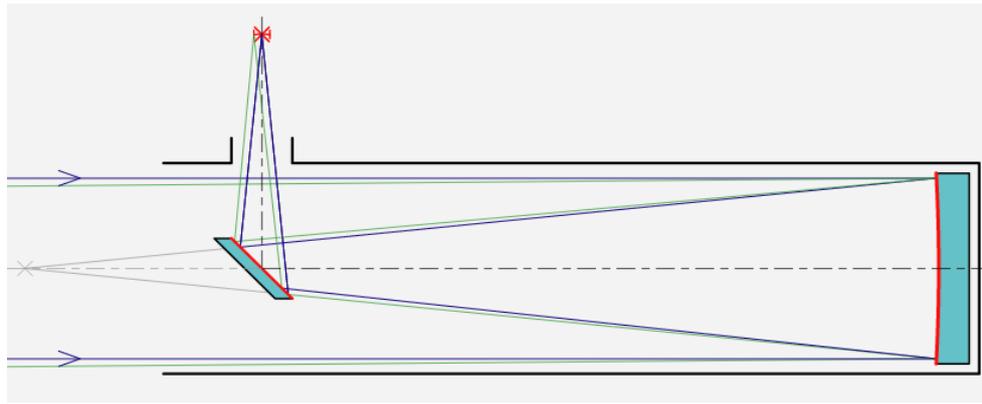


Рис. 1.1. Схема Ньютона.

Другими хорошо известными классическими зеркальными системами являются система Кассегрена и ее модификации. Система Кассегрена состоит из главного вогнутого параболического зеркала и вторичного выпуклого гиперболического (рис. 1.2).

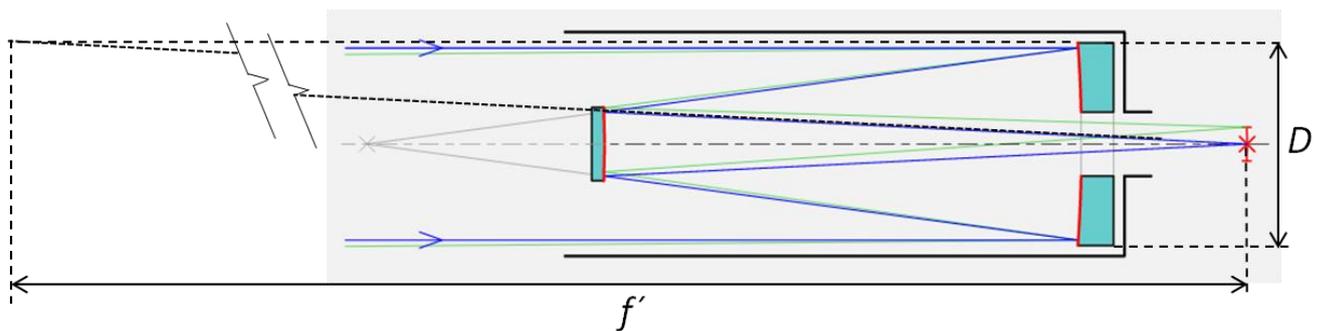


Рис. 1.2. Схема Кассегрена.

По абберационным характеристикам (при одинаковых относительных отверстиях) система Кассегрена аналогична системе Ньютона. Поле зрения (область углов, в которых разрешение телескопа составляет около  $1''$ ) составляет несколько угловых минут при относительном отверстии (отношении диаметра входного зрачка  $D$  к фокусному расстоянию телескопа  $f'$ , рис. 1.2)  $D/f' = 1:3-1:5$  [31]. Чем меньше относительное отверстие, тем большую длину имеет телескоп при том же диаметре зеркал. Длина телескопа, запускаемого в космос, ограничена отсеком в ракете, поэтому телескопы с малым относительным отверстием имеют малый диаметр зеркал.

Наибольшее распространение получила модификация схемы Кассегрена - система Ричи-Кретьена, в которой и первичное, и вторичное зеркала являются гиперболическими. Поля зрения системы Ричи-Кретьена может быть доведено до  $1^\circ$  при

угловом разрешении  $2''$  [1]. Данные системы удобно использовать при создании длиннофокусных приборов (длина объектива может быть в несколько раз меньше фокусного расстояния), что делает их одними из самых распространенных решений для астрономических приборов (в том числе и космических, пример – телескоп Хаббла) [2]. В светосильных объективах они используются редко из-за увеличивающейся в этом случае сложности изготовления/юстировки и роста центрального экранирования. На практике редко используют систему Ричи-Кретьена с относительным отверстием более 1:4.

В модификации схемы Ричи-Кретьена за счёт использования предфокального линзового корректора поле зрения увеличивается до  $3^\circ$  при сохранении разрешения  $< 1''$  и относительного отверстия 1:3.5. Однако из-за поглощения ВУФ излучения линзовым корректором схема не пригодна для длин волн короче 250 нм [32]. Таким образом, главным недостатком системы Ричи-Кретьена применительно к ВУФ и МР диапазонам является небольшое поле зрения.

Разновидностью 2-х зеркальных оптических систем является система Грегори, состоящая из вогнутого параболического первичного зеркала и вогнутого эллиптического вторичного. Данная система имеет промежуточное изображение (фокус первичного зеркала), что является полезным с точки зрения борьбы с внеапертурными и фоновыми засветками (рис. 1.3). В то же время система Грегори плохо исправлена на полевые aberrации и малоприспособна для относительных отверстий больших, чем 1:5 и полей зрения, превышающих  $1^\circ$  [3].

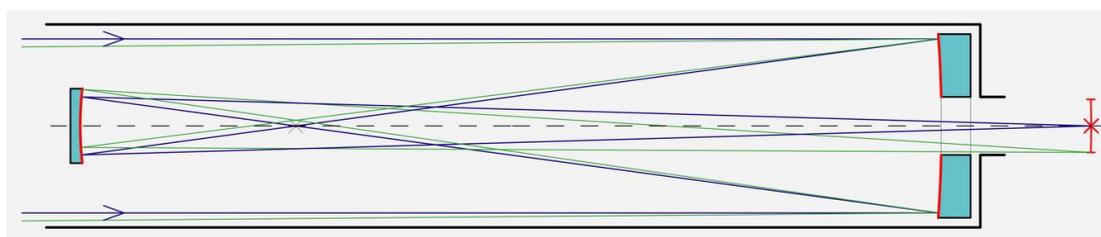


Рис. 1.3. Схема Грегори.

Использование 4-х асферических зеркал (два зеркала объектива и два корректора aberrаций) позволяет в значительной мере исправить полевые aberrации системы и обеспечить угловое поле зрения до  $3^\circ$  [33]. Данная система имеет промежуточное изображение и удобно расположенный выходной зрачок. Существенными недостатками являются наличие трех крупных (соответственно массивных) и сложных в изготовлении

зеркал, сложность юстировки, потеря сигнала на дополнительных зеркалах и значительное (до 25% по площади) центральное экранирование. Низкая технологичность данной системы является серьезным препятствием для использования в ВУФ и УФ аппаратуре космического базирования.

В бортовой аппаратуре видимого диапазона спектра эффективное применение находит внеосевая зеркальная система, известная в литературе как зеркальный триплет Кука (рис. 1.4): например, на спутнике Toposat (Великобритания) [4] и на спутнике EO-1 (США) [5]. Данная система состоит из первичного осевого вогнутого гиперболоида, совмещенного с входным зрачком, вторичного внеосевого выпуклого эллипсоида, третичного вогнутого сферического зеркала и плоского зеркала для уменьшения габаритов системы [6].

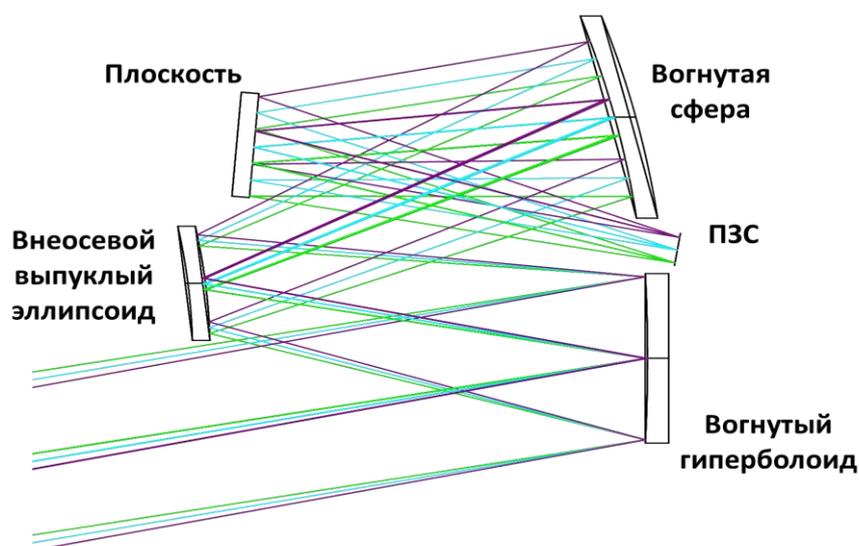


Рис. 1.4. Схема триплета Кука.

Привлекательным качеством зеркального триплета Кука является значительное поле зрения в сагиттальном направлении (перпендикулярно плоскости рис. 1.4). Поле зрения в этом направлении составляет около  $8^\circ$ , т.е. имеется принципиальная возможность обеспечения большой полосы захвата местности без дополнительного сканирования. При этом в меридиональном направлении поле зрения  $1.5^\circ$ . При больших относительных отверстиях существенно возрастают остаточные аберрации. Так же система имеет большие габариты – совместная площадь 2-го, 3-го и 4-го зеркал примерно втрое превышает площадь входного зрачка. Ещё один недостаток с точки

зрения сложности изготовления – два асферических зеркала, одно из которых – выпуклый внеосевой эллипсоид.

Частично внеосевая 3-х зеркальная система, представляющая собой модифицированную систему Кассегрена, дополненную третичным зеркалом – корректором полевых aberrаций и плоским зеркалом, носит название системы Корша (рис. 1.5). Система обладает промежуточным изображением и действительным выходным зрачком [7]. Основное изображение может быть использовано только частично (центральная зона исключена) из-за пространственного наложения с промежуточным изображением. Тем не менее, эффективное поле зрения может быть доведено до  $3\div 4^\circ$ . Максимальное относительное отверстие – 1:3.5. Недостатки – значительные габариты вдоль оптической оси, ограничение по величине относительного отверстия, три асферических зеркала, одно из которых внеосевое, высокие требования к точности юстировки; невозможность наблюдений в центре поля зрения. Тем не менее схема Корша находит широкое применение в системах ДЗЗ, например, телескопы Pleiades и Kompsat 3 [8]

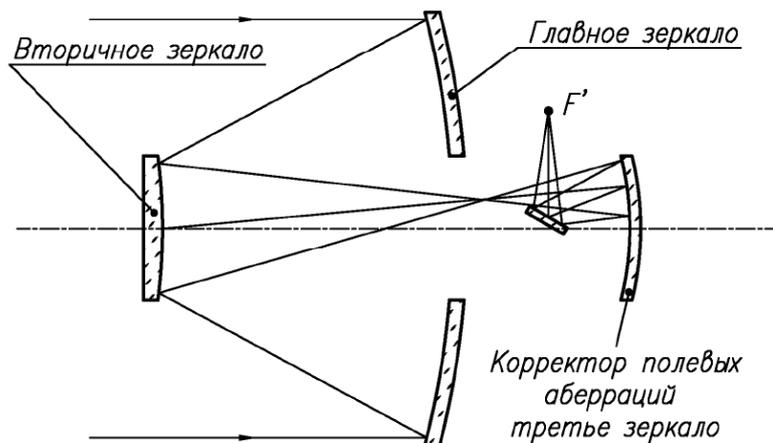


Рис. 1.5. Схема Корша.

Проведенный анализ распространенных зеркальных оптических систем с АП второго порядка позволяет сделать вывод о том, что относительно пригодными для использования в ВУФ и УФ высокоразрешающей аппаратуре с полем зрения более  $1^\circ$  могут быть система Корша и зеркальный триплет Кука. При этом эти системы крайне сложны в изготовлении больших асферических, в том числе внеосевых, зеркал и юстировке. Поэтому актуальной остаётся задача поиска новых схем телескопов,

которые превосходят классические по полю зрения и разрешению и имеют минимальное число поверхностей, особенно асферических.

## 1.2 Мягкая рентгеновская микроскопия «окна прозрачности воды»

Особенности взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с веществом в «окне прозрачности воды», длины волн 2.3 – 4.4 нм, такие как слабое рассеяние, относительно большая глубина проникновения в воду до края поглощения кислорода ( $\lambda=2.4$  нм) и в белок до края поглощения углерода ( $\lambda=4.4$  нм) и резкие скачки поглощения за ними (рис. 1.6), а также малая длина волны, открывают для исследователей уникальные возможности для нанодиагностики органических клеток.

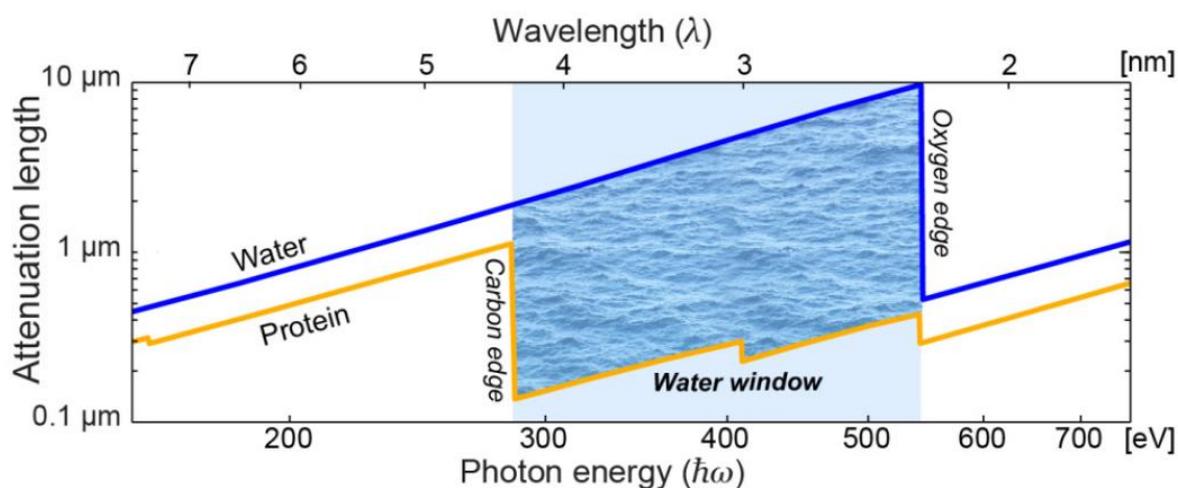


Рис. 1.6. Зависимость глубины проникновения излучения в воду (синяя кривая) и белок (жёлтая кривая) в диапазоне длин волн 2 – 7 нм (заим. из [34])

Из-за большой глубины проникновения излучения в воду и сильного по сравнению с рассеянием поглощения излучения белком в диапазоне «окна прозрачности воды» [35] становится возможным изучение «живых» водосодержащих органических клеток толщиной до десятка микрометров [9,36]. Малая длина волны позволяет получить разрешение в изображении двумерного образца на уровне нескольких десятков нанометров.

### 1.2.1 Микроскопы на зонных пластинках Френеля

Длины волн «водного окна»: 2.3 – 4.4 нм на два порядка меньше длин волн видимого света, поэтому дифракционный предел разрешения в «водном окне» гораздо меньше, что позволяет получить лучшее разрешение. В последние 30 лет активно развивается МРМ для «окна прозрачности воды», основанная на зонных пластинках Френеля (ЗПФ) [9-10,35-37], т.к. технология их изготовления хорошо отлажена, и латеральное разрешение, сравнимое с шириной последней зоны, составляет десятки нанометров. На рис. 1.7 изображение микроорганизма «*Erithemiasorex*» на длине волны 2.48 нм, полученное в МРМ на ЗПФ, имеет лучшее разрешение, чем его же изображение, но полученное на микроскопе, работающем в видимом свете. Изображение фибробласта и нейронов также лучше на МРМ, чем на оптическом микроскопе (рис. 1.8).

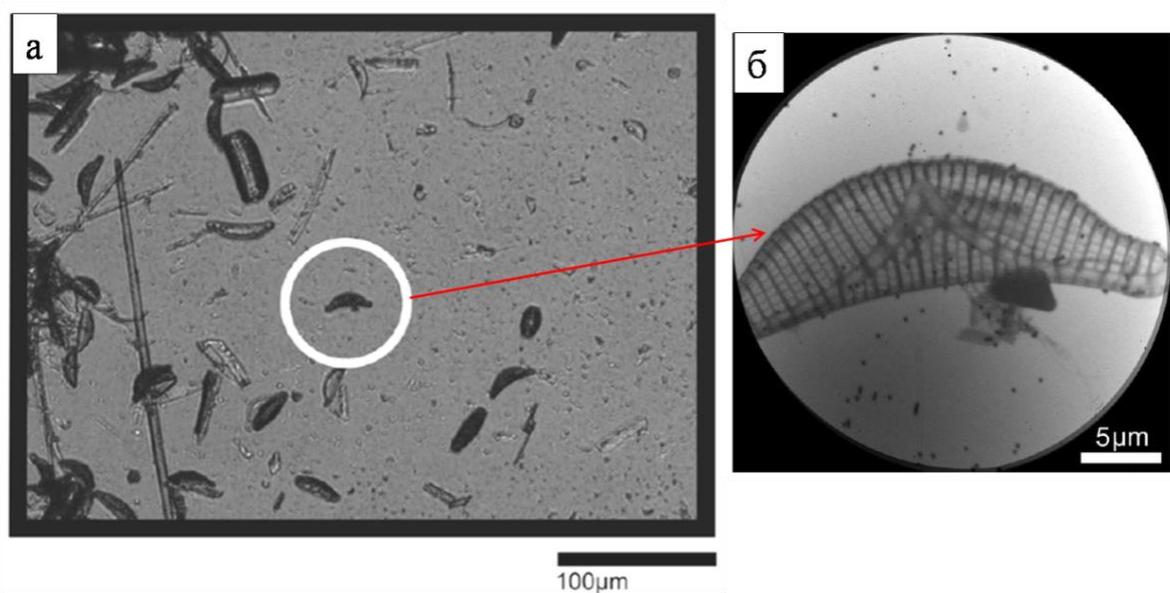


Рис. 1.7 Изображение микроорганизма «*Erithemiasorex*», полученное в: оптическом – а) и мягком рентгеновском – б) микроскопах. (Заим. из [17])

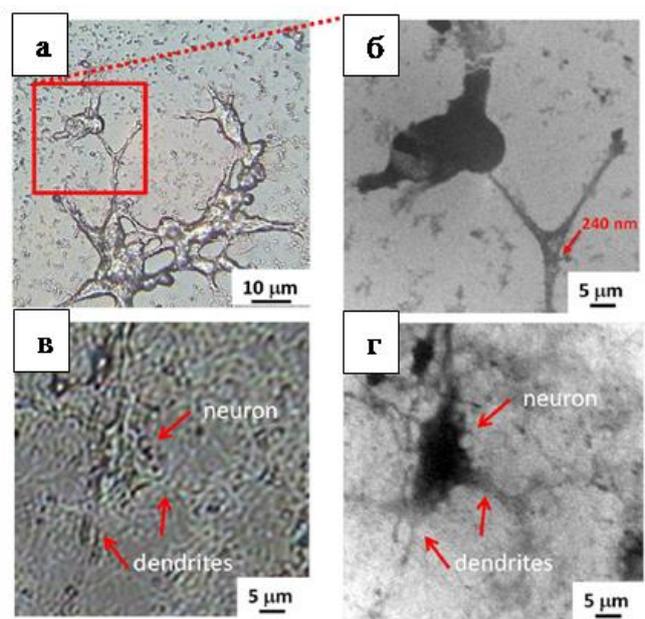


Рис. 1.8 Сравнение изображений: фибробласта в видимом свете (а) и в «водном окне» (б); нейронов мозга мыши в видимом свете (в) и в «водном окне» (г). (Заим. из [38]).

В последнее время активно разрабатываются МРМ на основе лазерно-плазменных источников (ЛПИ) из-за их компактности и возможности работы в лаборатории, а не только на синхротронах. В качестве мишеней для ЛПИ могут использоваться газовые струи [10,38-42], струя жидкого азота [12,43], «z-pinch» разряд в газе [44], а также твердотельные мишени [45-47]. ЛПИ работает следующим образом: мощные ( $P \sim 0.1 - 1$  Дж) короткие ( $\tau \sim 3 - 10$  нс) лазерные импульсы с частотой (10 – 300 Гц) фокусируются на мишени, рождая плазму (рис. 1.9). Плазменное облако, разлетаясь с ускорением, излучает широкий диапазон длин волн, в том числе мягкий рентгеновский. Коллектор (на основе многослойного зеркала нормального [9,13,36] или скользящего падения [42-43], либо зонной пластинки [48-49]) отражает (пропускает) часть пришедшего от ЛПИ излучения с длиной волны, задаваемой спектральной кривой отражения (пропускания) коллектора. Таким образом, на образце формируется квазиравномерная засветка. Для реализации угловой томографии образец закрепляется в специальных кюветах с возможностью углового вращения и линейной подстройкой по координатам. Изображение образца с увеличением, обычно, около 1000 раз строится ЗПФ на охлаждаемой «back-side-illuminated» ПЗС, чувствительной к МРИ (рис. 1.9).

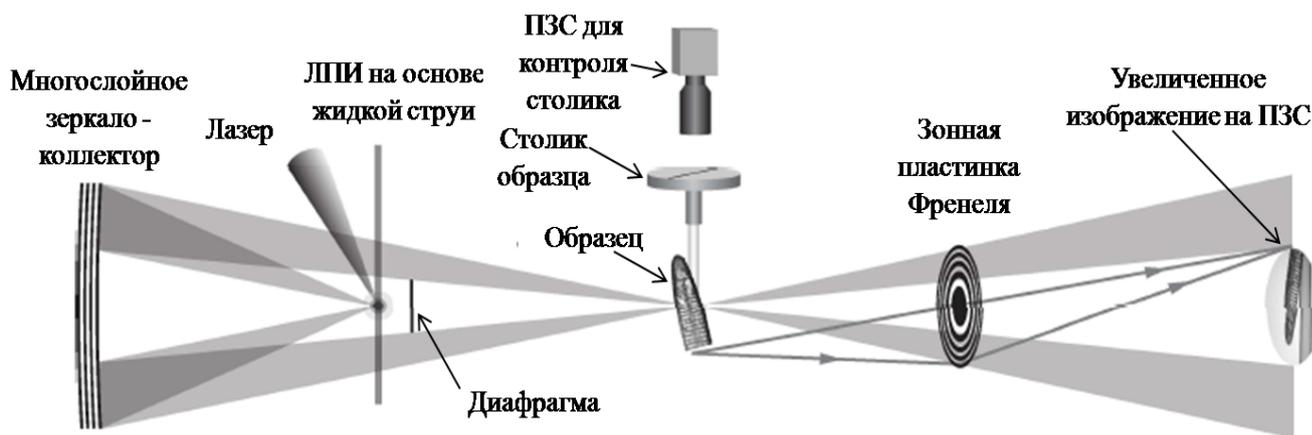


Рис. 1.9. Типичная схема МРМ на ЗПФ. (Заим. из [13])

Обсудим проблемы построения трёхмерного изображения (томографии) в микроскопах, использующих в качестве изображающей оптики зонные пластинки. Особенностью ЗПФ в рентгеновском диапазоне является низкая числовая апертура и, как следствие, большая глубина фокуса DOF (depthoffocus) в единицы и даже десятки микрометров. Зачастую DOF сравним или даже больше толщины образцов, поэтому вклад в изображение дают все срезы образца, и оно сильно размывается вдоль оптической оси, и для получения качественно новой информации об объекте исследователи прибегают к угловой томографии. Образец вращают на определенные углы, и делается серия снимков. При этом лучшее латеральное разрешение в изображении объемных белковых образцов составляет 60-70 нм с синхротронным высокомономохроматичным источником [9-11,19] и 100-140 нм с лабораторным лазерно-плазменным источником [12-13] при дифракционном пределе используемых в [9-13,19] ЗПФ 30-50 нм. Достигнутое аксиальное разрешение при угловой томографии хуже 100 нм [12-13]. Недостижение дифракционного предела связано с тремя факторами. Во-первых, при восстановлении трёхмерного изображения образца по серии его угловых проекций пользуются методом «фильтрации обратных проекций» [14], который предполагает, что лучи строго параллельны, т.е. размер образца вдоль оптической оси гораздо меньше глубины фокуса ЗПФ. Но на практике это условие не выполняется, что связано со следующим обстоятельством. Глубина фокуса пропорциональна квадрату ширины крайней зоны ЗПФ, равной пределу разрешения, поэтому, чем больше DOF, тем хуже предел разрешения. В итоге, на практике используют зонные пластинки с глубиной фокуса 1-1.5 мкм [11-13], при этом размер исследуемых образцов 5 – 10 мкм,

поэтому метод «фильтрации обратных проекций» работает лишь приближённо. Появившиеся методы учёта непараллельности лучей [15-16] в МРМ пока не нашли практического применения. Во-вторых, из-за низких числовых апертур ( $NA = 0.01 - 0.1$ ) время накопления сигнала для каждого снимка довольно велико, обычно 1-2 минуты [11-13], поэтому шумы ПЗС-детектора и дрейф образца из-за температурных колебаний, внешних вибраций и броуновского движения клеток значительны. В-третьих, на практике центр вращения столика с образцом не совпадает с центром образца, поэтому при сканировании по углу возникают смещения образца по всем направлениям. Для выравнивания изображений в образцы добавляют специальные маркеры – шарики из золота [12] либо, если в образце уже есть мелкие сильно поглощающие частицы, то используют их [13]. Отслеживание маркеров делают в программе IMOD [50]. Таким образом, при каждом повороте требуется длительная настройка с дополнительным облучением образца, что отрицательно сказывается на накопленной дозе. Сложность юстировки и накопление дозы приводит к тому, что шаг по углу выбирают довольно большим, равным  $1 - 2^\circ$  [12-13,17], это, согласно критерию Кроувера, [18], приводит к ограничению разрешения из-за недостатка информации об объекте. В-четвертых, из-за маленького рабочего расстояния между ЗПФ и образцом (доли миллиметра) столик с образцом невозможно наклонить на большие углы, в литературе это называется «отсутствие клина». Обычно, углы сканирования от  $\pm 40^\circ$  [12] до  $\pm 60^\circ$  [17], хотя есть и работы, где образец помещается внутри конца зауженного до  $\sim 10$  мкм капилляра, и углы сканирования составляют уже  $\pm 90^\circ$  [11,13,19]. Ограничение диапазона углов также приводит к ограничению информации об объекте и ухудшению разрешения. Таким образом, угловая томография на ЗПФ имеет ряд технических проблем, которые не позволяют продвинуться в область разрешений лучше 60 нм. Нам также известна одна работа, где в микроскопе на зонных пластинках реализована z-томография [51]. В ней реконструкция изображений осуществлялась с использованием оценки функции фокусировки по методу [52]. Использование уникальной короткофокусной зонной пластинки с  $DOF = 500$  нм и шириной крайней зоны 15 нм позволило получить 550 нм аксиальное и 30 нм латеральное разрешение.

## 1.2.2 Микроскопы на основе высокоапертурных светосильных объективов

### Шварцшильда

С другой стороны в МРМ для построения изображения используются светосильные зеркальные ОШ с числовыми апертурами  $NA = 0.2 - 0.5$  [45,53-54]. Из-за больших числовых апертур сигнал возрастает на 1-2 порядка, что резко улучшает соотношение «сигнал/шум» и уменьшает время измерений. Как следствие, влияние внешних факторов на качество изображений заметно снижается. Ещё одно преимущество ОШ заключается в большом, десятки миллиметров, расстоянии между объективом и образцом, что значительно упрощает установку образцов в предметную плоскость по сравнению с МРМ на ЗПФ, где это расстояние очень мало: 0.1 – 1 мм [11-13]. Зеркальные МРМ можно разделить на два типа: контактные [46-47] и проекционные [45,53].

В [46] реализован контактный МРМ с цифровой регистрацией на длине волны 13.5 нм, в котором образец подводится вплотную к скантеру, преобразующему МРИ в видимый свет, регистрируемый на ПЗС-камере после увеличения линзовым объективом. Достигнутое разрешение в 700 нм соответствует дифракционному пределу используемого объектива. В [38,39] контактный МРМ был использован для создания изображения клетки на фоторезисте «РММА» в диапазоне длин волн «окна прозрачности воды». Свет, прошедший через образец, засвечивал фоторезист в соответствии с локальной структурой клетки. Модуляция интенсивности поглощённого света после проявления фоторезиста преобразовывалась в рельеф на поверхности «РММА», который был затем измерен на атомно-силовом микроскопе (АСМ). Такой подход позволил получить разрешение около 100 нм. Недостатки контактной микроскопии заключаются в следующем. Фоторезист приходится проявлять и строить его изображение на АСМ или электронном микроскопе, поэтому метод долгий. Также имеет место дифракция на структурных особенностях образца, и дифракционное размытие прямо пропорционально толщине образца, поэтому разрешение падает с увеличением толщины образцов. Наконец, невозможно организовать томографию образцов.

Проекционные МРМ лишены этих недостатков. В [53] на проекционном МРМ на длину волны 13.4 нм получены изображения срезов мозга мыши с латеральным разрешением 130 нм. В [45] на микроскопе на длине волны 20 нм получено изображение

дифракционных решёток с латеральным разрешением 200 нм. В [54] на микроскопе на длину волны 13 нм получено изображение маски для литографа с латеральным разрешением в 20 нм.

Вышеперечисленные микроскопы используют объективы на основе сферических зеркал. С другой стороны, из работ [55-57] известно, что асферизация зеркал объектива Шварцшильда приводит к увеличению его поля зрения и улучшению разрешения, поэтому в рамках данной диссертационной работы рассчитывается ОШ с асферическим первичным зеркалом с поверхностью 6-го порядка. Также приводится сравнение разрешений и полей зрения сферического и асферического ОШ в зависимости от порядка асферизации и числовых апертур.

В работах [45,53-54] томография образцов не делалась, и полученные изображения – двумерные. С точки зрения биологических и медицинских применений для понимания структуры и функционирования клеток интересно получать трёхмерные изображения [11-13,19], поэтому задача разработки МРМ на основе ОШ является актуальной и решается в рамках данной работы. Помимо отмеченных уже выше достоинств МРМ на основе ОШ есть еще одна важная для микроскопии особенность. Очень малая глубина фокуса, обратно пропорциональная квадрату числовой апертуры ( $DOF = \lambda/NA^2$ ), составляет десятки нанометров. Это достоинство позволяет реализовать простейшую z-томографию образцов по аналогии с конфокальными микроскопами видимого света. Несмотря на перспективы этого метода проекционных микроскопов для «окна прозрачности воды» на основе ОШ до сих пор нет. Это связано с весьма жесткими требованиями: к абберациям на уровне порядка 1 нм, и к шероховатости поверхностей зеркал на уровне 0.2 нм. Задача аттестации и коррекции формы осложняется ещё и воздействием внешних факторов на форму измеряемых поверхностей, поэтому развитие методов измерения прецизионных оптических элементов для МР и ВУФ диапазона, которые учитывают различные систематические ошибки измерений, является крайне актуальным.

### 1.3 Воздействие внешних факторов на результаты измерений формы поверхности зеркал

Для достижения дифракционного качества изображений в ВУФ и МР диапазонах требования к точности формы поверхностей изображающего объектива очень жёсткие в силу малости длины волны. Согласно критерию Марешаля, aberrации не должны превышать  $\lambda/14$ , поэтому для двухзеркального объектива на длину волны  $\lambda = 3.37$  нм (из «окна прозрачности воды») остаточная ошибка формы поверхностей не должна превышать по параметру СКО величину  $\lambda/(2 \cdot 14 \cdot \sqrt{2}) \approx 0.1$  нм (множитель  $1/2$  из-за того, что при зеркальном отражении набег фазы в aberrациях в 2 раза больше ошибки формы, множитель  $1/\sqrt{2}$  из-за того что зеркала два, и ошибки формы зеркал независимы). Стоит отметить, что знание функции рассеяния точки микроскопа и деконволюционная обработка изображений позволят несколько ослабить требование на ошибку формы до СКО =  $\lambda/3 \approx 1$  нм.

На таком уровне точностей воздействие на форму оптических элементов внешних факторов: веса оптической детали, aberrаций интерферометра, «деформаций из-за прижима» детали в оправе резко возрастает. Проблема метрологии и коррекции формы осложняется тем, что изображающие объективы и телескопы имеют в своём составе асферические поверхности.

Аттестация формы и aberrаций асферических оптических поверхностей является комплексной задачей. Во-первых, асферические поверхности измеряются на интерферометрах с использованием дополнительных корректоров волнового фронта, преобразующих сферический фронт в асферический, по форме совпадающий с исследуемой асферической поверхностью [20]. Поэтому необходимо учитывать ошибки, вносимые корректорами. Во-вторых, необходимо учитывать деформацию оптической поверхности из-за её веса. Особенно это важно при аттестации aberrаций телескопов космического базирования, потому что на орбите веса нет, и форма и aberrации телескопа отличаются от измеряемых на Земле [21-22]. В-третьих, оптические элементы устанавливаются в оправы, поэтому важной является разработка креплений, которые вносят минимальные деформации в поверхность установленного в них оптического элемента [23]. В-четвёртых, в задачах, где есть значительный перепад температур,

например, в космических телескопах, есть проблема деформации поверхности из-за изменения температуры [24].

### **1.3.1 Проблема влияния аберраций корректоров волнового фронта на результаты измерений формы асферических поверхностей**

Для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка (эллипсоидов, параболоидов и гиперболоидов) по методу анаберационных точек [20,58] требуются либо простые зеркальные корректоры: плоскости и вогнутые сферы, которые сами могут быть надежно аттестованы на интерферометрах без использования дополнительной оптики, либо корректоры на основе компьютерно синтезированных голограмм (КСГ) [59]. Для измерения формы АП более высоких порядков применяются линзовые корректоры волнового фронта, которые содержат минимум одну выпуклую поверхность [20], и поэтому без использования дополнительной оптики, влияющей на результат измерений, аттестованы быть не могут. Как линзовые корректоры, так и КСГ, неизбежно имеют ошибки формы поверхностей и неоднородность показателя преломления, поэтому вносят дополнительные аберрации в результаты измерений АП.

Как показывает практика, точность линзовых корректоров в лучшем случае находится на уровне единиц нанометров [A11]. Это связано как с точностью поверхностей, так и с локальными неоднородностями показателя преломления. Когда речь идёт об измерениях и коррекции формы поверхностей на нанометровом и субнанометровом уровнях задача нахождения собственной ошибки формы измеряемой асферической поверхности на фоне систематической ошибки измерений, вызванной влиянием корректора, весом и ошибкой интерферометра, выходит на первый план. Поэтому необходимо было разработать метод учёта ошибок, вносимых корректорами волнового фронта в результаты измерения формы асферических зеркал высокого порядка.

### **1.3.2 Определение собственной ошибки формы поверхности на фоне систематической ошибки, вызванной весом и аберрациями интерферометра**

Эксперимент по определению собственной ошибки формы измеряемой поверхности на фоне систематической ошибки получил название «абсолютный тест» в ранних работах, в которых систематическая ошибка в основном определялась аберрациями интерферометра [60-61]. В современных работах по аттестации формы астрономических зеркал, основной вклад в систематическую ошибку даёт деформация измеряемой поверхности из-за веса крупных первичных зеркал для телескопов на уровне 10 – 20 нм по СКО, поэтому эксперимент по определению ошибки формы называется «тест безгравитационной формы» [22]. Тест заключается в повороте измеряемой оптической детали вокруг её оптической оси, при этом вклад систематической ошибки, вызванный деформацией из-за веса и аберрациями интерферометра не вращается, а вклад собственной ошибки формы поверхности, связанный с точностью её изготовления и «деформацией из-за прижима» оптической детали в креплении, вращается. Путём решения системы уравнений определяется вклад собственной ошибки формы. Когда речь идёт о телескопах с секундным и субсекундным разрешением учёт деформации, вызванной весом, крайне важен. Например, в [A10] показано что, если этого не сделать, то разрешение телескопа Ричи-Кретьена упадёт на 0.3", при расчётном разрешении в 0.1" – 0.2".

### **1.3.3 «Полукинематические» крепления первичных зеркал космических телескопов**

В последние 35 лет появился ряд работ по разработке и оптимизации «полукинематических» креплений для зеркал телескопов космического базирования [23,62-64]. Сейчас при решении таких задач активно пользуются программами для моделирования деформаций по «методу конечных элементов», реализованного например в SolidWorks. Цель таких креплений заключается в достижении минимальных показателей по: 1) деформации из-за веса, 2) температурной деформации, вызванной изменением размеров при изменении температуры при запуске и на орбите Земли, 3) деформации из-за закрепления оптической детали в оправе к опорной плите (далее:

«деформации из-за прижима»), которая изготовлена и собрана с конченной точностью, вызывающей перекосы; 4) и по достижению максимального запаса прочности в условиях сильных вибраций и толчков при запуске телескопов на орбиту. Классические крепления, активно применявшиеся в двадцатом веке для телескопов видимого и инфракрасного диапазона: 1) на трубке, вставленной в центральное отверстие зеркала, с накручиванием гайки [65]; 2) в оправе, прижимающей зеркало к подложке по кольцу [66] (рис.1.10) имеют два существенных недостатка: а) прижим действует на рабочую поверхность зеркала, поэтому сильно деформирует её; б) крепления жёсткие, поэтому различие в температурных коэффициентах расширения подложки для зеркала и крепления вызывает искажения поверхности.

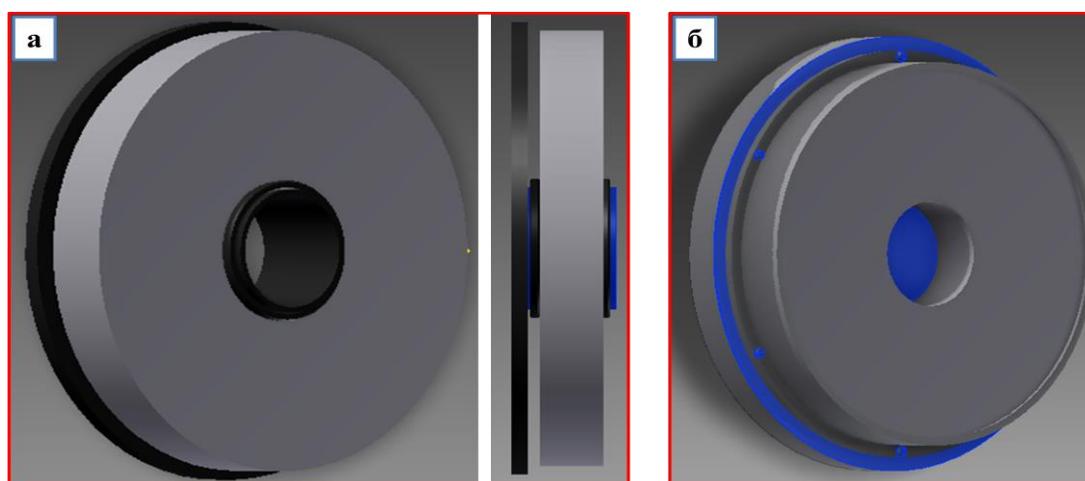


Рис. 1.10. а) крепление зеркала на трубке, вставленной в центральное отверстие зеркала, с накручиванием гайки; б) крепление зеркала в оправе, прижимающей зеркало к подложке по кольцу.

«Полукинематические» крепления в той или иной степени уменьшают влияние недостатков классических креплений. Такие крепления позволяют закрепленной оптической детали почти без деформаций изменять свой размер под действием перепада температур, а также ослабляют её связь с неровной на микронных масштабах опорной плитой, что уменьшает деформацию оптической поверхности при её установке и фиксации (прижме) в креплении и фиксации самого крепления в телескопе. Места закрепления максимально удалены от рабочей поверхности: либо на торце зеркала [22-24,62] (рис. 1.11), либо на тыльной стороне зеркала [64-67] (рис. 1.12), поэтому «деформация из-за прижима» на рабочую поверхность передаётся не так сильно.

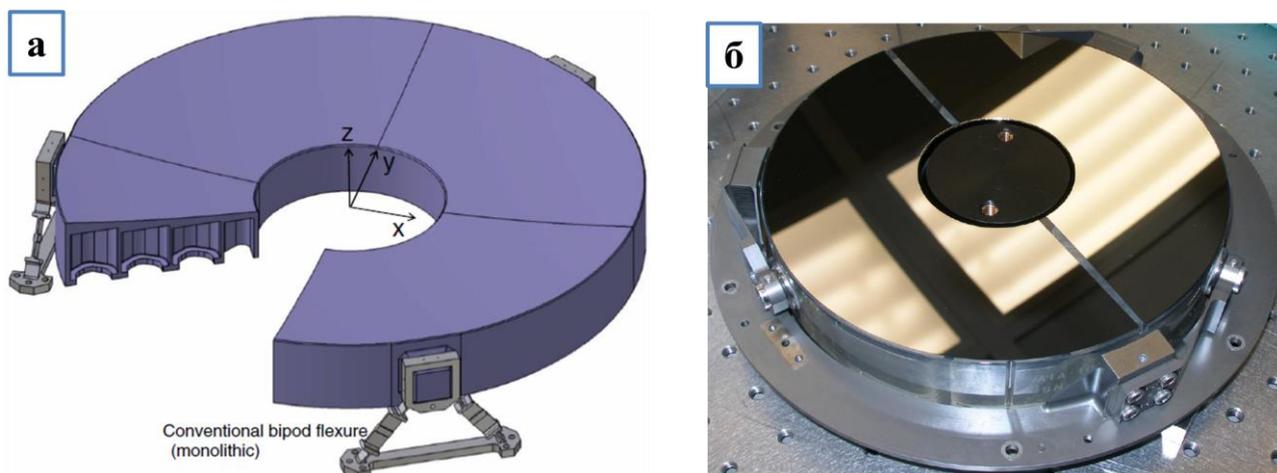


Рис. 1.11. Крепления первичных зеркал космических телескопов с местами закрепления на торце зеркала: а) заим. из [23], б) заим. из [24].

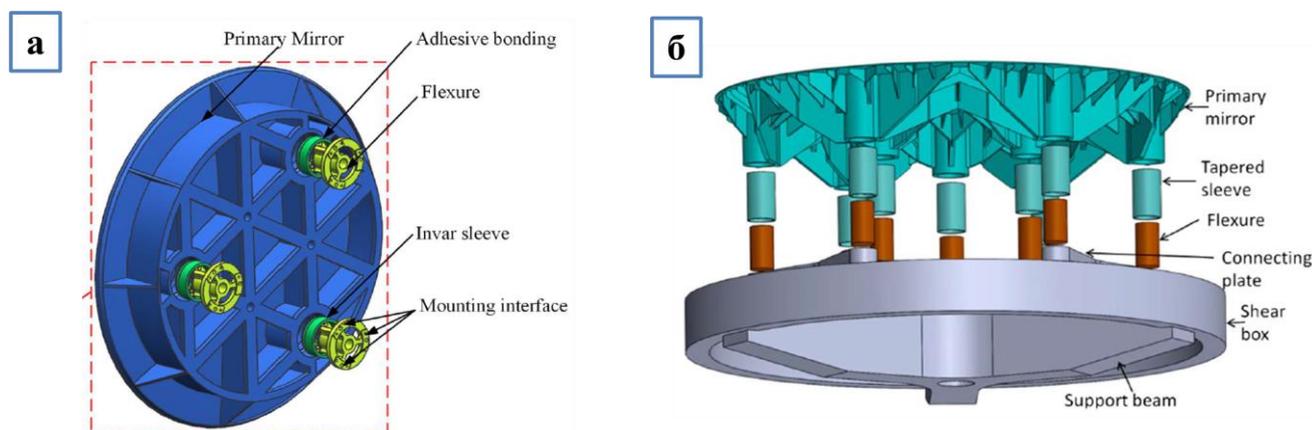


Рис. 1.12. Крепления первичных зеркал космических телескопов с местами закрепления с тыльной стороны зеркала: а) заим. из [64], б) заим. из [67].

Также эти крепления, с одной стороны, достаточно мягкие в направлении вдоль поверхности зеркала, в котором температурное изменение размеров зеркала максимально, а с другой стороны, достаточно жёсткое, чтобы выдержать вибрационные нагрузки и удары при запуске на орбиту. В направлении поперек поверхности зеркала, совпадающем с направлением запуска ракеты, вибраций и ударов, крепления жёсткие, что обеспечивает достаточный запас прочности. По-сути все эти крепления – это так или иначе сконфигурированные пластины: скрещенные двойные пластины [62]; пластины, соединенные в виде треугольника (рис.1.11а) [22-23,68]; одинарные пластины, расположенные по касанию к торцу зеркала (рис.1.11б) [24,А10]. Кроме температурной проблемы, пластины частично решают и проблему наведения деформаций на зеркало,

возникающей при монтаже оправы с зеркалом из-за воздушного клина (от единиц до десятков микрометров) между оправой и базовой плитой. При закручивании крепления воздушный клин уходит, контакт между креплением и базовой плитой становится во всех точках, но пластины изгибаются и передают напряжения на зеркало, вызывая астигматичную деформацию [A10]. Например, в [68], где использовалось «кинематическое крепление» проблема «клина» привела к астигматичной деформации первичного зеркала. Поэтому для телескопов космического базирования до сих пор остаётся нерешенной задача бездеформационного крепления оптических элементов в оправы. Для нас эта задача особенно актуальна в связи с работами по созданию новой солнечной обсерватории «АРКА», в которой требуется достичь сверхвысокого разрешения в 0.1"[A9].

## **ГЛАВА 2. Полнозеркальная модификация телескопа Шмидта-Кассегрена для дистанционного зондирования Земли на длинах волн 120 – 380 нм**

### **2.1 Модифицированная схема Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором волнового фронта**

Исследования показали, что в ВУФ и УФ диапазонах, на длинах волн 120 – 380 нм, может вестись обнаружение быстролетающих объектов в ионосфере Земли [А12,А14]. Из-за того, что собственное излучение Земли в этих диапазонах практически отсутствует, обнаружение объектов с низкой излучательной способностью возможно даже в дневное время, как по отражению излучения Солнца на линии  $H\gamma_a$  (121.6 нм), так и по молекулярным линиям газов атмосферы (водорода, азота, углекислого газа, ОН и NH), возбуждённых движущимися гиперзвуковыми объектами. Из-за сильного поглощения нижних слоёв атмосферы в этом диапазоне длин волн телескоп должен смотреть на Землю из космоса.

Разрабатываемый ВУФ и УФ телескоп предназначен для:

- обнаружения, идентификации и сопровождения баллистических целей на среднем участке их полета (участок траектории после отсечки двигателя и до входа цели в плотные слои атмосферы);
- сбора данных по космическому фону и фону вблизи поверхности Земли;
- наблюдения за космическими объектами искусственного происхождения, находящихся на низких орбитах (на высоте 160 – 2000 км).

Основным устройством системы мониторинга, определяющим предельные возможности по точности регистрации координат объектов, времени сбора информации и области обзора, является телескоп. Специфика обнаружения слабосветящихся объектов в ВУФ и УФ диапазонах заключается в следующем. Во-первых, поглощение оптических материалов и хроматические aberrации, ограничивают выбор базовой оптической схемы телескопа зеркальными системами (рефлекторами). Во-вторых, задачи обнаружения и наблюдений слабосветящихся объектов вкуче с относительно

низкой чувствительностью ПЗС матриц в этом диапазоне требуют применения светосильной оптики.

Проведенный в 1-й главе анализ распространенных зеркальных оптических систем с АП второго порядка позволяет сделать вывод о том, что относительно пригодными для использования в ВУФ и УФ высокоразрешающей аппаратуре с полем зрения более  $1^\circ$  могут быть 4-х зеркальный объектив, система Корша и зеркальный триплет Кука. При этом эти системы крайне сложны в изготовлении больших асферических зеркал и юстировке. Поэтому актуальной остаётся задача поиска новых схем телескопов, которые превосходят классические по полю зрения и разрешению и имеют минимальное число поверхностей.

Переход от систем с АП второго порядка к системам с АП высоких порядков обеспечивает увеличение разрешения и поля зрения и уменьшение габаритов телескопа. Данная глава диссертации посвящена расчёту и созданию модификации телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором волнового фронта с АП 6-го порядка по радиальной координате и 2-го порядка по азимутальной и сферическими первичным и вторичным зеркалами. До недавнего времени такие телескопы считались нереализуемыми из-за неосесимметричной асферической формы поверхности [67]. Однако с развитием ионно-пучковых методов формообразования их создание стало возможно [А8].

## **2.2 Расчёт схемы телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором**

В 1929 году Бернгарт Шмидт придумал схему светосильного телескопа, свободного от комы, астигматизма, сферической aberrации и обладающего большим полем зрения [69]. Идея в том, что кома и астигматизм параболического зеркала возникают потому, что плоскопараллельные пучки лучей, приходящие в телескоп вдоль оптической оси и под углом к ней, не равноценны. Если применить вогнутое сферическое зеркало с входным зрачком, совмещенным с самим зеркалом, то оно также внесёт кому и астигматизм. Но если входной зрачок установить в центре кривизны зеркала, то кома и астигматизм пропадают, т.к. все падающие на зеркало пучки совершенно равноценны (рис. 2.1а), но останется сферическая aberrация, вызванная различием фокусного

расстояния периферийных и приосевых областей сферического зеркала (рис. 2.1а). Если сферическую aberrацию устранить, превратив сферу в параболу, то симметрия пучков исчезнет. Устранить её практически без нарушения симметрии пучков можно, деформировав что-то в плоскости входной диафрагмы. Но в этой плоскости нет ничего, что можно было бы деформировать. Тогда Шмидт поставил туда плоское оптическое стекло и асферизовал его, придав одной поверхности форму сферической aberrации 4-го порядка с обратным знаком (рис. 2.1б). Это стекло называется коррекционной пластиной или пластиной Шмидта, а вся камера – камерой Шмидта или системой Шмидта [70]. Центральная область коррекционной пластины действует как слабая положительная линза, а периферийная область как слабая отрицательная линза.

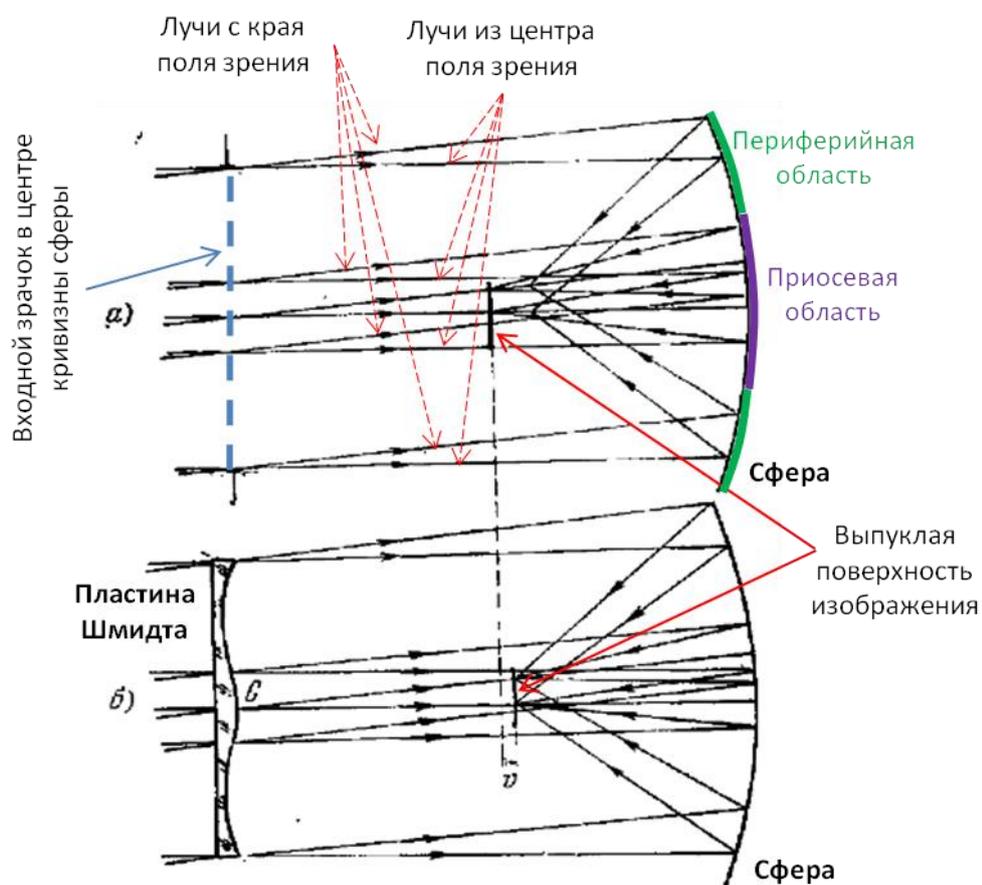


Рис. 2.1. Пояснение принципа работы камеры Шмидта. а) Схема без корректора волнового фронта со сферической aberrацией; б) Схема с корректором без aberrаций. (Заим. из [70])

Симметрия такой системы приводит также к тому, что поверхность изображения представляет собой выпуклую сферу с радиусом вдвое меньшим радиуса

зеркала, поэтому единственная aberrация заключается в кривизне поля зрения. Кривизну поля раньше или компенсировали, вводя рядом с фокусом плоско-выпуклую линзу Пиацци-Смита, или путём изгиба фотопластинки. Иногда прибегают к установке множества малых ПЗС-детекторов на выпуклой поверхности изображения. Поле зрения камеры Шмидта при субсекундном качестве изображений достигает нескольких градусов, а относительное отверстие – 1:1 и менее. К недостаткам камеры Шмидта относится сложность изготовления формы поверхности коррекционной пластины и большая длина телескопа, вдвое больше эффективного фокусного расстояния, т.к. пластина находится на расстоянии двух радиусов кривизны от зеркала.

Для устранения кривизны поля в 1940 г. Д.Бэкер [71], а двумя годами позже и, независимо, Берч предложили дополнить камеру Шмита вторичным выпуклым зеркалом, такая схема была названа телескопом Шмидта-Кассегрена.

В общем виде сферическая aberrация, кома и астигматизм телескопа Шмидта-Кассегрена записываются в виде сумм Зейделя, которые должны быть минимизированы [67]:

$$\begin{cases} \sum I = e_1^2 - q(1-\beta)^3 e_2^2 + \Gamma - 1 + q(1+\beta)^2(1-\beta), \\ \sum II = \frac{1}{4\beta^2} \left\{ (1-q)(1-\beta)^3 e_2^2 + \frac{d_2}{f'_{eq}} \Gamma + q(1+\beta)^2(1-\beta) - [1+\beta+\beta^2-\beta^3] \right\} \\ \sum III_a = \frac{1}{4\beta^2} \left\{ \frac{(1-q)^2}{q} (1-\beta)^3 e_2^2 + \left(\frac{d_2}{f'_{eq}}\right)^2 \Gamma - q(1+\beta)^2(1-\beta) + 2[1+\beta+\beta^2-\beta^3] - \frac{1-\beta^3}{q} \right\}, \end{cases} \quad (2.1)$$

где  $q = D_2/D_1$  – центральное экранирование вторичным зеркалом, равное отношению диаметра вторичного зеркала к диаметру первичного,  $\beta$  – параметр, характеризующий изменение сходимости пучка после вторичного зеркала:

$\beta = f'_1/f'_{eq}$ , где  $f'_1$  – фокусное расстояние первичного зеркала ( $f'_1 = R_1/2$ ,  $f'_{eq}$  – эквивалентное фокусное расстояние телескопа (см. рис. 2.2)

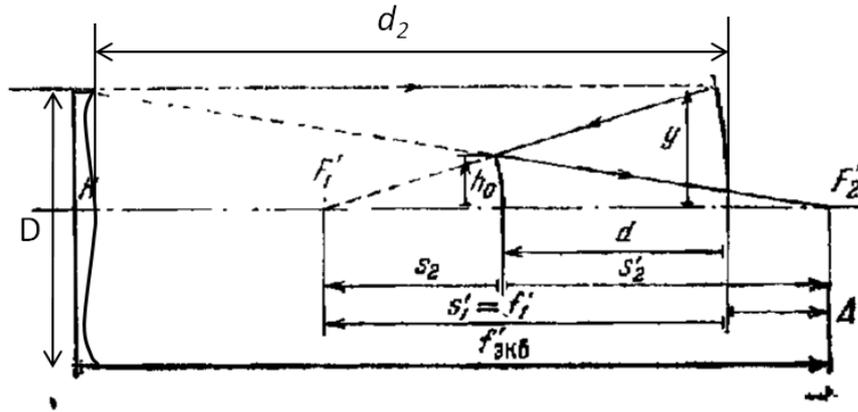


Рис. 2.2. Основные размеры двухзеркальной системы. (Заим. из [70]).

$e_1^2$  и  $e_2^2$  – квадраты эксцентриситетов первичного и вторичного зеркал;

$d_2$  – воздушный промежуток между коррекционной пластинкой и вершиной первичного зеркала

$\Gamma$  – асферичность коррекционной пластинки (другими словами, максимальный съём материала при асферизации), выраженная в единицах асферичности  $\delta_{\max}$  пластинки классической камеры Шмидта (см. стр. 266 в [70]):

$$\delta_{\max} = \frac{DA_1^3}{2048(n_0 - 1)}, \quad (2.2)$$

где  $D$  – диаметр коррекционной пластинки,  $A_1 = D_1/f'_1$  – относительной отверстие первичного зеркала ( $D_1$  – диаметр первичного зеркала),  $n_0$  – коэффициент преломления стекла коррекционной пластины.

Отклонение коррекционной пластины от плоскости  $d - d_0$  в зависимости от радиальной координаты у описывается зависимостью 4-го порядка по  $y$ , имеющей вид сферической аберрации [70]:

$$d - d_0 = \frac{y^2(y^2 - y_0^2)}{32(n_0 - 1)D}, \quad (2.3)$$

где  $y_0$  – нормированная радиальная координата пересечения первичного сферического зеркала и луча, проходящего с края поля зрения  $\varphi = 1.5^\circ$  (рис. 2.3).

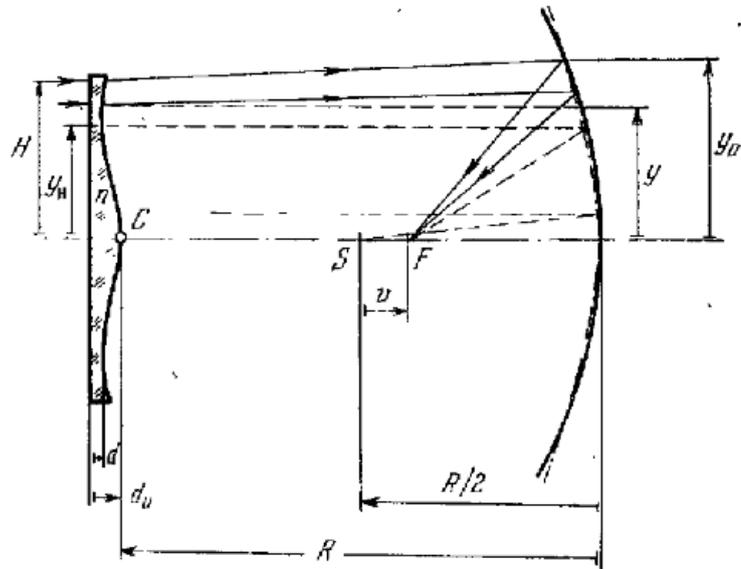


Рис. 2.3. К определению профиля асферизации ( $d - d_0$ ) коррекционной пластинки Шмидта. Прерывистой линией указан ход лучей без коррекционной пластинки; сплошными линиями – при наличии пластинки. Штрих-пунктиром показана реферная парабола, имеющая тоже фокусное расстояние, что и сферическое зеркало. ( $H=D/2$ ). (Заим. из [70]).

Зададим в качестве входных величин телескопа Шмидта-Кассегрена в системе (2.1):

$e_1^2 = e_2^2 = 0$  (случай со сферическими зеркалами);  $q = 0.45$ ; относительное отверстие телескопа  $A = D/f'_{eq} = 1 / 3.2$ ;  $D = 184$  мм;  $D_1 = 190$  мм.

Откуда получается:

$$f'_{eq} = D/A = 589 \text{ мм}, D_2 = q \cdot D_1 = 86 \text{ мм}$$

$$\beta = f'_1 / f'_{eq} = (R_1/2)/589 = R_1/1178$$

Подставим эти значения в систему (2.1), приравняв аберрации  $\sum I, \sum II, \sum III_a$  (сферическую, кому и астигматизм) к нулю, и получим три уравнения с тремя неизвестными:  $R_1, \Gamma$  и  $d_2$ . После их решения получим:

$$R_1 = 645.2 \text{ мм}, d_2 = 747 \text{ мм}, \Gamma = 0.543.$$

Тогда,  $f'_1 = 645.2 \text{ мм} / 2 = 322.6 \text{ мм}$ ,  $A_1 = D_1 / f'_1 = 0.59$ ,  $\beta = 0.548$ .

Зная  $D, A_1$  и  $n_0$ , найдём асферичность  $\delta_{\max}$  пластинки классической камеры Шмидта по формуле (2.2) в случае коррекционной пластины из стекла К8 с  $n_0 = 1.5168$ . Асферичность пластинки камеры Шмидта составляет  $\delta_{\max} = 35.7$  мкм, значит, максимальный съём материала для асферизации коррекционной пластинки в телескопе

Шмидта-Кассегрена, равный  $\Gamma = 0.543$  в единицах асферичности пластинки камеры Шмидта, в абсолютных единицах составляет:

$$\delta_{\max}^{\text{Ш-К}} = \delta_{\max} \cdot \Gamma = 35.7 \text{ мкм} \cdot 0.543 = 19.4 \text{ мкм}.$$

Далее найдём расстояние  $d$  между зеркалами (рис. 2.2) по формулам на стр. 216 в [67]:

$$s_2 = q \cdot f'_1 = 0.45 \cdot 322.6 \text{ мм} = 145.2 \text{ мм}$$

$$d = f'_1 - s_2 = 177.4 \text{ мм (см. рис. 2.2)}$$

Для предфокальных систем (в которых имеется единственный фокус, расположенный после вторичного зеркала) радиус кривизны вторичного зеркала выражается в виде (стр. 219 в [100]):

$$R_2 = -\frac{2\beta q}{1-\beta} f'_{eq} = -\frac{2 \cdot 0.548 \cdot 0.45}{1-0.548} \cdot 589(\text{мм}) = 642.7(\text{мм}) \quad (2.4)$$

Таким образом, все необходимые параметры телескопа Шмидта-Кассегрена с коррекционной пластиной из стекла вычислены. Следующий этап заключается в переходе от стеклянной коррекционной пластины к зеркальной (или зеркальному корректору ЗК, как будем его дальше называть). За счёт отражения лучей от асферического квазиплоского ЗК (рис. 2.4) волновой фронт набирает сферическую aberrацию, равную удвоенной асферизации ЗК, поэтому формула для асферичности пластинки классической камеры Шмидта (2.2) переходит в формулу, где в знаменателе вместо  $n_0 - 1$  стоит цифра 2:

$$\delta_{\max} = \frac{DA_1^3}{2048 \cdot 2} = \frac{184(\text{мм}) \cdot 0.59^3}{2048 \cdot 2} = 9.2 \mu\text{м}, \quad (2.2')$$

поэтому съём материала для осесимметричной части асферизации зеркального корректора в телескопе Шмидта-Кассегрена, равный  $\Gamma = 0.543$  в единицах асферичности пластинки камеры Шмидта, в абсолютных единицах составляет:

$$\delta_{\max}^{\text{ЗШ-К}} = 9.2 \text{ мкм} \cdot 0.543 = 5 \text{ мкм}.$$

Согласно (2.3) закон асферизации изначально плоской коррекционной пластины (зеркального корректора) описывается в виде сферической aberrации полиномом 4-го порядка:

$(d - d_0)(\rho) = \alpha_9 \cdot (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$ , где  $\rho$  – нормированная на максимальный радиус корректора радиальная координата на его поверхности (в (2.3) она обозначена через  $y$ ,

как в [70]). Коэффициент  $\alpha_9$  находим из вычисленного ранее съема материала для осесимметричной части асферизации  $\delta_{max}^{3Ш-К}$ :

$$H_{max} - H_{min} = \delta_{max}^{3Ш-К} \quad (2.5)$$

$$H(\rho=1) - H(\rho_0) = \delta_{max}^{3Ш-К} \quad (2.5')$$

$$\begin{cases} H(\rho=1) - H(\rho_0) = \delta_{max}^{3Ш-К} \\ H'(\rho_0) = \alpha_9(24\rho_0^3 - 12\rho_0) = 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

Решив нижнее уравнение системы (2.6), получим:  $\rho_0 = \sqrt{2}/2$ , тогда  $H(\rho_0) = -0.5\alpha_9$ . Поэтому верхнее уравнение (2.6) становится:  $\alpha_9 - (-0.5\alpha_9) = \delta_{max}^{3Ш-К}$ .

Учитывая, что  $\delta_{max}^{3Ш-К} = 5 \text{ мкм}$ , находим  $\alpha_9 = 3.33 \text{ мкм} = 3.33 \cdot 10^{-3} \text{ (мм)}$ .

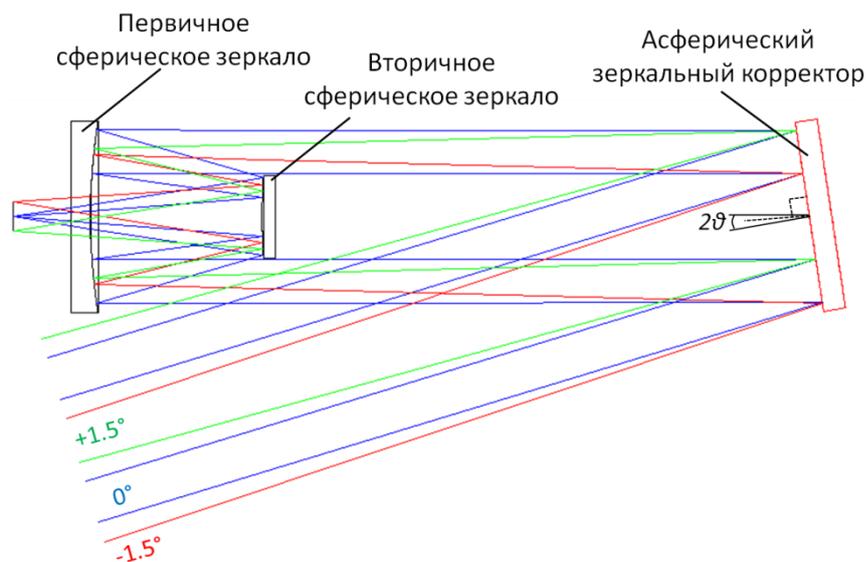


Рис. 2.4. Схема телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным асферическим корректором и сферическими зеркалами.

Итак, все вычисленные по формулам параметры телескопа, кроме неосесимметричной асферизации корректора, были занесены в программу трассировки лучей Zemax. Расчёт подтвердился, пятна фокусировки телескопа на поле зрения  $2\omega = 3^\circ$  имели вид перекрестий (рис. 2.5) из-за большого астигматизма, вызванного наклоном корректора, и полной компенсации сферической аберрации за счёт асферизации

корректора. Осесимметричная составляющая асферизации корректора задавалась в виде суммы сферических aberrаций 4-го и 6-го порядка по формуле:

$$d - d_0 = \alpha_9 \cdot (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1) + \alpha_{16} \cdot (20\rho^6 - 30\rho^4 - 12\rho^2 - 1) \quad (2.7)$$

В результате минимизации оценочной функции, равной среднему значению диаметров пятен фокусировки для различных углов зрения, были найдены заданные коэффициенты полиномов Цернике:  $\alpha_9 = 3.26584 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_{16} = 1.32261 \cdot 10^{-5}$ . Максимальный съём материала для осесимметричной асферизации ЗК совпал с расчётным  $\delta_{\max}^{\text{ЗШ-К}} = 5$  мкм (рис. 2.6). Коэффициент  $\alpha_9$  отличается от рассчитанного по формулам  $\alpha_9$  всего на 2%. Учёт сферической aberrации 6-го порядка необходим, потому что телескоп светосильный (относительное отверстие 1:3.2), и уменьшает пятна фокусировки, по сравнению со случаем без учета 6-го порядка, примерно на 10%.

Из-за того, что ЗК не плоский и наклонён на угол  $\theta$  к центральному плоскопараллельному пучку лучей, идущему от наблюдаемого на бесконечности объекта, возникает большой астигматизм и небольшая кома. Так как в формулах для расчёта асферики корректора зависимости асферизации от азимутальной координаты точек корректора нет, то для компенсации астигматизма и комы в Zetaх задавалась неосесимметричная компонента асферизации ЗК (рис. 2.8) в виде астигматизма 3-го и 5-го порядка и комы 3-го порядка по закону:

$$d - d_0 = \alpha_5 \cdot \rho^2 \cos(2\varphi) + \alpha_8 \cdot (3\rho^2 - 2)\rho \cdot \sin(\varphi) + \alpha_{12} \cdot (4\rho^2 - 3)\rho^2 \cos(2\varphi) \quad (2.8)$$

В результате минимизации оценочной функции были найдены соответствующие коэффициенты полиномов Цернике:  $\alpha_5 = 0.000102$ ,  $\alpha_8 = 3.3651 \cdot 10^{-5}$ ,  $\alpha_{12} = 9.084283 \cdot 10^{-5}$ , а диаметры пятен фокусировки уменьшились с размеров 9.6 – 17 мкм (рис. 2.5) до размеров менее 3.5 – 5.7 мкм (по уровню энергии в пятнах 80%) (рис. 2.7) приблизившись к дифракционному кружку Эйри с диаметром 4.4 мкм.

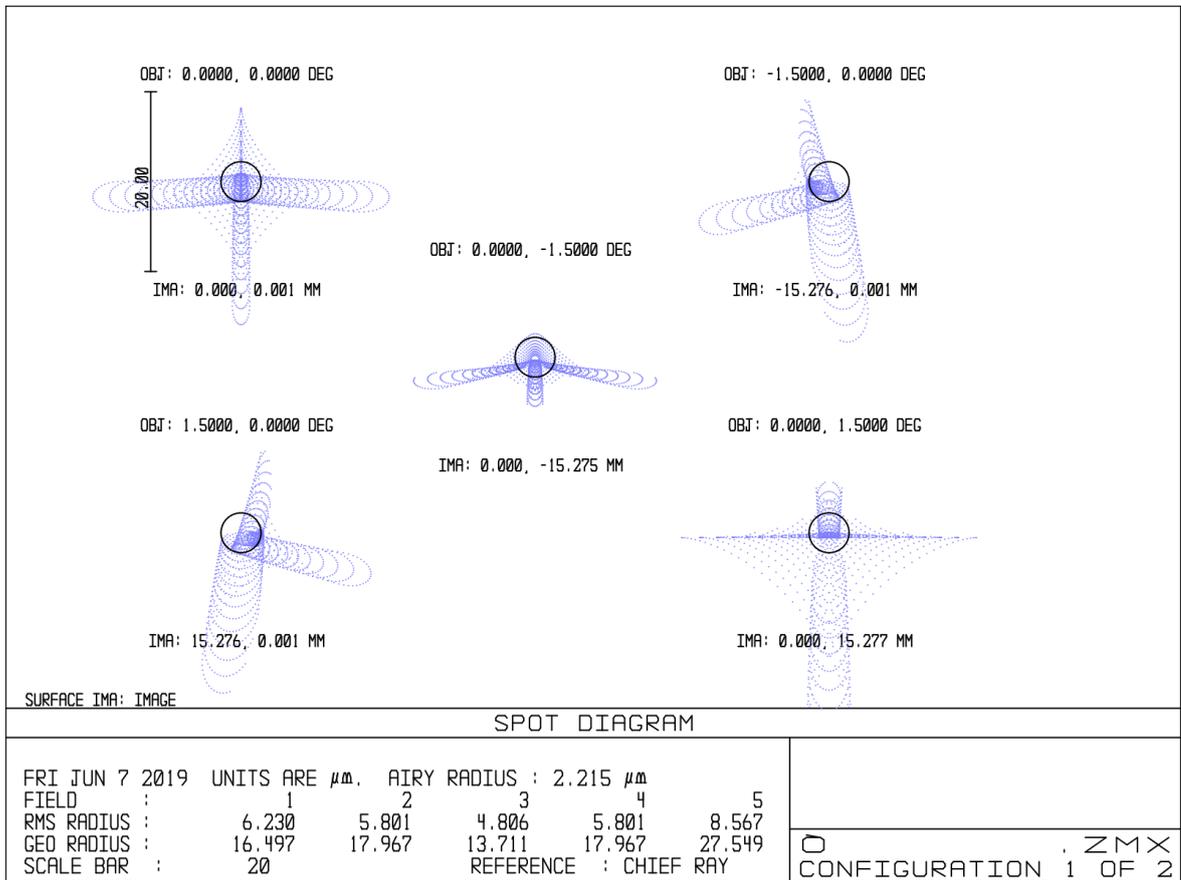


Рис. 2.5. Пятна фокусировки телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным асферическим корректором без неосесимметричной асферизации. Приведены полевые точки, соответствующие углам зрения  $(0^\circ, 0^\circ); (0^\circ, -1.5^\circ); (-1.5^\circ, 0^\circ); (1.5^\circ, 0^\circ); (0^\circ, 1.5^\circ)$ .

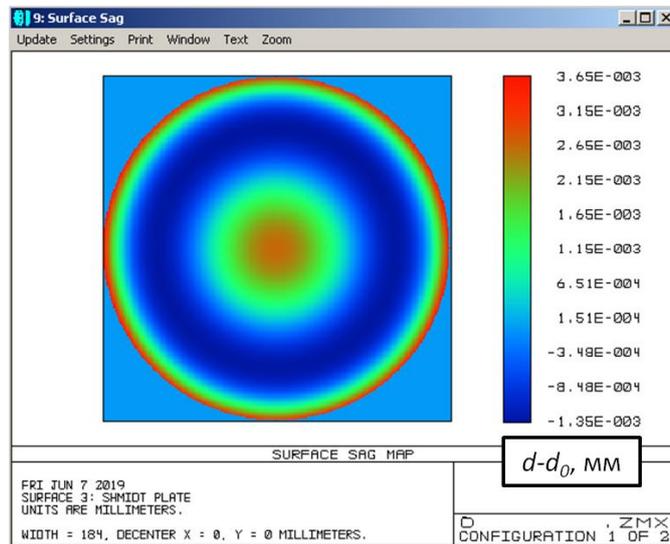


Рис. 2.6. Осесимметричный профиль асферизации ЗК. Максимальный съём материала 5 мкм на периферии корректора (красный цвет).

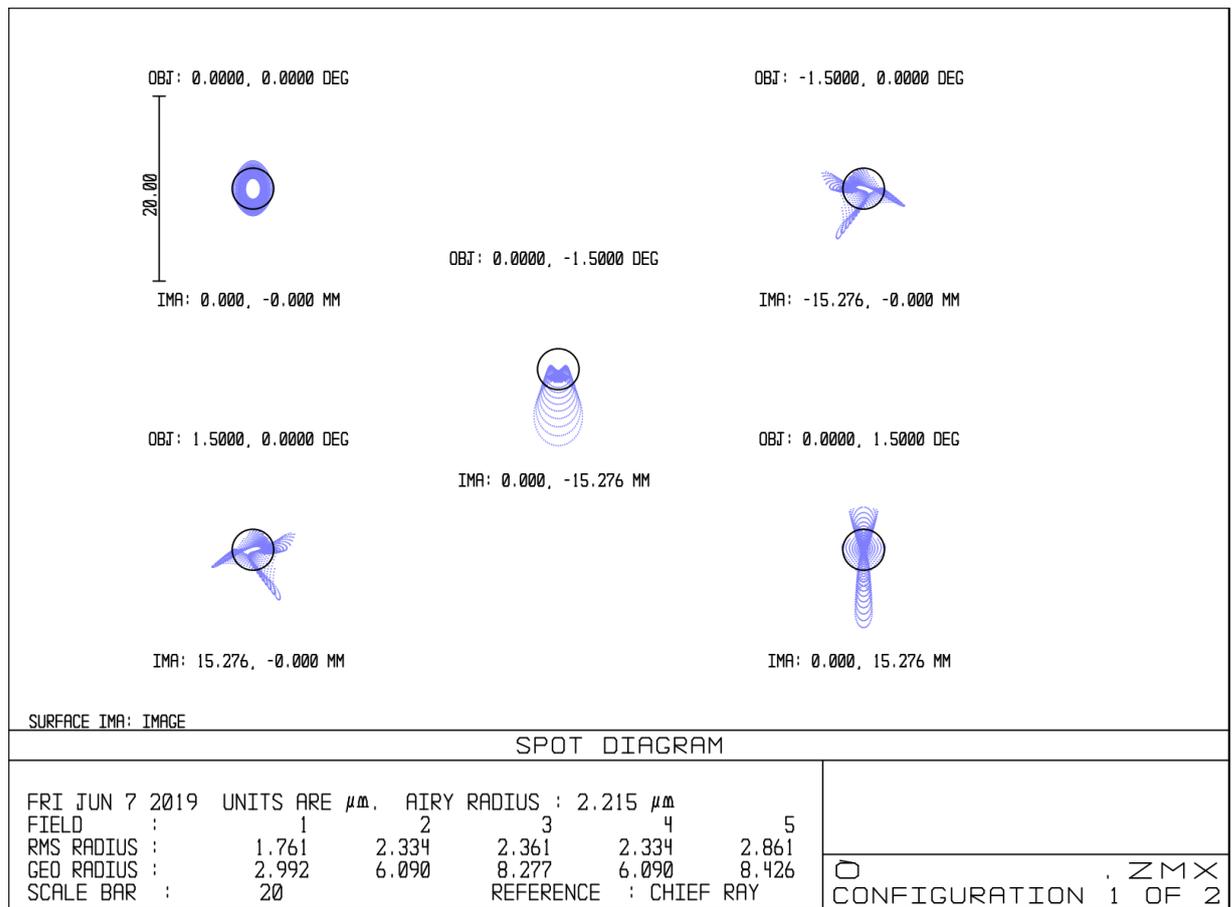


Рис. 2.7. Пятна фокусировки телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным асферическим корректором с осе и неосесимметричной асферизацией. Приведены полевые точки, соответствующие углам зрения  $(0^\circ, 0^\circ); (0^\circ, -1.5^\circ); (-1.5^\circ, 0^\circ); (1.5^\circ, 0^\circ); (0^\circ, 1.5^\circ)$ . Кругок Эйри приведен на диаграмме, его диаметр 4.4 мкм (по уровню энергии в пятнах 80%).

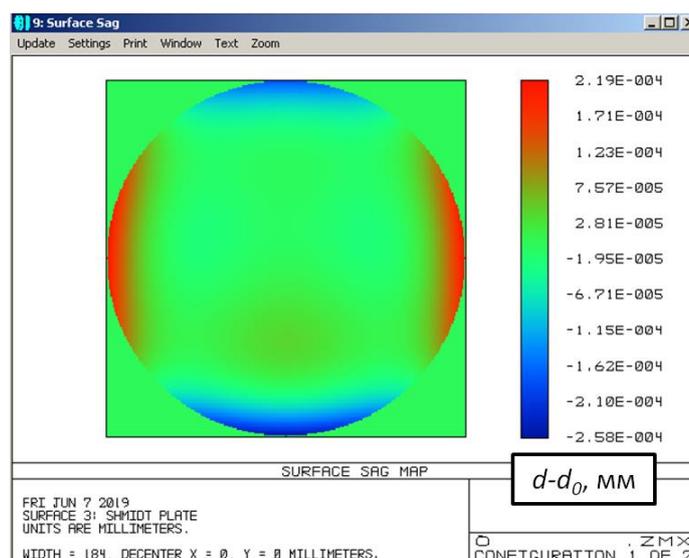


Рис. 2.8. Неосесимметричный профиль асферизации ЗК. Максимальный съём материала 0.477 мкм (красный цвет).

На рис. 2.9 приведены финальные параметры телескопа после небольшой подстройки рассчитанных расстояний (на уровне 1%), выполненной в Zemax.



Рис. 2.9. Оптическая схема и основные параметры телескопа

Для определения разрешающей способности телескопа была сгенерирована его функция передачи частоты (ФПЧ). Согласно критерию Фуко разрешение телескопа определяется пространственной частотой изображаемого объекта, которая передаётся с контрастом 20%. Для разработанной схемы контраст ФПЧ, рассчитанной для диапазона 120 - 380 нм, падает до уровня 0.2 в среднем для всех углов зрения на пространственной частоте тест-объекта  $270 \text{ мм}^{-1}$  (рис. 2.10), поэтому среднее по полю зрения и длинам волн разрешение разработанной схемы Шмидта-Кассегрена с ЗК составляет:

$$\delta\alpha_{\text{телескопа}}^{\text{теор.}} = \text{atan}(\delta x / f'_{\text{ЭКВ}}) = \text{atan}(1:270 \text{ мм}^{-1} / 584 \text{ мм}) \approx 1.3'' \quad (2.9)$$

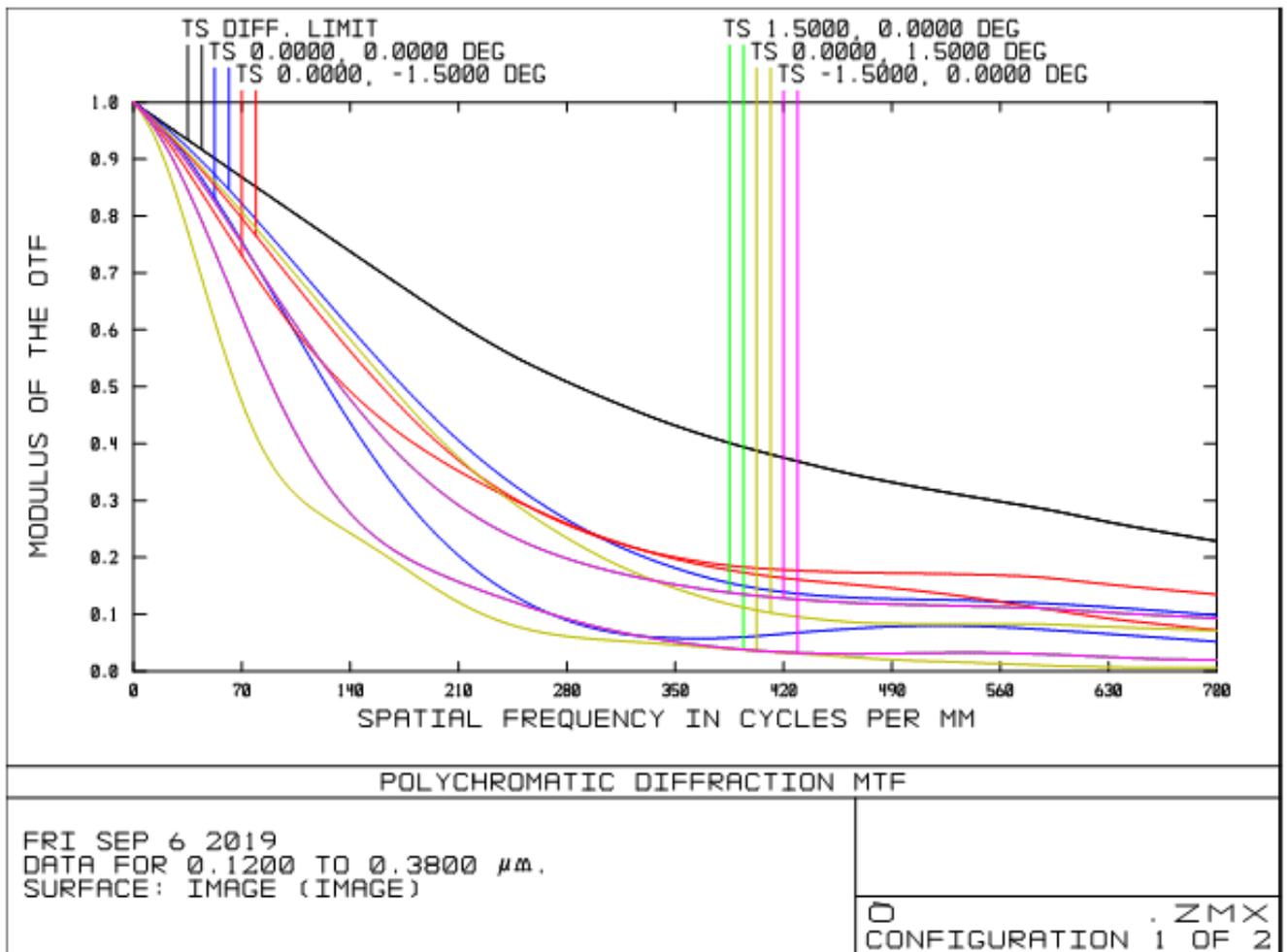


Рис. 2.10. ФПЧ рассчитанного телескопа в зависимости от угла зрения и усредненная по всем длинам волн из диапазона 120 – 380 нм. Черная кривая - дифракционное ограничение на ЧКХ на длине волны 120 нм. Каждая пара цветных кривых соответствует передаче горизонтальных и вертикальных частот тест-объекта. Углы зрения подписаны сверху.

Достоинством рассчитанной схемы является отсутствие асферизации первичного и вторичного зеркал, что существенно упрощает изготовление телескопа. В работе [72] была рассчитана подобная схема, но там все зеркала имели асферическую! форму, наверное, поэтому практической реализации эта схема с тремя асферическими зеркалами не нашла. Следствием сферических первичного и вторичного зеркал в нашей модификации схемы Шмидта-Кассегрена является простота изготовления и юстировки телескопа, легко выполнимые на практике допуски на децентровку зеркал и корректора составляют десятые доли миллиметра.

## 2.3 Аттестация и коррекция aberrаций телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором

Для аттестации aberrаций телескопа Шмидта-Кассегрена с ЗК использовалась автоколлимационная схема, состоящая из самого телескопа (поз. 5,6,7 на рис. 2.11), точечных источников (поз. 4) и отражающего плоского зеркала - эталона (поз. 8). Автоколлимационная схема измерений aberrаций телескопа и фотография стенда представлены на рис.2.11 и рис. 2.12, соответственно. Источник эталонной сферической волны помещается в точку фокуса телескопа в его плоскости изображения. Волновой фронт проходит телескоп от источника (поз. 4) до плоского зеркала (поз. 8) и обратно, набирая удвоенные aberrации телескопа плюс aberrацию из-за ошибки формы плоского зеркала.

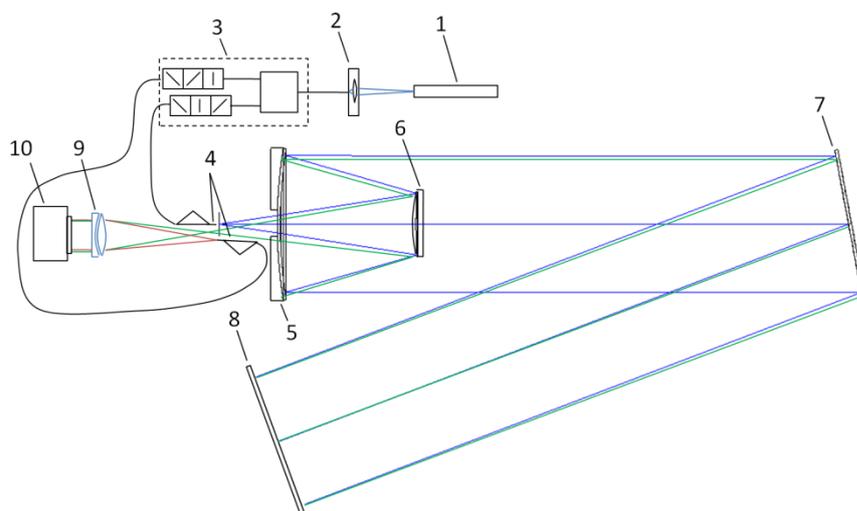


Рис. 2.11. Автоколлимационная схема измерения aberrаций телескопа. Интерферометр с дифракционной волной сравнения, состоящий из: 1) He-Ne лазера, 2) линзы для заводки излучения в оптоволокно, 3) поляризационных контроллеров и делителя пучка, 4) источников эталонной сферической волны; и измеряемый макет телескопа, состоящий из: 5) первичного зеркала, 6) вторичного зеркала, 7) зеркального корректора волнового фронта; + 8) плоское зеркало, 9) оптическая часть регистрирующей системы, 10) ПЗС камера интерферометра.

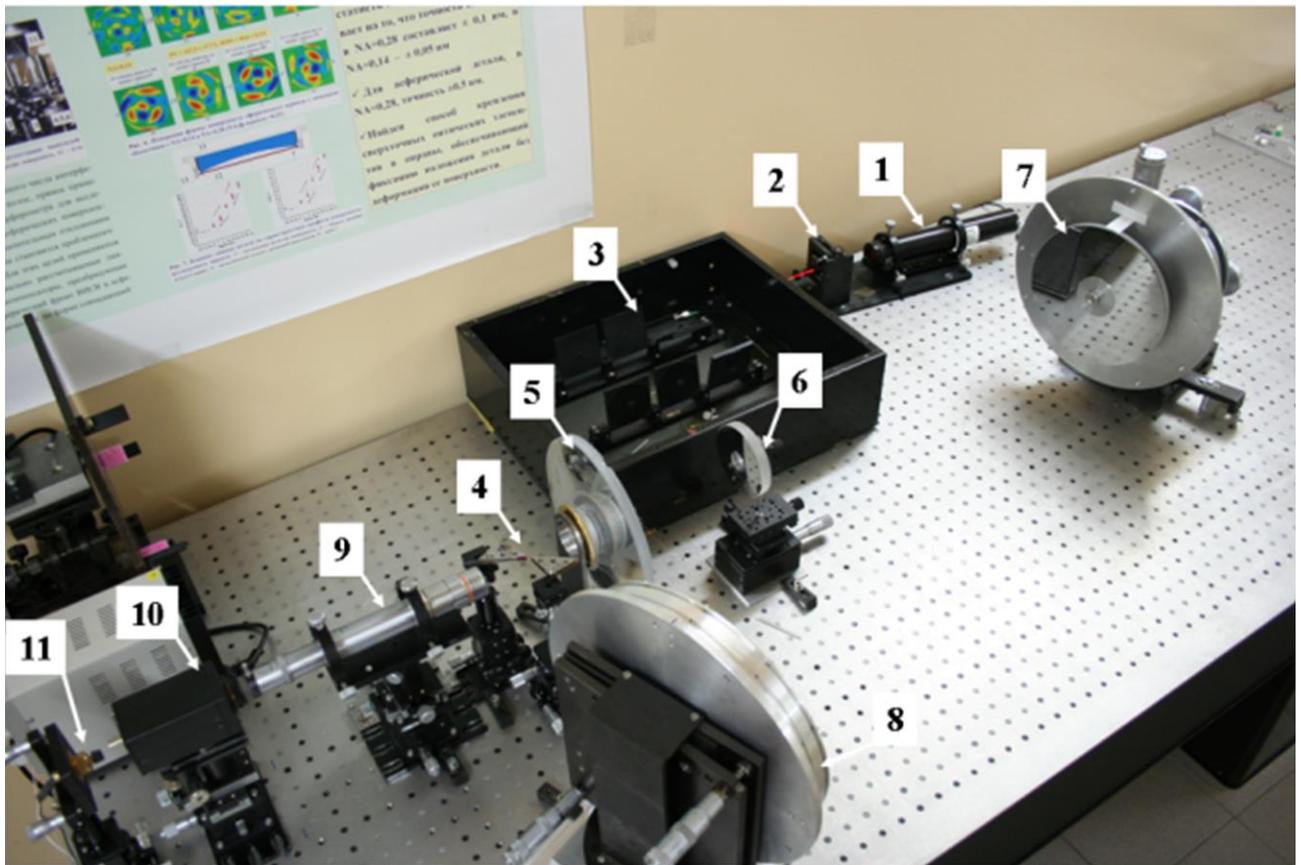


Рис. 2.12. Фотография стенда для измерения аберраций телескопа. 1) He-Ne лазер, 2) линза для заводки излучения в оптоволокно, 3) поляризационные контроллеры и делитель пучка, 4) источники эталонной сферической волны, 5) первичное зеркало, 6) вторичное зеркало, 7) зеркальный корректор волнового фронта, 8) плоское зеркало, 9) оптическая часть регистрирующей системы, 10) ПЗС камера, 11) юстировочный лазер.

Сначала на интерферометре с дифракционной волной сравнения была измерена форма плоского зеркала. Трассировка лучей в схеме приведена на рис. 2.13.

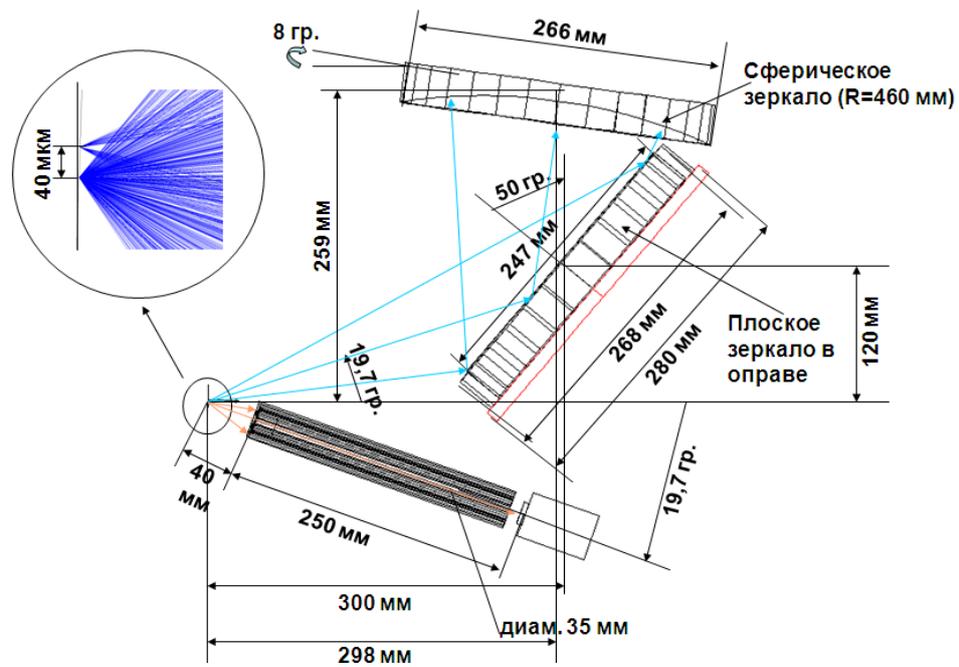


Рис. 2.13. Схема измерений формы поверхности плоского зеркала.

Результаты измерений приведены на рис. 2.14.

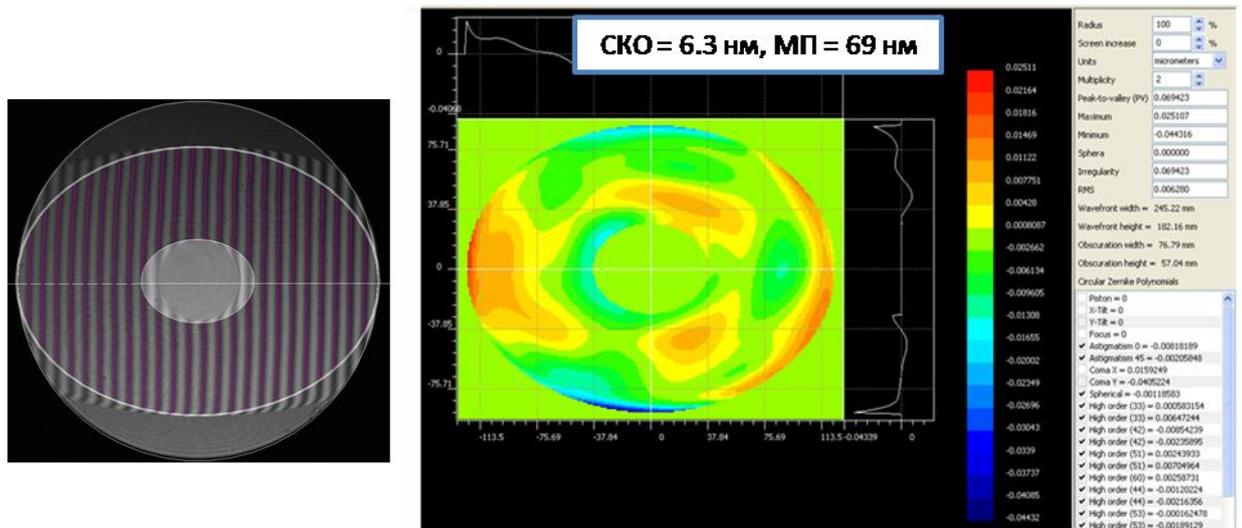


Рис. 2.14. Интерференционные полосы в схеме (слева) и карта поверхности измеряемого плоского зеркала (справа).

Плоское зеркало было установлено в автоколлимационную схему телескопа, небольшая ошибка его формы на уровне СКО = 6.3 нм и максимального перепада высот МП = 69 нм учитывалась в дальнейшем.

Динамика выпрямления интерференционных полос волнового фронта в автоколлимационной схеме до и после 7-ми коррекции формы поверхности ЗК представлена на рис. 2.15.

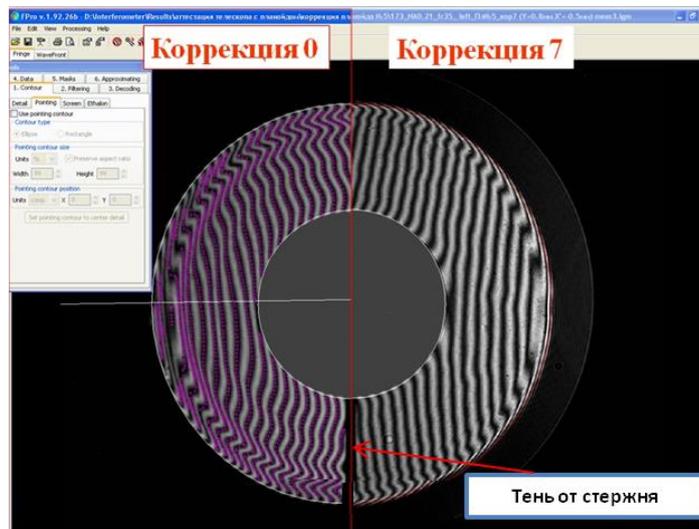


Рис. 2.15. Интерференционные полосы волнового фронта, дважды прошедшего телескоп в автоколлимационной схеме, до и после 7-ми коррекций формы поверхности зеркального корректора. Чёрная полоса внизу вызвана тенью от стержня, на который установлено вторичное зеркало.

После финальной коррекции были измерены интерферограмма и aberrации в центре поля зрения телескопа (рис. 2.16), а также пятна фокусировки телескопа для различных углов зрения:  $-1.5^\circ$ ,  $0$ ,  $1.5^\circ$  (рис. 2.17). Размер пятен фокусировки по уровню 80% энергии составил около 5 мкм (рис. 2.17). Форма и размер пятен похожи на расчётные (см. рис. 2.7).

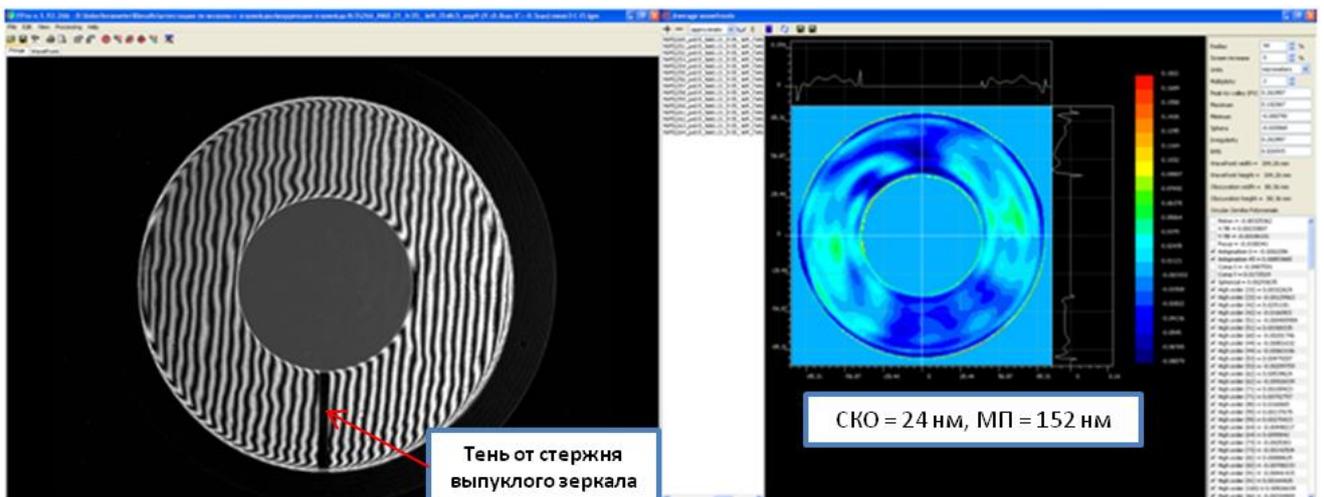


Рис. 2.16. Интерферограмма и карта волновых aberrаций телескопа в центре поля зрения (МП = 263нм, СКО = 24нм,  $d_{\text{внешний}} = 152$  мм,  $d_{\text{внутренний}} = 88$  мм).

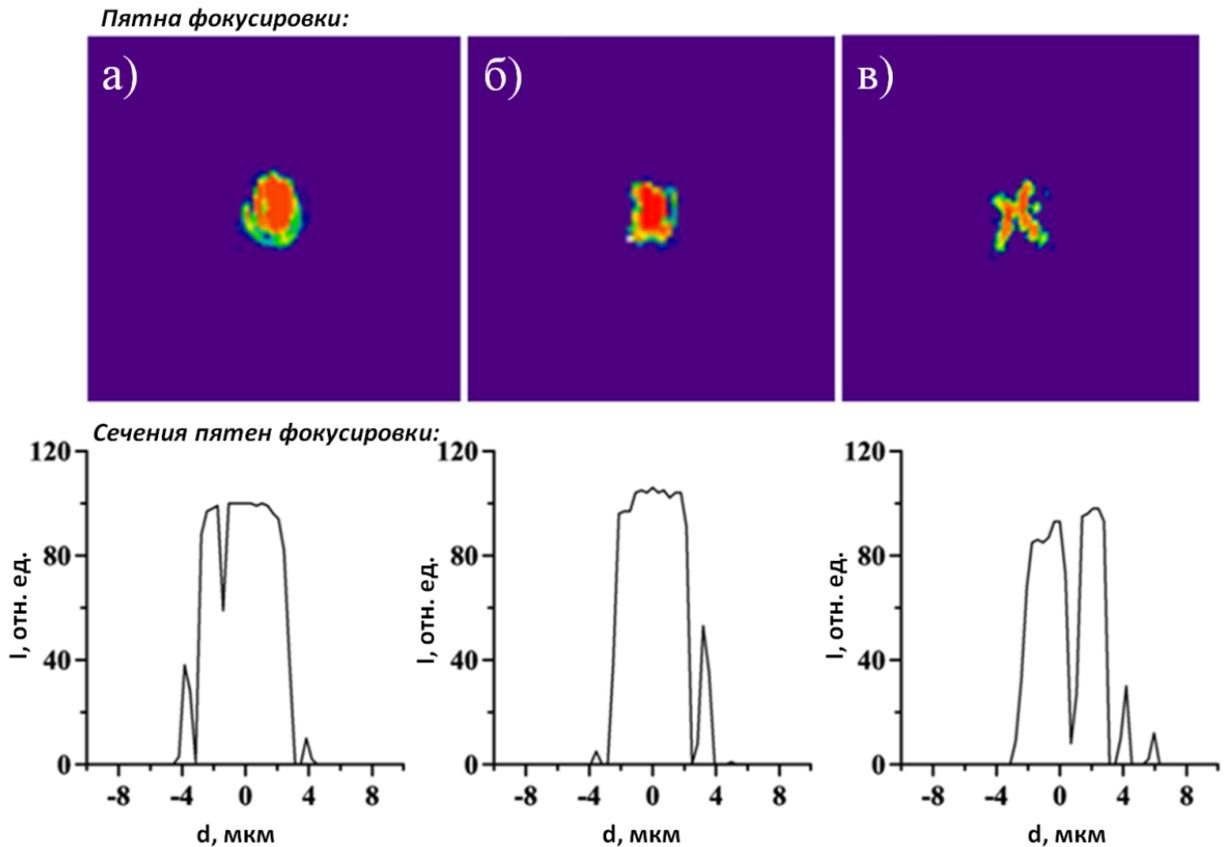


Рис. 2.17. Измеренные пятнафокусировки телескопа для различных углов зрения-1.5°, 0, 1.5°. ( $\lambda = 632.8$ нм)

По размеру пятен фокусировки можно приближённо оценить разрешение телескопа в видимом свете( $\lambda = 632.8$ нм). Среднее по полю зрения разрешение составляет:

$$\delta\alpha_{\text{телескопа}}^{\text{оценочное}} = \text{atan}(d_{\text{пятенфокусировки}} / f'_{\text{экв}}) = \text{atan}(5 \text{ мкм} / 584 \text{ мм}) \approx 1.7'' \quad (2.10)$$

Более точно и одновременно на всём поле зрения разрешение телескопа было измерено с помощью разработанного коллиматора, и подтверждено моделированием ЧКХ телескопа на основе измеренных aberrаций и на рабочих длинах волн, о чём речь идёт в следующем параграфе.

## 2.4. Широкоугольный коллиматор на основе «камеры Шмидта» для аттестации углового разрешения телескопа Шмидта-Кассегрена с зеркальным корректором на всём поле зрения $2\omega=3^\circ$

Коллиматор работает в паре с аттестуемым телескопом и создаёт набор плоскопараллельных пучков, выходящих под разными углами от  $-1.5^\circ$  до  $+1.5^\circ$  и несущих информацию об имитируемых удалённых объектах (рис. 2.18). Для имитации удалённых объектов свет от системы подсвечиваемых полос (миры) переносится коллиматором в виде плоскопараллельных пучков, идущих в аттестуемый телескоп. Затем эти пучки, отвечающие различным полевым точкам телескопа, собираются оптикой телескопа на ПЗС камере. Таким образом, в плоскости изображения телескопа формируется изображение удалённых объектов – системы полос разного размера и в разных полевых точках. По его качеству можно судить об угловом разрешении телескопа. Коллиматор должен иметь поле зрения больше или равное полю зрения аттестуемого телескопа. В нашем случае в качестве схемы коллиматора была выбрана модифицированная «камера Шмидта» с зеркальным корректором аберраций. Относительное отверстие 1:3.2, диаметр выходного пучка 180 мм и поле зрения  $2\omega = 3^\circ$  коллиматора были рассчитаны такими же, как у аттестуемого телескопа.

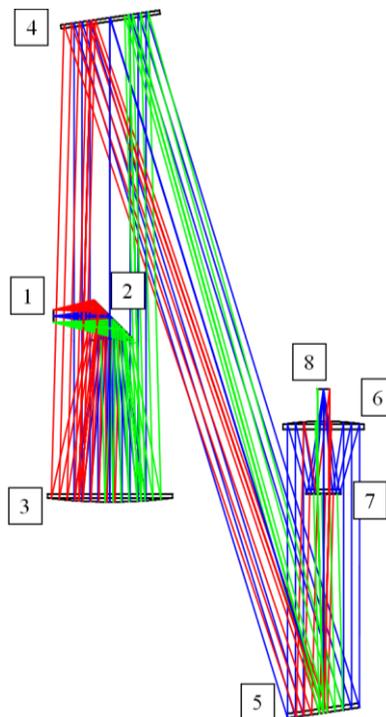


Рис. 2.18. а) Оптическая схема коллиматора в сборе с телескопом: 1) выпуклая мира (система полос) в объектной «плоскости» коллиматора, подсвечиваемая с тыльной

стороны лампы белого света, 2) плоское поворотное зеркало, 3) сферическое зеркало коллиматора, 4) зеркальный корректор коллиматора, 5) зеркальный корректор УФ и ВУФ телескопа, 6) первичное зеркало телескопа, 7) вторичное зеркало телескопа, 8) ПЗС матрица.

Параметры рассчитанного коллиматора - камеры Шмидта с зеркальным корректором аберраций (ЗК) приведены в табл. 2.1. На рис. 2.19 приведены карты для асферизации ЗК коллиматора. Он также имеет осе и неосесимметричную составляющие, описываемые полиномами Цернике 6-го порядка по  $r$  и 2-го порядка по  $\phi$ , соответственно.

Таблица 2.1

| Элемент                       | Размер, мм                   | Параметры, мм  | Расстояние до следующего элемента, мм |
|-------------------------------|------------------------------|--|---------------------------------------|
| Мира                          | Ø50<br>(рабочая зона<br>Ø30) | $R = 600$  | 138.96                                |
| Плоское поворотное зеркало    | Эллипс 86 x 130              | $R = \infty$   | 460                                   |
| Сферическое зеркало           | Ø300                         | $R = 1200$   | 1200                                  |
| Зеркальный корректораберраций | Ø250                         | $R = \infty$<br>Коэф-ты Цернике<br>$\alpha_5 = 1.02428 \cdot 10^{-4}$<br>$\alpha_8 = -4.85307 \cdot 10^{-5}$<br>$\alpha_9 = 2.94307 \cdot 10^{-3}$<br>$\alpha_{12} = 1.01942 \cdot 10^{-4}$<br>$\alpha_{16} = 8.51561 \cdot 10^{-6}$ | 1800                                  |

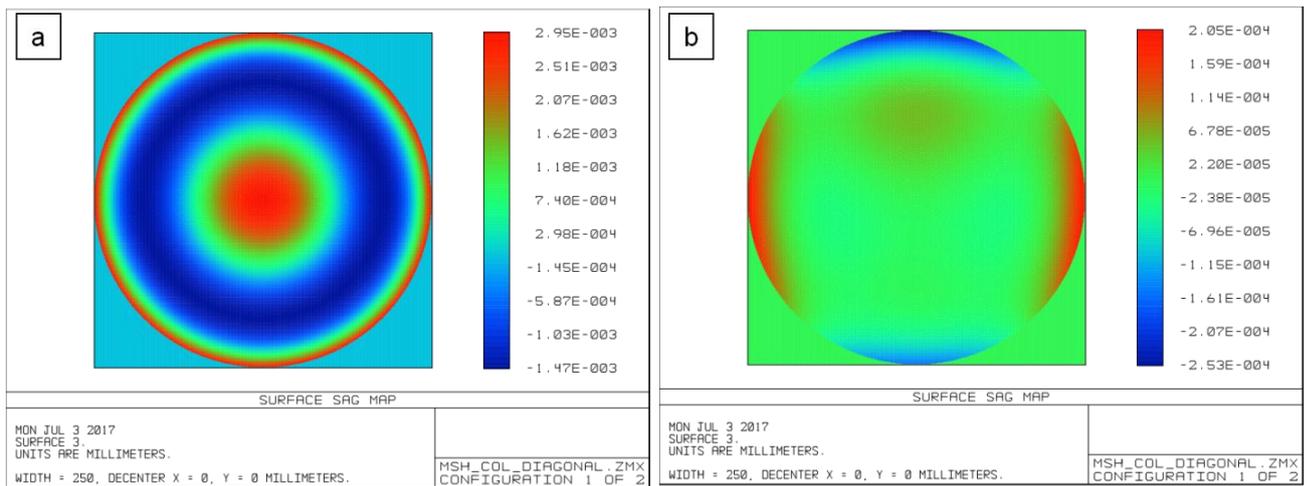


Рис. 2.19. а) Осесимметричная часть профиля травления зеркального корректора коллиматора (красный цвет – места наибольшего съёма материала). б) Неосесимметричная часть.

Расчётные пятна фокусировки коллиматора имеют средний диаметр по полю зрения, равный 1.4 мкм (рис. 2.20), который в ВУФ диапазоне,  $\lambda = 120 - 200$  нм, немного больше диаметра дифракционного кружка Эйри (см. рис. 2.20), а в УФ диапазоне, 200 – 380 нм, меньше. Поэтому по расчёту коллиматор обеспечивает разрешение:

$$\delta\alpha_{\text{коллим.}}^{\text{теор.}} = \text{atan}(\tilde{d}_{\text{пятенфокусировки}} / f'_{\text{экв}}) = \text{atan}(1.4 \text{ мкм} / 599 \text{ мм}) = 0.5'' \quad (2.11)$$

в ВУФ диапазоне и 0.5" - 1" в УФ диапазоне.

Расчётное разрешение коллиматора в ВУФ диапазоне лучше расчётного разрешения телескопа более чем в 2раза, потому что у коллиматора в объектной плоскости стоит не плоская, а выпуклая мира, а у телескопа в плоскости изображения стоит плоская ПЗС матрица.

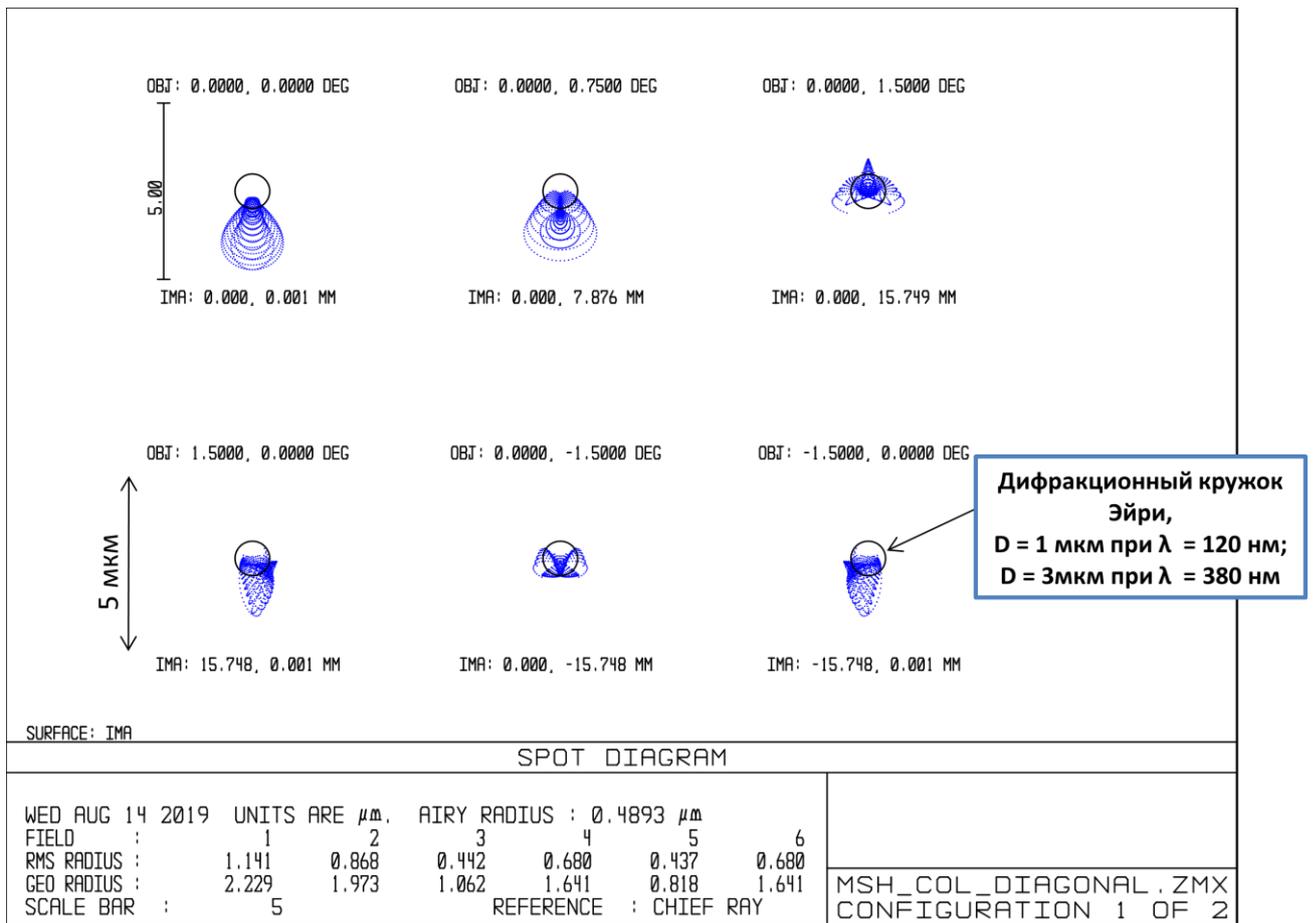


Рис. 2.20. Пятна фокусировки коллиматора по схеме камеры Шварцшильда с зеркальным асферическим корректором. В строке “RMSRADIUS” приведены радиусы кружков, в которых лежит 80% энергии пятен фокусировки.

После сборки, юстировки, измерения в интерферометре (рис. 2.21) и коррекции aberrаций коллиматора были измерены его пятна фокусировки на видимом свете ( $\lambda = 532$  нм) для углов зрения  $-1.5^\circ$ ,  $0^\circ$  и  $1.5^\circ$  (рис. 2.22). Их диаметр по уровню энергии 80% составил 4 мкм, что соответствует диаметру кружка Эйри при  $\lambda = 532$  нм, поэтому в видимом свете измеренное разрешение коллиматора оценивается как:

$$\delta\alpha_{\text{коллим.}} = \text{atan}(d_{\text{пятенфокусировки}} / f'_{\text{эвк}}) = \text{atan}(4 \text{ мкм} / 599 \text{ мм}) \approx 1.4'' \quad (2.12)$$

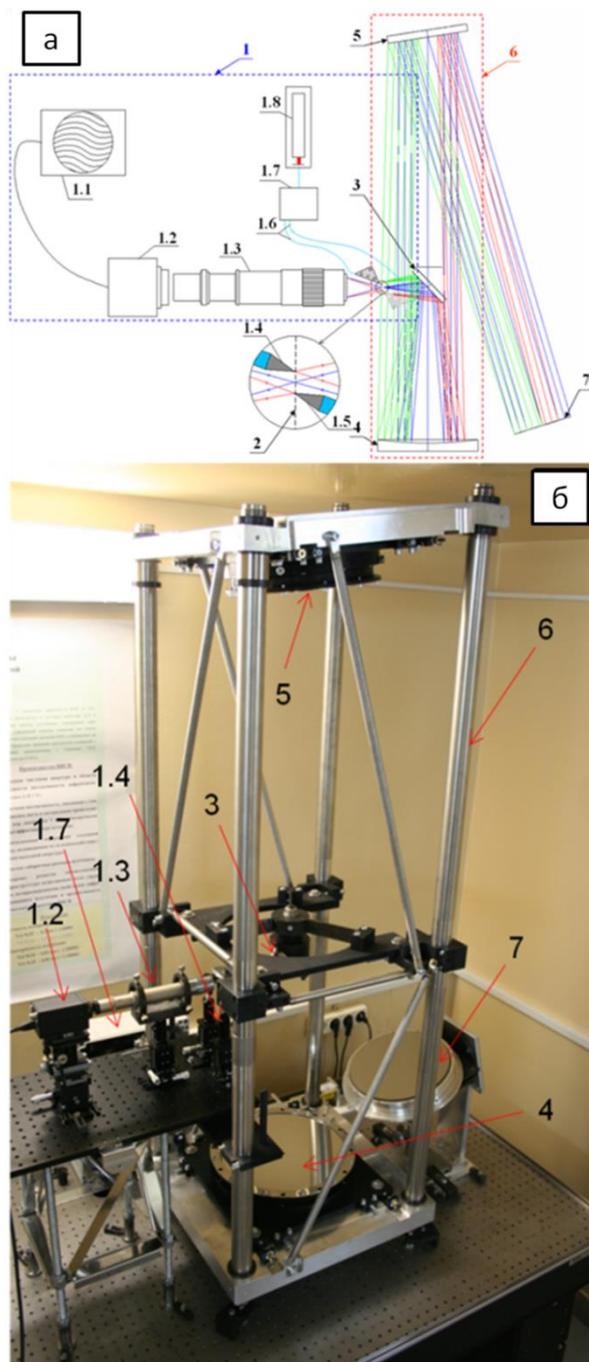


Рис. 2.21. Аттестация aberrаций и пятен фокусировки коллиматор в автоколлимационной схеме с ИДВС. а) Схема и б) фотография: 1) ИДВС, 1.1) компьютер, 1.2) ПЗС камера, 1.3) оптическая часть регистрирующей системы, 1.4) первый волоконный источник сферической волны (ВИСВ) в центре объектной поверхности коллиматора, направленный в коллиматор, 1.5) второй ВИСВ, направленный на ПЗС, 1.6) оптоволокно, 1.7) делитель пучка и контроллер поляризации, 1.8) He-Ne лазер, 2) плоскость объектов коллиматора, в которую при работе коллиматора устанавливается мира, 3) плоское поворотное зеркало, 4) сферическое зеркало, 5) зеркальный асферический корректор, 6) рама, 7) плоское зеркало.

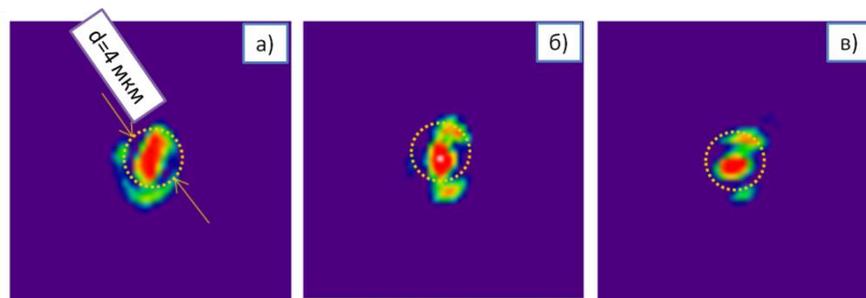


Рис. 2.22. Измеренные пятна фокусировки коллиматора для различных углов зрения: а) 0°, б) -1.5°, в) 1.5°. ( $\lambda = 532$  нм)

Таким образом, разрешение телескопа Шмидта-Кассегрена с ЗК в 1.7" соответствует разрешающей способности системы «коллиматор + телескоп», равной  $\sqrt{(1.7''^2 + 1.4''^2)} \approx 2.2''$ , поэтому коллиматор не сильно ухудшает разрешение телескопа, поэтому позволяет измерять его разрешение. Отсюда также следует, что в видимом свете разрешающая способность телескопа вычисляется из измеряемого далее разрешения системы «коллиматор + телескоп» как:

$$\delta\alpha_{\text{телескопа}} = \sqrt{((\delta\alpha_{\text{телескоп.}+\text{коллим.}})^2 - 1.4''^2)} \quad (2.13)$$

Фотография измерения углового разрешения телескопа в коллиматоре приведена на рис.2.23. Мира с тыльной стороны подсвечивается лампой белого света ( $\lambda_{\text{ср.}}=580$ нм). Её изображение строится телескопом на ПЗС матрице. Прототип телескопа имеет два канала, показанные цифрами 2 и 3 на рис. 2.22. В качестве регистрирующей изображение камеры использовалась обычная ПЗС с размером пикселя 3.5 мкм x 3.5 мкм. Мы сдвигали телескоп поперёк оптической оси, чтобы строить изображение миры по очереди: сначала с помощью 1-го канала, предназначенного для работы в ВУФ диапазоне, затем с помощью 2-го канала, предназначенного для работы в УФ диапазоне.

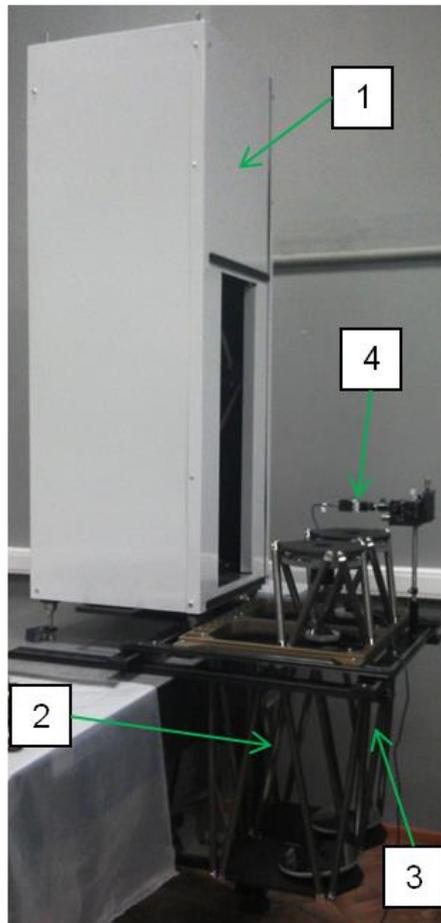


Рис. 2.23. Фотография коллиматора в сборе с оптической частью двухканального прототипа телескопа: 1) коллиматор, 2) 1-й канал на длины волн 120 - 200 нм, 3) 2-й канал на длины волн 200 – 380 нм, 4) ПЗС камера. На фото приведён момент аттестации 2го канала.

Были получены изображения всех областей с полосами на мире и для каждого канала. На рис.2.24 приведены некоторые из них.

На кадре, соответствующем углу зрения ( $\omega = 0^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ), линии с шириной и периодом 6 мкм разрешаются со средним контрастом 33%. На кадрах, отвечающих углам зрения  $(0^\circ, 0.75^\circ)$  и  $(0.75^\circ, 0^\circ)$  линии с шириной и периодом 6 мкм разрешаются со средним контрастом 20%.

Полосы с периодом 6 мкм соответствуют разрешению объединенной оптической системы «коллиматор + телескоп»:

$$\delta\alpha_{\text{телескоп.+коллим.}} = \text{atan}(d_{\text{полос}} / f'_{\text{экв}}) = \text{atan}(6 \text{ мкм} / 584 \text{ мм}) \approx 2.1'' \quad (2.14)$$

С учетом разрешения коллиматора, в видимом диапазоне разрешение оптической части телескопа на поле зрения  $-0.75^\circ - 0.75^\circ$  с контрастом 20 – 33% составляет:

$$\delta\alpha_{\text{телескоп.}}^{-0.75^\circ - 0.75^\circ} = \sqrt{(2.1''^2 - 1.4''^2)} = 1.5'' \quad (2.15)$$

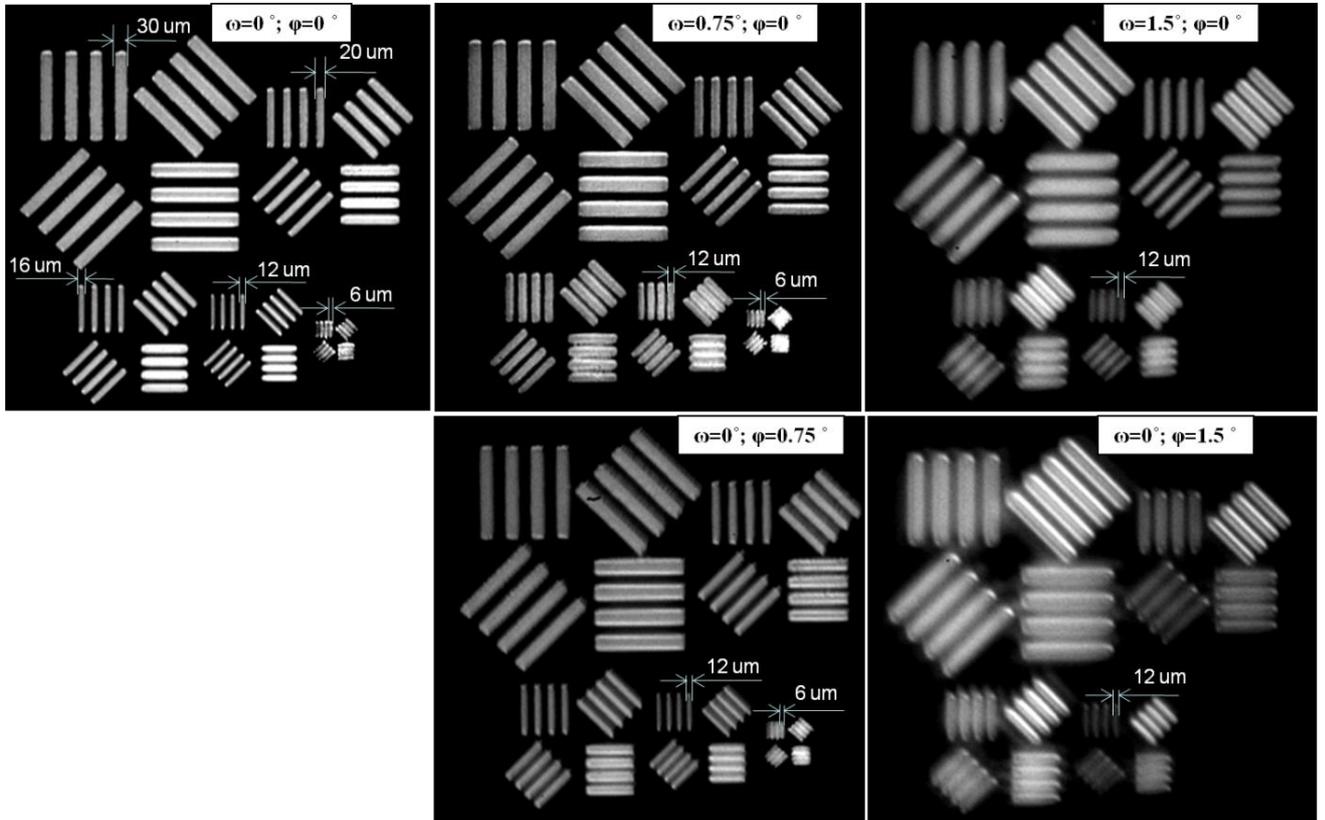


Рис. 2.24. Изображение полос мира на ПЗС камере при различных углах зрения телескопа  $\pm 1.5^\circ$  (угол  $\omega$  - меридиональный, угол  $\varphi$  – сагиттальный).

Для оценки разрешения оптической части прототипа телескопа на рабочих длинах волн 120 – 380 нм были смоделированы ФПЧ в присутствии измеренных aberrаций, приведенных на рис. 2.16. Согласно критерию Фуко, пространственная частота, которая передается с контрастом 20%, определяет угловое разрешение телескопа [73].

Из рис. 2.25 видно, что 20% контраст в среднем для всех углов зрения достигается на частоте  $270 \text{ мм}^{-1}$ , поэтому разрешение телескопа оценивается как:

$$\delta\alpha_{\text{телескопа}} = \text{atan}(\delta x / f'_{\text{эkv}}) = \text{atan}(1:270 \text{ мм}^{-1} / 584 \text{ мм}) \approx 1.3'' \quad (2.16)$$

и совпадает с расчётным разрешением, потому что СКО aberrаций телескопа = 24 нм (рис. 2,16) очень мало, всего  $\lambda/5 - \lambda/16$  для диапазона 120-380 нм.

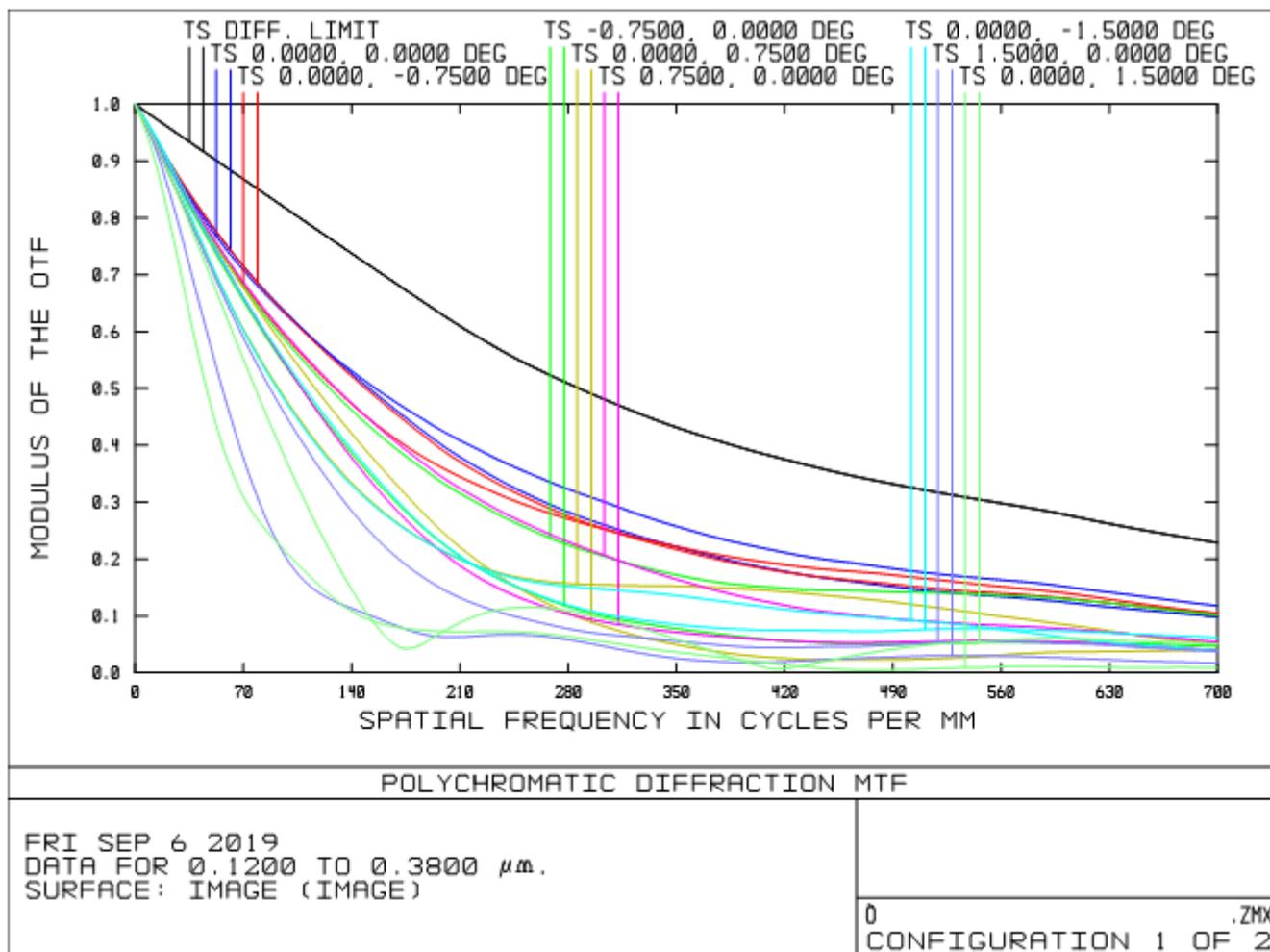


Рис. 2.25. ФПЧ разработанного прототипа телескопа в зависимости от угла зрения и усредненная по всем длинам волн из диапазона 120 – 380 нм. Черная кривая - дифракционное ограничение на ЧКХ на длине волны 120 нм. Каждая пара цветных кривых соответствует передаче горизонтальных и вертикальных частот тест-объекта. Углы зрения подписаны сверху.

В видимом свете моделирование ФПЧ даёт тоже разрешение в 1.5", которое получено на практике по изображению миры, поэтому расчёт разрешающей способности по ФПЧ подтверждается измерением разрешения прототипа телескопа в коллиматоре на видимом свете.

## 2.5 Результаты и выводы по главе 2

В рамках данной главы впервые был предложен и создан широкоугольный коллиматор, работающий по схеме зеркальной модификации “камеры Шмидта” с асферическим зеркальным корректором с неосесимметричной асферизацией высокого порядка и выпуклой мирой. Были измерены его оптические характеристики. Поле зрения коллиматора составляет  $2\omega=3^\circ$ , расчётное разрешение в ВУФ и УФ диапазонах от 0.5" до 1", экспериментально полученное разрешение в видимом свете - 1.4" ограничено дифракцией и достаточно для измерения разрешения разработанного телескопа. С помощью коллиматора было измерено разрешение разработанного прототипа УФ-ВУФ телескопа на всём поле зрения в видимом свете. На рабочих длинах волн (120 – 380 нм) разрешение телескопа было рассчитано на основе измеренных аберраций.

Также впервые была предложена, рассчитана и изготовлена зеркальная модификация схемы Шмидта-Кассегрена со сферическими первичным и вторичным зеркалами и зеркальным корректором, имеющим неосесимметричную асферизацию, описываемую полиномами 6-го порядка по радиальной координате и 2-го порядка по азимутальной. Использование неосесимметричной асферизации высокого (6-го по  $r$  и 2-го по  $\varphi$ ) порядка в разработанном прототипе телескопа позволило добиться большого поля зрения в  $3^\circ$  при сохранении разрешения близкого к дифракционному в ВУФ диапазоне и дифракционного в УФ диапазоне.

Качество изготовления оптики и сборки прототипа телескопа позволило достичь разрешения в 1.3", совпадающего с расчётным (приведённое значение разрешения является средним для рабочего диапазона 120 - 380 нм и средним по полю зрения).

По результатам главы опубликованы работы: [А6,А8,А12,А14,Т7,Т18,Т19]

## **ГЛАВА 3. Разработка оптической схемы светосильного микроскопа на длину волны 3.37 нм и методики реконструкции трёхмерного изображения для него**

### **3.1 Актуальность и задачи мягкой рентгеновской микроскопии**

В современных биологических и медицинских задачах, для понимания механизмов функционирования органических клеток, а также для изучения влияния различных болезней на клетки [19,35,41] требуется увидеть детали живых клеток с разрешением в десятки нанометров. Из-за дифракционного размытия из-за относительно большой длины волны традиционная микроскопия видимого света не позволяет исследовать наноструктуру с деталями менее 200 нм в латеральном и менее 700 нм в аксиальном направлениях [65]. Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) из-за малости длины волны де Бройля у электрона позволяет получить двумерное разрешение на уровне 0.3 – 5 нм [76-78]. Однако, из-за сильного рассеяния электронов и падения сигнала с увеличением толщины образца, приходится резать образцы на тонкие слои < 300 нм. Более толстые образцы имеют повышенную вероятность многократного и неупругого рассеяния при прохождении электронов через образец, что приводит к ухудшению качества изображения [76]. В свою очередь, нарезание образцов приводит повреждению тканей в местах среза и не позволяет однозначно совместить изображения срезов и достоверно восстановить трёхмерную структуру [77]. Изучению живых клеток в СЭМ препятствуют огромные дозы, приводящие к разложению органических образцов под действием пучка. Для уменьшения влияния поглощенной дозы на образцы их замораживают. В последние 3 года появились работы по 3D томографии клеток на СЭМ путём угловой томографии без необходимости нарезания образцов, но при таком подходе удаётся получить трёхмерную структуру только поверхности образцов [77-78]. Атомно-силовая и сканирующая туннельная микроскопия имеют нанометровое разрешение, но также позволяют изучать лишь поверхность образцов [79], а для большинства биологических и медицинских применений интересна не только поверхностная, но и внутренняя структура образца.

В последние 30 лет активно развивается мягкая рентгеновская микроскопия (МРМ) в «окне прозрачности воды» на длинах волн 2.3-4.4 нм [19,34-48]. Поглощение этого излучения углеродосодержащими белками, жирами и углеводами и пропускание водой (см. рис.1.6) позволяет видеть структуру органических клеток в живых водосодержащих образцах толщиной примерно до десяти микрон. При этом из-за малой длины волны можно получать двумерные изображения с разрешением в несколько десятков нанометров. Например, в работах [9,48,41,43] получены двумерные изображения зонных пластинок разрешением 40 нм – 60 нм, а поля зрения от 10 – 30 мкм [9,38] до 50 - 60 мкм [19, 35]. В [80] за счёт использования уникальной ЗПФ с шириной крайней зоны 12 нм и частично-когерентной засветки было получено 10 нм-е разрешение в двумерном изображении среза многослойного зеркала. В [81] за счёт использования ЗПФ с шириной крайней зоны 25 нм и третьего порядка дифракции было получено разрешение 12 нм также в двумерном изображении среза многослойного зеркала.

Преимущество МР микроскопии по сравнению со всеми другими видами микроскопии в том, что в ней можно реализовать томографию «толстых», толщиной до 10-15 микрон, образцов с нанометровым разрешением без их нарезания на тонкие слои. При этом из-за высокого абсорбционного контраста дозы облучения гораздо меньше, чем в СЭМ.

Задачи мягкой рентгеновской микроскопии различные. Например, в работе [38] изучается строение нейронов и дендритов мозга мыши. В работах [9-11,13,42,48] изучается строение простейших диатомных клеток водорослей. В [40] – строение геолоидных клеток, взятых из воды реки Майн. В [49] изучаются магнитные домены в сильных магнитных полях. Но наиболее важные применения МРМ связаны с медициной. В [41] изучается плазмидная ДНК, связанная с болезнью менингит. В [19] изучается динамика содержания гемоглобина на разных стадиях в эритроцитах, инфицированных болезнью малярия. В [12] изучаются В-клетки иммунной системы человека.

Таким образом, МРМ – это уникальный инструмент, возможности которого в полной мере еще не раскрыты, т.к. достигнутое разрешение реконструированных трёхмерных изображений, полученных томографически, составляет 60-100 нм при дифракционном пределе используемых зонных пластинок  $\Delta x = 40-50$  нм [9-13,19]. Причём, 60 нм разрешение в [9-11,19] было получено с использованием

синхротронного высоко монохроматического излучения, которое доступно не для всех и не всегда, и с использованием криофиксации образцов.

С точки зрения светосилы и дифракционного предела разрешения более привлекательной оказывается схема МРМ на основе светосильного зеркального объектива Шварцшильда (ОШ). Например, для типичной числовой апертуры  $NA=0.3$  и длины волны  $3.37\text{ нм}$  дифракционный предел согласно критерию Релея составляет  $\delta x=0.61\lambda/NA=7\text{ нм}$  с контрастом 20%, а глубина фокуса  $DOF = \lambda/NA^2 = 37.5\text{ нм}$ , что позволяет организовать z-томографию образцов с нанометровым разрешением. Поэтому данная глава посвящена разработке МРМ на основе ОШ. Причём, асферизация первичного зеркала объектива, существенно увеличивает разрешение: в 20 раз на поле зрения  $40 \times 40\text{ мкм}^2$  и в 6 раз на поле зрения  $100 \times 100\text{ мкм}^2$ .

Для реконструкции изображений по данным z-томографии крайне важно учесть поглотительный механизм формирования изображения. Интенсивность света по мере его распространения вглубь образца экспоненциально спадает. Причем, апертура объектива большая ( $NA = 0.3$ ), поэтому лучи сходятся в каждую точку образца в виде конусов с углами при вершине  $35^\circ$  и теряют свою интенсивность в соответствии с формой и составом вещества, встречающегося на пути лучей. Модель формирования изображения, предложенная в [82] Отоном и др. работает только для низкоапертурных МРМ на ЗПФ и не учитывает конусное схождение лучей, поэтому одной из задач данной работы было модернизировать эту модель формирования, а также предложить новый метод реконструкции изображений на основе z-томографии, которая в МРМ применяется впервые.

### **3.2 Схема полнозеркального микроскопа с двухуровневым увеличением**

Для реализации z-томографии образцов с целью продвижения в область разрешений менее  $60\text{ нм}$ , а также значительного уменьшения времени экспозиции каждого кадра с 1-2 минут [11-13] до единиц секунд в ИФМ РАН разрабатывается микроскоп на основе светосильного асферического зеркального объектива Шварцшильда (ОШ) [A1,T1,T5]. Глубина фокуса  $DOF = \lambda/NA^2 = 37.5\text{ нм}$  ( $\lambda = 3.37\text{ нм}$  – выбранная длина волны,  $NA = 0.3$  – числовая апертура объектива Шварцшильда)

гораздо меньше толщины изучаемых образцов 1 - 10 микрон, поэтому в микроскопе может быть реализована z-томография образцов. Рентгенооптическая схема микроскопа приведена на рис. 3.1. В лазерно-плазменный источник на основе углеродосодержащей газовой струи попадет сфокусированный лазерный импульс. Получившаяся плазма светит в широком спектре, из которого коллектор с многослойным Cr/Sc покрытием отражает на образец выбранную длину волны 3.37 нм. В качестве рабочего газа может быть использован этанол с яркой спектральной линией 5-тикратно ионизованного углерода C-VI[37] или аргон с яркими линиями Ar-V и Ar-VIII [83]. Оптическая система имеет двухуровневое увеличение. На первом уровне изображение образца строится на сцинтилляторе с помощью ОШ с увеличением в 46 раз. YAG-Сессцинтиллятор преобразует мягкое рентгеновское излучение в видимый свет. На втором уровне изображение на сцинтилляторе переносится линзовым объективом со сменным увеличением  $\times 1.96$ ,  $\times 4.23$  и  $\times 20$  на ПЗС матрицу. Сцинтиллятор, линзовый объектив и ПЗС объединены в едином корпусе цифрового детектора (показан на рис. 3.1а, фото на рис. 3.1б).

Поле зрения микроскопа определяется размером ( $7 \times 8.5$  мм<sup>2</sup>) используемой ПЗС-матрицей (BMR-5000HM-UF, произв. «НПК, ЕС Экспертс»), деленным на общее увеличение микроскопа ( $\times 90$ ,  $\times 195$ ,  $\times 920$ ), и составляет от  $7.7 \times 9.2$  мкм<sup>2</sup> до  $79 \times 95$  мкм<sup>2</sup> (табл. 3.1). В работе [46] было измерено пространственное разрешение и поле зрения цифрового детектора, который будет использован в разрабатываемом микроскопе. Как видно из рис. 3.1в, где приведено экспериментально полученное сечение изображения полос цифровым детектором. Предельное разрешение составило 0.65 мкм с контрастом 30% для ЦД, использующего объектив с  $NA = 0.55$ , поэтому ограничение на разрешение микроскопа составляет  $0.65 \text{ мкм} / 46 \approx 14 \text{ нм}$  на поле зрения  $7.7 \times 9.2$  мкм<sup>2</sup>. Расчёт в Zemax показывает, в идеальном случае дифракционно ограниченной оптики контраст полос шириной 0.65 мкм составляет 40%, поэтому качество оптики ЦД близко к дифракционно ограниченному. При этом размер пикселя ПЗС камеры в предметной плоскости соответствует размеру  $3.45 \text{ мкм} / \times 920 = 3.75 \text{ нм}$ , т.е. размер пикселя ПЗС не ограничивает разрешение. На поле зрения  $79 \times 95$  мкм<sup>2</sup> разрешение микроскопа ограничивается размером пикселя и увеличением. Размер пикселя в предметной области составляет  $3.45 \text{ мкм} / \times 90 = 38 \text{ нм}$ , а две точки объекта видны раздельно, когда между ними два пикселя, поэтому на поле зрения  $79 \times 95$  мкм<sup>2</sup> разрешение составляет 76 нм.

Томография в микроскопе будет производиться за счет сдвига образца по вертикали (вдоль оси  $z$ ) с помощью пьезокерамики. Причём, для реализации  $z$ -томографии выгодно иметь проекционный объектив с большой числовой апертурой, потому что глубина фокуса и размытие вдоль оптической оси пропорциональны  $NA^{-2}$ . И, как будет показано в следующих разделах, предлагаемый подход  $z$ -томографии хорошо работает в случае  $NA \gg 0.1$ , как раз из-за малой DOF. С другой стороны, как показывает расчёт, начиная с  $NA = 0.3$  дальнейшее увеличение  $NA$  до 0.4, 0.5 и т.д. приводит к заметному увеличению комы 5-го и 7-го порядков, которую асферизация на всём поле зрения 100 мкм не компенсирует, и разрешение падает. В итоге, для объектива Шварцшильда с увеличением  $\times 46$ , которое согласовано с размером пикселя ПЗС детектора, оптимальной является числовая апертура 0.3.

Таблица 3.1. Параметры цифрового детектора

| Числовая апертура объектива              | NA = 0.14 | NA = 0.28 | NA = 0.55 |
|--|-----------|-----------|-----------|
| Увеличение                               | 1.96      | 4.23      | 20        |
| Пространственное разрешение, мкм         | 3.3       | 1         | 0.65      |
| Поле зрения на образце, мкм <sup>2</sup> | 79 × 95   | 36 × 44   | 7.7 × 9.2 |

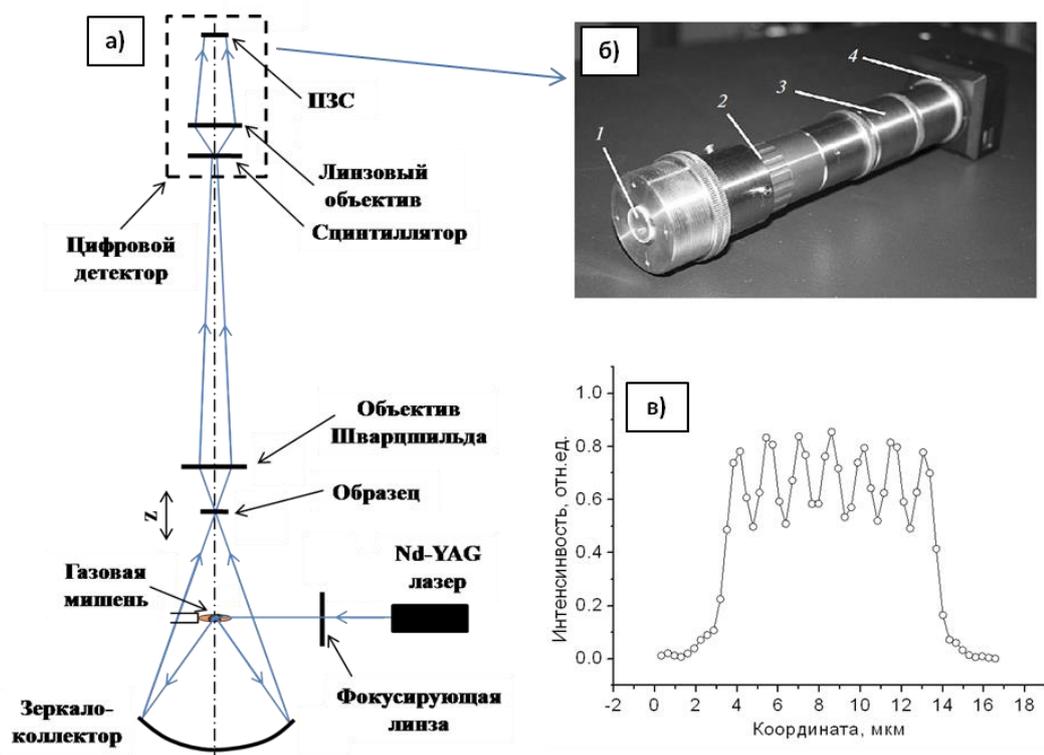


Рис. 3.1. а) Схема оптической части МРМ на основе ОШ; б) фото цифрового детектора: 1 – YAG:Ce сцинтиллятор, 2 - объектив Mitutoyo Plan Apo (NA = 0.55), 3 – оправа с изображающей линзой, 4- ПЗС камера BMR 1400; в) Изображение тестовых полос с шириной 0.65 мкм и периодом 1.3 мкм, полученное в цифровом детекторе на длине волны 633 нм (Заим. из [46]).

### 3.3 Расчёт объектива Шварцшильда с асферизацией первичного зеркала

Для реализации z-томографии выгодно иметь проекционный объектив с большой числовой апертурой, потому что предлагаемый подход z-томографии хорошо работает в случае  $NA \gg 0.1$ , когда изображения срезов образца почти не размываются вдоль оптической оси микроскопа.

Для начала рассчитаем классический сферический гетероцентрический объектив Шварцшильда с  $NA = 0.3$  и увеличением в 46 раз. В сферическом ОШ за счёт подбора расстояний между зеркалами и радиусов кривизны удаётся частично скомпенсировать сферическую aberrацию 4-го порядка ( $w(\rho) = 6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$ ) и кому 3-го порядка ( $w(\rho, \varphi) = (3\rho^2 - 2) \rho \cdot \cos(\varphi)$  и  $w(\rho, \varphi) = (3\rho^2 - 2) \rho \cdot \sin(\varphi)$ ) [84]. Эффективность компенсации зависит от числовой апертуры объектива. Особенность гетероцентрического ОШ в том,

что центры кривизны первичного M1 и вторичного M2 зеркал не совпадают. Расстояние между центрами кривизны  $Z_{M1}$  и  $Z_{M2}$  обозначим за  $d$  (рис. 3.2).

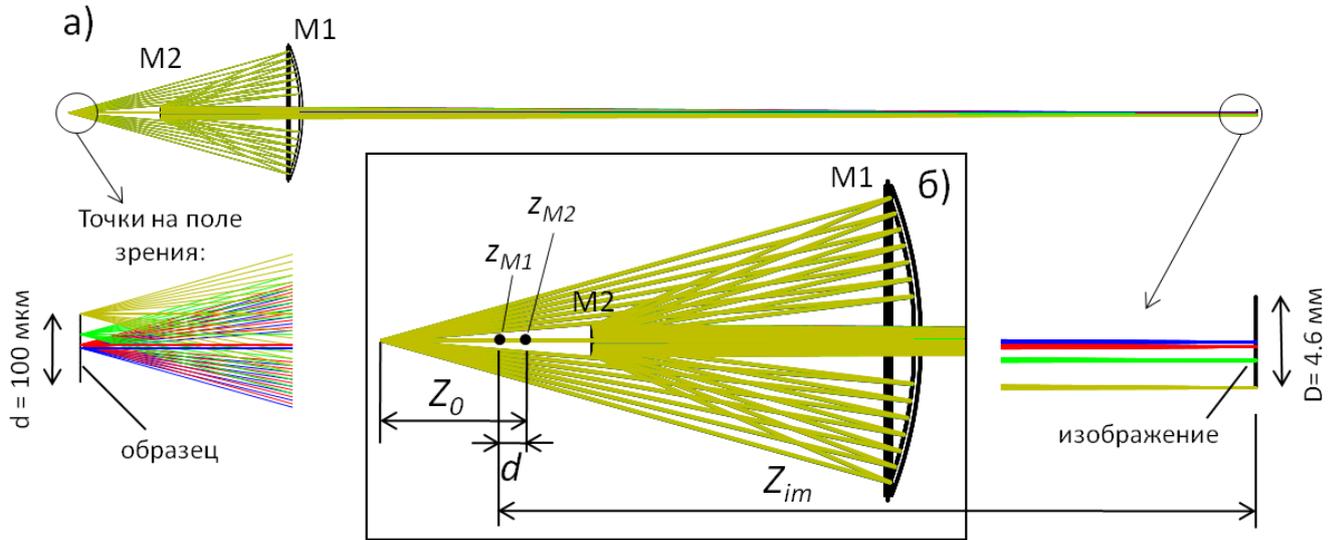


Рис. 3.2. Объектив Шварцшильда с увеличением  $\times 46$  и числовой апертурой 0.3.

а) – общий вид; б) – в масштабе показано расстояние между центрами кривизны зеркал

Примем в качестве входных параметров для расчёта: радиус первичного вогнутого зеркала  $R = 137.5$  мм, радиус вторичного выпуклого зеркала  $r = 24$  мм, и увеличение  $\times 46$ :

$$M \approx Z_{im} / (Z_0 - d) = 46 \quad (3.1)$$

В ОШ сферическая аберрация 4-го порядка и кома 3-го порядка равны нулю [84], т.е. выполняется условие:

$$\bar{C}_2 - \bar{C}_1^3 + 6C_3 = 0, \quad (3.2)$$

где

$$a = 1 - d \left( \frac{2}{R} + \frac{1}{Z_0} \right); \bar{r} = \frac{r}{a}; \bar{C}_1 = \frac{2}{\bar{r}} - \frac{2}{R} - \frac{1}{Z_0};$$

$$\bar{C}_2 = \frac{2}{\bar{r}^3} - \frac{2}{R^3} - \frac{2}{Z_0^3}; \bar{C}_3 = \frac{d}{aR} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_0} \right)^2 \times \left( \frac{2}{R} + \frac{1}{Z_0} \right); Z_{im} = \frac{a}{\bar{C}_1}, \quad (3.3)$$

где  $Z_{im}$  - расстояние от  $Z_{M1}$  до изображения,  $Z_0$  - расстояние от образца до  $Z_{M2}$  (см. рис. 3.2б),  $r$  – радиус кривизны выпуклого вторичного зеркала,  $R$  – радиус кривизны вогнутого первичного зеркала. После совместного решения уравнений (3.1)-(3.3), получим:  $Z_0 = 21.5$  мм,  $Z_{im} = 745.5$  мм,  $d = 5.3$  мм. Эти параметры, а также  $NA = 0.3$ , диаметр первичного зеркала  $D = 100$  мм и вторичного зеркала  $d = 5$  мм задавались в

программе трассировки лучей Zemax [85]. После минимизации в Zemax оценочной функции, зависящей от  $Z_0$ ,  $Z_{im}$  и  $d$  при фиксированном увеличении  $M = 46$ , были внесены небольшие поправки в расчёт:  $Z_0 = 21.525$  мм,  $Z_{im} = 738.434$  мм и  $d = 4.195$  мм. Отметим, что уравнение (3.1) является строгим только для концентрического объектива, когда  $d = 0$ , поэтому результат минимизации в Zemax немного отличается от расчета. Из-за большой числовой апертуры  $NA = 0.3$  остаточная сферическая aberrация 4-го и 6-го порядка (коэф. Z9 и Z16 в табл.3.2), а также кома 3-го и 5-го порядка (коэф. Z8 и Z15 табл.3.2) дают диаметры пятен фокусировки около 6 мкм на поле зрения диаметром 100 мкм (рис. 3.3). (Под диаметрами пятен фокусировки понимаются значения  $2 \cdot RMSradius$ , которые приведены в нижней части рис. 3.3 – 3.6 и в которых сконцентрировано 80% энергии). Диаметр пятен фокусировки в 6 мкм соответствует разрешению в объектной плоскости ОШ примерно, равному  $6 \text{ мкм} / 46 = 130 \text{ нм}$ , что для нашей задачи не годится.

Таблица 3.2. Коэффициенты разложения остаточных aberrаций сферического объектива Шварцшильда с  $NA = 0.3$  на краю поля зрения.

| 4: Zernike Fringe Coefficients |    |             |   |
|--------------------------------|----|-------------|---|
| Update Settings Print Window   |    |             |   |
| Maximum fit error              |    | :           | 0.00001524 waves                          |
| Z                              | 1  | -1.67517705 | : 1                                       |
| Z                              | 2  | 0.00000000  | : (p) * COS (A)                           |
| Z                              | 3  | -0.04642276 | : (p) * SIN (A)                           |
| Z                              | 4  | 0.29192913  | : (2p^2 - 1)                              |
| Z                              | 5  | 0.00679317  | : (p^2) * COS (2A)                        |
| Z                              | 6  | 0.00000000  | : (p^2) * SIN (2A)                        |
| Z                              | 7  | 0.00000000  | : (3p^2 - 2) p * COS (A)                  |
| Z                              | 8  | 0.15859343  | : (3p^2 - 2) p * SIN (A)                  |
| Z                              | 9  | 0.92917683  | : (6p^4 - 6p^2 + 1)                       |
| Z                              | 10 | 0.00000000  | : (p^3) * COS (3A)                        |
| Z                              | 11 | -0.00004073 | : (p^3) * SIN (3A)                        |
| Z                              | 12 | 0.00284239  | : (4p^2-3) p^2 * COS (2A)                 |
| Z                              | 13 | 0.00000000  | : (4p^2-3) p^2 * SIN (2A)                 |
| Z                              | 14 | 0.00000000  | : (10p^4 - 12p^2 + 3) p * COS (A)         |
| Z                              | 15 | 0.11178107  | : (10p^4 - 12p^2 + 3) p * SIN (A)         |
| Z                              | 16 | -0.97787795 | : (20p^6 - 30p^4 + 12p^2 - 1)             |
| Z                              | 17 | 0.00000003  | : (p^4) * COS (4A)                        |
| Z                              | 18 | 0.00000000  | : (p^4) * SIN (4A)                        |
| Z                              | 19 | 0.00000000  | : (5p^2 - 4) p^3 * COS (3A)               |
| Z                              | 20 | 0.00000197  | : (5p^2 - 4) p^3 * SIN (3A)               |
| Z                              | 21 | -0.00016271 | : (15p^4 - 20p^2 + 6) p^2 * COS (2A)      |
| Z                              | 22 | 0.00000000  | : (15p^4 - 20p^2 + 6) p^2 * SIN (2A)      |
| Z                              | 23 | 0.00000000  | : (35p^6 - 60p^4 + 30p^2 - 4) p * COS (A) |
| Z                              | 24 | -0.00669052 | : (35p^6 - 60p^4 + 30p^2 - 4) p * SIN (A) |
| Z                              | 25 | 0.05758357  | : (70p^8 - 140p^6 + 90p^4 - 20p^2 + 1)    |
| Z                              | 26 | 0.00000000  | : (p^5) * COS (5A)                        |
| Z                              | 27 | 0.00000007  | : (p^5) * SIN (5A)                        |
| Z                              | 28 | 0.00000000  | : (6p^2 - 5) p^4 * COS (4A)               |

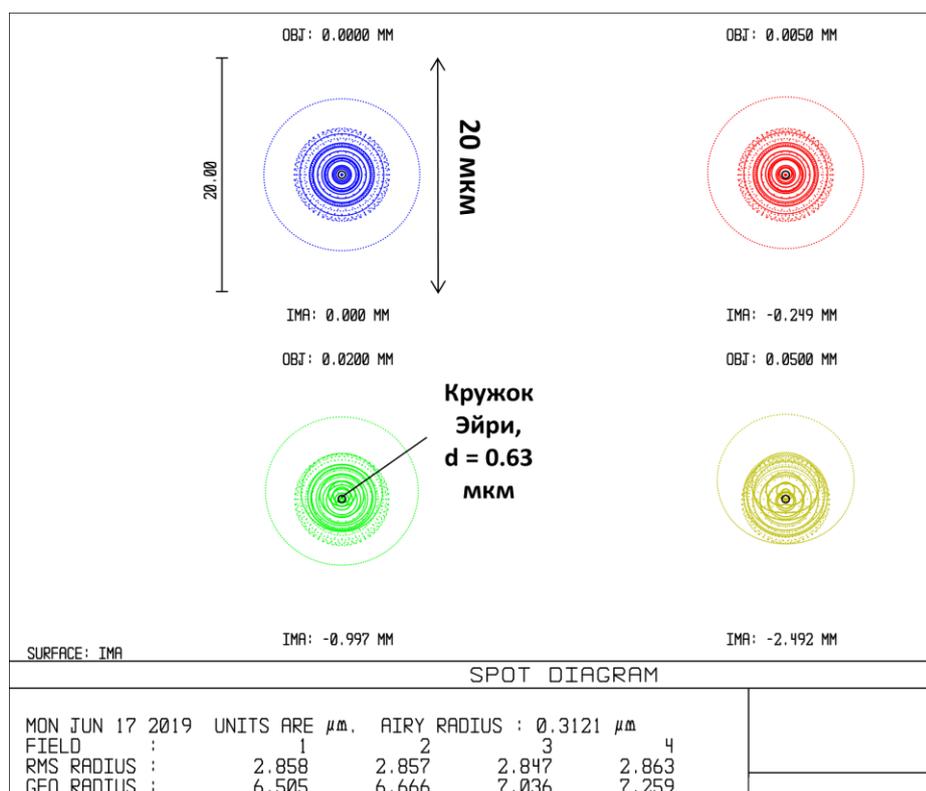


Рис. 3.3. Пятна фокусировки в плоскости изображения сферического объектива Шварцшильда  $\times 46$  с  $NA = 0.3$  в зависимости от координаты точки на поле зрения. Синее пятно – в центре поля зрения ( $r = 0$  мкм), красное –  $r = 5$  мкм, зелёное –  $r = 20$  мкм, жёлтое –  $r = 50$  мкм. RMSradius – радиус пятна фокусировки, в котором сконцентрировано 80% энергии (отсчитывается от центров полевых точек). GEOradius – радиус пятна фокусировки, в котором сконцентрировано 100% энергии.

Уменьшение числовой апертуры до  $NA = 0.2$ , как в работе [45], уменьшает сферическую aberrацию 4-го и 6-го порядка в 12 раз, а кому 3-го и 5-го порядка в 8 раз. В итоге, размер пятен фокусировки (без учета дифракции)  $\sim 0.8$  мкм (рис. 3.4) меньше дифракционного ограничения, определяемого диаметром кружка Эйри в 1 мкм. Такой объектив в принципе может быть использован для микроскопии, но светосила мала. А, самое главное, глубина фокуса, пропорциональная  $NA^{-2}$  составляет 85 нм, поэтому, как станет ясно из раздела 3.9 данной главы, разрешение лучше  $\sim 85$  нм получить не удастся.

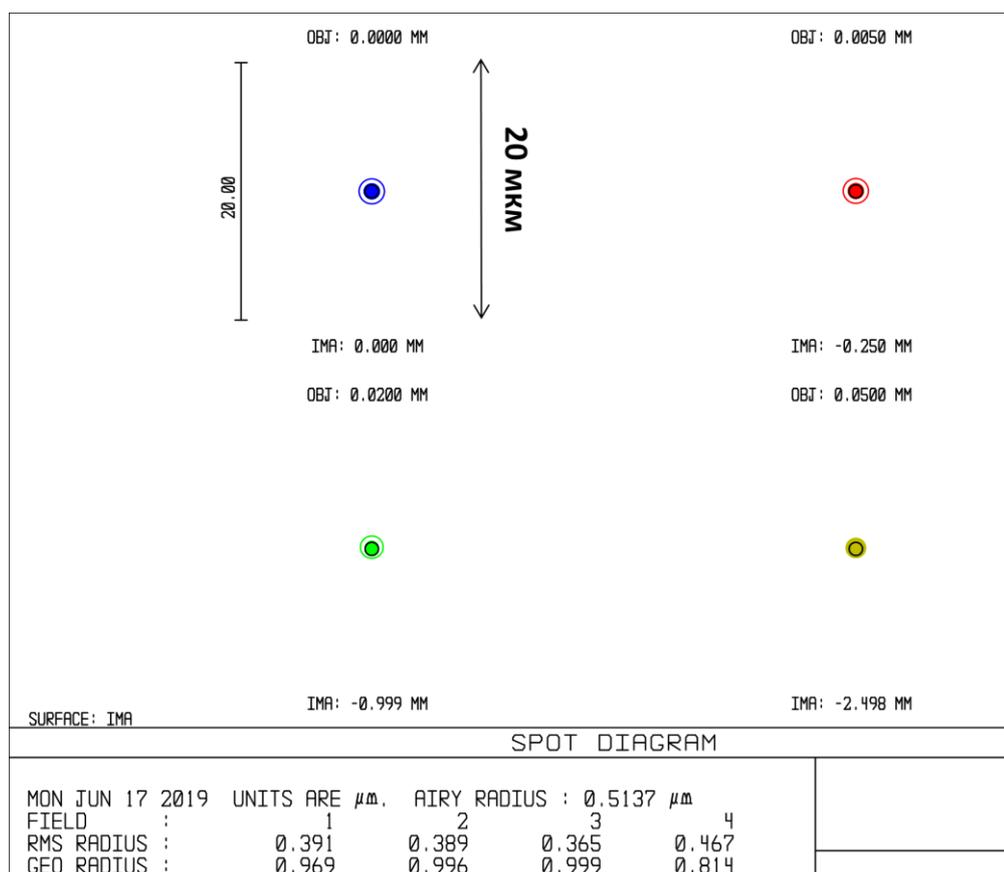


Рис. 3.4. Пятна фокусировки в плоскости изображения сферического объектива Шварцшильда  $\times 46$  с  $NA = 0.2$  в зависимости от координаты точки на поле зрения. Синее пятно – в центре поля зрения ( $r = 0$  мкм), красное –  $r = 5$  мкм, зелёное –  $r = 20$  мкм, жёлтое –  $r = 50$  мкм. Кружок Эйри показывает дифракционно ограниченный размер пятна фокусировки ( $\lambda = 3.37$  нм) в случае без геометрических aberrаций, в котором сосредоточено 80% энергии.

Для эффективного устранения aberrаций в высокоапертурном ОШ с числовой апертурой  $NA = 0.3$  в программе Zemax была рассчитана асферизация первичного зеркала. Положение зеркал и коэффициенты полиномов для асферизации задавались переменными, а увеличение постоянным:  $M = 46$ . Минимизировалась оценочная функция (ОФ), принимающая, в нашем случае, значения среднеквадратического радиуса четырёх пятен фокусировки для полевых точек с  $r = 0, 5, 20, 50$  мкм. Принцип минимизации заключается в итерационном изменении параметров, трассировке лучей по закону Снеллиуса и вычислении значения ОФ. Есть два режима: обычная и hammer минимизация. При обычной минимизации каждое новое значение параметра вычисляется на основе предыдущих значений параметров и предыдущего значения ОФ,

поэтому есть риск «свалиться» в локальный минимум ОФ. При hammer –минимизации, скорость вычисления гораздо медленней, но ищется абсолютный минимум ОФ за счёт придания параметрам случайных изменений. Результатом минимизации ОФ стало:  $Z_0 = 43.853$  мм,  $Z_{im} = 846.373$  мм и  $d = 11.264$  мм или в расстояниях, принятых в Zemax,  $l_1(\text{образец} - M1) = 170.089$  мм,  $l_2(M2 - M1) = 102.236$  мм,  $l_3(M2 - \text{изображение}) = 811.109$  мм. Также были вычислены коэффициенты полиномов асферической поверхности зеркала M1.

Под термином асферическая поверхность (АП) понимается поверхность, отклонение которой  $z_{asph}(r)$  от вершинной сферической поверхности  $z_{sph}(r)$  описывается полиномами в виде:

$$z_{asph}(r, \varphi) = \sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot r^i + \sum_{i=1}^N A_i \cdot Z_i(\rho, \varphi), \quad (3.4)$$

где  $n$  – порядок асферизации,  $r$  – радиусы точек на поверхности (расстояние от точки до оси вращения поверхности),  $\alpha_i$ ,  $A_i$  – вычисляемые коэффициенты,  $\rho = r/r_{max}$  – радиусы точек на поверхности, нормированные на максимальный радиус поверхности,  $Z(\rho, \varphi)$  – полиномы Цернике, описывающие aberrации: сферическая aberrация, кома, астигматизм и aberrации более высоких порядков [86],  $\varphi$  – азимутальные углы точек на поверхности.

Осесимметричная вершинная сферическая поверхность описывается отклонением от плоскости:

$$z_{sph}(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - c^2 r^2}}, \quad (3.5)$$

где  $c$  – кривизна,  $c = 1/R$ ,  $R$  – радиус вершинной сферы.

Коэффициенты полиномов осесимметричной асферической поверхности зеркала M1 были найдены:  $\alpha_2 = - 2.526 \cdot 10^{-5}$ ,  $\alpha_4 = - 2.075 \cdot 10^{-10}$ ,  $\alpha_6 = - 2.672 \cdot 10^{-15}$ . Пятна фокусировки ОШ  $\times 46$  с асферическим M1 6-го порядка на поле зрения 100 мкм имеют диаметры 0.22 – 0.95 мкм (рис. 3.5). Отметим, что в центре поля зрения (синее пятно на рис. 3.6) размер пятна не равен нулю не из-за остаточной сферической aberrации, а из-за выгодной небольшой дефокусировки из-за того, что оптимизация производилась для ключевых полевых точек, и дефокусировка частично компенсирует кому для крайних полевых точек (зеленое и желтое пятна на рис. 3.5). Диаметры пятен фокусировки

составили 0.22 – 0.34, что меньше диаметра кружка Эйри 0.63 мкм на поле зрения 40 мкм, т.е. на этом поле зрения разрешение ОШ ограничено не aberrациями, а дифракцией. На поле зрения 100 мкм диаметр пятна 0.96 мкм, поэтому разрешение ОШ также близко к дифракционному. Коэффициенты остаточных aberrаций близки к нулю (табл.3.3). Коэффициент Z4, отвечающий за дефокусировку, равен 0.3 по причине компенсации комы на краю поля небольшой дефокусировкой. Коэффициент Z3 = -0.36, отвечает за смещение пятна фокусировки от идеального положения, что приводит к дисторсии изображения всего  $4 \cdot 10^{-4} \%$ .

Таким образом, асферизация 6-го порядка первичного зеркала объектива Шварцшильда уменьшила его пятна фокусировки в 20 раз на поле зрения 10 мкм: с 6 мкм до 0.22 – 0.34 мкм и в 6 раз на поле зрения 100 мкм: с 6 мкм до 0.96 мкм.

Таблица 3.3. Коэффициенты разложения остаточных aberrаций объектива Шварцшильда с асферическим первичным зеркалом 6-го порядка с NA = 0.3 на краю поля зрения.

| Zernike Fringe Coefficients  |             |   |  |
|------------------------------|-------------|---|--|
| Update Settings Print Window |             |   |  |
| Maximum fit error            |             | : | 0.00002331 waves   |
| Z 1                          | 0.31627180  | : | 1  |
| Z 2                          | 0.00000000  | : | (p) * COS (A)  |
| Z 3                          | -0.36066338 | : | (p) * SIN (A)  |
| Z 4                          | 0.31084963  | : | (2p <sup>2</sup> - 1)  |
| Z 5                          | 0.00439188  | : | (p <sup>2</sup> ) * COS (2A)   |
| Z 6                          | 0.00000000  | : | (p <sup>2</sup> ) * SIN (2A)   |
| Z 7                          | 0.00000000  | : | (3p <sup>2</sup> - 2) p * COS (A)  |
| Z 8                          | -0.05974225 | : | (3p <sup>2</sup> - 2) p * SIN (A)  |
| Z 9                          | -0.00966283 | : | (6p <sup>4</sup> - 6p <sup>2</sup> + 1)  |
| Z 10                         | 0.00000000  | : | (p <sup>3</sup> ) * COS (3A)   |
| Z 11                         | -0.00003911 | : | (p <sup>3</sup> ) * SIN (3A)   |
| Z 12                         | 0.00253151  | : | (4p <sup>2</sup> -3) p <sup>2</sup> * COS (2A)                                   |
| Z 13                         | 0.00000000  | : | (4p <sup>2</sup> -3) p <sup>2</sup> * SIN (2A)                                   |
| Z 14                         | 0.00000000  | : | (10p <sup>4</sup> - 12p <sup>2</sup> + 3) p * COS (A)                            |
| Z 15                         | 0.07496721  | : | (10p <sup>4</sup> - 12p <sup>2</sup> + 3) p * SIN (A)                            |
| Z 16                         | -0.00073952 | : | (20p <sup>6</sup> - 30p <sup>4</sup> + 12p <sup>2</sup> - 1)                     |
| Z 17                         | 0.00000006  | : | (p <sup>4</sup> ) * COS (4A)   |
| Z 18                         | 0.00000000  | : | (p <sup>4</sup> ) * SIN (4A)   |
| Z 19                         | 0.00000000  | : | (5p <sup>2</sup> - 4) p <sup>3</sup> * COS (3A)                                  |
| Z 20                         | 0.00000172  | : | (5p <sup>2</sup> - 4) p <sup>3</sup> * SIN (3A)                                  |
| Z 21                         | -0.00012872 | : | (15p <sup>4</sup> - 20p <sup>2</sup> + 6) p <sup>2</sup> * COS (2A)              |
| Z 22                         | 0.00000000  | : | (15p <sup>4</sup> - 20p <sup>2</sup> + 6) p <sup>2</sup> * SIN (2A)              |
| Z 23                         | 0.00000000  | : | (35p <sup>6</sup> - 60p <sup>4</sup> + 30p <sup>2</sup> - 4) p * COS (A)         |
| Z 24                         | -0.00379132 | : | (35p <sup>6</sup> - 60p <sup>4</sup> + 30p <sup>2</sup> - 4) p * SIN (A)         |
| Z 25                         | 0.00239440  | : | (70p <sup>8</sup> - 140p <sup>6</sup> + 90p <sup>4</sup> - 20p <sup>2</sup> + 1) |
| Z 26                         | 0.00000000  | : | (p <sup>5</sup> ) * COS (5A)   |
| Z 27                         | 0.00000010  | : | (p <sup>5</sup> ) * SIN (5A)   |
| Z 28                         | 0.00000003  | : | (6p <sup>2</sup> - 5) p <sup>4</sup> * COS (4A)                                  |

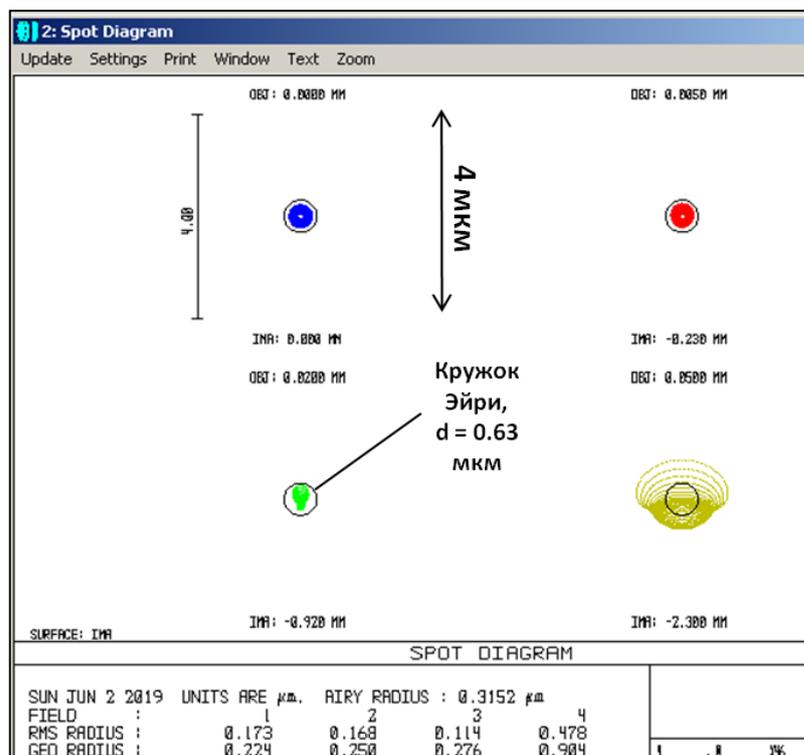


Рис. 3.5. Пятна фокусировки в плоскости изображения асферического объектива Шварцшильда  $\times 46$  с  $NA = 0.3$  в зависимости от координаты точки на поле зрения. Синее пятно – в центре поля зрения ( $r = 0$  мкм), красное –  $r = 5$  мкм, зелёное –  $r = 20$  мкм, жёлтое –  $r = 50$  мкм (диаметр поля зрения 100 мкм).

Заметим, что попытка использования АП ниже 6-го порядка приводит лишь к частичной компенсации сферической aberrации 6-го порядка и комы 5-го порядка, поэтому размер пятен фокусировки больше на 10% в случае с асферизацией 4-го порядка и больше в 3-10 раз в случае с асферизацией 2-го порядка. Асферизация 8-го и более высоких порядков в данном случае не привела к уменьшению пятен фокусировки.

Увеличение числовой апертуры до 0.4 приводит к увеличению сферической aberrации и комы в 5-7 раз. Сферическая aberrация имеет осевую симметрию, поэтому также эффективно компенсируется асферизацией первичного зеркала. Кома же не имеет осевой симметрии, поэтому компенсируется асферизацией зеркала M1 лишь частично, и коэффициенты, отвечающие за кому 3-го, 5-го и 7-го порядка уменьшаются всего в 2 раза. В итоге, в асферическом ОШ с  $NA=0.4$  (рис. 3.6) диаметры пятен фокусировки примерно в 2 раза больше, чем в асферическом ОШ с  $NA = 0.3$ , что для нашей задачи уже не допустимо. Для асферического ОШ с  $NA = 0.5$  пятна фокусировки ещё в 2 раза больше. Асферизация 8-го и более высоких порядков ОШ с  $NA = 0.4$  и 0.5 также не

привела к уменьшению пятен фокусировки. Таким образом, для уменьшения дифракционного предела латерального и аксиального разрешения необходимо увеличивать NA объектива, но при этом поле зрения уменьшается.

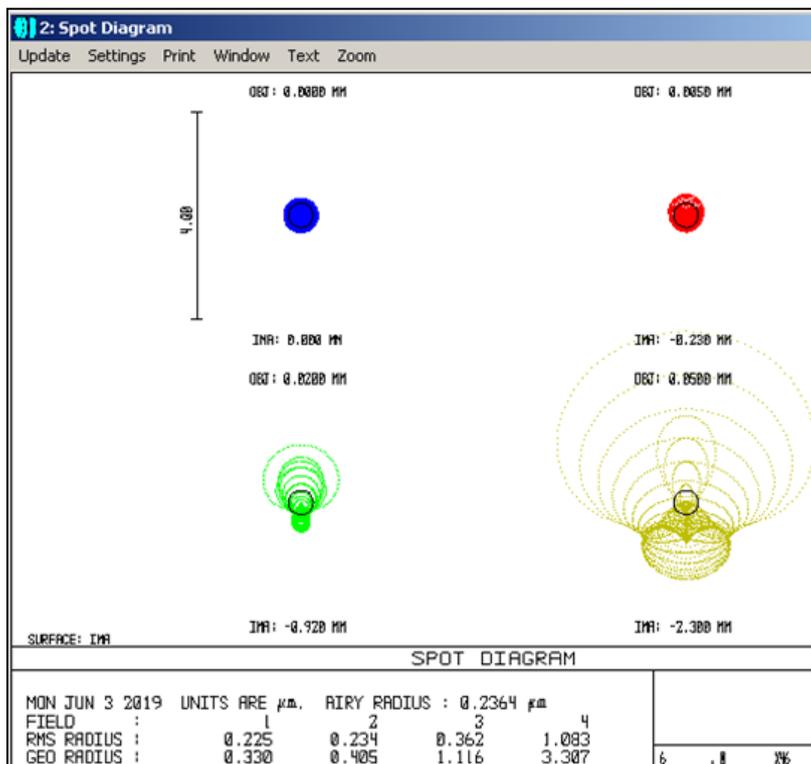


Рис. 3.6. Пятна фокусировки в плоскости изображения асферического объектива Шварцшильда  $\times 46$  с  $NA = 0.4$  в зависимости от координаты точки на поле зрения. Синее пятно – в центре поля зрения ( $r = 0$  мкм), красное –  $r = 5$  мкм, зелёное –  $r = 20$  мкм, жёлтое –  $r = 50$  мкм.

При увеличении апертуры объектива также увеличивается максимальный съём материала для асферизации зеркала M1. Для  $NA = 0.3$  максимальный съём 1.65 мкм, для  $NA = 0.4$  – съём 5.5 мкм,  $NA = 0.5$  – съём 16.3 мкм.

Учитывая желаемое разрешение, зависящее от размера пятен фокусировки, необходимый размер поля зрения и максимальный съём материала, для нашей задачи было решено использовать ОШ  $\times 46$  с  $NA = 0.3$ .

Напомним, что увеличение в микроскопе двухуровневое: на первом уровне за счёт объектива Шварцшильда в 46 раз, на втором – за счёт цифрового детектора со сменным увеличением в 1.96 – 20 раз. Для выбранного ОШ с  $NA = 0.3$  на поле зрения 10 мкм разрешаются полосы периодом 8 нм и контрастом 30% (рис. 3.7а). При этом на ПЗС матрице засвечиваются полосы с шириной в 1 пиксель и периодом в 2 пикселя, потому

что  $8 \text{ нм} \cdot \times 920 \approx 7.3 \text{ мкм} \approx 2 \text{ пикселя}$  с размером  $3.45 \text{ мкм}$ . На поле зрения  $40 \text{ мкм}$  разрешаются полосы с шириной  $18 \text{ нм}$  и периодом  $36 \text{ нм}$  с контрастом  $90\%$  (рис. 3.7б). При этом на ПЗС матрице ширина полос составляет  $18 \text{ нм} \cdot \times 195 \approx 3.5 \text{ мкм} \approx 1 \text{ пиксель}$ , а период полос –  $2 \text{ пикселя}$ . На поле зрения  $100 \text{ мкм}$  разрешаются полосы с шириной  $38 \text{ нм}$  и периодом  $76 \text{ нм}$  с контрастом  $97\%$  (рис.3.7в). При этом на ПЗС матрице ширина полос составляет  $38 \text{ нм} \cdot \times 90 \approx 3.45 \text{ мкм} = 1 \text{ пиксель}$ , а период полос –  $2 \text{ пикселя}$ . В случае со сферическим ОШ разрешение было бы в  $6 - 20$  раз хуже.

В табл.3.4 приведены параметры ОШ, вогнутое зеркало М1 – асферическое, а выпуклое зеркало М2 - сферическое. Расстояние между плоскостью образца и плоскостью изображения составило  $879 \text{ мм}$  (следует из табл. 3.4), что делает полную высоту микроскопа с учётом системы засветки образца и габаритов цифрового детектора около  $1.5$  метров. С учётом оптического вибро изолирующего стола, на котором микроскоп будет установлен, высота составит около  $2.5$  метров.

Таблица 3.4. Параметры объектива Шварцшильда  $\times 46$  с  $NA = 0.3$

|                              | Расстояние до следующего элемента, мм | Радиус кривизны, мм | Диаметр, мм |
|------------------------------|---------------------------------------|---------------------|-------------|
| Образец                      | 170.089                               | $\infty$            | 0.1         |
| Зеркало М1                   | 102.236                               | 137.5               | 100         |
| Зеркало М2                   | 811.109                               | - 24                | 10          |
| Изображение на сцинтилляторе | -                                     | $\infty$            | 4.4         |

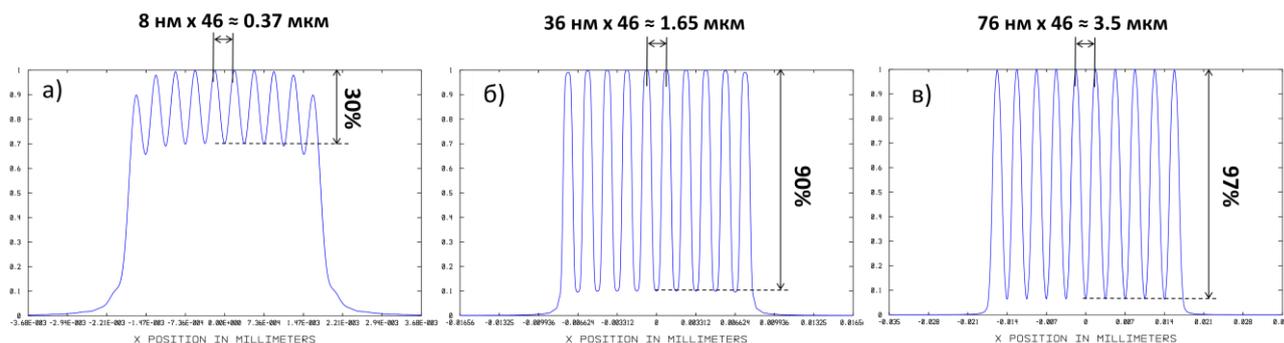


Рис. 3.7. Изображение полос объективом Шварцшильда с  $NA = 0.3$  в объектной плоскости цифрового детектора: а) на поле зрения  $10 \text{ мкм}$  с периодом полос в объектной плоскости  $8 \text{ нм}$  и шириной  $4 \text{ нм}$ ; б) на поле зрения  $40 \text{ мкм}$  с периодом полос в объектной

плоскости 36 нм и шириной 18 нм; в) на поле зрения 100 мкм с периодом полос в объектной плоскости 76 нм и шириной 38 нм.

Таким образом, на максимальном увеличении микроскопа  $\times 920$  объектив Шварцшильда позволяет получить двумерное изображение с разрешением 8 нм с контрастом 30%.

### 3.4 Зависимость эффективности применения асферизации первичного зеркала объектива Шварцшильда от его увеличения

Рассмотрим, как связаны эффективность асферизации первичного зеркала объектива Шварцшильда от его увеличения. Эффективность асферизации определим через отношение среднего по полю зрения диаметра пятен фокусировки до асферизации к среднему диаметру после асферизации. Зададимся полной длиной системы 1 метр и рассчитаем гомоцентрические ОШ с увеличением  $\times 25$ ,  $\times 50$ ,  $\times 75$ ,  $\times 100$ . Увеличение гомоцентрического (в котором центры кривизны зеркал совпадают) ОШ зависит от радиусов кривизны зеркал следующим образом [45]:

$$M = \frac{R_1 - R_2 + \sqrt{R_1 R_2}}{R_1 - R_2 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (3.6)$$

Из (3.31) получаем квадратное уравнение с неизвестным  $R_2$ . Выражаем  $R_2$  через  $R_1$  и заданный  $M$ :

$$\begin{cases} R_2 = \frac{R_1(2M'+1) \pm \sqrt{R_1^2(2M'+1)^2 - 4M'^2 R_1^2}}{2M'} \\ M' = (M-1)^2 / (M+1)^2 \end{cases} \quad (3.7)$$

Далее методом перебора по  $R_1$  из интервала от 1 до 1000 мм для заданного увеличения  $M$  строим график  $L(R_1)$  по формуле:

$$\begin{cases} L = (M+1) \cdot Z_0 \\ Z_0 = \frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2 + \sqrt{R_1 R_2}}, \end{cases} \quad (3.8)$$

и определяем по этому графику неизвестный  $R_1$ , для которого  $L = 1000$  мм.

Затем,  $R_2$  находим из решения квадратного уравнения (3.7). Таким образом, для каждого  $M = 25, 50, 75, 100$  находятся  $R_1$  и  $R_2$  и  $Z_0$  (расстояние от плоскости объекта до центра

кривизны зеркал), такие, что  $L = 1000$  мм. В табл.3.5 приведены параметры ОШ с  $NA = 0.3$  для различных увеличений  $M$ , а также эффективность асферизации первичного зеркала ОШ. Из таблицы следует, что эффективность асферизации тем выше, чем меньше увеличение. Для  $M = 25$  эффективность асферизации равна 33, для  $M = 100$  она равна 3.

Таблица 3.5

| Увеличение $M$  | 25        | 50        | 75       | 100      |
|---|-----------|-----------|----------|----------|
| $R_1$ , мм  | 135       | 66        | 44       | 32.5     |
| $R_2$ , мм  | 45.3      | 24.3      | 16.4     | 12.2     |
| $Z_0$ , мм  | 38.6      | 19.6      | 13.2     | 9.8      |
| Эффективность асферизации -<br>$\frac{\bar{D}_{\text{фок.лятен}}^{\text{сфер.ОШ}}}{\bar{D}_{\text{фок.лятен}}^{\text{асфер.ОШ}}}$ | <b>33</b> | <b>10</b> | <b>5</b> | <b>3</b> |

### 3.5 Реконструкция структуры белковых клеток в микроскопах на зонных пластинках по методу обратных проекций и данным угловой томографии

В МРМ на ЗПФ используется угловая томография образцов. Суть угловой томографии в том, что для каждого угла образца регистрируется изображение на детекторе – проекция  $I$ . Для реконструкции трёхмерных изображений по такому набору проекций используется FilteredBackProjection-метод (FBP), который был позаимствован из рентгеновской медицинской томографии, где зондирующий квазипараллельный рентгеновский пучок просвечивает образец. Каждый луч при прохождении через образец (клетку) теряет интенсивность  $I$  в соответствии с размерами и элементарным составом структур, которые встречаются на его пути (рис. 3.8). В рассматриваемой геометрии интенсивность зависит от декартовых координат на матрице детектора:  $\xi$ ,  $\eta$  и угла между образцом и зондирующим пучком  $\theta_i$ .

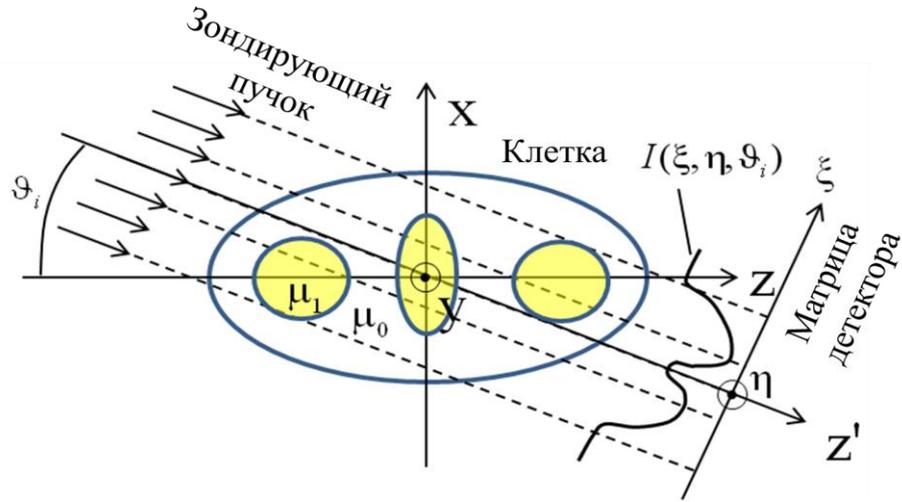


Рис. 3.8. Геометрия падения зондирующего пучка лучей на образец (клетку) и на детектор.

При прохождении луча через образец интенсивность падает по закону Бугера-Бера-Ламберта:

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = -\mu(x, y, z) \cdot I(x, y, z), \quad (3.14)$$

где  $\mu$  - искомое распределение коэффициента поглощения в образце, отражающее его трёхмерную структуру. Координаты на матрице связаны с координатами  $x, y, z$  в образце по формуле:

$$\xi = z \cdot \sin \theta_i + x \cdot \cos \theta_i; \quad \eta = y \quad (3.15)$$

Для нахождения  $\mu$  делают прямое и обратное преобразование Фурье функции  $R$ , зависящей от измеряемой  $I$ :

$$R = -\ln\left(\frac{I(\xi, \eta, \theta_i)}{I_0(\xi, \eta, \theta_i)}\right), \quad (3.16)$$

где  $I_0$  – распределение интенсивности на матрице в отсутствии образца.

Прямое преобразование Фурье:

$$\bar{R}(\omega, \theta_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\xi, \eta, \theta_i) \cdot \exp(-i\omega(\xi + \eta)) d\xi d\eta \quad (3.17)$$

Обратное преобразование Фурье:

$$\mu(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega(z \cdot \sin \theta_i + x \cdot \cos \theta_i + y)) \cdot \bar{R}(\omega, \theta_i) \omega d\omega d\theta_i \quad (3.18)$$

ФВР-метод строго справедлив только для колимированного пучка, который встречается в медицинской томографии и сканирующей электронной микроскопии. В микроскопах на зонных пластинках пучки слабо сходящиеся, углы схождения лучей в зависимости от числовых апертур ЗПФ составляют единицы градусов, поэтому разрешение менее 60 нм получить не удаётся. Различные итерационные алгоритмы для реконструкции изображения по угловым проекциям: ART, SIRT, SART[14] которые имеют лучший контраст, лучшую устойчивость к шумам и позволяют работать с неполным набором проекционных данных, также не учитывают непараллельность лучей.

Существуют методы по учёту непараллельности лучей. Например, в Defocus Gradient Corrected Back Projection-методе (DGCBP) функция R задаётся в виде [16,87]:

$$R = -\ln\left(\frac{I(\xi, \eta, \vartheta_i) \otimes^{-1} h(\xi, \eta, \vartheta_i)}{I_0(\xi, \eta, \vartheta_i) \otimes^{-1} h(\xi, \eta, \vartheta_i)}\right) \quad 3.16'$$

и учитывает непараллельность лучей путём ввода функции рассеяния точки микроскопа  $h$ . Данный подход применялся в СЭМ для учёта расфокусировки, вызванной рассеянием электронов в крупных частицах, таких как вирусы. В МРМ он не применялся.

В FocusStackBackProjection-методе (FSBP) снимается серия угловых томограмм для нескольких  $z$ -положений образца[16], и вводится весовая функция  $w(\Delta z)$ , отвечающая за фокусировку лучей:

$$R = -\ln\left(\frac{I(\xi, \eta, \vartheta_i) \cdot w(\Delta z)}{I_0(\xi, \eta, \vartheta_i) \cdot w(\Delta z)}\right)$$

$$w(\Delta z) = \begin{cases} (\Delta z - \Delta z_{s-1}) / (\Delta z_s - \Delta z_{s-1}), & \Delta z_{s-1} < \Delta z \leq \Delta z_s \\ (\Delta z - \Delta z_{s+1}) / (\Delta z_s - \Delta z_{s+1}), & \Delta z_s < \Delta z \leq \Delta z_{s+1} \\ 0, & \Delta z < \Delta z_{s-1}, \Delta z > \Delta z_{s+1} \end{cases} \quad (3.16'')$$

Весовая функция отражает тот факт, что фокальный срез даёт в суммарное изображение всех срезов, регистрируемое на детекторе, 100% вклад, потому что оптическая система строит его изображение максимально резко, а срезы, находящиеся на расстоянии от фокального среза дают вклад в суммарное изображение лишь частично, потому что их изображение строится расфокусированным. Например, для крайнего положения образца, когда фокальная (объектная) плоскость совпадает с левым краем клетки

(рис.3.9а) весовая функция  $w_1(\Delta z=-r_{\text{клетки}})=1$  для самого левого среза и линейно спадает до нуля по мере приближения среза к центру клетки:  $w_1(\Delta z=0)=0$ . Для центрального положения образца (рис. 3.9б)  $w_1(\Delta z=0)=1$  центрального среза и спадает до нуля для крайнего левого и крайнего правого срезов.

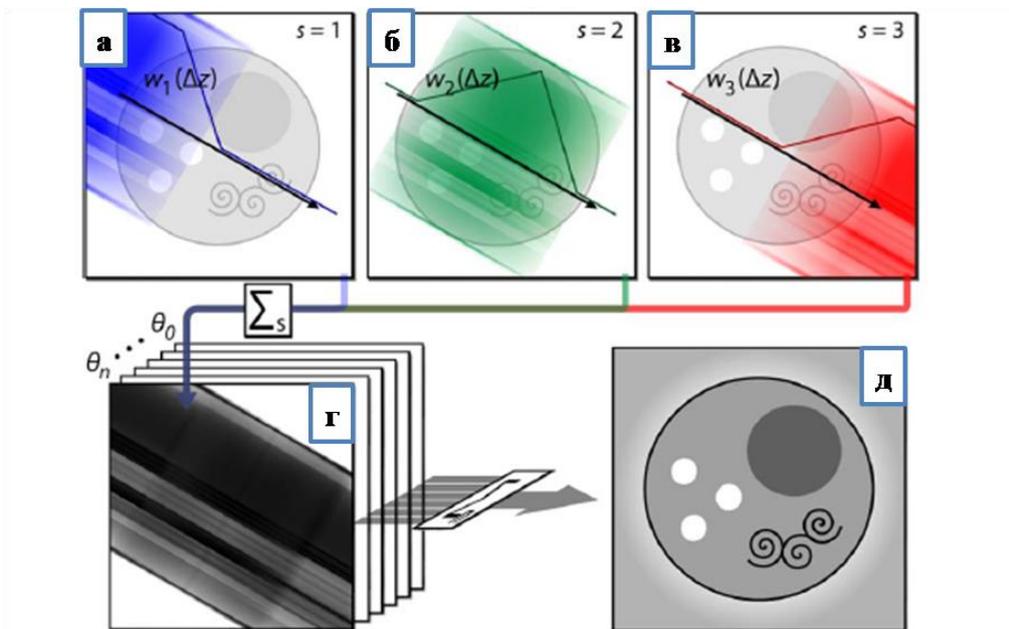


Рис. 3.9. Вклад срезов в суммарное изображение и весовая функции для случая, когда фокальная плоскость совпадает с: а) крайним левым срезом клетки; б) срезом, проходящим через центр клетки; в) крайним правым срезом; г) набор суммарных изображений для разных углов  $\theta$  поворота образца; д) результат FSBP алгоритма – изображение клетки. (Заим. из [16]).

Реконструкция смоделированного изображения для МРМ на ЗПФ по FSBP-методу дала лучшее разрешение, чем в FBP и DGCBP-методах, особенно для периферийных областей клетки [16]. Однако на практике метод пока не применялся.

На рис.3.20 приведены изображения клеток, полученные на лучших микроскопах на зонных пластинках, в которых была реализована угловая томография. Слева черно-белым цветом некоторые срезы, на которых видны наименьшие детали с размером 100нм. Справа – восстановленные в 3D изображения клеток.

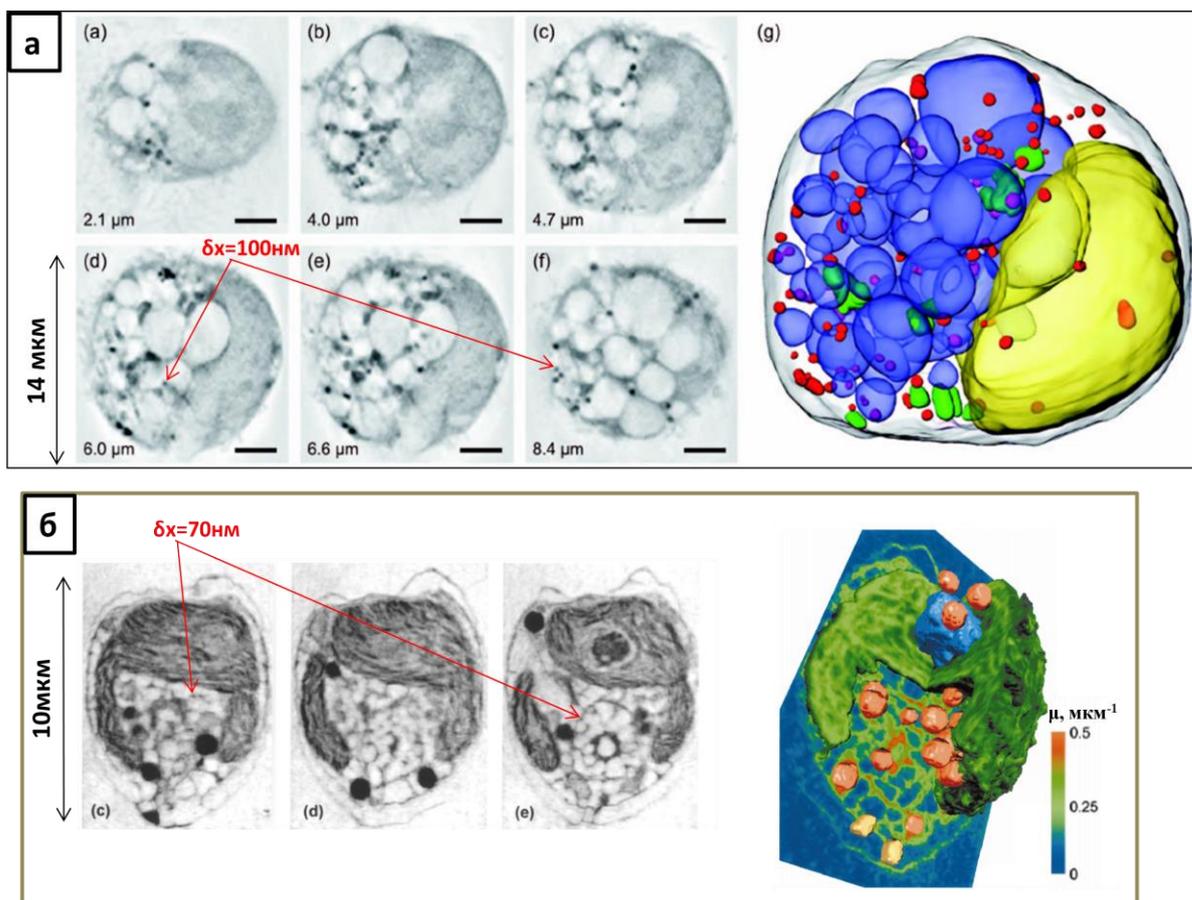


Рис.3.10. а) Срезы и восстановленное по ним трёхмерное изображение почечной клетки (заим. из [12]), б) Срезы и 3D изображение «*Chlamydomonas reinhardtii*» (заим. из [11]).

### 3.6 Z-томография в микроскопе на основе высокоапертурного объектива Шварцшильда

#### 3.6.1 Постановка задачи реконструкции трёхмерного объекта по данным z-томографии в мягкой рентгеновской микроскопии

Z-томография традиционно применяется в флуоресцентных микроскопах видимого света [74]. В этом случае возникает задача восстановления объемного объекта по серии его изображений при различных положениях образца, сдвигаемого вдоль оптической оси  $z$ . Эта задача уже решена в видимом свете, но в мягком рентгене, где есть сильный эффект поглощения, до сих пор не решена, поэтому одной из целей этой главы является создание алгоритма реконструкции изображения по данным z-томографии в светосильных МРМ.

Формирование изображения происходит следующим образом. Органический водосодержащий объект имеет белковые включения - органеллы, которые описываются объемным распределением коэффициента поглощения  $\mu$ , его-то мы и должны получить по серии изображений  $\Delta I(z_s)$  на детекторе (рис. 3.21).

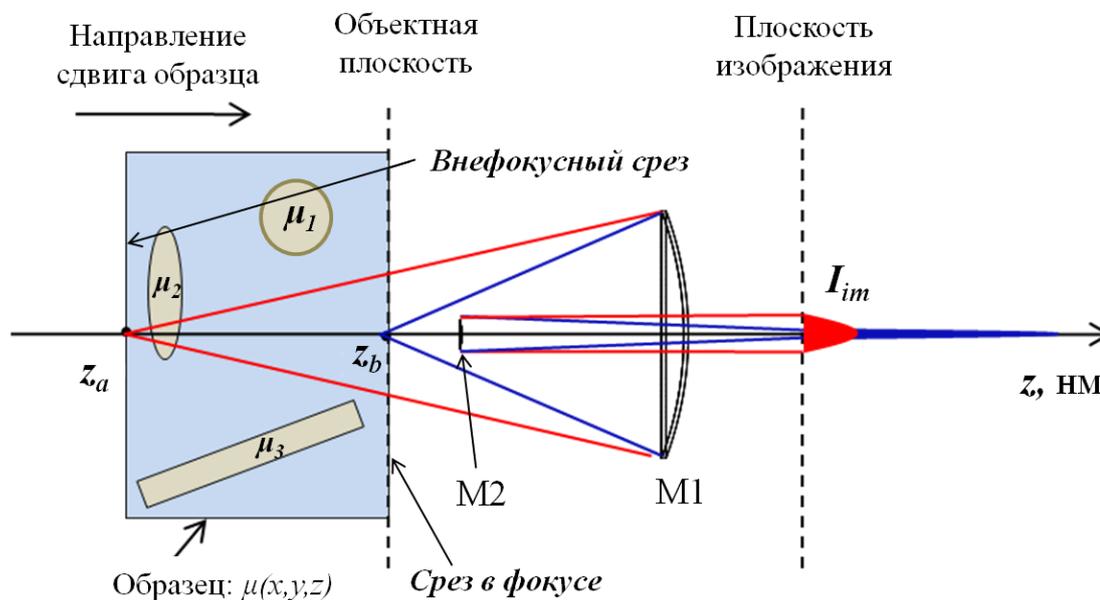


Рис. 3.11. Геометрия лучей и вклад среза в фокусе и внефокусного среза в интенсивность изображения.

Вклад в изображение  $\Delta I(z_s)$  будет давать не только срез образца, находящийся в фокусе объектива, но и срезы, находящиеся вне объектной плоскости, которые будут накладываться на изображение размытыми. Причем срезы образца, которые ближе к зеркалу-коллектору видятся ярче, потому что в образце есть сильное поглощение.

В 2012 году Отоном и др. [82] была предложена модель формирования изображения в мягкой рентгеновской микроскопии с учетом поглощения и размытия из-за аппаратной функции микроскопа - функции рассеяния точки  $h$  (ФРТ) (рис. 3.12). Для различных сдвигов образца вдоль оптической оси  $z = z_s$ , которые пробегает значения от  $z_a$  до  $z_b$ , на ПЗС-детекторе регистрируется серия изображений образца  $I(x, y, z_s)$ . Разность между интенсивностями  $I$ , когда образец есть, и  $I^0$  когда его нет, обозначена  $\Delta I$  и выражается в виде интеграла.

$$\Delta I(x, y, z_s) = I^0(x, y) - I(x, y, z_s) = \int_{z_a}^{z_b} \mu(x, y, z) \cdot I^0(x, y) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(x, y, z') dz'\right) \otimes_{x,y} h(x, y, z - z_s) dz \quad (3.19)$$

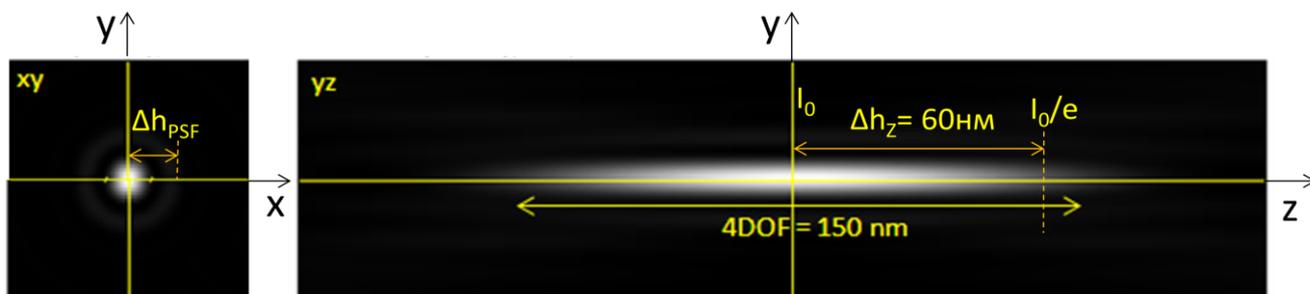


Рис. 3.12. ФРТ для объектива с  $NA = 0.3$  и  $\lambda = 3.37$  нм в отсутствии aberrаций (дифракционно ограниченная ФРТ):  $xy$ -сечение сбоку и  $yz$ -сечение спереди.

Смысл подынтегрального выражения следующий. Распределение интенсивности  $\Delta I(x, y, z_s)$  в изображении каждого среза вызвано взвешенной с ФРТ суммой интенсивностей излучения, которые дошли до  $z$ -срезов и частично поглотились -

$$I^0(x, y) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(x, y, z') dz'\right), \text{ а также с самим } \mu \text{ (как в флуоресцентной микроскопии)}$$

и размытием в пространстве из-за аппаратной функции микроскопа ФРТ  $h$ . Пределы интегрирования во внешнем интеграле от  $z_a$  до  $z_b$  – это левый и правый край образца (рис. 3.10). Все срезы образца принимают участие в формировании каждого изображения в серии, поэтому берётся свёртка с ФРТ для всех  $z$ : от  $z_a$  до  $z_b$ . Во внутреннем интеграле пределы интегрирования от  $z_a$  (левого края образца) до рассматриваемой «бегущей» координаты  $z$ , потому что до того, как дойти до конкретного  $z$ -среза, интенсивность падает на пути от  $z_a$  до  $z$ .

### 3.6.2 Модель формирования изображения в высокоапертурном мягком рентгеновском микроскопе

Однако модель формирования изображения (3.20) справедлива только для случая слабосильных микроскопов на основе зонных пластинок, где лучи практически параллельны, т.к. интегрирование ведется только по оси  $z$ . В данной диссертационной работе эта модель была расширена на случай МРМ со светосильным объективом

( $NA \gg 0.1$ ), когда интегрирование ведется вдоль лучей, сходящихся в виде светового конуса (рис. 3.23).

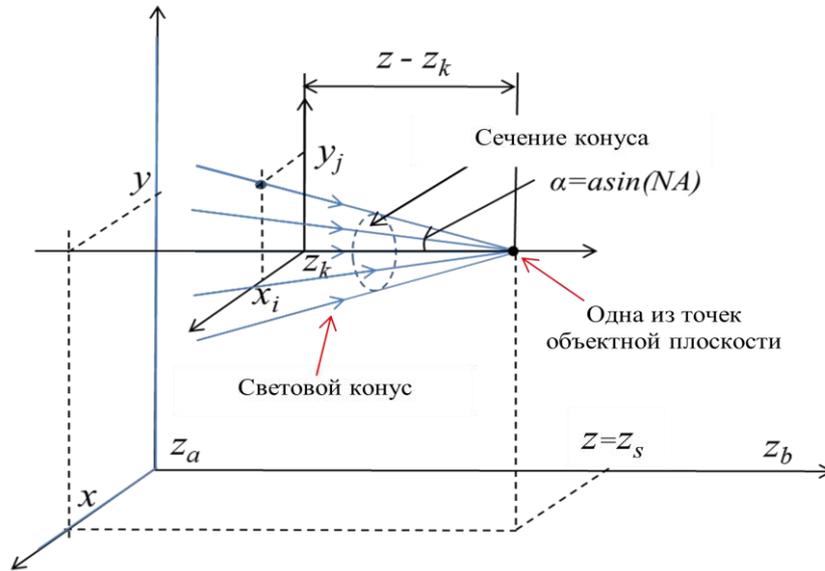


Рис. 3.13. Геометрия лучей в светосильном объективе с координатами, используемыми в выражении (3.20). Линейный угол конуса  $2\alpha=35^\circ$  для  $NA=0.3$ .

Интенсивность, дошедшая до изображаемого среза  $z_s$  зависит от коэффициента поглощения  $\mu$  на пути лучей в конусе (см. рис. 3.11). В этом случае под экспонентой стоит усреднённый по конусу  $\mu$ :

$$\Delta I(x, y, z_s) = \int_{z_a}^{z_b} \left( \mu(x, y, z) I^0(x, y) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \mu(x, y, z') / N_R dz'\right) \right) \otimes_{x,y} h(x, y, z - z_s) dz =$$

$$= \int_{z_a}^{z_b} \left( \mu I^0 \cdot \exp\left(-\sum_{z_k=z_a}^z \Delta z \sum_{\substack{y_j=(z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)) \\ y_j=-(z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)), \\ \Delta y_j=\Delta x_i}} \sum_{\substack{x_i=(z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)) \\ x_i=-(z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)), \\ \Delta x_i=2 \cdot (z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)) / N_{RL}, \\ x_i^2 + y_j^2 \leq ((z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)))^2}} \mu(x_i, y_j, z_k) / N_R \right) \right) \otimes_{x,y} h(x, y, z - z_s) dz \quad (3.20)$$

где  $\Delta I(x, y, z_s)$  – регистрируемое на детекторе уменьшение интенсивности излучения для разных сдвигов образца вдоль  $z$ , вызванное поглощением в образце и размытием из-за аппаратной функции микроскопа - ФРТ;  $x$  и  $y$  – координаты в образце в перпендикулярной к оптической оси плоскости;  $z$  – координата в образце вдоль оптической оси;  $I^0(x, y)$  – квазипостоянное распределение интенсивности подсветки

образца (при расчёте изображения клетки в п. 3.6.4 используется  $I^0 = 1$ );  $\mu(x, y, z)$  – распределение коэффициента поглощения образца, которое надо найти;

$\exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA_{\text{Rays}} \leq 0.3}} \mu / N_R dz'\right)$  – множитель, отвечающий за уменьшение интенсивности

излучения, дошедшего до какого-то  $z$ -среза;

$\sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \mu / N_R$  – усреднённый коэффициент поглощения, вычисленный на лучах, идущих в

изображаемую точку из светового конуса с числовой апертурой  $NA = 0.3$ ;  $N_R$  – выбираемое при расчёте число лучей, находящихся в световом конусе;

$x_i, y_j, z' = z_k$  – бегущие координаты (см. рис. 3.13) для суммирования коэффициента поглощения в точках на пути лучей;  $N_{RL}$  – число лучей, находящееся на диаметре сечения светового конуса ( $N_{RL} \sim \sqrt{N_R}$ ) (см. рис. 3.13);  $h$  – ФРТ микроскопа;

$\otimes_{x,y} h(x, y, z - z_s) dz$  – операция свёртки, приводящая к размытию срезов образца как в  $x, y$ -плоскости детектора, так и вдоль  $z$ -слои шириной, равной ширине ФРТ.

Перейдём к моделированию изображения. Зададим клетку диаметром 3.5 мкм и толщиной 0.7 мкм, состоящую из оболочки, белковых органелл в виде шариков, эллипсоидов, полостей в шариках, цилиндрических каналов и внутриклеточного вещества (рис. 3.14). Эта клетка похожа на почечную клетку, которая встречается в некоторых статьях, например в [12]. Коэффициент поглощения излучения  $\mu$  (обратно пропорционален глубине проникновения, на которой излучение затухает в “e” – раз) соответствует различной плотности белка: от 15% (во внутриклеточном веществе) до 100% =  $1/z^{pr}_{A.L.} = 4 \text{ мкм}^{-1}$  (в самых ярких органеллах), где  $z^{pr}_{A.L.} = 250 \text{ нм}$  – глубина проникновения излучения с  $\lambda = 3.37 \text{ нм}$  в белок (см. рис. 1.6, глава 1). Вода, окружающая клетку, окрашена в чёрный цвет ( $\mu_{H_2O} = 0.265 \text{ мкм}^{-1}$  в соответствии с базой Хенке [88]).

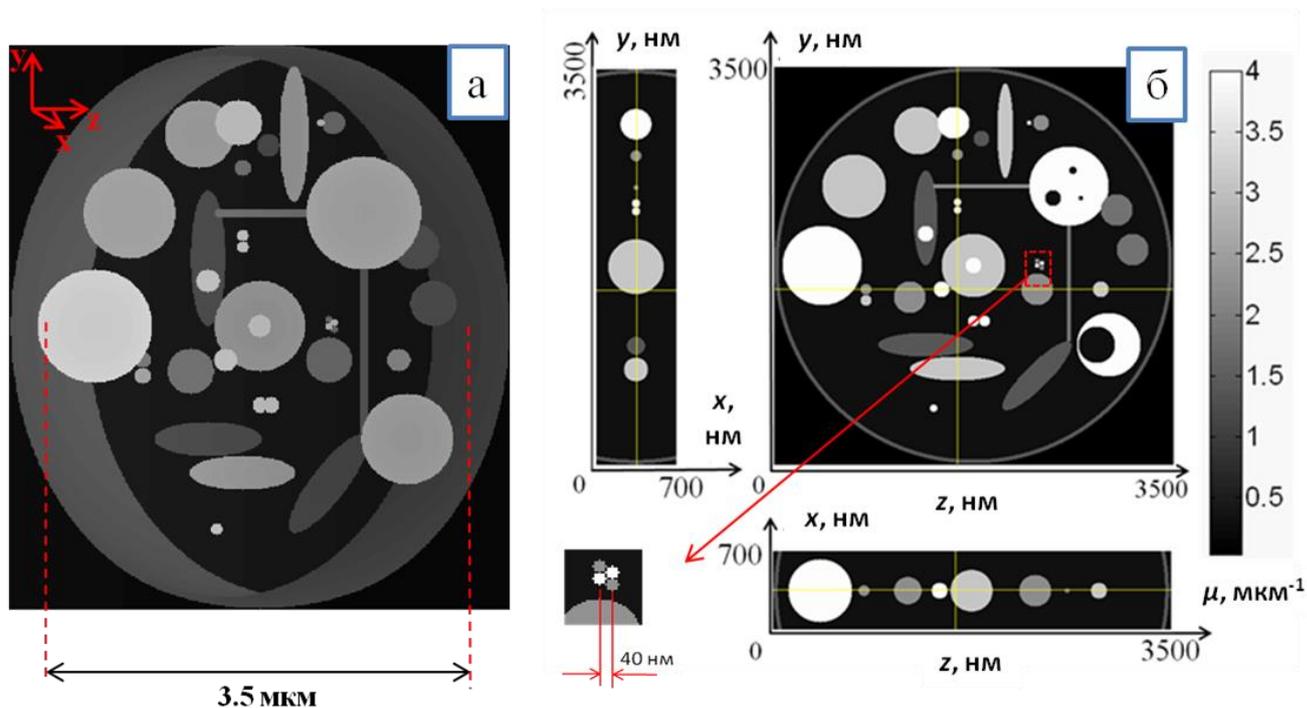


Рис. 3.14. Распределение  $\mu$  в моделируемом образце – клетке с белковыми органеллами: а) трёхмерный вид; б) сечения клетки с видом спереди, сбоку и сверху.

С использованием заданного распределения коэффициента поглощения  $\mu$  (рис. 3.14) и ФРТ  $h$  (см. рис 3.22) была решена прямая задача: вычислена правая часть уравнения (3.7), т.е. найдено  $\Delta I$  (рис. 3.15). Такая восстановленная структура клетки была бы зарегистрирована по данным  $z$ -серии томографических снимков. Размытие изображения связано с действием ФРТ  $h$ , а спадание интенсивности вдоль оси  $z$  (вглубь образца) - с поглощением излучения белком. Шарики и эллипсоиды изображаются в виде месяцев, потому что поглощение излучения происходит в световых конусах (рис. 3.12) с линейным углом при вершине  $35^\circ$ . Дальние по ходу распространения лучей срезы видны слабо из-за поглощения.

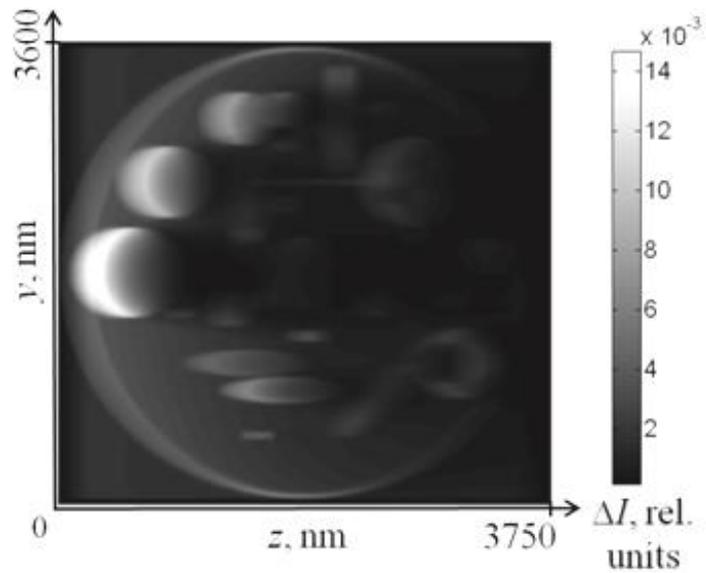


Рис. 3.15. Наиболее информативное  $yz$ -сечение изображения  $\Delta I$ , рассчитанного с помощью расширенной модели формирования изображения, приведенной в уравнении(3.20)

Обратная (деконволюционная) задача состоит в том, чтобы по зарегистрированной экспериментально серии  $z$ -проекций, которые складываются в трёхмерное распределение  $\Delta I(x, y, z_s)$  (а в нашем случае по рассчитанному в прямой задаче распределению  $\Delta I(x, y, z_s)$ ) найти распределение  $\mu(x, y, z)$ , используя уравнение (3.19) для МРМ на ЗПФ или (3.20) для светосильных МРМ и известную ФРТ  $h$ . Деконволюционная задача также решается и в флуоресцентной конфокальной микроскопии, где по трёхмерному изображению  $I_1$  и известному  $h$  находится распределение интенсивности флуоресцирующих точек образца  $\mu$  при известной функции подсветки образца  $I^0(x, y)$ :

$$\begin{aligned}
 I_1(x, y, z_s) &= (\mu(x, y, z) I^0(x, y)) \otimes_{x, y, z} h(x, y, z) = \int_{z_a}^{z_b} \mu(x, y, z) I^0(x, y) \otimes_{x, y} h(x, y, z - z_s) dz = \\
 &= \int_{z_a}^{z_b} \int_{y_a}^{y_b} \int_{x_a}^{x_b} \mu(x, y, z) I^0(x, y) \cdot h(x' - x, y' - y, z - z_s) dx' dy' dz,
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

где  $x_a, x_b; y_a, y_b; z_a, z_b$ —края клетки по соответствующим координатам.  $I^0(x, y)$  - известная квазипостоянная функция интенсивности подсветки образца. Интегрирование ведётся не в бесконечных пределах, потому что функция  $\mu$  равна 0 за пределами клетки.

Формально задача (3.20) отличается от (3.21) дополнительным множителем:

$$I^0(x, y) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \mu / N_R dz'\right) \quad (3.22)$$

Попытка решения обратной задачи (3.21) по найденному в прямой задаче (3.20) распределению  $\Delta I$  использованием  $\Delta I$  вместо  $I_I$  в (3.21) не приводит к улучшению разрешения, а только к появлению двоения изображения из-за неучтённого множителя (3.22) (рис. 3.16).

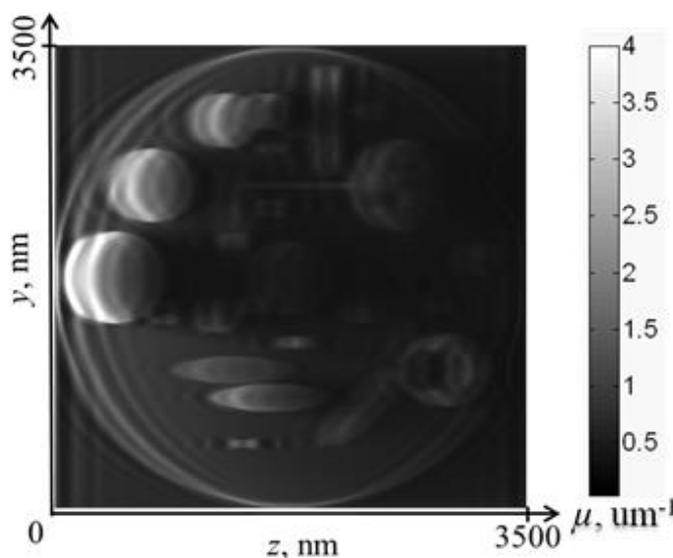


Рис. 3.16. Реконструированный коэффициент поглощения  $\mu$  после решения обратной задачи (3.21) по найденному в прямой задаче (3.20) распределению  $\Delta I$ .

Поэтому необходимо привести обратную задачу (3.20) к решению известной обратной задачи (3.21), обратив спадание интенсивности вдоль оси  $z$ . Для этого предлагается подход, который назовём алгоритмом послойного «восстановления интенсивности», он описан ниже.

### 3.6.3 Алгоритм послойного «восстановления интенсивности» для учёта поглощения перед деконволюцией $z$ -томографического изображения

Задача (3.20) сводится к задаче (3.21), если вынести экспоненциальный множитель из под знака внешнего интеграла и перенести в левую часть, тогда получим:

$$\Delta I(z_s) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \mu(z') / N_R dz'\right) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.23)$$

Правомерность выноса экспоненты обсуждается в приложении 1 в приближении «медленной функции», потому что по масштаб изменения экспоненты определяется значениями  $\mu$ , которые близки к нулю, и поэтому в 4 раза больше масштаба изменения функции  $\mu$ , который определяется размерами органелл в клетке, и в 16 раз больше масштаба изменения функции  $h$ , который определяется глубиной фокуса и светосилой микроскопа.

Получили, что в левой части (3.23) стоит функция, зависящая от  $z$  и  $z_s$ , а в правой части (после интегрирования) – функция, зависящая от  $z_s$ , поэтому необходимо избавиться от

переменной  $z$  в левой части. Для этого усредним  $\exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \mu(z') / N_R dz'\right)$  по всем  $z$ .

Изображение каждого среза  $\Delta I(z_s)$  это сумма изображений всех  $z$ -срезов, каждое из

которых подсвечено своей интенсивностью  $\sim \exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right)$  и взятых с весом,

определяемым функцией  $h(z - z_s)$ , т.е. фактически удалением среза от  $z = z_s$  (Рис. 3.17).

Вклад, который даёт  $z_s$  срез – наибольший, потому что для него  $h(z - z_s) = h(z_s - z_s) = h(0) = 1$ .

Вклад, который дают срезы с  $z < z_s - 2\text{DOF}$  и с  $z > z_s + 2\text{DOF}$  незначителен, потому что  $h(z < z_s -$

$2\text{DOF}) < 1/e$  и  $h(z > z_s + 2\text{DOF}) < 1/e$ , поэтому в  $\exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right)$  имеют значение  $z$ , которые

лежат на отрезке  $[z_s - 2\text{DOF}; z_s + 2\text{DOF}]$ . Также функция  $\exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right)$  гораздо

медленней функции  $\mu(z')$  (см. приложение 1), поэтому на отрезке  $[z_s - 2\text{DOF}; z_s + 2\text{DOF}]$

почти не зависит от  $z$ , поэтому верхний предел интегрирования  $z$  можно заменить на

средний на этом отрезке  $z = z_s$ .

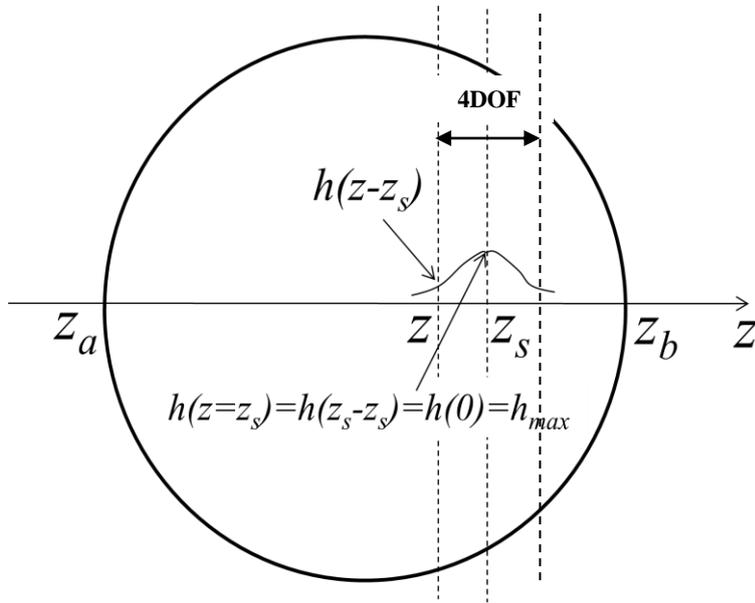


Рис. 3.17.  $z$  – бегущая координата для учета размытия из-за ФРТ;  $z_s$  – координата среза, изображение которого строит микроскоп.

Тогда из (3.23) получим:

$$\Delta I(z_s) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \mu(z') / N_R dz'\right) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.23')$$

Если в левой части (3.23') найти  $\mu$  в некотором приближении, то  $\mu$ , стоящее в правой части (3.23'), находится из решения классической деконволюционной задачи (3.21). Используем некоторые приближения для определения  $\mu$  в левой части (3.23').

Разобьём всю  $z$ -толщину образца на тонкие слои с толщиной гораздо меньше глубины проникновения изучения в белок.

Рассмотрим первый тонкий слой:

$$z_s \in [z_a, z_1]; \quad \Delta z = z_1 - z_a \ll z_{AL}^{pr}$$

В первом тонком слое  $\exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \mu(z') / N_R dz'\right) \approx 1$  (рис. 3.22 в приложении 1), поэтому

$$\Delta I(z_s) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \mu(z') / N_R dz'\right) \approx \Delta I(z_s), \text{ и уравнение (3.23')} \text{ для } z_s \in [z_a, z_1] \text{ может быть}$$

представлено в виде:

$$\Delta I(z_s \in z_a \div z_1) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.24)$$

На данном этапе размытие изображения из-за свёртки с ФРТ в (3.24) принимать во внимание не будем. Пренебрежение размытием равнозначно замене  $h(z-z_s)$  на  $\delta$ -функцию  $\delta(z-z_s)$  в (3.24). Правомерность этой замены обсуждается в приложении 2 и в случае с используемым короткофокусным объективом с  $NA=0.3$  и  $DOF = 37.5$  нм приводит к небольшой ошибке в 20%. Тогда из (3.24) получим:

$$\Delta I(z_s \in z_a \div z_1) \approx \mu(z_s) I^0 \Delta z, \quad (3.25)$$

где  $\Delta z$  – шаг интегрирования. Итак,

$$\mu(z_s) \approx \mu_0(z_s) = \Delta I(z_s) / (I^0 \cdot \Delta z), \quad (3.26)$$

где решение  $\mu_0$ , без учёта эффекта размытия из-за ФРТ, имеет смысл нулевого приближения неизвестного  $\mu$  и выражается через полученное из эксперимента изображения  $\Delta I$ ,  $I^0$  и выбранный шаг  $\Delta z$ .

После замены  $\mu$  на  $\mu_0$  в (3.23') получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta I(z_s) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z')}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.27) \\ z_s \in [z_a, z_1]; \quad \Delta z = z_1 - z_a \ll z_{A.L.}^{pr} \end{array} \right.$$

Для простоты обозначим:  $I_1(z_s) = \Delta I(z_s) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z')}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right)$

Тогда левая часть (3.27) становится:

$$\begin{aligned} I_1(z_s \in z_a \div z_1) &= \Delta I(z_s \in z_a \div z_1) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu_0(z' \in z_a \div z_1)}{N_R} dz'\right) = \\ &= \Delta I(z_s \in z_a \div z_1) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_a \div z_1)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Будем называть (3.28) уравнением «восстановления интенсивности» первого слоя, а  $I_1$  – восстановленной интенсивностью. Таким образом, левая часть (3.27) записывается с помощью (3.28), а уравнение (3.27) принимает форму:

$$I_1(z_s \in z_a \div z_1) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.29)$$

Таким образом, мы свели обратную задачу (3.20) к решаемой обратной задаче (3.21), встречающейся в флуоресцентной конфокальной микроскопии, но сделали это только для первого слоя. Продолжим рассуждения для следующих слоёв. Расширим уравнение «восстановления интенсивности» применительно к другим слоям, определив  $I_l$  в них. Неизвестное  $\mu$  выражается из (3.29) путём замены ФРТ  $h(z-z_s)$  на  $\delta$ -функцию. Правомерность такой замены обсуждается в Приложении 2, а её возможность связана с короткой глубиной фокуса объектива микроскопа. В этом случае из (3.29) получим:

$$\mu(z_s) \approx \mu_1(z_s) = I_1(z_s) / (I^0 \Delta z), \quad (3.30)$$

где решение  $\mu_1$ , выраженное из восстановленного изображения  $I_1$  без учёта размытия из-за ФРТ имеет смысл первого приближения неизвестного  $\mu$ .

Для второго тонкого слоя  $\Delta z_2 = z_2 - z_1 \ll z^{pr}_{AL}$  левая часть (3.23') примет вид:

$$\begin{aligned} I_1(z_s \in z_1 \div z_2) &= \Delta I(z_s \in z_1 \div z_2) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu(z' \in z_a \div z_2)}{N_R} dz'\right) = \\ &= \Delta I(z_s \in z_1 \div z_2) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_1} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu_1(z' \in z_a \div z_1)}{N_R} dz' + \int_{z_1}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu_0(z' \in z_1 \div z_2)}{N_R} dz'\right) = \quad , \quad (3.31) \\ &= \Delta I(z_s \in z_1 \div z_2) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_1} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{I_1(z' \in z_a \div z_1)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz' + \int_{z_1}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_1 \div z_2)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) \end{aligned}$$

где в первом слое  $\mu$  заменено на  $\mu_1$ , вычисленное из (3.30) с учётом найденной из (3.28) восстановленной интенсивности первого слоя; во втором слое  $\mu$  заменено на  $\mu_0$ , вычисленное из (3.26).

И так далее, для  $n$ -го тонкого слоя  $\Delta z_n = z_n - z_{n-1} \ll z^{pr}_{AL}$  справедливо рекуррентное соотношение для восстановления интенсивности в слое на основе восстановленной интенсивности  $I_l$  предыдущего слоя и регистрируемой на камере  $\Delta I$  текущего слоя:

$$I_1(z_s \in z_{n-1} \div z_n) = \Delta I(z_s \in z_{n-1} \div z_n) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_{n-1}} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{I_1(z' \in z_a \div z_{n-1})}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz' + \int_{z_{n-1}}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_{n-1} \div z_n)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right), \quad (3.32)$$

Так как толщина  $[z_{n-1}, z_n]$ -слоя гораздо меньше суммы толщин предыдущих слоёв, второе слагаемое в (3.32), не учитывающее поглощение, мало, поэтому эффективность

такого послойного восстановления интенсивности высокая, как можно видеть из рис. 3.17.

### 3.6.4 Применение алгоритма «восстановления интенсивности» для реконструкции изображения модельной белковой клетки

При вычислениях задаваемая толщина слоев не влияет на скорость расчётов, но влияет на результат. Чем меньше толщина, тем ближе восстановленный образец напоминает исходный. На рис. 3.17а и 3.17б представлены изображения восстановленного распределения  $\mu$  в образце без учета размытия из-за ФРТ до и после применения «алгоритма восстановления интенсивности». Толщина слоя  $\Delta z_n$  для реконструкции была выбрана равной 7 нм ( $\ll z^{PF_{AL}}$ ). Алгоритм сработал отлично, «восстановленная интенсивность»  $I_I$  (рис. 3.17б) выглядит как задаваемое распределение  $\mu$  (см. рис. 3.14б).

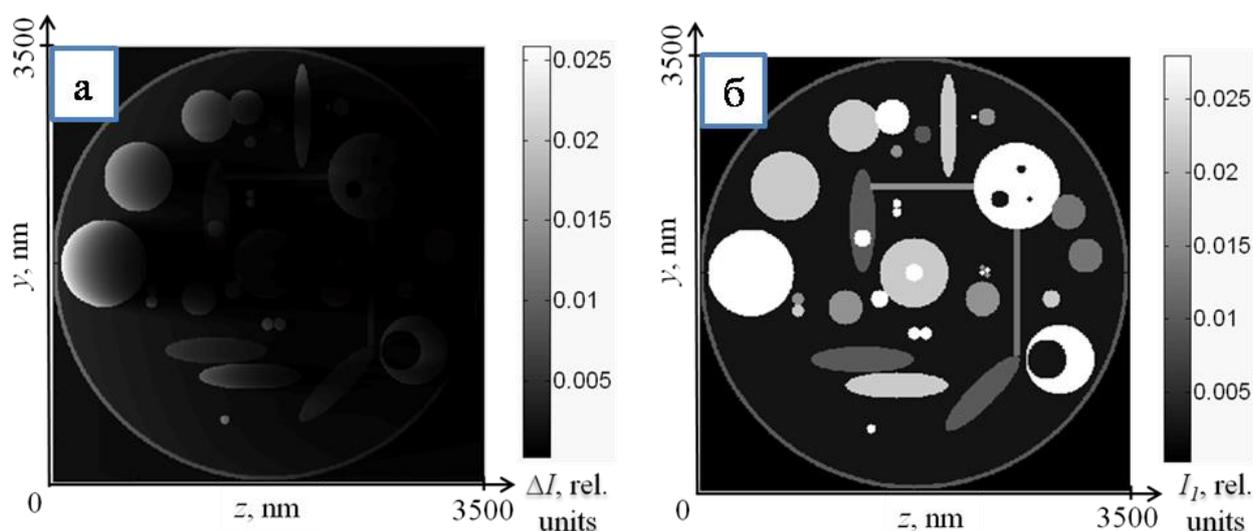


Рис. 3.17.Изображение распределения  $\mu$  без учета размытия из-за ФРТ: а)  $\Delta I$  до восстановления интенсивности; б)  $I_I$  после восстановления интенсивности.

Изображение распределения  $\mu$  с учётом размытия из-за дифракционно ограниченной ФРТ также хорошо восстанавливается (рис. 3.18), кроме маленьких органелл с размерами  $< 2DOF=75\text{nm}$ , интенсивность которых восстанавливается недостаточно хорошо.

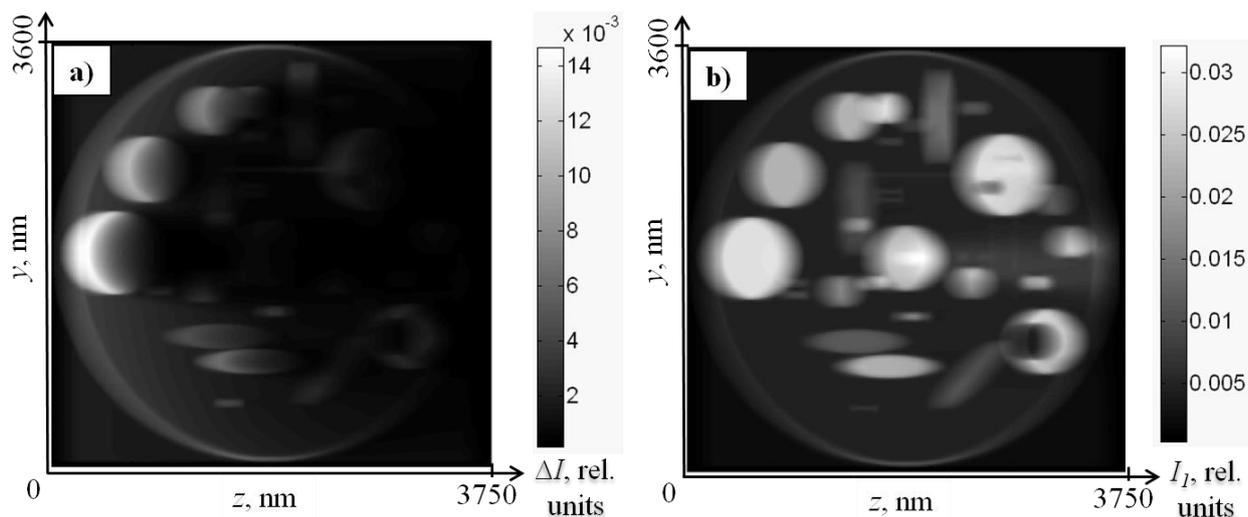


Рис. 3.18. Изображение распределения  $\mu$  с учетом размытия из-за дифракционно ограниченной ФРТ: а)  $\Delta I$  до восстановления интенсивности; б)  $I_1$  после восстановления интенсивности.

Таким образом, после применения «алгоритма восстановления интенсивности» для всех слоев изображения с использованием уравнений (3.28, 3.31, 3.32) мы привели обратную задачу (3.20) к обратной задаче (3.33):

$$I_1(z_s \in z_a \div z_b) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(z \in z_a \div z_b) I^0 \otimes_{x,y} h(z - z_s) dz \quad (3.33),$$

Решение  $\mu \approx \mu_2$  обратной задачи (3.33) вычисляется с помощью программного обеспечения ImageJ [89] с плагином DeconvolutionLab2 [74,90]. Решение  $\mu_2$ , рассчитанное с использованием в левой части (3.33) восстановленной интенсивности  $I_1$  (см. рис. 3.14б), имеет смысл второго приближения неизвестного  $\mu$ . Алгоритм Ричардсона-Люси [76] для решения обратной задачи (3.33) оказался наилучшим, поэтому приведем окончательное  $\mu_2$ -распределение, полученное по этому алгоритму (рис. 3.15). Итерационное решение задачи (3.33)  $\mu I^0 \approx \mu_2 I^0$ , описанное в [74], рассчитывается в виде:

$$(\mu_2 I^0)^{(k+1)} \approx \mu_2^{(k)} \times H^T \left( \frac{I_1}{H(\mu_2 I^0)^{(k)}} \right) \quad (3.34),$$

где  $(k)$  – номер итерации;  $H$  – матрица дискретного оператора свёртки с ФРТ;  $H^T$  – сопряженная с  $H$  матрица; умножение  $\times$  и деление на  $\frac{I_1}{H(\mu_2 I^0)^{(k)}}$  производятся покомпонентно. Решение  $\mu_2$  находится из вычисленного решения  $\mu_2 I^0$  как:

$$\mu_2(z_s \in z_a \div z_b) = \frac{\mu_2 I^0}{I^0} \quad (3.35)$$

Решение уравнения (3.33) для вычисленного  $I_1$  (рис. 3.18б) дает распределение  $\mu_2$  (рис. 3.19). Все детали клетки видны, и даже шарики диаметром 40 нм (увеличенная область), расположенные в оригинале вплотную друг к другу (рис. 3.14б), разрешаются с контрастом 50%, что соответствует примерно 20 нм рэлеевскому разрешению, определяемому по 20% контрасту. Однако в изображении появились субструктуры - волны, повторяющие форму частиц, потому что предложенный алгоритм восстановления интенсивности был рассчитан с использованием нескольких приближений, рассмотренных выше. Чтобы определить ошибку восстановления  $\mu_2$ , вызванную субструктурами на рис. 3.19, мы вычли  $\mu$ -распределение моделируемого образца (см. рис. 3.12) из рассчитанного  $\mu_2$  и нормировали на  $\mu$  следующим образом:  $\delta\mu_2 = \text{RMS}(\mu_2 - \mu) / \text{RMS}(\mu)$ . Ошибка восстановления  $\delta\mu_2$  оказалась равной 34%.

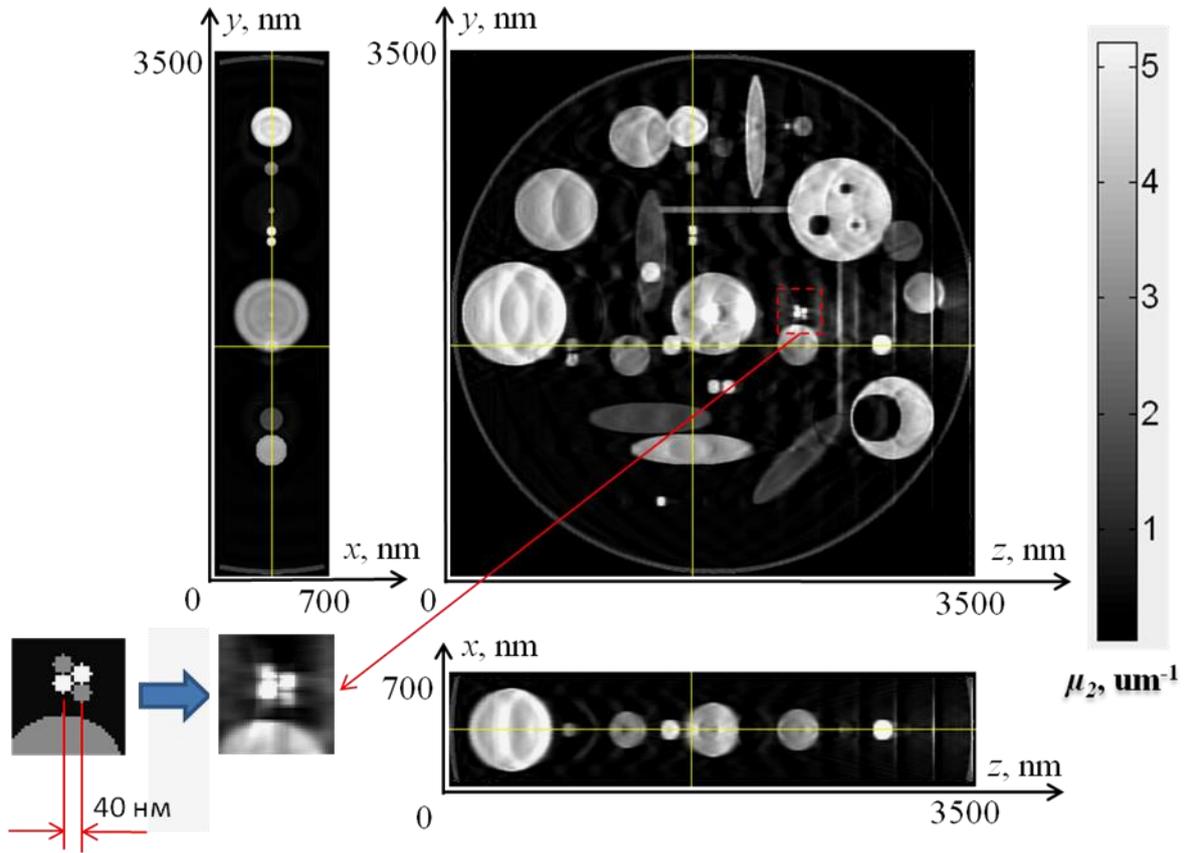


Рис.3.19. Найденное  $\mu_2$ -распределение, полученное после восстановления интенсивности и деконволюции с использованием алгоритма Ричардсона-Люси с 1000 итерациями (для идеального случая с дифракционно ограниченной ФРТ).

На втором шаге алгоритма восстановления интенсивности найденное  $\mu_2$  применяется для определения левой части уравнения (3.23') во втором приближении:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_2(z_s \in z_a \div z_1) = \Delta I(z_s \in z_a \div z_1) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu_2(z' \in z_a \div z_1)}{N_R} dz'\right) \\ I_2(z_s \in z_{n-1} \div z_n) = \Delta I(z_s \in z_{n-1} \div z_n) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_{n-1}} \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \frac{I_2(z' \in z_a \div z_{n-1})}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) \\ + \int_{z_{n-1}}^{z_s} \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \frac{\mu_2(z' \in z_{n-1} \div z_n)}{N_R} dz' \end{array} \right. \quad (3.36)$$

Восстановленное на втором шаге распределение интенсивности  $I_2$  (рис. 3.20а) имеет более яркие малые органеллы с размерами  $\leq 2\text{DOF}$ , интенсивность которых была восстановлена недостаточно на первом шаге (см. рис. 3.18б).

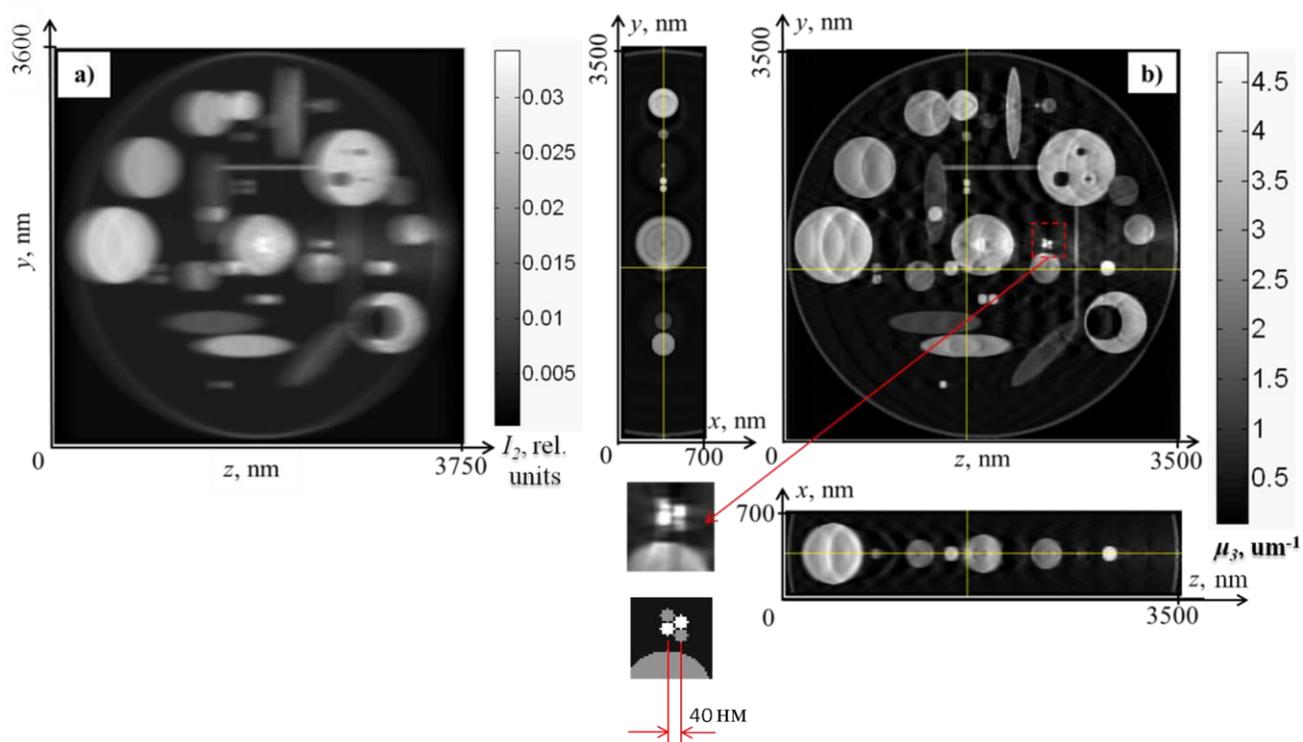


Рис. 3.20. а) Изображение  $I_2$  коэффициента поглощения после второго этапа восстановления интенсивности; б) Найденное распределение  $\mu_3$ , полученное после второго этапа восстановления интенсивности и повторной деконволюции с использованием алгоритма Ричардсона-Люси с 1000 итерациями. Внизу для сравнения показано изображение 40 нм шариков в моделируемой клетке.

Таким образом, на втором шаге алгоритма восстановления интенсивности получаем обратную (деконволюционную) задачу:

$$I_2 \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu I^0 \otimes h dz, \quad (3.37)$$

которая также решается в DeconvolutionLab2, и находится  $\mu \approx \mu_3$  - решение в третьем приближении. Рассчитанное решение  $\mu_3$  (рис. 3.20б) ближе к исходному распределению коэффициента поглощения  $\mu$ , так как субструктуры уменьшились по сравнению с ними

в  $\mu_2$  (см. рис. 3.19). Ошибка восстановления  $\delta\mu_3 = \text{RMS}(\mu_3 - \mu) / \text{RMS}(\mu)$  по всему образцу равна 29%. Вычисление следующего приближения на основе  $\mu_3$  аналогичным образом не приводит к значительному улучшению изображения, поэтому мы остановились на  $\mu_3$ . На рис. 3.21 приведены в объёме: задаваемое распределение  $\mu$  и его реконструированное изображение  $\mu_3$ .

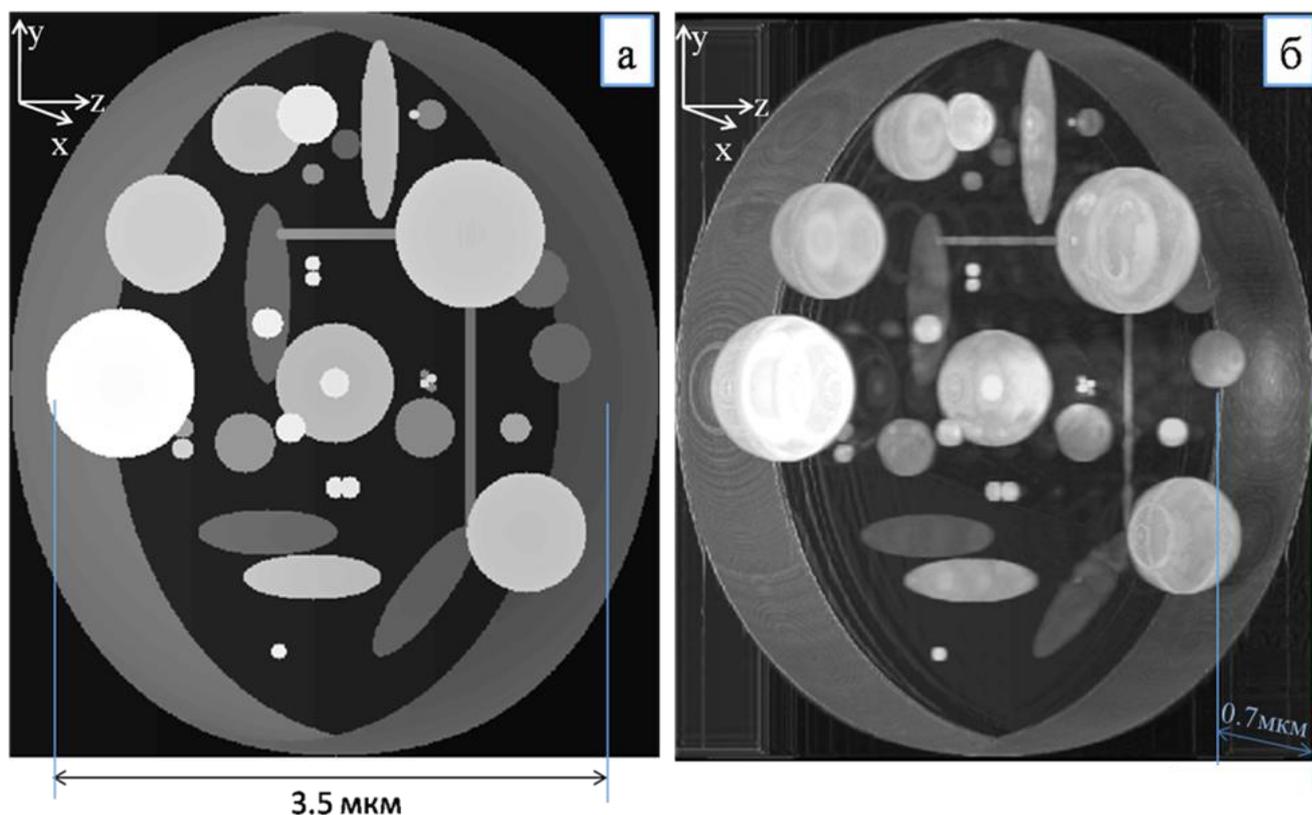


Рис. 3.21. а) - Задаваемое трёхмерное распределение  $\mu$  в белковой клетке и б) - его реконструированное после восстановления интенсивности и деконволюции изображение  $\mu_3$  в идеальном случае – с дифракционно ограниченной ФРТ.

Структура белковых органелл хорошо видна, поэтому предложенный метод послойного «восстановления интенсивности» перед деконволюцией может использоваться для обработки  $z$ -томографических изображений органических клеток в «водном окне» и будет использован для реконструкции изображений в разрабатываемом светосильном МРМ.

### 3.6.5 Сравнение светосильной z-томографии с низкоапертурной угловой томографией

Для сравнения нашего подхода z-томографии с угловой томографией, мы взяли двумерный образ белковой клетки, который был рассмотрен в [16], смоделировали его изображение по ф. (3.20) и провели реконструкцию по методу «восстановления интенсивности» и деконволюции. Как можно видеть из рис. 3.22, наш метод даёт лучшее разрешение, чем FBP, FSBP и DGCBP методы, описанные в [16]. Также, в отличие от них, предложенный метод эффективен для высокой числовой апертуры, когда освещение некогерентное, в то время как ВР-методы обеспечивают высокое разрешение только при частично когерентном освещении, когда апертура зеркала-коллектора в три раза меньше апертуры зонной пластинки [16]. На практике это означает, что в нашем случае некогерентного освещения вся апертура коллектора работает, что уменьшает время экспозиции образца. Также из рис. 3.22а видно, что предлагаемая z-томография хорошо работает даже при наличии шума, имеющего  $\text{RMS}_{\text{шума}} = 10\%$ .

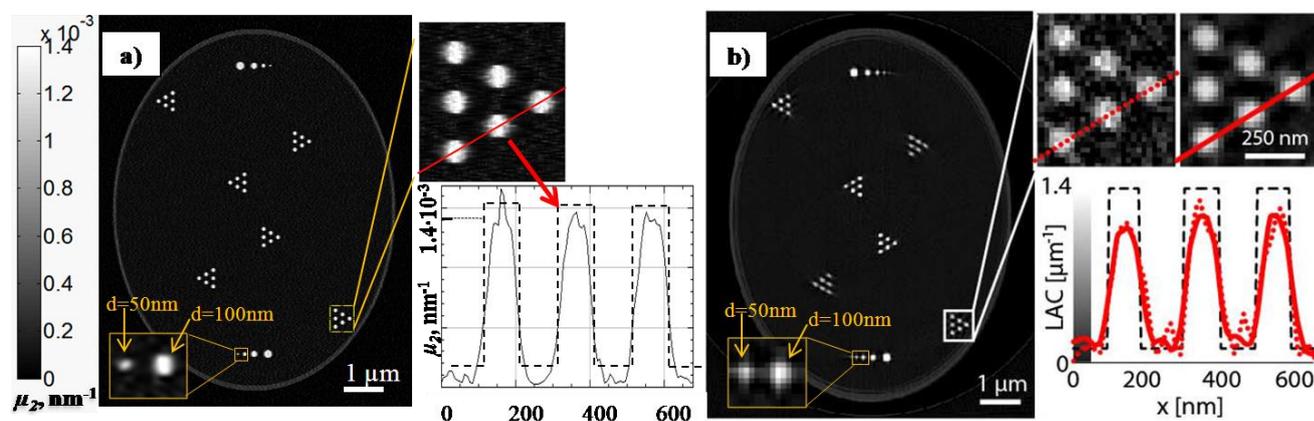


Рис. 3.22. Сравнение  $\mu_2$ -распределения образа белковой клетки (с малым пуассоновским шумом,  $\text{RMS}_{\text{шума}} = 10\%$ ), полученное с помощью: а) z-томографии по методу «восстановления интенсивности» и деконволюции; б) угловой томографии на основе FSBP-метода [16].

### 3.6.6 Приложение 1

Для преобразования уравнения (3.20):

$$\Delta I(x, y, z_s) = \int_{z_a}^{z_b} \left( \mu(x, y, z) I^0(x, y) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \mu(x, y, z') / N_R dz'\right) \right) \otimes_{x,y} h(x, y, z - z_s) dz$$

к уравнению (3.21):

$$I_1(x, y, z_s) = (\mu(x, y, z) I^0(x, y)) \otimes_{x,y,z} h(x, y, z) = \\ = \int_{z_a}^{z_b} \int_{y_a}^{y_b} \int_{x_a}^{x_b} \mu(x, y, z) I^0(x, y) \cdot h(x' - x, y' - y, z - z_s) dx' dy' dz,$$

экспоненциальный множитель  $M(x, y, z) = \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \mu(x, y, z') / N_R dz'\right)$  сначала должен быть

вынесен из знака свёртки  $\otimes_{x,y} = \int_{y_a}^{y_b} \int_{x_a}^{x_b} h(x - x', y - y') dx' dy'$ , а затем из интеграла  $\int_{z_a}^{z_b} dz$ . Это можно

сделать в приближении «медленной функции», в случае, когда масштабы изменения функции  $M$  по координатам  $x$ ,  $y$  и  $z$  гораздо больше масштаба изменения функции  $h(x, y, z)$ . Пусть функция однородности засветки образца  $I^0(x, y) = 1$ . В эксперименте это, как правило, выполняется.

Для оценки возможности выноса экспоненциальной функции  $M$  из  $\otimes_{x,y}$ , рассмотрим изменение функции  $M$  в латеральных  $x$ - и  $y$ - направлениях на масштабе спада ФРТ в 10 раз  $\Delta h_{PSF}$  (см. рис. 3.12). В латеральном  $y$ -направлении для любого поперечного сечения  $x = x_0$  значение функции  $M(x_0, y, z)$  (рис. 3.23) в точке  $(y - \Delta h_{PSF} / 2)$  отличается от значения в точке  $(y + \Delta h_{PSF} / 2)$  в среднем по всем  $y$  на 5% по СКО (рис. 3.24). То же самое верно для точек  $(x - \Delta h_{PSF} / 2)$  и  $(x + \Delta h_{PSF} / 2)$ , потому что  $d\mu/dx$  и  $d\mu/dy$  имеют одинаковый порядок величины.

Поэтому  $M$ -функция слабо зависит от  $x$  и  $y$  на масштабе изменения ФРТ, на котором свертка с функцией  $h \gg 0$  в уравнении (3.20) дает основной вклад во внутренний интеграл. Таким образом,  $M$ -функция является «медленной» по координатам  $x$  и  $y$  по сравнению с функцией  $h$ , поэтому в приближении «медленной функции» выносятся из  $\otimes_{x,y}$  в (3.20).

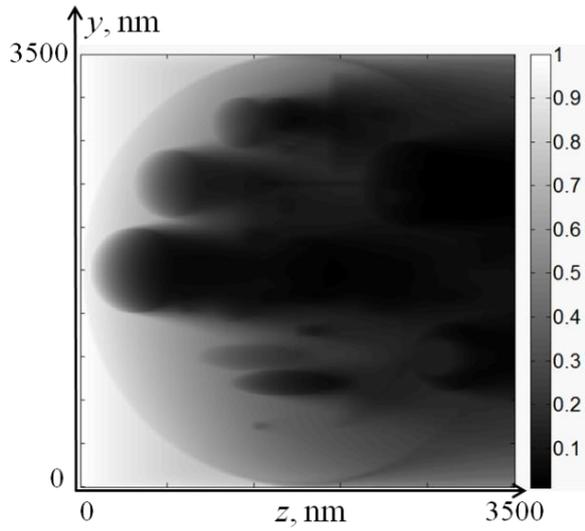


Рис. 3.23. Центральное сечение М-функции:

$$M(x = x_0 = 350i, y, z) = \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \mu(x_0, y, z') / N_R dz'\right)$$

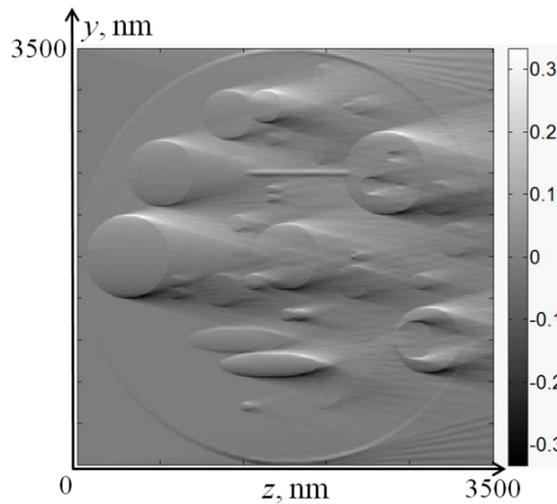


Рис. 3.24. Относительное изменение значений центрального сечения М-функции в латеральном направлении на масштабе латеральной ширины ФРТ:

$$(M(x_0, y + \Delta h_{PSF} / 2, z) - M(x_0, y - \Delta h_{PSF} / 2, z)) / M(x_0, y, z)$$

Далее для оценки возможности выноса экспоненциальной функции Миз под интеграла

$\int_{z_a}^{z_b} dz$  сравним масштабы изменения функций М,  $\mu$  и  $h$  вдоль оптической оси  $z$ .

Так как сравниваются  $z$ -масштабы, то в модели формирования изображения (3.20) можно опустить зависимость функций от  $x$  и  $y$ -координат.

Т.к. интересует зависимость от  $z$ , то все лучи в конусе можно «усреднить» до центрального в конусе луча, который параллелен оси  $z$ , поэтому  $\sum_{\substack{\text{Rays.} \\ NA \leq 0.3}} \mu / N_R$  заменяется на  $\mu$ .

Тогда из (3.20) получим:

$$\Delta I(z_s) = \int_{z_a}^{z_b} \left( \mu(z) \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right) \right) \cdot h(z - z_s) dz \quad (3.38)$$

Учитывая, что органелл много и располагаются они не вплотную друг к другу (см. рис. 3.14), то в каждом  $y$ -сечении клетки экспоненциальная функция  $\exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right)$  уменьшается

в  $e$ -раз на масштабе:

$$z_{A.L.}^{pr} / (\rho^{pr} \cdot \rho), \quad (3.39)$$

где  $z_{A.L.}^{pr}$  – глубина проникновения излучения в белок;  $\rho$  – плотность заполнения клетки органеллами вдоль  $z$ -направления и определяется как:

$$\rho = \frac{\sum \Delta z_n}{z_{b_s} - z_{a_s}}, \quad (3.40)$$

где в числителе стоит сумма длин органелл в рассматриваемом  $y$ -сечении, а в знаменателе – длина клетки в рассматриваемом  $y$ -сечении.

$\rho^{pr}$  – средняя по органеллам в  $y$ -сечении плотность белка и определяется как:

$$\rho^{pr} = \bar{\mu} / \mu_{\max} = \sum_n \mu_n / \mu_{\max}. \quad (3.41)$$

Из соотношения (3.39) следует, что чем выше плотность заполнения и плотность белка, тем на меньшем масштабе экспоненциальная функция затухает в  $e$ -раз.

Функция  $h$  убывает в  $e$ -раз на масштабе  $\Delta h_z = 60 \text{ нм} = 1.6 \text{ DOF}$  (см. рис.3.12).

Определим масштаб изменения функции  $\mu(z)$  в  $e$ -раз, аппроксимировав кусочно-постоянную функцию  $\mu$  «гауссами» (рис. 3.25).

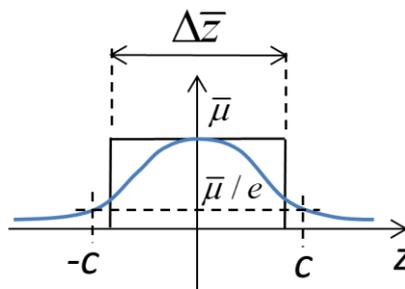


Рис. 3.25. Для аппроксимации кусочно-постоянной  $\mu$ -функции «гауссами»

Пусть площадь «гауссов» равна площади  $\mu(z)$ , тогда найдём полуширину «с», на которой «гаусс» спадает в  $\epsilon$ -раз:

$$\bar{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{z^2}{c^2}\right) = \bar{\mu} \cdot \Delta\bar{z}, \quad (3.42)$$

$\Delta\bar{z} = \sum_{n=1}^N \Delta z_n / N$  – средняя длина органелл вдоль  $z$  в рассматриваемом  $y$ -сечении;

$N$  – число органелл в сечении  $y=y_s$ .

Интеграл (3.42) табличный, поэтому  $c = \Delta\bar{z} / \sqrt{\pi}$ .

В среднем в рассматриваемом  $y$ -сечении  $\mu(z)$  изменяется в  $\epsilon$ -раз на масштабе:

$$\tilde{n} / \rho = \frac{\Delta\bar{z}}{\sqrt{\pi}} / \frac{\sum \Delta z_n}{z_{b_s} - z_{a_s}}. \quad (3.43)$$

Таким образом, масштаб изменения в  $\epsilon$ -раз:

для  $\exp\left(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz'\right)$  равен  $l_1 = z^{Pr}_{A.L.} / \left(\sum_n \mu_n / \mu_{\max} \cdot \frac{\sum \Delta z_n}{z_{b_s} - z_{a_s}}\right)$ ;

для  $h(z''-z)$  равен  $l_2 = \Delta h_z$ ;

для  $\mu(z)$  равен  $l_3 = \frac{\Delta\bar{z}}{\sqrt{\pi}} / \frac{\sum \Delta z_n}{z_{b_s} - z_{a_s}}$ .

Экспоненциальную функцию можно вынести из под интеграла, если  $l_1 \gg l_2$  и  $l_1 \gg l_3$ .

Это означает, что:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{z^{Pr}_{A.L.}}{\sum_n \mu_n / \mu_{\max} \cdot \frac{\sum \Delta z_n}{z_b - z_a}} \gg \Delta h_z \\ \frac{z^{Pr}_{A.L.}}{\sum_n \mu_n / \mu_{\max}} \gg \frac{\Delta\bar{z}}{\sqrt{\pi}} \end{array} \right. \quad (3.44)$$

Для рассматриваемой клетки после усреднения по  $y$ -сечениям (см. рис. 3.14) левая часть верхнего неравенства в (3.44) составляет 1042 нм, а правая часть 60 нм, поэтому это неравенство выполняется с запасом в 16 раз.

Левая часть нижнего неравенства составляет 500 нм, а правая часть 124 нм, поэтому это неравенство также выполняется с запасом в 4 раза.

Так как масштаб изменения экспоненциальной функции  $\exp(-\int_{z_a}^z \mu(z') dz')$  гораздо больше

масштабов изменения функций  $\mu$  и  $h$ , то экспонента может считаться слабо зависящей от  $z$  по сравнению с  $\mu$  и  $h$  в приближении «медленной функции» вынесена из интеграла (3.38).

Таким образом, для рассматриваемой структуры белковой клетки и используемого светосильного объектива экспоненциальная функция слабо зависит от всех координат, поэтому может быть вынесена из интеграла (3.20).

### 3.6.7 Приложение 2

Из (3.24) в приближении  $h = \delta(x, y, z)$  мы получили:

$$\mu \approx \mu_0 = \frac{\Delta I}{I^0 \cdot \Delta z} = \frac{\int_{z_a}^{z_b} \mu I^0 \otimes_{x,y} h dz}{I^0 \cdot \Delta z} \quad (3.26')$$

Из (3.29) в приближении  $h = \delta(x, y, z)$  мы получили:

$$\mu \approx \mu_1 = \frac{I_1(\Delta I(h))}{I^0 \cdot \Delta z} \quad (3.30')$$

Затем в левой части уравнения (3.23) мы заменили неизвестные  $\mu$  на  $\mu_0$  и  $\mu_1$ , которые вычисляются из измеренных  $\Delta I$ ,  $I_0$  и заданной толщины слоев  $\Delta z$ . Однако в то же время  $\mu$  не страдает от размывания из-за ФРТ, а  $\mu_0$  и  $\mu_1$ , как видно из (3.26') и (3.30'), страдают. Оценим ошибку, вызванную таким игнорированием размывания из-за ФРТ в «алгоритме восстановления интенсивности». Для этого рассчитаем F-функцию, характеризующую относительную ошибку, возникающую в результате замены  $\mu$  на  $\mu_0$  и  $\mu_1$ :

$$\left\{ \begin{aligned}
& F(z \in z_a \div z_1) = \left[ \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu_0}{N_R} dz'\right) - \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right) \right] : \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right) = \\
& = \left[ \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_a \div z_1)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) - \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu(z' \in z_a \div z_1)}{N_R} dz'\right) \right] : \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right) \\
& F(z \in z_{n-1} \div z_n) = \left[ \exp\left(\int_{z_a}^{z_{n-1}} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu_1}{N_R} dz'\right) + \exp\left(\int_{z_{n-1}}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu_0}{N_R} dz'\right) - \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right) \right] : \\
& : \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right) = \left[ \exp\left(\int_{z_a}^{z_{n-1}} \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{I_1(z' \in z_a \div z_{n-1})}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) + \exp\left(\int_{z_{n-1}}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_{n-1} \div z_n)}{I^0 \Delta z \cdot N_R} dz'\right) - \right. \\
& \left. - \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu(z' \in z_a \div z_n)}{N_R} dz'\right) \right] : \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{\text{Rays,} \\ \text{NA} \leq 0.3}} \frac{\mu}{N_R} dz'\right)
\end{aligned} \right. \quad (3.45)$$

СКО центрального сечения F-функции (рис. 3.26) равно 0.2, поэтому можно утверждать, что  $h = \delta(x, y, z)$  с ошибкой 20%.

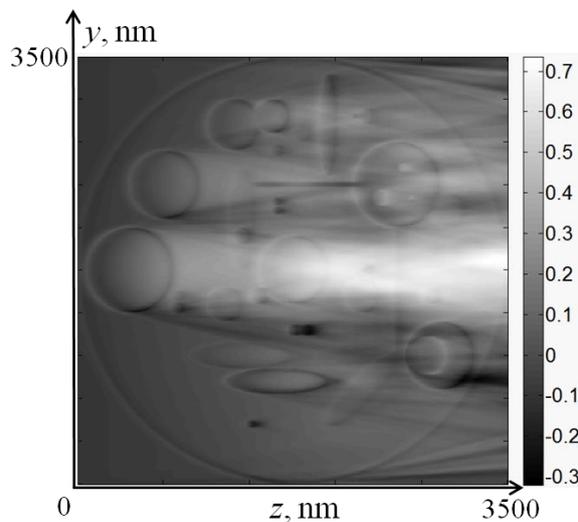


Рис. 3.26. Центральное сечение F-функции ( $x_0 = 350 \text{ nm}$ ) из системы (3.38), характеризующее относительную ошибку, возникающую в результате замены  $\mu$  на  $\mu_0$  и  $\mu_1$ .

### 3.7 Выводы по алгоритму реконструкции изображений по данным z-томографии

Мягкая рентгеновская микроскопия на основе высокоапертурных зеркальных объективов нормального падения с многослойными покрытиями имеет огромный потенциал. Это связано с малой глубиной фокуса (десятки нанометров) и, как следствие, с возможностью делать z-томографию образцов. Показано, что реконструкция изображений, полученных по данным z-томографии, с использованием алгоритмов деконволюции, доступных непосредственно из флуоресцентной микроскопии, неэффективна. Для решения этой проблемы предлагается новый метод. Его новизна состоит в двух ключевых моментах. Во-первых, поглощение излучения рассчитывается не вдоль оптической оси  $z$ , как в уравнении (3.19), а вдоль лучей (3.20), распространяющихся внутри конуса, определяемого числовой апертурой объектива (рис. 3.13). Во-вторых, предлагается «алгоритм восстановления интенсивности», позволяющий устранить двоение изображения, возникающее из-за сильного поглощения. Алгоритм основан на послойном восстановлении (при котором толщина каждого слоя значительно меньше глубины проникновения излучения в вещество) изображения коэффициента поглощения в уравнениях (3.28, 3.31, 3.32), которые получены в приближении «медленной функции» для экспоненциального множителя в (3.20).

Как можно видеть из рис. 3.21, структура реконструированной белковой клетки хорошо видна и соответствует оригиналу. Предложенный метод позволяет свести сложную обратную задачу (3.20) к классической для деконволюционной конфокальной микроскопии (3.33), для решения которой существует мощный математический аппарат. В случае с дифракционно ограниченной ФРТ, длины волны 3.37 нм и числовой апертуры 0.3 применение z-томографии с «восстановлением интенсивности» и деконволюцией позволяет реконструировать трехмерную структуру сложной белковой клетки с разрешением 40 нм и контрастом 50%, что соответствует примерно 20 нм рэлеевскому разрешению, определяемому по 20% контрасту. Обратим внимание, что рэлеевское разрешение оказалось примерно равно  $\frac{1}{2}$  глубины фокуса объектива, которая  $\sim NA^{-2}$ , поэтому в перспективе ОШ с увеличенной до 0.4 числовой апертурой даст разрешение около 10 нм. Таким образом, предложенный метод позволяет моделировать

изображения и реконструировать трёхмерные изображения в МРМ с высокой числовой апертурой  $NA \gg 0.1$  по данным z-томографии. Данная работа опубликована в [A2].

### 3.8 Результаты и выводы по главе 3

Основными результатами стали следующие:

1. Разработана схема МРМ на длину волны 3.37 нм на основе высокоапертурного зеркального объектива Шварцшильда с  $NA = 0.3$  и цифрового детектора, имеющая сменное увеличение  $\times 90, \times 195$  и  $\times 920$  и малую глубину фокуса 37.5 нм, позволяющую реализовать z-томографию образцов. За счёт асферизации 6-го порядка первичного зеркала ОШ латеральное разрешение улучшено в 6 – 20 раз в зависимости от поля зрения: 8 нм с контрастом 30% на поле зрения 10 мкм; 36 нм с контрастом 90% на поле зрения 40 мкм; 76 нм с контрастом 97% на поле зрения 100 мкм (приведённые разрешения соответствуют размеру двух пикселей, деленному на соответствующие увеличения микроскопа).

2. На основе предложенного алгоритма «восстановления интенсивности» перед деконволюцией разработана методика z-томографии для светосильной мягкой рентгеновской микроскопии. Для МРМ на основе ОШ в случае дифракционно ограниченной оптики и максимального увеличения  $\times 920$ , методика позволяет реконструировать трёхмерную структуру органических клеток с разрешением 40 нм при контрасте 50%, что соответствует примерно 20 нм рэлеевскому разрешению, и точности определения коэффициента поглощения структур около 20%.

Результаты исследований, представленных в данной главе, опубликованы в: [A1, A2, T1, T3, T6].

## **ГЛАВА 4. Измерение формы асферических поверхностей на интерферометре с дифракционной волной сравнения**

### **4.1 Интерферометрические методы контроля формы асферических поверхностей**

Для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка (эллипсоидов, параболоидов и гиперболоидов) по методу анаберационных точек [20, 58] требуются либо простые зеркальные корректоры: плоскости и вогнутые сферы, которые сами могут быть надежно аттестованы на интерферометрах без использования дополнительной оптики, либо корректоры на основе компьютерно синтезированных голограмм (КСГ) [59]. Для измерения формы АП более высоких порядков применяются линзовые корректоры волнового фронта, которые содержат минимум одну выпуклую поверхность [20], и поэтому без использования дополнительной оптики, влияющей на результат измерений, аттестованы быть не могут. Как линзовые корректоры, так КСГ, неизбежно имеют ошибки формы поверхностей и неоднородность показателя преломления, поэтому вносят дополнительные аберрации в результаты измерений АП.

Как показывает практика, точность линзовых корректоров в лучшем случае находится на уровне единиц нанометров [A11]. Это связано как с точностью поверхностей, так и с локальными неоднородностями показателя преломления. Когда речь идёт об измерениях и коррекции формы поверхностей на нанометровом и субнанометровом уровнях задача нахождения собственной ошибки формы измеряемой асферической поверхности на фоне систематической ошибки измерений, вызванной влиянием корректора, весом и ошибкой интерферометра, выходит на первый план.

В данной главе описывается разработка методик измерения ошибки формы асферических поверхностей различных порядков на интерферометре с дифракционной волной сравнения.

## 4.2 Принцип работы интерферометра с дифракционной волной сравнения

Уже более 10-ти лет в ИФМ РАН для аттестации и изготовления оптики дифракционного качества разрабатывается, совершенствуется и используется ИДВС на основе одномодового оптического волокна с суб-волновой выходной апертурой. Сейчас эти работы находятся на финальной стадии – ведётся разработка интерферометра в едином корпусе для внедрения в оптико-механическую промышленность. Отличие ИДВС от коммерческих интерферометров типа Физо в том, что в нём для генерации эталонного волнового фронта не используются эталонные поверхности, которые ограничивают точность измерений на уровне  $\lambda/60$ -  $\lambda/10$  ( $\lambda = 632$  нм).

Другой тип ИДВС для генерации эталонной сферической волны использует дифракцию света на малой апертуре [92-95]. В них лазерный пучок, дифрагируя на отверстии, рождает сферический волновой фронт, который дальше падает на измеряемую поверхность. Качество волнового фронта, определяющее точность интерферометра, ограничено аберрациями линзы для фокусировки лазерного света на отверстии, влиянием разъюстировки оси лазерного пучка и оси отверстия, и взаимодействием света с неровностями отверстия. С другой стороны, в ИДВС лазерный свет фокусируется линзой в кор одномодового оптоволокна, в котором единственная собственная мода не восприимчива к аберрациям линзы. Также в интерферометрах с отверстием, из-за относительно большого диаметра отверстия (около 5 мкм) числовая апертура дифрагирующего волнового фронта невелика и не позволяет измерять светосильную оптику с  $NA \gg 0.1$  [96]. Хотя в работе [97] удалось увеличить NA до 0.5, а за счёт использования пьезокерамического столика для выравнивания экрана с отверстием и вычитания систематической ошибки интерферометра удалось добиться хорошего совпадения результатов измерений (с точностью около  $\lambda/60$  нм по СКО) поверхности вогнутого сферического зеркала на ИДВС и на интерферометре Физо.

Ключевой особенностью ИДВС является зауженный до субволновых размеров (200 - 300 нм в диаметре выходной апертуры) оптоволоконный источник сферической волны. Субнанометровые аберрации сферического волнового фронта в числовой апертуре до  $NA = 0.5$  [86] позволяют измерять оптические поверхности с точностью лучше 1 нм (лучше  $\lambda/600$ ) [A11,98].

На рис. 4.1 приведена схема ИДВС. Работа интерферометра происходит следующим образом. На выходе источника эталонной сферической волны (ИЭСВ) (поз. 1 на рис. 4.1) образуется дифракционный сферический волновой фронт. Часть волнового фронта (поз. 2) падает на исследуемую деталь (поз. 3), другая часть - эталонный фронт (поз. 5) распространяется по регистрирующей системе (поз.6) и падает на ПЗС матрицу камеры (поз. 7). Регистрирующая система образована объективом MitutoyoMPlanApoSeries и двумя линзами, передающими уменьшенное изображение измеряемой поверхности (поз. 3) на ПЗС матрицу (поз. 7).

Подробнее работа ИДВС происходит следующим образом. Отраженный от исследуемой детали (поз. 3) волновой фронт (рабочий фронт), несущий информацию об ошибках исследуемой поверхности детали фокусируется на расстоянии нескольких микрон от выходной апертуры ИЭСВ на отражающей кремниевой пластине (поз. 4) и далее распространяется по пути эталонного фронта с небольшим клином. В результате интерференции эталонного и рабочего фронтов на ПЗС матрице формируется интерференционная картина. За счёт использования сферических линз с определёнными радиусами кривизны удаётся практически полностью скомпенсировать систематическую ошибку интерферометра - кому, вызванную смещением точки фокусировки лучей от измеряемого зеркала с оптической оси линз и объектива ( $\Delta$  на рис. 4.1). Остаточные aberrации интерферометра имеют вид астигматизма с СКО равным 0.06 нм для интерферограммы из 7-ми полос, и 0.5 нм для интерферограммы из 21-й полосы. Т.к. астигматизм очень мал, он однозначно вычитается из результатов измерений, поэтому оптическая схема ИДВС обеспечивает ангстремную точность измерений [A5]. Для повышения латерального разрешения получаемых карт реализован фазовый сдвиг интерферограмм. Управление фазой рабочего фронта осуществляется с помощью пьезокерамической шайбы (поз. 8), управляемой по каналу (поз. 9).

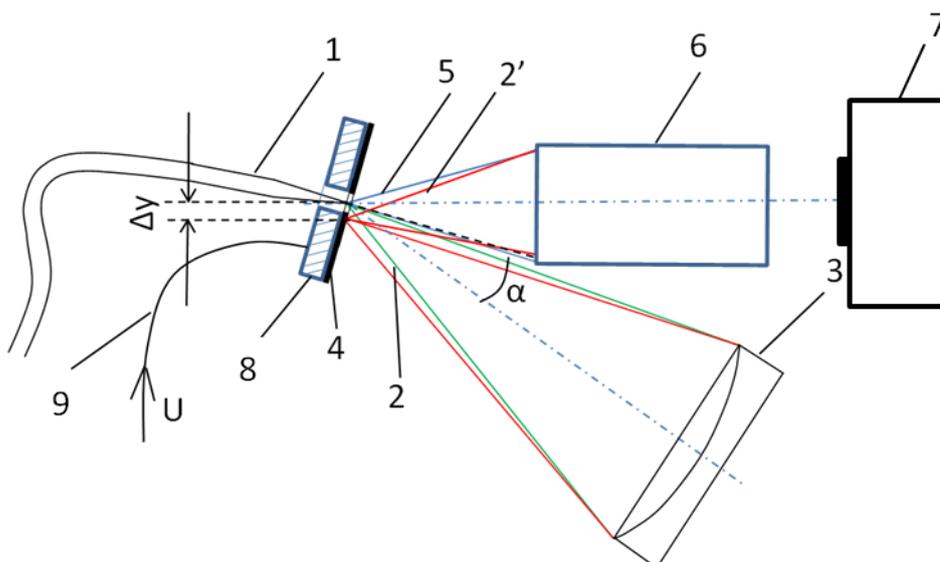


Рис. 4.1. Ход лучей в интерферометре: 1 – ИЭСВ, 2 – рабочий фронт, 2' – рабочий фронт после отражения от зеркала и пластины, 3 – измеряемое вогнутое сферическое зеркало или вогнутая линза с напылением с  $NA \leq 0.28$ , 4 – отражающая кремниевая пластина, 5 – эталонный фронт, 6 – регистрирующая система из объектива и двух линз, 7 – ПЗС камера, 8 – пьезокерамическая шайба, 9 – канал для управления смещением пластины.

### 4.3 Применение интерферометра для измерения ошибки формы асферических зеркал 6-го порядка, входящих в объектив Шварцшильда $\times 5$

#### 4.3.1 Методика поворотов измеряемой оптической детали для определения aberrаций корректора и ошибки формы вогнутого асферического зеркала объектива

Так как в ИДВС в качестве эталонной формируется расходящаяся сферическая волна, то напрямую для изучения асферических и выпуклых поверхностей он использоваться не может, поэтому была выбрана следующая стратегия. Форма вогнутого зеркала M2 измерялась с помощью специально рассчитанного линзового корректора (рис. 4.2), который преобразовывал расходящийся сферический фронт точечного источника в асферический, совпадающий по форме с измеряемой асферической поверхностью [99], описываемой полиномом 6-го порядка по радиальной

координате. В повторяющемся процессе: измерение формы – коррекция ионным пучком, ошибку формы зеркала довели до субнанометрового уровня. После этого, измерялась и корректировалась форма поверхности выпуклого зеркала уже в составе проекционного объектива.

В измеряемой форме поверхности зеркала M2 присутствуют ошибки, вносимые корректором из-за ошибки формы его поверхностей и неоднородности показателя преломления стекла, которые, как правило, сложно оценить и в большинстве приложений ими пренебрегают. Для разделения ошибки линзового корректора и измеряемого зеркала, используется метод, предложенный нами в [A11,A15].

Схема эксперимента приведена на рис.4.2. Свет точечного источника сферической волны проходит через корректор. Интерференционные полосы наблюдаются в режиме авто-коллимации и регистрируются на ПЗС матрице.

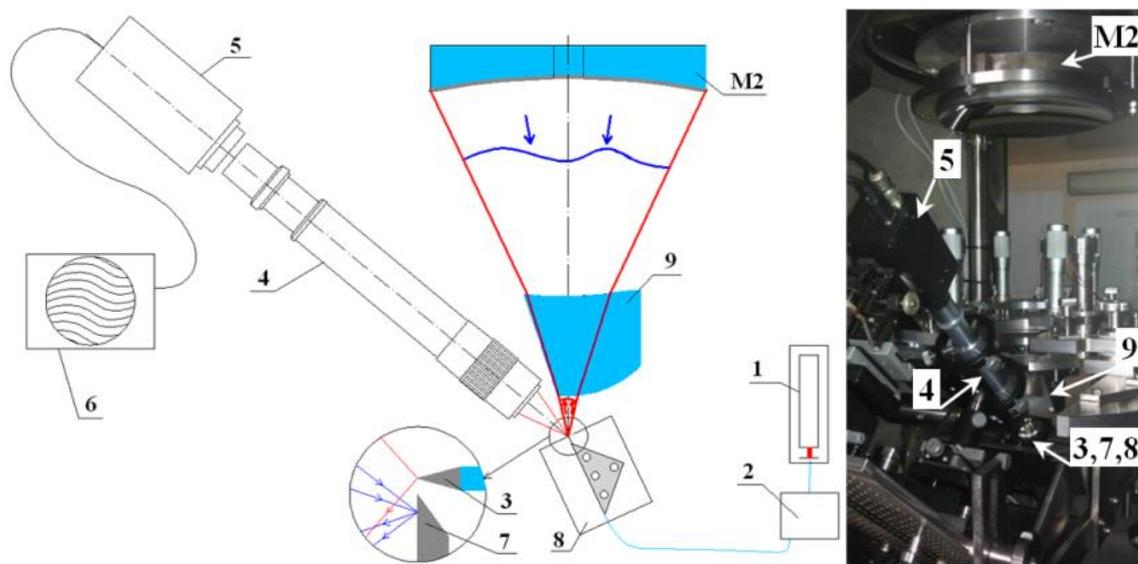


Рис. 4.2. Оптическая схема интерферометра для измерений вогнутого асферического зеркала 6-го порядка с помощью корректора волнового фронта: 1 – He-Ne лазер, 2 – поляризационный контроллер, 3 – зауженный волоконный источник сферической волны, 4 – наблюдательная система, 5 – ПЗС камера, 6 – интерферограмма на ПК, 7 – плоское зеркало с острым краем, 8 – 3D стол, 9 – корректор волнового фронта, M2 – вогнутое асферическое зеркало диаметром 220мм (рабочий диаметр 200мм).

Для установки в интерферометр и, в последующем в объектив ЭУФ-литографа на длину волны 13.5 нм, к торцам зеркала M2 приклеены три расположенные под 120° «уха» со стальными шариками. Шарики встают на три ответных площадки в виде:

кольца, плоскости и жёлоба. Такая конструкция позволяет снимать, а затем однозначно устанавливать зеркало в объектив без смещений и дополнительных угловых наклонов, а также поворачивать зеркало в интерферометре на 120 и 240° относительно «нулевого» положения. Согласно расчетам в программах SolidWorks и AutodeskInventor по методу конечных элементов (МКЭ) деформация поверхности вогнутого зеркала М2 из-за его веса из-за трёх точечного крепления имеет вид трилистника с СКО  $\approx 7$  нм. Так зеркало М2 ориентируется в литографе также, как и при измерениях на интерферометре, горизонтально, то деформация «веса» корректировалась вместе с формой поверхности М2.

Суть метода поворотов заключается в следующем. В измеренной карте aberrации волнового фронта присутствуют как ошибка формы поверхности зеркала, так и aberrации корректора. Для определения вкладов каждой ошибки необходимо как минимум два уравнения, потому что неизвестных два: ошибка формы поверхности зеркала и aberrации корректора. Второе (и третье) уравнение получается в результате поворота исследуемого зеркала при неподвижном корректоре.

Так как aberrации измеряются при трёх различных положениях зеркала, поворачиваемого вокруг оптической оси на 0, 120 и 240 градусов, то зеркало, корректор и aberrации волнового фронта разбиваются на 3 одинаковых сектора (рис. 4.3), в этом случае можно составить систему линейных уравнений (4.1) для трех положений исследуемого зеркала.

$$\begin{cases} M_{i,j} + C_{i,j} = F^0_{i,j} \\ M_{l,m} + C_{l,m} = F^0_{l,m} \\ M_{r,p} + C_{r,p} = F^0_{r,p} \end{cases} \begin{cases} M_{l,m} + C_{i,j} = F^{120}_{i,j} \\ M_{r,p} + C_{l,m} = F^{120}_{l,m} \\ M_{i,j} + C_{r,p} = F^{120}_{r,p} \end{cases} \begin{cases} M_{r,p} + C_{i,j} = F^{240}_{i,j} \\ M_{i,j} + C_{l,m} = F^{240}_{l,m} \\ M_{l,m} + C_{r,p} = F^{240}_{r,p} \end{cases} \quad (4.1)$$

Неизвестное М - это ошибка формы поверхности зеркала (далее – карта зеркала), С - aberrации корректора, F - суммарные (измеряемые) aberrации волнового фронта. Индексы (i,j), (l,m), (r,p) соответствуют разным секторам по 120° на зеркале, корректоре и волновом фронте (рис. 4.3).  $F^0$ ,  $F^{120}$ ,  $F^{240}$  – измеряемые aberrации для различных положений зеркала: исходного и повернутого на 120° и 240°, при этом корректор С неподвижен, поэтому во всех трёх системах в (4.1) индексы С одинаковые. Расстановка индексов при М, С и F в первой системе в (4.1) соответствует рис.4.3. Отличие индексов М во второй системе и третьей системе от индексов М первой системы связано с

поворотом зеркала на  $120^\circ$  и  $240^\circ$  соответственно и определяется законом матрицы поворотов для координат точек на карте M:

$$\begin{pmatrix} x_M \\ y_M \end{pmatrix}_{l,m} = \begin{pmatrix} x_M \\ y_M \end{pmatrix}_{i,j} \times \begin{pmatrix} \cos 120^\circ & -\sin 120^\circ \\ \sin 120^\circ & \cos 120^\circ \end{pmatrix}; \quad (4.2)$$

$$\begin{pmatrix} x_M \\ y_M \end{pmatrix}_{r,p} = \begin{pmatrix} x_M \\ y_M \end{pmatrix}_{i,j} \times \begin{pmatrix} \cos 240^\circ & -\sin 240^\circ \\ \sin 240^\circ & \cos 240^\circ \end{pmatrix}$$

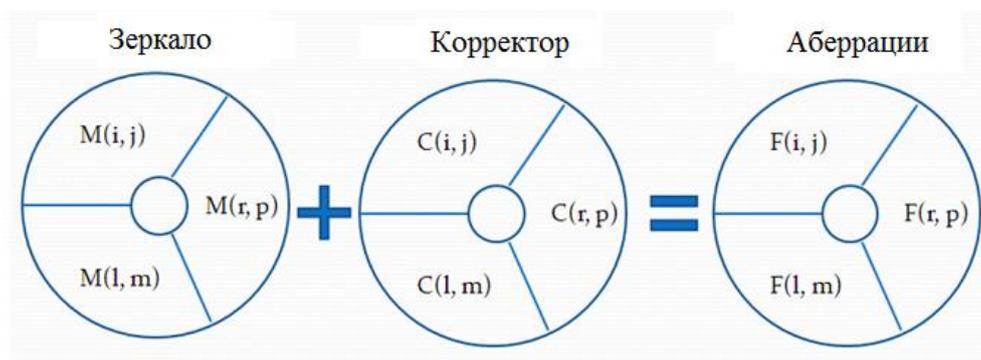


Рис. 4.3. Сегменты зеркала, корректора и аберраций волнового фронта, используемые в расчётах.

Совместное решение систем уравнений для  $F^0$  и  $F^{120}$  позволяет найти карту ошибки формы поверхности M2 (карту M2) и аберрации корректора. Совместное решение систем уравнений для F и  $F^{240}$ , а также  $F^{120}$  и  $F^{240}$  и усреднение с результатом для F и  $F^{120}$  позволяет повысить точность метода. Ошибка вычислений определялась как средняя разность между решениями, полученными для различных систем в (4.1). Решение было реализовано в программном пакете Matlab по итерационному методу наименьших квадратов (он дал лучшие результаты по сравнению с другими методами).

Точность поворота зеркала определяется трёх точечным креплением зеркала M2 в интерферометр. С учётом точности позиционирования опорных площадок, на которые устанавливается M2, и точности приклеивания «ушей» к зеркалу, ошибка определения координат точек на картах зеркала и корректора менее 0.3 мм (определяется точностью изготовления кондуктора), что для измеряемых пространственных частот карт с латеральными масштабами более 2 мм не существенно.

Недостаток метода поворотов в том, что он не позволяет разделить осесимметричные ошибки вращаемой (зеркала) и стационарной (корректора) деталей.

Все осесимметричные ошибки в измеряемой карте aberrаций суммарного волнового фронта были отнесены к ошибкам зеркала. С физической точки зрения можно с уверенностью утверждать, что объемные неоднородности показателя преломления материала из которого сделан корректор волнового фронта не могут иметь осесимметричных ошибок, поэтому основным источником таких ошибок могут быть только поверхности корректора.

Рабочая апертура входной (выпуклой) поверхности корректора составляет 9 мм, а выходной (вогнутой) - 28 мм (см. рис. 4.2). Так как площадь выпуклой поверхности составляет только 10% от вогнутой, то при анализе возможной осесимметричной ошибки учитывалась только поверхность вогнутой сферы. Она была предварительно аттестована, и имеет астигматичную форму с МП = 21 нм и СКО = 3.6 нм [A11]. Осесимметричная ошибка формы вогнутой поверхности имеет вид сферической aberrации с СКО = 0.6 нм [A11] и была скомпенсирована сдвигом корректора вдоль оптической оси, поэтому осесимметричная часть измеряемого волнового фронта принадлежит зеркалу M2, а не корректору.

Еще один недостаток в том, что из-за поворотов на  $120^\circ$  и  $240^\circ$  невозможно разделить ошибки зеркала и корректора, типа «трилистник», обладающие симметрией  $120^\circ$ . Расчёт по МКЭ показывает, что зеркало M2, установленное в интерферометр на три точки, приобретает деформацию «трилистник», поэтому при измерениях эту ошибку мы отнесли к зеркалу.

Ещё одним источником ошибок измерения являются смещения корректора с оптической оси и сдвиг вдоль неё. Смещения с оптической оси приводят к ошибкам измерения формы M2 в виде вертикальной и горизонтальной «ком», которые при измерении aberrаций двухзеркального объектива компенсируются децентровкой зеркала M1 относительно M2, поэтому не страшны.

В таблице 4.1 приведены результаты моделирования влияния ошибки сдвига  $\Delta Z_{\text{корректора}}$  вдоль оптической оси на СКО сферической aberrации объектива и его пространственное разрешение (в соответствии с критериями Рэлея) по полю зрения в случае, когда она была скомпенсирована сдвигом ответного выпуклого зеркала M1 вдоль оси Z.

Таблица 4.1. Аберрации волнового фронта и пространственное разрешение (в соответствии с критериями Рэлея) для разных радиусов точек  $r$  на поле зрения объектива в случае, когда сферическая аберраций вогнутого зеркала, вызванная сдвигом корректора вдоль оптической оси на  $\Delta Z$ , скомпенсирована сформированным сферическим профилем на выпуклом зеркале

| $\Delta Z$ , мм | СКО аберраций, нм | Разрешение объектива Шварцшильда, нм |               |               |
|-----------------|-------------------|--------------------------------------|---------------|---------------|
|                 |                   | $r = 0$ мм                           | $r = 0.15$ мм | $r = 0.30$ мм |
| 0               | 0                 | 29                                   | 29.1          | 29.2          |
| 0.1             | 2.5               | 29                                   | 29.2          | 29.3          |
| 0.2             | 5                 | 29                                   | 29.3          | 30.0          |

При юстировке линзового корректора в интерферометре, расстояние между источником и корректором контролировалось с точностью не хуже 0.2 мм. Как видно из таблицы, погрешность  $\Delta Z$ , равная 0.2 мм, уменьшает разрешение по краю поля зрения на 1 нм.

Найденная карта M2 использовалась для коррекции подложки M2 из плавленого кварца на установке ионно-пучкового травления. Для этого необходимо было установить точное соответствие координат на поверхности зеркала M2 и на найденной карте (рис. 4.4). Задача заключается в следующем: наблюдательная система проецирует объектную плоскость, совпадающую с кромкой зеркала M2, на плоскость ПЗС матрицы, однако, из-за наличия кривизны на исследуемой поверхности расстояние от оптической оси до точки на зеркале больше расстояния от оптической оси до соответствующей точки в плоскости объекта. Эта разность  $\Delta r$  зависит от радиус-вектора и кривизны зеркала. Чем больше кривизна поверхности, тем больше эта добавка, и её необходимо учитывать. В нашем случае в максимуме она достигала 2.5 мм, поэтому для коррекции формы найденная в результате решения системы (4.1) карта ошибки формы зеркала M2 растягивалась по некоторому закону, имеющему вид кривой второго порядка с максимумом растяжения в точке A на рис. 4.4.

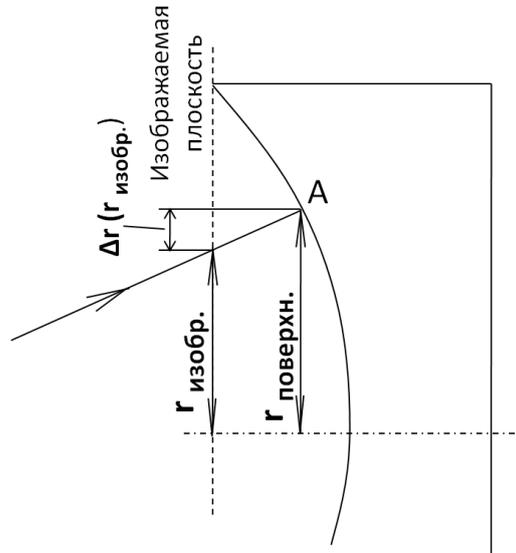


Рис. 4.4. Зависимость сжатия радиусов точек на измеренной карте от радиусов точек на поверхности.

На рис.4.5 приведены результаты измерений формы поверхности M2 до (максимальный перепад МП = 177нм, среднеквадратическое отклонение СКО = 21нм) и после 19-ти коррекций ионным пучком (МП = 26нм, СКО = 4.5нм).

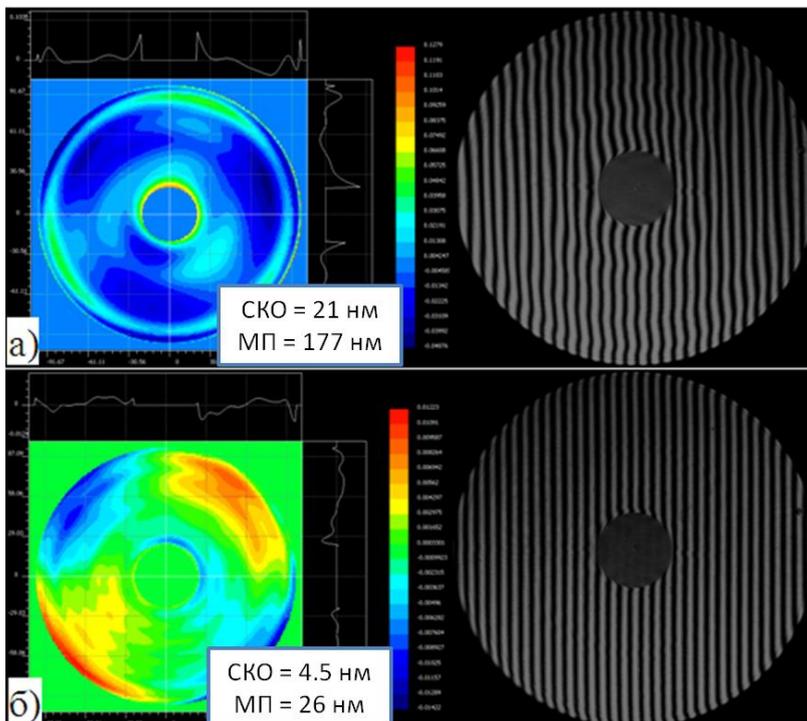


Рис. 4.5.Карты суммарных aberrаций зеркала и соответствующие им интерферограммы:  
а) до коррекции M2; б) после 19-ой коррекции M2.

После проведения 19-ти коррекций поверхности зеркала и решения системы (4.1) были получены: карта зеркала (рис. 4.6а), aberrации корректора (рис. 4.6б) и ошибка измерений (рис. 4.6в), которая была найдена как разность aberrаций корректора, полученных из решения систем уравнений для  $F$  и  $F'$  и для  $F$  и  $F''$ . Параметры СКО и МП зеркала упали с 18.7 нм и 111.5 нм до 0.8 нм и 5.3 нм соответственно.

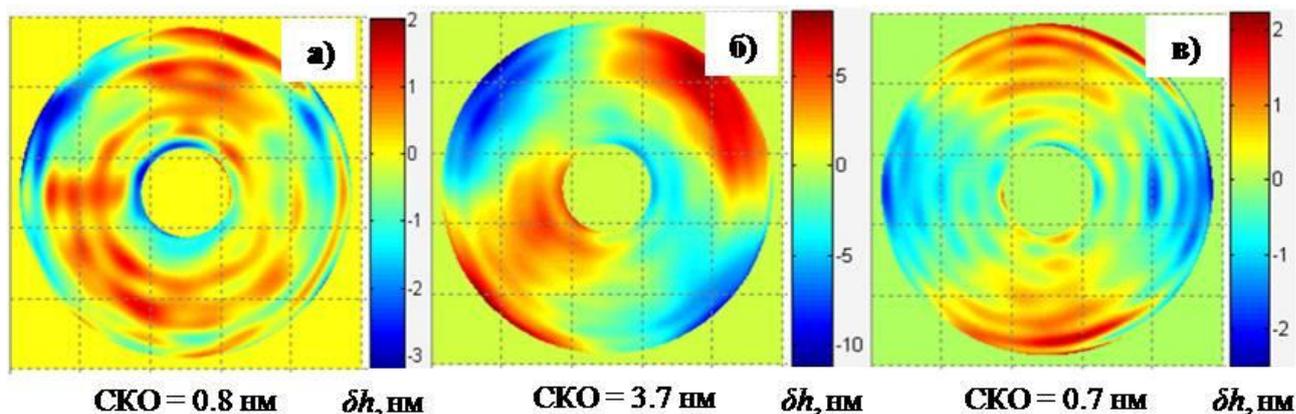


Рис. 4.6.Карты после финишной 19-ой коррекции зеркала М2: а) остаточная ошибка формы поверхности зеркала М2 (диаметр 200 мм); б) aberrации рабочей области корректора диаметром до 70мм; в) ошибка измерений (вычислений).

Как видно из рис.4.6, ошибка определения aberrаций корректора по параметрам СКО и МП практически сравнялась с ошибками формы зеркала М2, поэтому дальнейшие попытки скорректировать поверхность зеркала не привели к её улучшению. Тем не менее, точность изготовления зеркала М2 на субнанометровом уровне достаточна для получения дифракционного качества изображения на длине волны 13.5 нм.

#### 4.3.2 Измерение ошибки формы выпуклого асферического зеркала в составе объектива. Моделирование изображения с учётом измеренных aberrаций

В ходе дальнейшей работы асферическое зеркало М2 было установлено в проекционный объектив Шварцшильда х5, (рис.4.7). Данный подход позволяет

измерить и скорректировать как форму выпуклого зеркала М1, так и волновые aberrации объектива.

Оправа объектива была изготовлена из инвара – материала с низким температурным коэффициентом линейного расширения ( $\sim 1 \times 10^{-6}$  1/°К). Верхняя часть оправы является базовой, на неё на три площадки (кольцо, плоскость и жёлоб), расположенные под 120° друг к другу, устанавливается зеркало М2 и жестко фиксируется специальными зажимами. Зеркало М1 диаметром 60 мм устанавливается на нижнюю часть оправы, которая имеет 5 степеней свободы по отношению к верхней части, что позволяет произвести настройку объектива.

На первом этапе настройка и измерение волновых aberrаций проекционного объектива производились в вакуумном интерферометре, показанном на рис.4.7. Коррекция aberrаций объектива осуществлялась за счет коррекции локальных ошибок зеркала М1. Измерение происходило следующим образом. Излучение He-Ne лазера (поз. 1 на рис. 4.7), после заведения в оптическое волокно, в блоке с поляризационными контроллерами (поз. 2) делится на два канала. К первому каналу подключается первый источник эталонной сферической волны, который устанавливается в плоскости изображения (внизу объектива) на ось объектива. Сферическая волна после прохождения через объектив деформируется на неровностях формы поверхности зеркал (в большей части на зеркале М1). Для измерений этих aberrаций ко второму каналу подключается второй источник эталонной сферической волны, когерентный первому, и устанавливается в предметной плоскости вверху объектива. Далее рабочий и эталонный фронты интерферируют, а полученная интерференционная картина с помощью изображающей линзы 4 и ПЗС камеры 5 регистрируется и обрабатывается на компьютере 6. Регистрация и обработка интерферрограмм производилась на первых этапах, когда поверхность М1 имела большую ошибку, в амплитудном режиме регистрации интерферрограмм, а на финальных этапах коррекции - в фазовом режиме. За счёт смещения интерференционных полос по поверхности зеркала фазовый режим имеет не только субнанометровое разрешение по высоте, но и хорошее латеральное разрешение, ограниченное только размером пикселей камеры:  $\sim 60$  мкм для 60 мм зеркала М1, изображаемого на ПЗС с  $\sim 1000$  пикселями. Для обеспечения максимального контраста интерференционной картины с помощью поляризационного контроллера

Thorlabs за счет механического изгиба оптоволоконна формируется и выравнивается линейная поляризация света в обоих каналах.

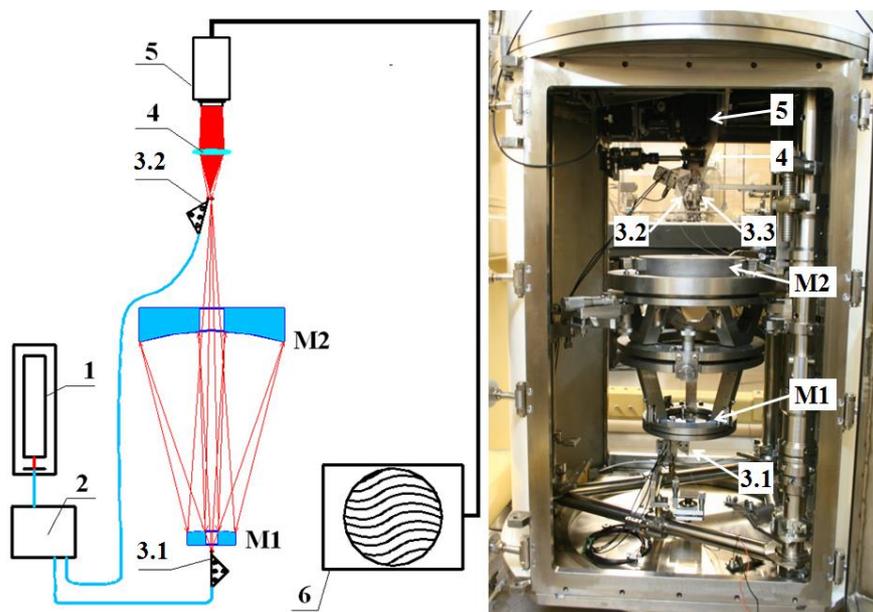


Рис. 4.7.Схема измерения асферического зеркала M1 в проекционном объективе с помощью ИДВС и фотография эксперимента: 1 – стабилизированный по фазе He-Ne лазер; 2 – поляризационный контроллер; 3.1, 3.2, 3.3 – источники сферической волны; 4 – линза, строящая изображение поверхности зеркала M1, на которое накладываются интерференционные полосы; 5 – ПЗС камера; 6 – компьютер; M1 – выпуклое асферическое зеркало 6-го порядка по  $r$ ; M2 – вогнутое асферическое зеркало 6-го порядка по  $r$ .

На рис.4.8 представлены результаты измерений волновых aberrаций проекционного объектива до (МП = 534нм, СКО = 49нм) и после 6-ти коррекций выпуклого асферического зеркала M1 (МП = 207нм, СКО = 15нм). Начиная с 7-й коррекции, измерение aberrаций проекционного объектива производилось в стенде ЭУФ литографа (рис. 4.9).

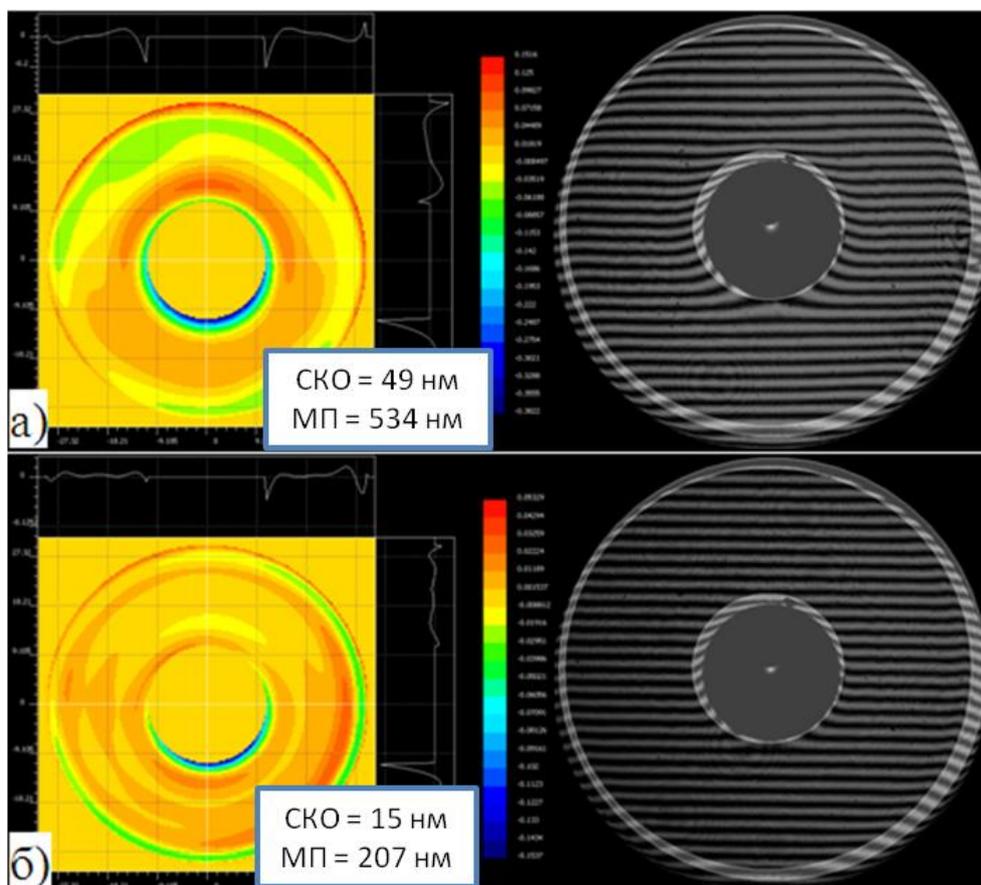


Рис. 4.8.Карты волновых aberrаций объектива и соответствующие интерферограммы: а) до коррекции М1; б) после 6-ти коррекций М1.

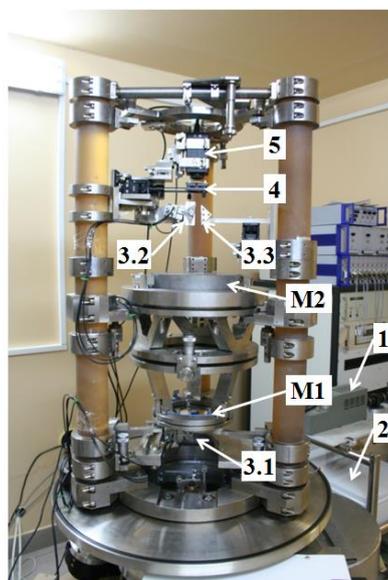


Рис. 4.9.Фотография объектива Шварцшильда  $\times 5$  после установки в стенд ЭУФ литографа со снятой вакуумной камерой: 1 – He-Ne лазер; 2 – поляризационный контроллер; 3.1, 3.2, 3.3 – источник сферической волны, 4 – изображающая линза, 5 – ПЗС камера, 6 – компьютер, М1 – выпуклое асферическое зеркало, М2 – вогнутое асферическое зеркало.

Последовательность действий при измерениях aberrаций объектива была следующая. Сначала по результатам обработки интерференционной картины от источников 3.1 и 3.2 производилась юстировка положений зеркал и источников 3.1 и 3.2 для того, чтобы минимизировать aberrации волнового фронта объектива: «сферическую aberrацию», зависящую от расстояния «источник – объектив» и расстояния «M1 – M2» и «кому», вызванную смещением асферических зеркал с оптической оси. Симметрия областей засветки на зеркалах контролировалась путём установки кольцевых диафрагм. Положение источника 3.2 в перпендикулярном к оптической оси направлении контролировалось по числу интерференционных полос, а вдоль оси – путём минимизации aberrации «дефокусировка». Таким образом, юстировка объектива производилась с использованием самого точного метода – интерференционного.

На финальных этапах коррекции учитывался вклад aberrаций изображающей линзы (поз. 4 на рис. 4.7 и 4.9) в измеряемую карту суммарных aberrаций объектива. Для измерения aberrаций линзы использовался дополнительный источник сферической волны 3.3, который устанавливался точно в месте изображения нижнего источника 3.1 (контроль места установки был по числу полос и «дефокусировке»). При этом источник сферической волны 3.1 отключался, и на ПЗС камере регистрировалась интерферограмма от источников 3.2 и 3.3, содержащая aberrации линзы.

На рис. 4.10 приведены результаты измерений aberrаций объектива без вычитания aberrаций линзы после финишной 20-й коррекции поверхности зеркала M1 (МП = 54 нм, СКО = 6 нм). На рис.4.11 показаны результаты измерений aberrаций линзы (МП = 26 нм, СКО = 2.4 нм). После вычитания aberrаций линзы из карты aberrаций объектива, получаем истинную карту aberrаций объектива, показанную на рис.4.12, параметры которой составили МП = 50 нм, СКО = 5.4 нм. Дальнейшие коррекции формы M1 не привели к заметному улучшению поверхности. Основной причиной этого стало то, что латеральные размеры неровностей на поверхности M1 составили величину около 2 мм и сравнялись с размером ионного пучка, профиль которого имел приближенный вид гауссиана с шириной 2.3 мм на полувысоте. В работе [А3,Т4] показано, что частотный диапазон неровностей, которые могут быть «стравлены» ионным пучком ограничен сверху размером ионного пучка.

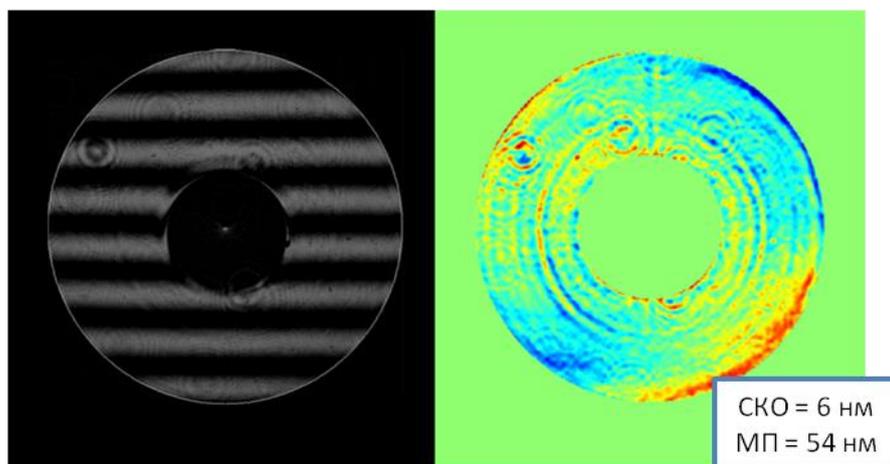


Рис. 4.10. Интерферограмма и суммарные волновые aberrации объектива, измеренные на ИДВС, после финальной коррекции поверхности зеркала М1 и напыления Mo/Si отражающего многослойного и Cr/Y антистрессового покрытий на длину волны 13.5 нм.

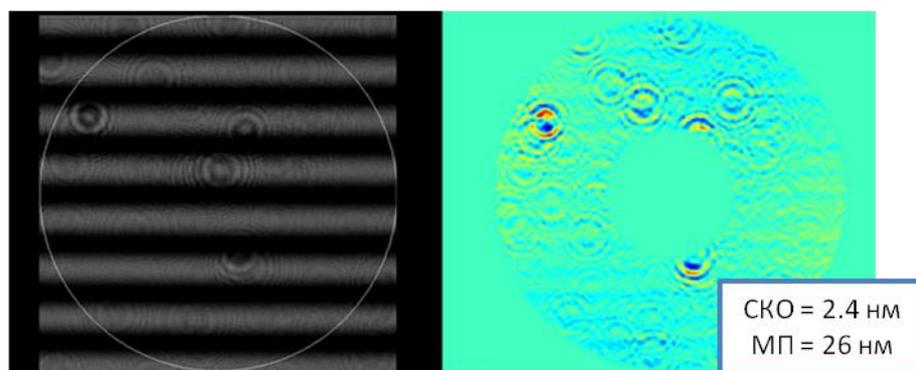


Рис. 4.11. Интерферограмма и волновые aberrации изображающей линзы.

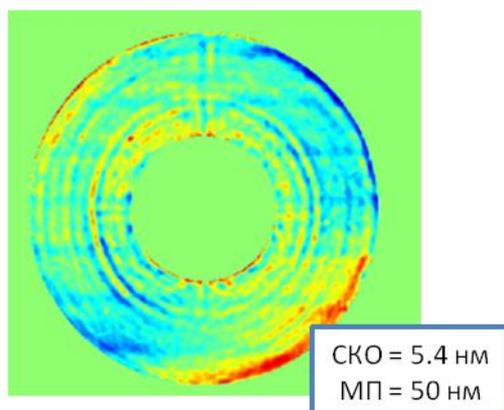


Рис. 4.12. Финальные волновые aberrации объектива Шварцшильда после вычитания aberrаций изображающей линзы. Диаметр карты в проекции на малое зеркало М1 составляет 60 мм.

Финальные волновые aberrаций объектива (рис.4.12) были загружены в оптическую программу Zemax в виде карты ошибки формы зеркала M1. Расчеты были произведены для центральной и крайней точек поля зрения на пластине (на удалении от оптической оси 0 и 0.35 мм, соответственно). Как показывают расчёты, разрешение остается неизменным по полю зрения. На рис.4.13 приведены рассчитанные изображения тестовых полос шириной 200, 100 и 30 нм. Как видно из рисунка, контраст изображения составляет: 32% для 200-нм полос, 23% для 100-нм полос и 15% для 30-нм полос. Полученный контраст примерно в 2.5 раза уступает контрасту, ограниченному дифракцией на длине волны 13.5 нм, однако позволяет начать эксперименты по ЭУФ нанолитографии.

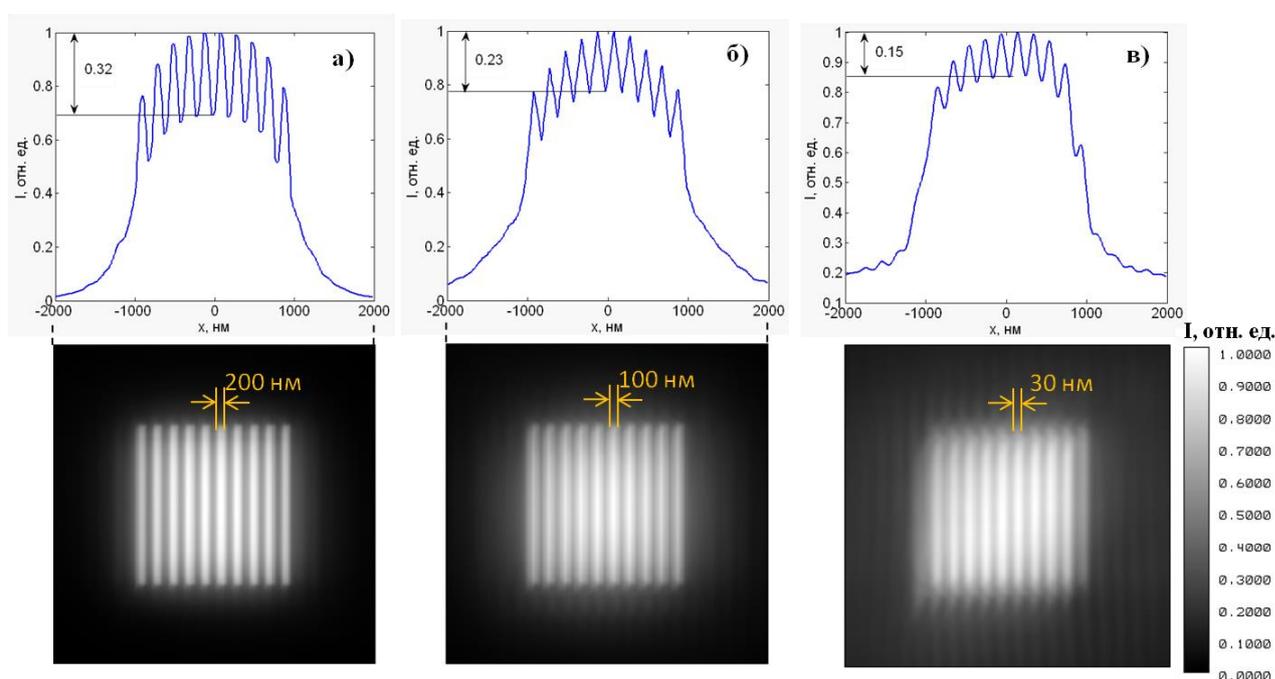


Рис. 4.13. Смоделированное изображение тестовых полос в центре поля зрения проекционного объектива Шварцшильда в зависимости от их ширины: а) ширина полос 200 нм, б) 100 нм, в) 30 нм.

Таким образом, в этой части диссертационной работы была разработана методика аттестации зеркал с асферическими поверхностями, описываемыми полиномами высокого порядка (выше 2-го). Ошибка формы вторичного вогнутого зеркала с асферизацией 6-го порядка была измерена с помощью линзового корректора волнового фронта. Предложенная методика поворотов зеркала вокруг оптической оси позволила отделить aberrации корректора от aberrаций зеркала и скорректировать ошибку формы

поверхности M2 до СКО = 0.8 нм. Ошибка формы первичного зеркала M1 корректировалась в составе объектива Шварцшильда до тех пор, пока СКО aberrаций не составило 5.4 нм. Дальнейшее улучшение aberrаций затруднилось из-за малого латерального размера остаточных неоднородностей формы M1, который сравнялся с размером ионного пучка для травления. Моделирование изображения в объективе с финальными aberrациями показало, что реально получить 30 нм разрешение с контрастом 15% при контрасте, ограниченном дифракцией в 40% на длине волны 13.5 нм.

#### **4.4 Применение интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка**

##### **4.4.1 Измерение ошибки формы эллипсоида скользящего угла падения**

Для фокусировки, коллимации и переноса изображения квазиточечных источников жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda=0.01-0.2$  нм) на синхротронах [100] и в рентгеновских микроскопах [101] и телескопах [102] применяются системы Вольтера, состоящие из асферических зеркал 2-го порядка. Специфика этих зеркал в том, что из-за малых длин волн эффективное отражение излучения достигается при скользящем падении лучей на зеркала, когда углы между зеркалом и лучом составляют от долей до единиц градусов. В свою очередь скользящее падение приводит к большому различию (на 2 – 3 порядка) меридиональных и сагиттальных радиусов кривизны зеркал, что накладывает существенные сложности при измерении их формы на интерферометрах. На интерферометрах измерение формы таких зеркал производится по нормали к поверхности и с использованием сложных в изготовлении и аттестации корректоров волнового фронта в виде цилиндрических линз, преобразующих эталонный плоский фронт в расходящийся тороидальный [102]. Из-за скользящего падения лучей эти зеркала очень длинные вдоль оптической оси, поэтому при их измерении по нормали видна только часть рабочей области, и требуется сшивка результатов измерений, что является дополнительным источником ошибок [102]. С другой стороны, измерения на

профилометрах и сканирование поверхности таких зеркал с помощью узкого лазерного луча не дают полной информации о поверхности, а только об их сечениях [103].

В данной работе для измерения формы поверхности рентгеновского зеркала скользящего падения в виде эллипсоида вращения используется ИДВС. За счёт расходящейся дифракционной сферической волны возможно применение ИДВС из фокуса эллипсоида без использования корректоров волнового фронта. Для измерения параболоида и гиперboloида вращения требуются простые в изготовлении и аттестации плоский и вогнутый сферический зеркальные корректоры, соответственно. За счёт большой числовой апертуры ИДВС до  $NA = 0.5$  происходит полная засветка исследуемой поверхности, поэтому сшивка карт не требуется.

#### **4.4.2. Схема измерений. Связь координат интерферограммы и координат на поверхности эллипсоида**

Схема измерения формы поверхности эллипсоида вращения и схема измерения aberrаций источников и наблюдательной системы приведены на рис.4.14а и 4.14б соответственно. Свет лазера ( $\lambda=532.8\text{нм}$ ) с помощью линзы фокусируется в оптоволокно, затем идёт через оптоволоконный делитель пучка, формирующий два когерентных пучка, каждый из которых далее распространяется в своём канале. Поляризация пучков управляется специальными поляризационными контроллерами независимо в каждом канале. В качестве источника эталонной сферической волны в данном эксперименте использовался торец (скол) одномодового оптического волокна. Первый источник устанавливается в фокус  $F_1$  эллипсоида. Апертура оптоволоконного скола равна 5 мкм и обеспечивает  $NA = 1.22\lambda/D = 0.15$ , которая гораздо больше  $NA$  измеряемого эллипсоида, поэтому интенсивность засветки равномерная. Второй источник устанавливается в фокус  $F_2$ . Ось первого источника (направление максимума интенсивности) ориентируется вдоль оси эллипсоида. Ось второго источника устанавливается под минимальным углом, при котором не происходит затенение фронта, отраженного от исследуемого эллипсоида. Этот источник формирует эталонную сферическую волну. Сферический эталонный и “рабочий” (отраженный от исследуемого эллипсоида) фронты с помощью наблюдательной системы (Рис 4.14, поз.

7) преобразуются в квази-плоские волновые фронты и интерферируют в плоскости ПЗС камеры. По изгибам интерференционных полос с помощью полиномов Цернике восстанавливаются суммарные aberrации оптической системы, включающие ошибку формы исследуемого зеркала, и aberrации, вносимые источниками и наблюдательной системой. В наблюдательной системе интерферирующие фронты проходят по несколько отличающимся путям, поэтому она вносит aberrации. Они вместе с aberrациями источников измеряются в опыте Юнга (рис. 4.14б). Для этого первый источник из фокуса  $F_1$  подводится в  $F_2$ , куда раньше приходил сфокусированный пучок от зеркала. При этом источник должен быть установлен в точку фокусировки пучка. Точность установки источника контролировалась по числу и наклону интерференционных полос, которые при переносе и подстройке источника остались неизменными.

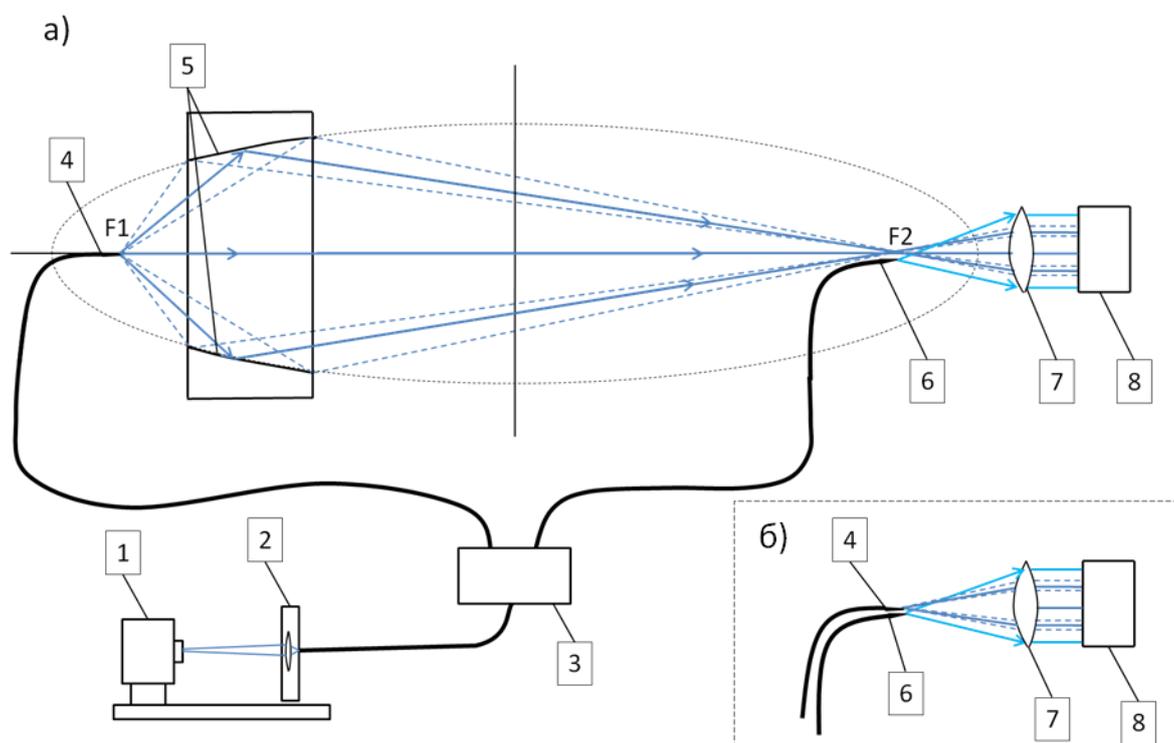


Рис. 4.14. а) - Схема измерений формы поверхности эллипсоида: 1 – Ng: YAG лазер с диодной накачкой и 2й гармоникой, 2 – линза для заводки излучения в оптоволокно, 3 – делитель пучка и поляризационные контроллеры, 4 – первый оптоволоконный источник сферической волны, 5 – изучаемый эллипсоид вращения, 6 – второй источник, 7 – наблюдательная система, 8 – ПЗС камера; б) – схема измерений aberrаций источников и наблюдательной системы.

Для восстановления ошибки формы поверхности зеркала по измеренным aberrациям нужно учитывать скользящее падение лучей. На рис.4.15 показан ход лучей, поясняющий зависимость волновых aberrаций от ошибки формы поверхности. Aberrация, т.е. набег фазы  $\Delta w = w_2 - w_1$ , связана с отклонением  $\Delta h$  реальной формы поверхности от расчётной следующим соотношением:

$$\Delta h = \Delta w / 2 \sin(\alpha(z_s)) = \Delta w \cdot G(z_s), \quad (4.3)$$

где  $\alpha(z_s)$  – угол падения лучей на зеркало, отсчитывающийся от поверхности,  $G(z_s) = 1 / 2 \sin(\alpha(z_s))$  – коэффициент, зависящий от координаты зеркала  $z_s$  (рис.4.15).

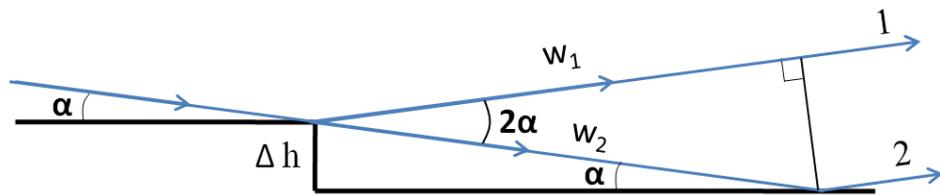


Рис.4.15. К расчёту зависимости волновых aberrаций от перепада высот  $\Delta h$  на поверхности зеркала и угла падения лучей  $\alpha$ .

В схеме измерения (рис.4.16) предметная плоскость  $z = z_0$  наблюдательной системы не совпадает с измеряемой поверхностью, поэтому необходимо установить связь между координатами лучей в объектной плоскости  $(x_0; y_0; z_0)$  и координатами точек на поверхности зеркала  $(x_s; y_s; z_s)$ , из которых эти лучи пришли. Из геометрии легко видеть, что:

$$x_0 = x_s \pm (z_0 - z_s) \cdot \frac{x_s}{z(F_2) - z_s} \quad (4.4)$$

$$y_0 = y_s \pm (z_0 - z_s) \cdot \frac{y_s}{z(F_2) - z_s} \quad (4.5)$$

$$z_s = \pm c \sqrt{1 - \frac{x_s^2}{a^2} - \frac{y_s^2}{b^2}}, \quad (4.6)$$

где  $z(F_2)$  – координата фокуса  $F_2$ ;  $a, b$  – малые полуоси эллипсоида вдоль осей X и Y соответственно (оси показаны на рис.4.16),  $c$  – большая полуось эллипсоида,  $z_0$  – координата ближнего ко второму фокусу края зеркала.

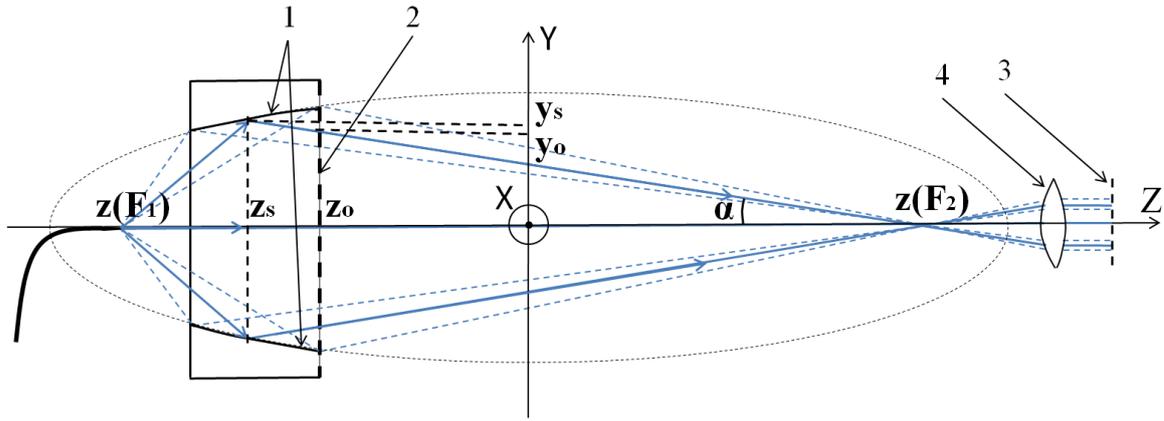


Рис.4.16. Связь координат в объектной плоскости и координат на измеряемой поверхности зеркала: 1 – измеряемая поверхность, 2 – объектная плоскость, 3 – плоскость изображения, 4 – наблюдательная система,  $(x_s; y_s; z_s)$  – координаты точек на измеряемой поверхности зеркала,  $(x_o; y_o; z_o)$  – координаты лучей в предметной плоскости.

Наблюдательная система формирует в плоскости изображения уменьшенное изображение объектной плоскости:

$$x_{im} = g \cdot x_o(x_s; z_s) \quad (4.7)$$

$$y_{im} = g \cdot y_o(y_s; z_s), \quad (4.8)$$

где  $g$  – уменьшение наблюдательной системы,  $x_{im}$  и  $y_{im}$  – координаты в плоскости изображения.

Интерферограмма, а значит, и aberrации  $\Delta w$  в плоскости изображения получаются в координатах  $(x_{im}, y_{im}, z_{im})$  и переводятся в  $\Delta w(x_s; y_s; z_s)$  с использованием (4.4)-(4.8). Затем aberrации  $\Delta w(x_s; y_s; z_s)$  переводятся в форму поверхности эллипсоида вращения  $\Delta h(x_s; y_s; z_s)$  с использованием (4.3).

#### 4.4.3 Моделирование ошибок юстировки эллипсоида в интерферометре

В эксперименте положения источников задают оптическую ось  $Z$ . Относительно оси  $Z$  эллипсоид может быть установлен с ошибками по координатам  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  и ошибками по углу: в плоскости  $YZ$  – с ошибкой  $\Delta \alpha$ , в плоскости  $XZ$  – с ошибкой  $\Delta \beta$  (рис. 4.17). Поверхность измеряемого эллипсоида описывается уравнением:

$$\frac{x_s^2}{a^2} + \frac{y_s^2}{b^2} + \frac{z_s^2}{c^2} = 1, \quad (4.9)$$

где  $a=b=6\text{мм}$ ,  $c=235\text{мм}$ ,  $-146\text{мм} \leq z_s \leq -91\text{мм}$ ,  $-2.8\text{мм} \leq x_s \leq 2.8\text{мм}$ .

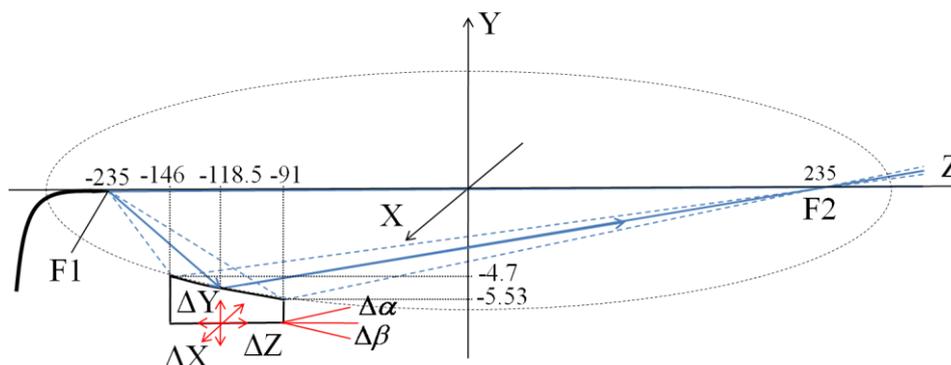


Рис.4.17. Схема измерений с ошибками установки эллипсоида  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$ ,  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\beta$  и координатами.

Углы падения лучей на зеркало скользящие и изменяются от  $1.6^\circ$  до  $1.87^\circ$  в зависимости от  $z_s$ .

Моделирование влияния ошибок установки на вид интерферограммы проводился в программе Zemax. На рис.4.18 приведена интерферограмма в случае отсутствия ошибок установки зеркала (номинальная система).

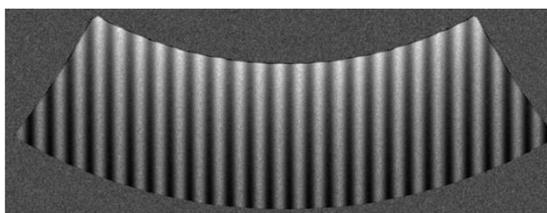


Рис.4.18. Интерферограмма в номинальной системе.

На рис.4.19 иллюстрируется влияние ошибок установки зеркала на контур интерферограммы и на искривление интерференционных полос (контур интерферограммы в номинальной системе показан белой линией). Также на рис. 4.19 приведены вызванные ошибками установки зеркала aberrации и их параметры: максимальный перепад высот (МП) и среднеквадратичное отклонение (СКО). Рис.4.19а и 4.19б соответствуют ошибкам установки  $\Delta X = 0.2\text{мм}$  и  $\Delta Y = 0.2\text{мм}$ . Моделирование показывает, что к таким же aberrациям приводят ошибки установки

$\Delta\alpha=\Delta\beta=0.11^\circ$ . Сдвиг зеркала вдоль оптической оси на  $\Delta Z=0.5\text{мм}$  приводит к аберрации, показанной на рис. 4.19в, которая имеет вид астигматизма, а не сферической аберрации, потому что измеряемое зеркало неосесимметричное.

В эксперименте процедура настройки координат и углов эллипсоида была следующая. После грубой настройки по контуру интерферограммы проводилась тонкая настройка по интерферометрическим полосам с целью получения наименьших аберраций, при которых ошибки настройки зеркала отсутствуют. Основная аберрация на рис. 4.19а - это астигматизм  $45^\circ$ , на рис. 4.19б и 4.19в - это астигматизм  $0^\circ$ . Для минимизации вклада этих аберраций в суммарные аберрации волнового фронта координаты X и Y зеркала подстраивалась до тех пор, пока коэффициенты в разложении аберраций по полиномам Цернике, отвечающие за астигматизм 0 и  $45^\circ$  не достигали минимальных значений. Коэффициент, отвечающий за дефокусировку, минимизировался сдвигом второго источника. В результате были получены интерферограмма и волновые аберрации, соответствующие отклонению поверхности измеренного эллипсоида от некоторого ближайшего эллипсоида, т.е. форма поверхности зеркала (см. следующий раздел).

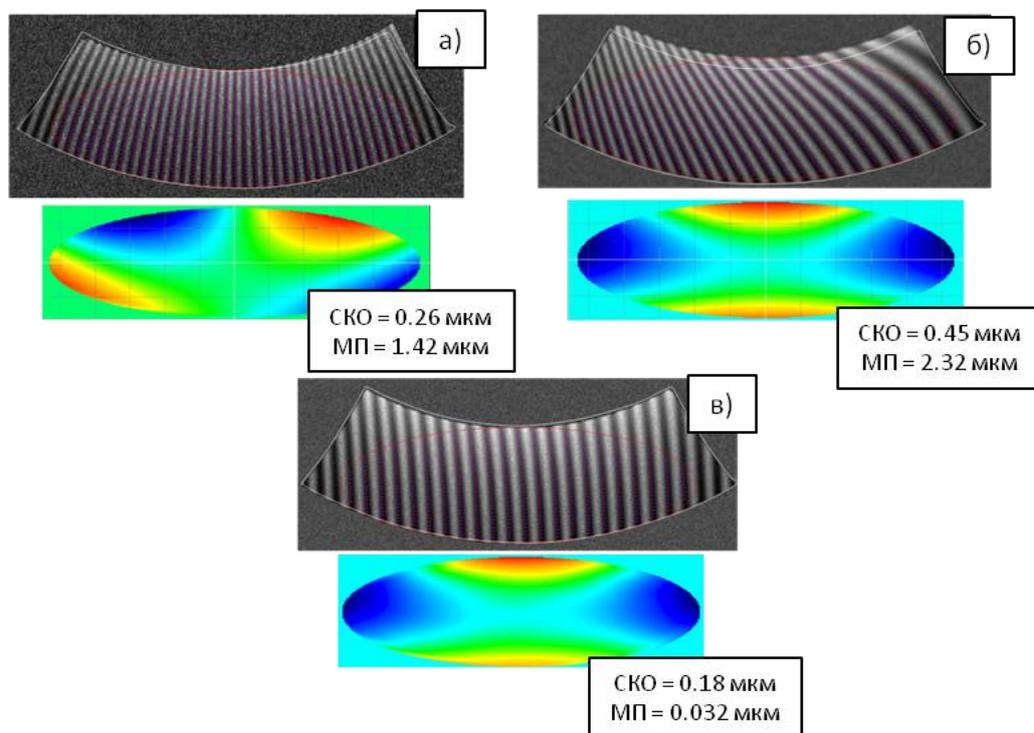


Рис.4.19. Интерферограммы и аберрации, соответствующие ошибкам установки измеряемого эллипсоида: а)  $\Delta X=0.2\text{мм}$  или  $\Delta\beta=0.11^\circ$ ; б)  $\Delta Y=0.2\text{мм}$  или  $\Delta\alpha=0.11^\circ$ ; в)  $\Delta Z=0.5\text{мм}$ . Белая линия – контур интерферограммы в номинальной системе.

#### 4.4.4 Эксперимент по измерению формы зеркала – эллипсоида

##### скользящего угла падения

В соответствии с оптической схемой, представленной на рис. 4.14, было проведёно измерение формы поверхности эллипсоида (рис. 4.20).

Юстировка элементов интерферометра осуществлялась в несколько этапов. В начале, с помощью юстировочного лазера и линейки все элементы с погрешностью примерно  $\pm 0.3$  мм устанавливались в рабочее положение. Затем с помощью микровинтов подстраивались координаты  $X$ ,  $Y$  и углы  $\alpha$ ,  $\beta$  зеркала, чтобы контур интерферограммы совпал с контуром номинальной интерферограммы (см. рис. 4.20). Окончательная настройка производилась по интерферометрическим полосам по методике, описанной в предыдущем параграфе. Интерферограмма настроенного ИДВС приведена на рис. 4.21а. На рис. 4.21б приведены суммарные волновые aberrации системы, полученные в результате усреднения по 10-ти интерферограммам. Они содержат ошибку поверхности зеркала, а также aberrации источников и наблюдательной системы. Параметр МП = 0.14 мкм, СКО = 0.031 мкм. Т.к. полиномы Цернике могут описывать только круглые, кольцевые и эллиптические области, область обработки выбиралась в виде эллипса, и поэтому удалось восстановить около 70% всей поверхности. Заметим, что при измерении полного эллипсоида вращения изображение имело бы вид кольца, и удалось бы восстановить всю поверхность. Астигматизм  $45^\circ$  был скомпенсирован сдвигом эллипсоида примерно на 0.2 мм по оси  $X$ , поэтому экспериментальная интерферограмма (рис. 4.21а) имеет немного несимметричный контур.

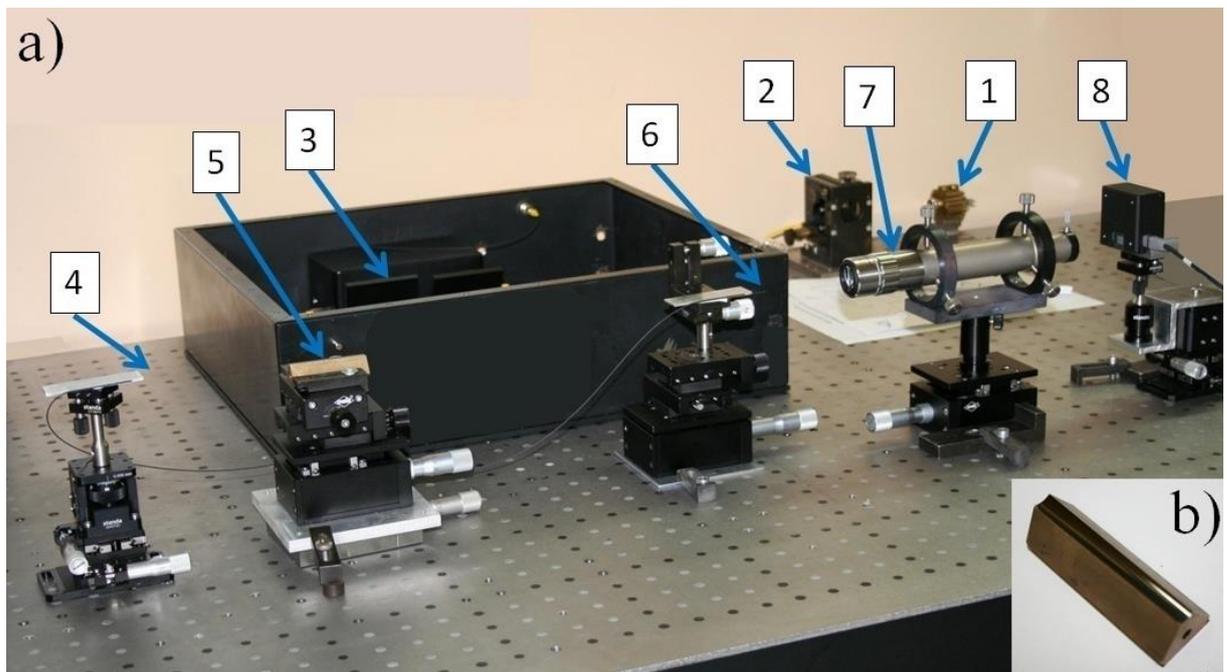


Рис.4.20. а) - Стенд для измерения формы поверхности эллипсоида вращения: 1 – Ng: YAG лазер с диодной накачкой и 2й гармоникой, 2 – система завода излучения в оптоволокно, 3 – делитель пучка и поляризационный контроллер, 4 – первый оптоволоконный источник сферической волны, 5 – измеряемый эллипсоид вращения, 6 – второй источник, 7 – наблюдательная система, 8 – ПЗС камера; б) - фотография эллипсоида вращения.

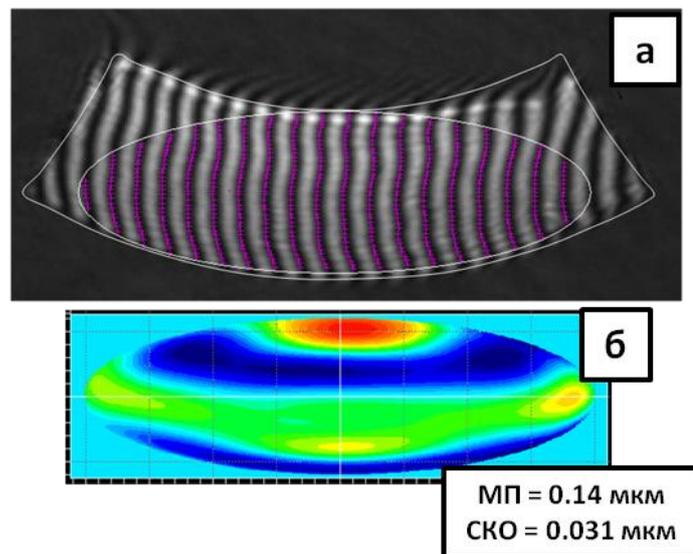


Рис.4.21.а) – Интерферограмма (внешняя белая линия – контур интерферограммы в номинальной системе); б) – полученные волновые aberrации.

Аберрации источников и наблюдательной системы измерялась следующим образом. Первый источник устанавливался рядом со вторым источником. Положение второго источника, наблюдательной системы и камеры оставалось неизменным. Параметры  $PV=0.01$  мкм и  $RMS=0.002$  мкм (рис. 4.22) оказались много меньше параметров суммарных аберраций, поэтому аберрации источников и наблюдательной системы в измерениях не учитывались.

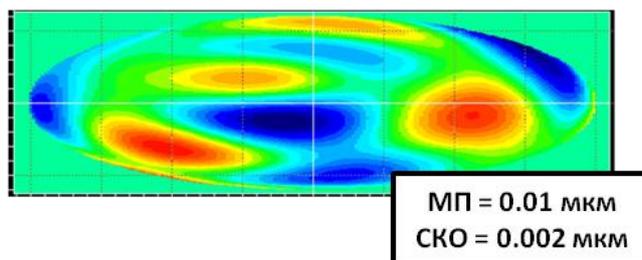


Рис.4.22. Аберрации источников и наблюдательной системы.

На рис. 4.23б приведена форма поверхности эллипсоида, полученная с учётом преобразований координат  $(x_o, y_o)$  в  $(x_s, z_s)$  по ф. (4.4) – (4.8) и с учётом зависимости  $\Delta h(\Delta w)$  по ф. (4.3), где коэффициент  $G(z_s)=1/2\sin(\alpha)$  изменяется от 15.3 до 17.9 при изменении  $\alpha$  от  $1.6^\circ$  до  $1.87^\circ$ .

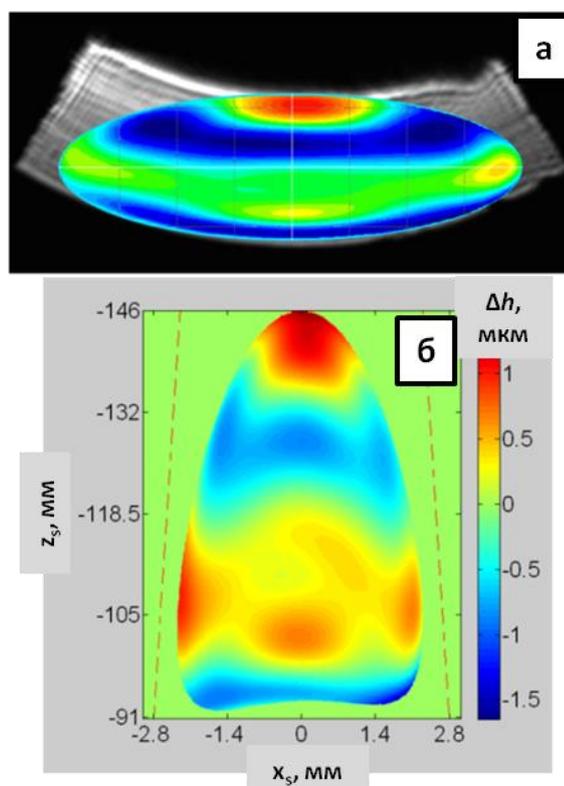


Рис.4.23. а) Измеренная карта аберраций  $\Delta w(x_o, z_o)$  на фоне изображения эллипсоида.  
б) Восстановленная карта отклонений формы поверхности исследуемого образца от

ближайшего эллипсоида вращения. Параметры:  $RMS_{\Delta h} = 0.505$  мкм,  $PV_{\Delta h} = 3.136$  мкм. Пунктирная линия – границы зеркала.

#### **4.4.5 Сравнение результатов измерений эллипсоида на интерферометре с дифракционной волной сравнения и на интерферометре белого света**

Для сравнения эллипсоид вращения был измерен на интерферометре белого света ZYGO NewView (ИБС ZYGO). Он позволяет измерять поверхности со стрелкой прогиба до 100 мкм при размере кадра до 12 мм. Максимальная стрелка прогиба сектора эллипсоида вдоль оси  $X$  составляет 0.75 мм, а вдоль оси  $Z$  – 63 мкм, поэтому измерялись узкие (около 1/8 ширины зеркала) и длинные ( $l=12$  мм) области, которые затем сшивались. Измерения проводились вдоль центрального сечения (сечения эллипсоида плоскостью  $YZ$  на рис. 4.17). Измерялась область, включающая край зеркала. Затем столик с зеркалом перемещался на половину измеренной области, делалось новое измерение и т.д. Сшивка измерений осуществлялась по принципу совпадения высот и производных в местах перекрытия соседних кадров. Путём сшивки 11 кадров была измерена узкая область, содержащая центральное сечение эллипсоида (чёрная кривая на рис. 4.24).

На рис. 4.24 приведено центральное сечение зеркала, измеренное на ИДВС (красная кривая) и на ИБС ZYGO (чёрная кривая), и разность между ними (зелёная кривая). СКО разности составило 73 нм. Видно хорошее совпадение результатов измерений в области низких пространственных частот с латеральным масштабом более 5 мм (пунктирная кривая). Обсуждение результатов измерений приводится в разделе 4.4.7.

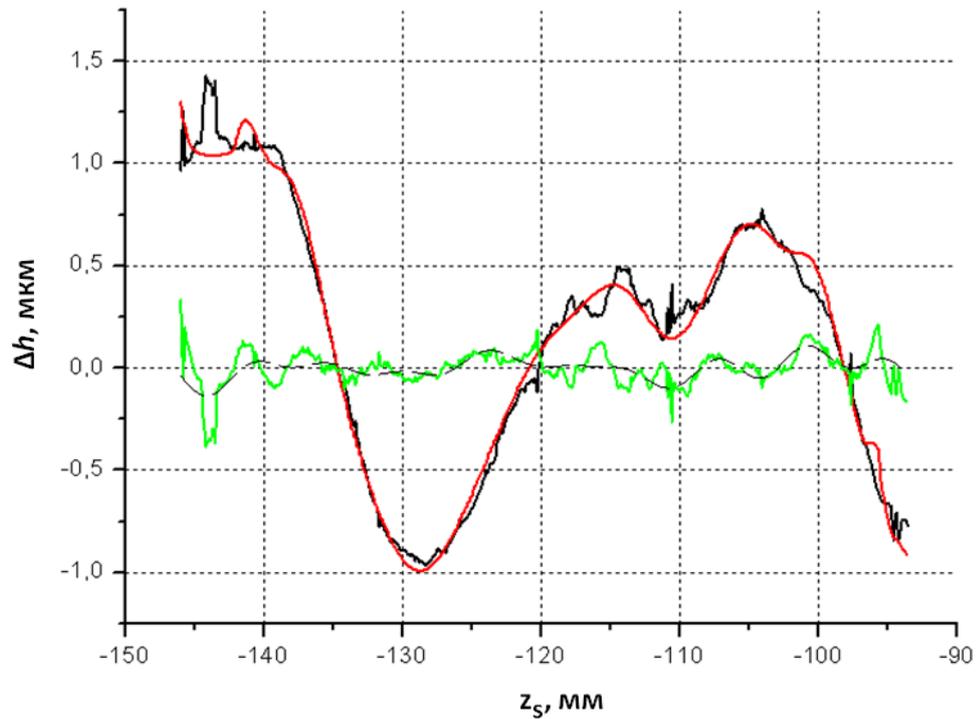


Рис. 4.24. Сравнение центрального сечения эллипсоида, измеренное на ИДВС (красный график) и на ZYGO (черный график), разница между ними (зелёный график) и сглаженная разница, характеризующая латеральные ошибки с масштабом  $\geq 5$  мм (пунктирная кривая).

#### 4.4.6 Схемы применения интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения параболоида и гиперboloида

ИДВС может также применяться при изучении параболоидов (рис. 4.25), гиперboloидов (рис. 4.26) и систем Вольтера [101]. При измерении параболоида нужен дополнительный эталон – плоское зеркало. В этом случае соотношения (4.6) – (4.8) примут вид:

$$x_{im} = g \cdot x_s; y_{im} = g \cdot y_s; z_s = \frac{x_s^2 + y_s^2}{a^2} \quad (4.10)$$

В случае с гиперboloидом в качестве дополнительного эталона нужно использовать вогнутое сферическое зеркало (рис. 4.26). Расстояние между сферическим зеркалом и фокусом гиперboloида F1 должно быть равно радиусу кривизны первого. В этом случае соотношения (4.6) – (4.8) примут вид:

$$x_{im} = g \cdot (x_s \pm (z_0 - z_s) \cdot \frac{x_s}{z_s - z(F_1)}) \quad (4.11)$$

$$y_{im} = g \cdot (y_s \pm (z_0 - z_s) \cdot \frac{y_s}{z_s - z(F_1)}) \quad (4.12)$$

$$z_s = \pm c \sqrt{1 + \frac{x_s^2 + y_s^2}{a^2}}, \quad (4.13)$$

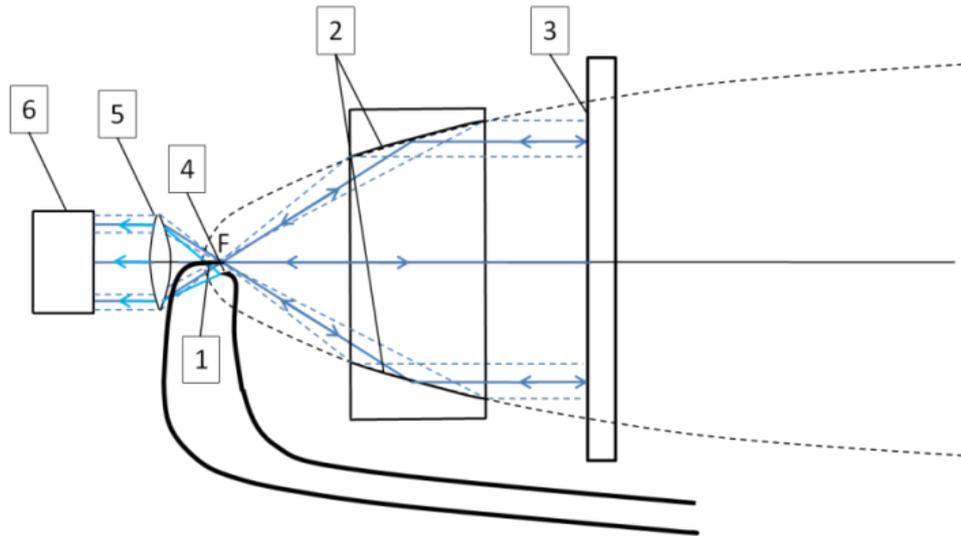


Рис. 4.25. Схема измерений ошибки формы поверхности параболоида на ИДВС: 1 – первый оптоволоконный источник (скол оптоволокна), 2 – параболоид, 3 – плоское зеркало – эталон, 4 – второй оптоволоконный источник, 5 – оптическая часть регистрирующей системы, 6 – ПЗС камера.

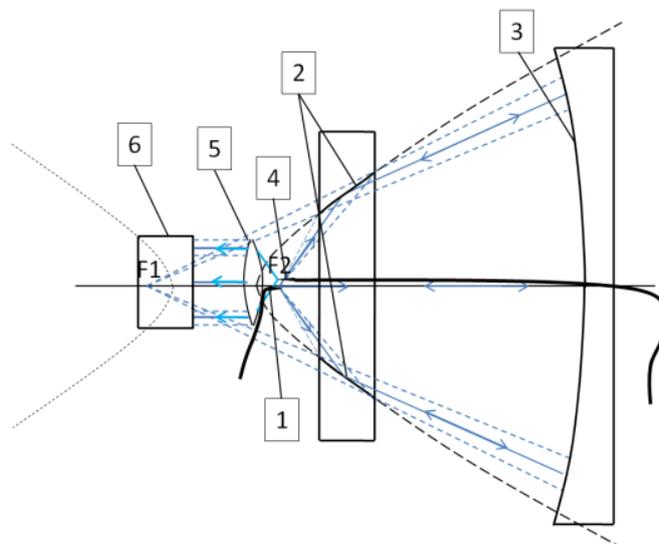


Рис. 4.26. Схема измерений ошибки формы поверхности гиперboloида на ИДВС: 1 – первый оптоволоконный источник (скол оптоволокна), 2 – гиперboloид, 3 –

сферическое зеркало – эталон, 4 – второй оптоволоконный источник, 5 – оптическая часть регистрирующей системы, 6 – ПЗС камера.

#### **4.4.7 Заключение по применению интерферометра с дифракционной волной сравнения для измерения формы асферических поверхностей 2-го порядка по методу анаберационных точек**

Из-за сложности формы асферических зеркал 2-го порядка, использующихся при скользких углах падения лучей жёсткого рентгеновского излучения (характерной формой является ручка, диаметр которой около 10 мм, а сагиттальный и меридиональный радиусы различаются в 100–1000 раз) точность их изготовления значительно хуже, чем у асферических зеркал 2-го порядка для видимого диапазона длин волн, где углы падения гораздо больше (десятки градусов), и поэтому чувствительность aberrаций к ошибкам формы  $\Delta w(\Delta h)$ , определяемая ф.(4.3) высокая. Коммерческие рентгеновские зеркала скользкого падения, используемые с современными рентгеновскими источниками размером 10-50 мкм, обеспечивают угловую погрешность отраженного пучка  $\geq 0.5$  мрад [104]. Точность измерения формы зеркал должна быть как минимум на порядок выше, т.е. не менее 50 мкрад. Совпадение измерений ИДВС и ZYGO на уровне среднеквадратичного отклонения 73 нм, означает, что СКО ошибки измерения углов составляет  $\text{СКО}(\delta\alpha) = \text{arctg}(\text{СКО}(\delta h) / l_{cp}) = \text{arctg}(73 \text{ нм} / 3 \text{ мм}) \approx 24$  мкрад, где 3 мм – средний латеральный масштаб в разнице измерений (зелёный график на рис. 4.25). Таким образом, гарантированная точность измерений на ИДВС составляет 24 мкрад, что позволяет использовать интерферометр для аттестации формы скользких рентгеновских зеркал 2-го порядка, работающих с рентгеновскими источниками.

Реальная точность измерений ИДВС значительно выше и соответствует заявленному субнанометровому уровню для систем с нормальным падением лучей и нанометровому уровню для систем со скользким падением. Разница измерений ИДВС и ZYGO объясняется двумя факторами. Во-первых, измерения на ИДВС производились в амплитудном режиме регистрации интерферограмм, в котором высокочастотные неоднородности с латеральным

масштабом, в данном случае, более 5 мм не видны. Для повышения латерального разрешения ИДВС до  $\sim 0.1$  мм можно работать в фазовом режиме. Во-вторых, из сглаженной разницы измерений видно (см. пунктирную черную кривую на рис.4.25), что ошибки с 5–6-мм латеральным масштабом, который совпадает с шагом сшивки кадров на ZYGO, вносят наибольший вклад. Таким образом, сшивка кадров приносит наибольшую ошибку в измерения на ZYGO и в разность измерений ZYGO и ИДВС.

#### 4.5 Обсуждение результатов и выводы по 4й главе

1. В 4-й главе описано измерение формы асферических поверхностей 2-го порядка на ИДВС. Способ измерений – это хорошо известный метод анаберационных точек, применяемый при аттестации поверхностей 2-го порядка для видимого диапазона. В жёстком рентгеновском диапазоне используются зеркала 2-го порядка, работающие под скользящими углами падения лучей, поэтому крайне важно учитывать закон преобразования координат изображения в координаты на измеряемой поверхности. Результаты измерений рентгеновского зеркала-эллипсоида на длину волны 0.1 нм на ИДВС и на ИБС ZYGO совпали с точностью 24 мкрад, которая в 20 раз выше точности изготовления современных коммерчески доступных рентгеновских зеркал 2-го порядка [119]. Неидеальное совпадение результатов измерений связано с тем, что: во-первых, ИДВС использовался в амплитудном режиме регистрации интерферограмм, поэтому ошибки формы с латеральным масштабом менее 5 мм были почти полностью сглажены; во-вторых, с ошибками сшивки кадров на ZYGO.

2. Для измерения формы асферического зеркала 6-го порядка на ИДВС был применен линзовый корректор волнового фронта. Предложенная методика поворотов измеряемой поверхности позволила разделить ошибку формы асферического зеркала от aberrаций корректора с точностью по параметру СКО = 0.7 нм и скорректировать ошибку формы зеркала до уровня СКО = 0.8 нм. Предложенная методика может использоваться для измерения ошибки формы зеркал с асферическим профилем любого порядка (с соответствующим корректором) и позволяет определить собственную ошибку формы зеркала на фоне aberrаций как линзового, так и КСГ-корректоров.

Результаты исследований, представлены в данной главе, опубликованы в [A3,A5,A7,A11,A13,A15,T1,T2,T4,T10,T12-T14,T17,T20].

## ГЛАВА 5. Разработка метода бездеформационного монтажа прецизионных зеркал в оправы и оптические приборы

В данной главе на примере оправы для первичного зеркала телескопа АРКА описываются принципы конструирования, расчёта и измерения формы поверхности прецизионных зеркал для использования в телескопах космического базирования, а также ведётся поиск бездеформационного способа монтажа зеркал в телескопы. Проводится расчёт деформации зеркала, возникающей из-за веса, и предлагается методика её экспериментального определения в интерферометре. Также разрабатывается оправа для бездеформационной установки зеркала в телескоп. Анализируется влияние вибраций и ударов, возникающих при запуске ракеты. Определяются оптимальные толщины перемычек и пластин в оправе, которые, с одной стороны, минимизируют деформацию зеркала из-за монтажа оправы с зеркалом в телескоп (путём прижима к опорной плите телескопа), а с другой, выдерживают ударную нагрузку в ракете и не имеют резонансных частот близких к постоянным гармоническим вибрациям ( $\nu=1-20$ Гц), возникающим при запуске ракеты в космос. Проводятся расчёты деформации зеркала из-за перепада температур в телескопе на орбите Земли и её влияния на разрешение телескопа. Моделируются напряжения, возникающие в эпоксидном клее из-за перепада температур и из-за нагрузок при запуске в космос.

### 5.1 Постановка задачи

В 2023 году планируется запуск нового телескопа космического базирования «АРКА» [А9], предназначенного для наблюдения Солнца на длинах волн 17.1нм и 30.4нм. Оптическая схема выполнена по двухзеркальной схеме Ричи-Кретьена с вогнутым и выпуклым гиперболическими зеркалами. Поле зрения составляет  $10' \times 10'$ , что позволяет видеть  $1/3$  диаметра Солнца. Теоретическое разрешение телескопа определяется эффективным фокусным расстоянием (20.6 м), размером пикселя 'back-side-illuminated' матрицы приёмника (10мкм) и пятнами фокусировки телескопа  $d_{\text{focusspot}}$  и составляет  $\delta\alpha = \arctg(d_{\text{focusspot}}/20\text{м}) = 0.1''$  при  $d_{\text{focusspot}} = 10$  мкм, в которых содержится 80% энергии, что позволяет видеть детали короны Солнца с разрешением 75км. Для достижения дифракционного предела разрешения  $0.1''$  требование к абберациям

волнового фронта по параметру СКО составляет, согласно критерию Марешаля,  $\lambda/14 \approx 1.2$  нм для  $\lambda = 17.1$  нм. При таких требованиях проблема бездеформационного крепления зеркал телескопа выходит на первый план. В данной главе речь пойдёт о разработке бездеформационного способа монтажа прецизионных оптических элементов в космические телескопы на примере первичного зеркала телескопа АРКА. Для простоты эксперимента первичное зеркало представляет собой вогнутую сферу с радиусом кривизны 3981 мм и диаметром 250 мм, поэтому его форма измерялась на ИДВС без дополнительного корректора.

Существует пять задач:

- 1) закрепить зеркало оправе так, чтобы наведенные деформации были не велики (устраняются при коррекции формы зеркала);
- 2) без деформаций установить оправу с зеркалом на опорную плиту телескопа (наведенные на этом этапе деформации не устраняются, потому что невозможно скорректировать поверхность зеркала без его съёма из прибора);
- 3) учесть деформацию зеркала, вызванную весом, которая в космосе исчезнет;
- 4) избежать деформации зеркала из-за различного теплового расширения металлической оправы и зеркала из плавленого кварца;
- 5) оправа должна быть достаточно жёсткой, чтобы выдержать вибрации и удары, возникающие при запуске ракеты.

Отметим, что первые две задачи важны не только при разработке телескопов, но и в других оптических приборах дифракционного качества. Третья задача в приборах, использующихся на Земле не так критична, потому что, как правило, измерение и коррекция aberrаций производится при той же ориентации прибора, которая будет использоваться при его работе. Четвертая задача важна для всех оптических приборов, которые испытывают сильные перепады температур. Это телескопы космического базирования, которые находятся то в лучах Солнца, то в тени Земли; объективы ЭУФ-литографов, которые нагреваются инфракрасной частью спектра лазерно-плазменных источников.

Традиционные крепления: в оправе по внешнему краю зеркала или на трубке за центральное отверстие зеркала вносят деформации в сотни нанометров, т.к. сила зажима зеркала в креплении действует на саму рабочую поверхность зеркала, а просто вклеить зеркало в оправу или на трубку нельзя – не выдержит ударов при запуске ракеты. Кроме

того, такие крепления являются жёсткими и, из-за несовпадения коэффициентов расширения (ТКЛР) материала оправы и изменения температуры даже на 1 °С оптическая поверхность деформируется на десятки нанометров. Поэтому мы решили использовать «полукинематическое» крепление на пластинах, примененное в космической солнечной обсерватории SDO [24]. Общий вид этого крепления приведён на рис. 5.1а, крупный план на рис. 5.1б.

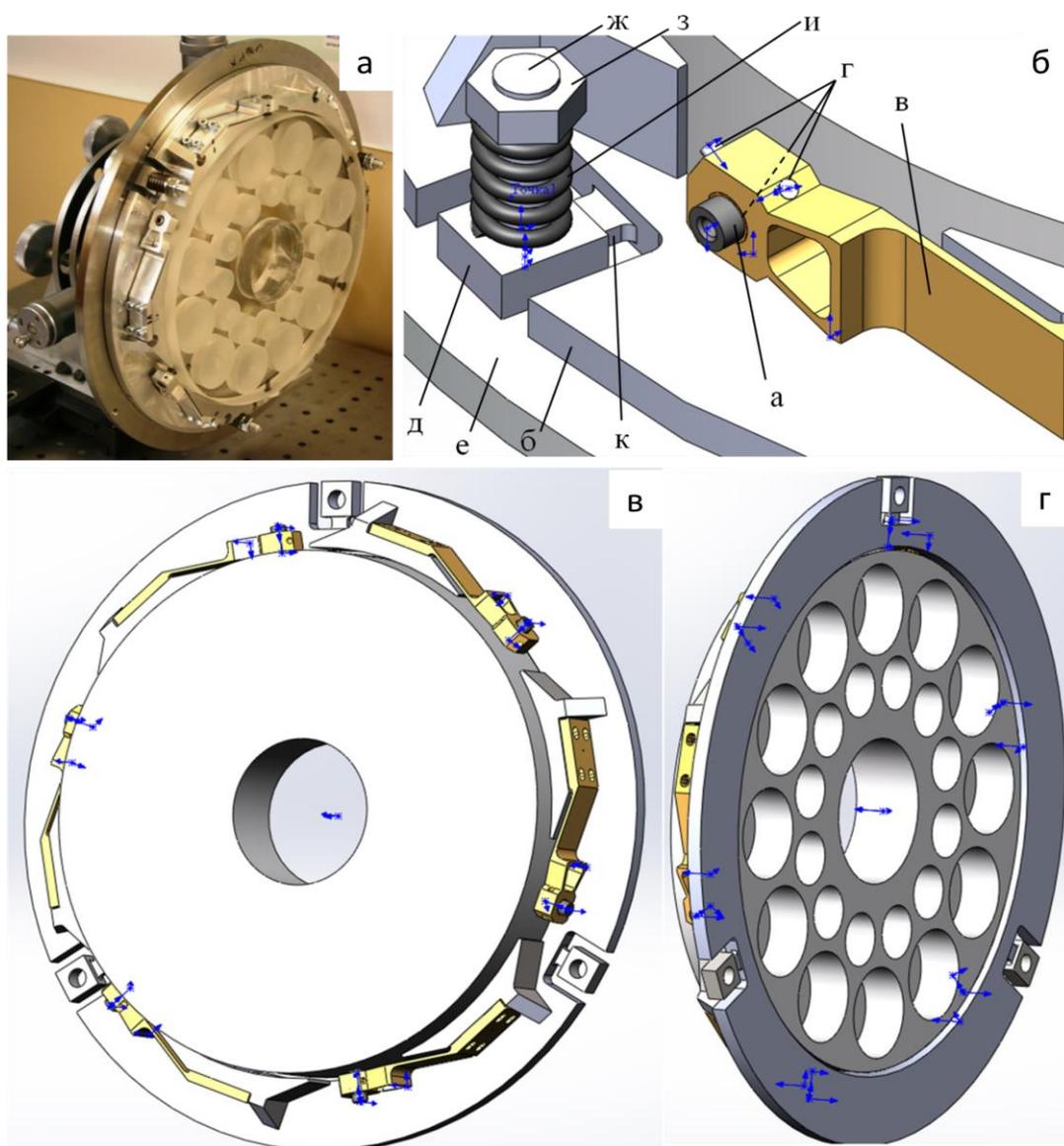


Рис. 5.1. а) Первичное зеркало телескопа «АРКА» в модифицированном креплении на пластинах, установленное в интерферометр (фото эксперимента). б) Крупный план основных элементов модифицированного крепления на пластинах (модель): а – штырь, вклеенный в зеркало и в пластину, б – оправа, в – пластина, г – винты, д – опорная площадка, е – плита телескопа, ж – ось с резьбой, з – гайка, и - пружина. в) Модель зеркала в модифицированной оправе на пластинах для вычислений напряжений и

деформаций в SolidWorks. г) Вид с тыльной стороны зеркала, показывающий круглые выборки материала для облегчения зеркала.

В отверстия в боковой поверхности зеркала клеиваются шесть штырей (рис. 5.1б, поз. а). Затем на зеркало одевается оправа (рис. 5.1б, поз. б), и к ней прикручиваются пластины (в). Штыри клеиваются в пластины на эпоксидный клей и слегка (до касания) фиксируются тремя винтами (г). При таком способе крепления угловые ошибки клеивания штырей в отверстия и ошибки просверливания самих отверстий не вносят деформаций, и СКО ошибки формы поверхности зеркала остаётся на том же уровне, что и у зеркала без оправы. Оправа на трёх опорных площадках (д) через пружины (и) прижимается гайками(ж) к опорной плите телескопа(е). Вся конструкция устанавливается вертикально в интерферометр (рис. 5.1а).

В качестве материала для оправы может использоваться Инвар 32НКД [106] или Ti-Nb сплав «ТВ 36» с ультранизкими температурными коэффициентами линейного расширения  $0.5 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{K}$ , близким к ТКЛР кварца  $0.55 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{K}$ . Несовпадение на уровне  $10^{-7}$  компенсируется изгибом пластин, мягких в радиальном направлении зеркала, в котором изменение размеров максимально.

Проблема такой пластинчатой оправы заключается в следующем. При установке и фиксации оправы с зеркалом на опорной плите телескопа из-за микронных зазоров между опорными площадками оправы и притёртой к ним плитой, которые при прижиге оправы к плите (её фиксации) исчезают, оправа с зеркалом деформируются.

Разрешение в телескопе SDO [105] составляет 1.5", а в разрабатываемом телескопе АРКА требование к разрешению больше, чем на порядок! поэтому было крайне важно устранить деформацию из-за фиксации оправы на плите телескопа, которую нет возможности исправить в собранном телескопе. Для этого в диссертации предлагается модификация пластинчатой оправы за счёт: 1) отделения опорных площадок от оправы перемычками (см.рис. 5.1в); 2) заполнения зазоров между опорными площадками и плитой телескопа слоем эпоксидного клея; 3) контроля силы прижима оправы к плите телескопа за счёт тарированных пружин.

## 5.2 Деформация, вызванная установкой зеркала в оправу

Было рассмотрено два варианта установки зеркала в оправу:

- 1) без клея, путём зажима штырей (поз. а, рис. 5.1б) винтами (поз. г);
- 2) с использованием эпоксидного клея, когда винты не зажимали штыри, а только доводились до касания с ними.

Первый вариант привёл к деформации формы поверхности (рис. 5.2б) по сравнению с ней до установки в оправу (рис. 5.2в). А второй вариант сработал хорошо, потому что СКО осталось на том же уровне около 30 нм (рис. 5.2в). Небольшое изменение формы во втором варианте не имеет значения, потому что форма корректируется без вынимания зеркала из оправы, поэтому небольшая деформация из-за установки зеркала в оправу будет скорректирована.

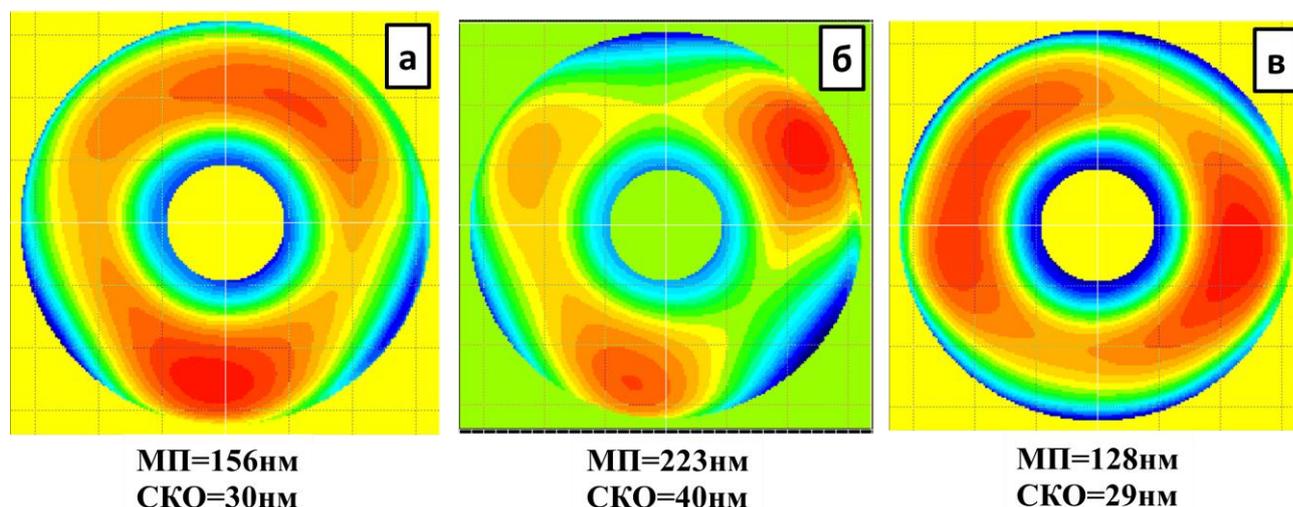


Рис. 5.2. Измеренная ошибка формы поверхности до ионно-пучковой коррекции: а) до установки в оправу; б) после установки в оправу с поджатием штырей с помощью винтов; в) после установки в оправу с использованием эпоксидного клея.

## 5.3 Определение деформации зеркала, вызванной весом

Для определения деформации зеркала, вызванной весом, в интерферометре предусмотрена возможность вращения оправы с зеркалом вокруг оси зеркала. При таком подходе несимметричная ошибка формы зеркала поворачивается (рис. 5.3а), а деформация зеркала из-за веса (рис. 5.3б) – нет, поэтому их можно отделить друг от друга, решив систему уравнений по методике, описанной в разделе 4.3.1.

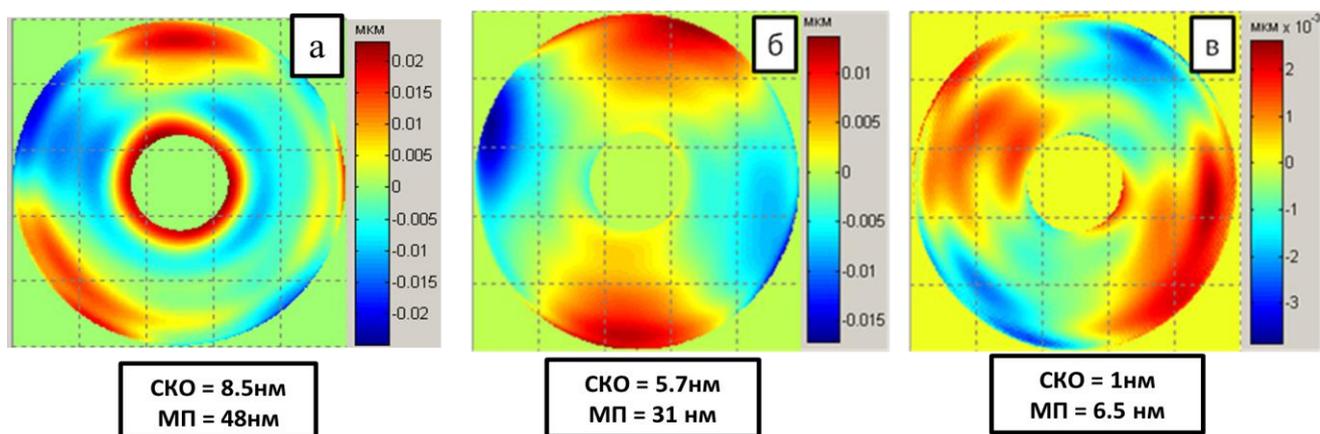


Рис. 5.3. Измеренные карты после двух ионно-пучковых коррекций формы зеркала: а) ошибка формы зеркала после двух коррекций ионным пучком; б) деформация зеркала, вызванная весом (деформация «веса»); в) ошибка измерений.

Найденную ошибку формы зеркала невозможно отделить от деформации из-за монтажа зеркала в оправу. Однако в этом нет необходимости, так как далее поверхность зеркала корректировалась уже в оправе. После всех коррекций форма зеркала должна иметь вид деформации «веса» (рис. 5.3), потому что в невесомости она исчезнет. Учёт деформации «веса» обязателен, т.к. по расчётам в Zemax эта деформация ухудшает разрешение в 3-4 раза, до 0.3" – 0.4".

В измерениях на ИДВС расстояние от регистрирующей интерферограмму ПЗС-камеры до измеряемого зеркала составляло более 4-х метров, поэтому остаточные вибрации оптического виброизолирующего стола «Standa» приводили к случайной ошибке измерений с параметром СКО на уровне 1 нм (рис. 5.3в).

#### 5.4 Моделирование деформаций из-за веса и из-за прижима оправы к опорной плите телескопа

Расчёт деформаций зеркала и оправы производился в SolidWorks по методу конечных элементов, в котором объекты разбиваются на тетраэдры и вычисляются силы, деформации и напряжения с заданными начальными и граничными условиями для сил. Из-за того, что в кварце есть цилиндрические выточки, центр масс зеркала не лежит в плоскости осей штырей - мест его монтажа в оправу, поэтому зеркало наклоняется. Максимальный уход поверхности от вертикали 2.8 мкм (рис. 5.4а). При этом вычитание

наклона показывает, что есть и нелинейная деформация из-за веса (рис. 5.4б), имеющая вид астигматизма (или другими словами седла, которое упрочняет его форму и не даёт деформироваться дальше). Рассчитанная деформация (рис. 5.4б) хорошо согласуется с экспериментальным результатом (рис. 5.3б). Как и деформация «веса» наклон в космосе пропадёт, но это приведет только к смещению пятен фокусировки по вертикали на 2 мкм = 1/5 пикселя, без изменения их формы, поэтому эффект незначительный.

Следующий этап заключается в поиске бездеформационного способа установки оправы с зеркалом на опорную плиту телескопа. Для этого было рассчитано, к чему приведёт неплоскостность между одной из опорных площадок и плитой на уровне  $0.02^\circ$ , которая может возникнуть из-за конечной точности их изготовления. После закручивания гаек (рис. 5.1, поз. з) моделируемый клиновидный зазор высотой от 0 до 5 мкм между площадкой и плитой пропадает, и из-за образовавшегося перекоса оправы поверхность зеркала астигматично деформируется с СКО = 16 нм (рис. 5.4в). Для сравнения, если не делать в оправе перемычки (рис. 5.1, поз. к), то деформация возрастёт до 160 нм по СКО (рис. 5.4г).

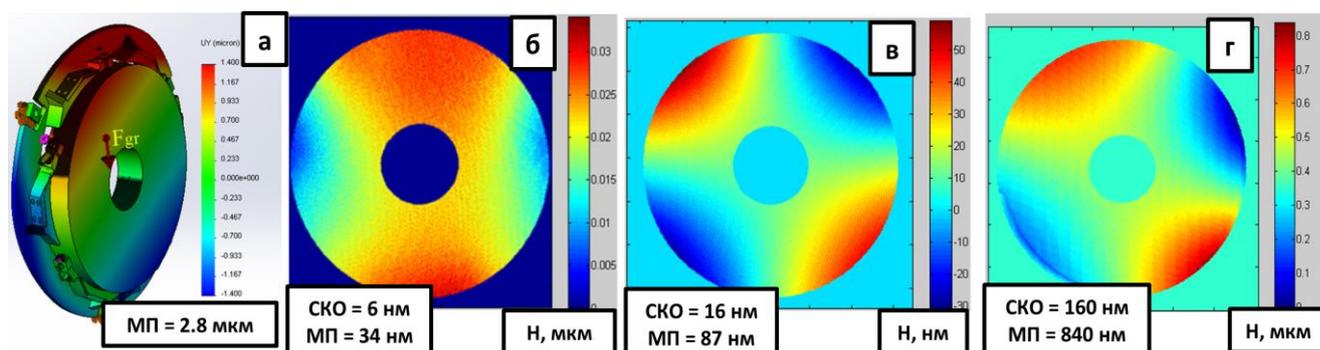


Рис. 5.4. а) Наклон оправы с зеркалом под действием веса. б) Деформация зеркала из-за веса (расчёт).

Деформация зеркала из-за прижима оправы к опорной плите телескопа в случае неплоскостности между одной из опорных площадок и плитой на уровне  $0.02^\circ$  (расчёт): в) в модифицированной оправе с перемычками, г) в оправе без перемычек

## 5.5 Экспериментальное определение деформаций из-за прижима (фиксации) оправы к опорной плите телескопа

Деформация зеркала из-за прижима оправы к плите телескопа (далее, деформация из-за прижима) линейно зависит от площади сечения перемычки, но делать сечение

ниже некоторого значения нельзя, иначе оправа не выдержит пусковые нагрузки ракеты. В данном случае, исходя из вибрационно-ударных расчётов, сечение перемычки было выбрано равным  $3 \times 8 = 24 \text{ мм}^2$ , и обеспечивает запас прочности при запуске ракеты, равный 2. Т.к. деформация из-за прижима имеет СКО  $\gg 1 \text{ нм}$ , мы рассмотрели вариант приклеивания оправы к опорной плите на эпоксидный клей. В этом случае клей заполняет зазоры между контактирующими поверхностями, и прижим опорных площадок не приводит к перекосу оправы. На рис. 5.5а смоделирована ситуация с такой же неплоскостностью в  $0.02^\circ$ , что и выше, но, между первой площадкой и плитой лежит клиновидный слой клея толщиной от 55 мкм до 50 мкм, а между другими площадками и плитой ровный клей толщиной 50 мкм. Площадки зажаты с силой 25 кгс каждая, которая более чем достаточна для того, чтобы трение покоя было больше силы инерции, и зеркало не сдвинулось при запуске ракеты, когда оно испытывает постоянное боковое ускорение до 3g. В этом случае деформация зеркала из-за зажима определяется упругими свойствами эпоксидного клея и имеет СКО всего 0.15 нм (рис. 5.5а).

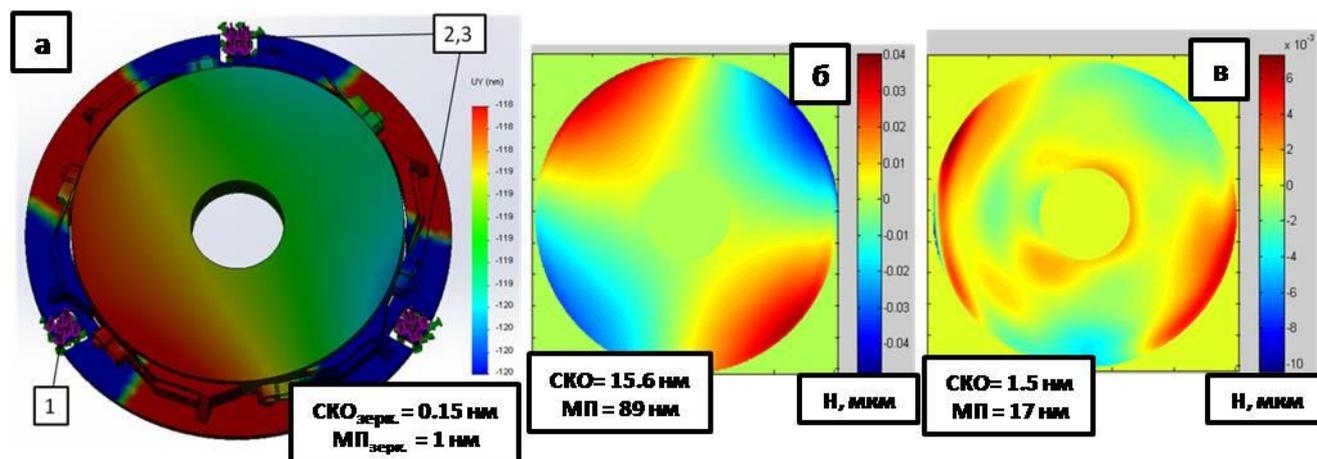


Рис. 5.5. Деформация зеркала из-за прижима (фиксации) оправы к (на) плите телескопа: а) в случае использования эпоксидного клея между площадками и плитой (расчёт) и неплоскостности между опорной площадкой 1 и плитой телескопа на уровне  $0.02^\circ$ ; б) в случае без клея (эксперимент); в) в случае с использованием эпоксидного клея между площадками и опорной плитой телескопа (эксперимент; в основном вызвана ошибкой измерения)

На рис. 5.5б и рис. 5.5в приведены экспериментальные результаты. На рис. 5.5б приведена деформация зеркала из-за прижима (фиксации) оправы к опорной плите телескопа для случая без клея. СКО деформации = 15.6 нм в сравнении с СКО на рис.

5.4в говорит о том, что притёртые друг к другу опорные площадки оправы и плиты имеют зазоры  $\approx 5$  мкм, а их неплоскостность  $\approx 0.02^\circ$ .

На рис. 5.5в приведена деформация зеркала из-за фиксации оправы на плите телескопа, но уже с использованием эпоксидного клея. Видно, что эпоксидный клей сработал, и деформация упала на порядок (СКО = 1.5 нм), однако, она больше расчётной деформации из-за прижима (рис. 5.5а). Различие уровня СКО между расчётной (рис. 5.5а) и экспериментальной (рис. 5.5в) деформациями связано с тем, что измеренная деформация зеркала из-за прижима в основном содержит в себе ошибку измерения на ИДВС, которая имеет случайный характер и СКО около 1 нм (см. рис. 5.3в). Учитывая независимость ошибки измерений и деформации зеркала, СКО деформации зеркала из-за фиксации оправы на плите телескопа составляет  $\sqrt{((1.5\text{ нм})^2 - (1\text{ нм})^2)} \approx 1\text{ нм}$ .

Проведённый расчёт и эксперимент показывают, что для прецизионной установки оправы с зеркалом на опорную плиту телескопа обязательно использовать тонкий слой эпоксидного клея (с толщиной в десятки микрометров) с целью убрать все оставшиеся зазоры между притертыми друг к другу плитой телескопа и оправой.

Алгоритм установки оправы с зеркалом на плиту телескопа должен быть следующий:

- 1) Нанесение эпоксидного клея на плиту телескопа на местах контакта с опорными площадками.
- 2) Смазывание опорных площадок кремом.
- 2) Установка оправы с зеркалом на плиту на места с клеем и ожидание, пока клей не застынет под весом зеркала в оправе.
- 3) Прижим оправы к плите с помощью закручивания винтов с контролем силы прижима по сжатию пружин.

При засыхании эпоксидный клей уменьшается в размерах и тянет за собой опорные площадки, что приводит к астигматичной деформации зеркала с СКО  $\approx 6$  нм. Чтобы это избежать, перед установкой оправы на сырой клей мы смазывали опорные площадки тонким слоем крема, что позволило полностью устранить эффект «утягивания клеем» (в телескопе SDO эта проблема решалась только частично контролируемым впрыскиванием клея в зазоры между плитой телескопа и оправой [24]).

Рассмотрим, как повлияет точность измерения на ИДВС и остаточная деформация зеркала из-за установки оправы в телескоп на разрешение телескопа «АРКА». В

номинальных пятнах фокусировки рассчитанного телескопа в одном 10 мкм пикселе ПЗС матрицы убирается 80% энергии (рис. 5.6а). В случае ошибки формы первичного зеркала в виде рис.5.5в пятна фокусировки увеличатся (рис. 5.6б), и в одном пикселе останется 50% энергии (рис. 5.6в), а в соседних четырёх пикселях 28% энергии. Поэтому телескоп будет способен разрешить объекты на Солнце с угловым размером 0.1" с контрастом около 50%. Таким образом, разработанная модификация пластинчатой оправы можно считать “бездеформационной”.

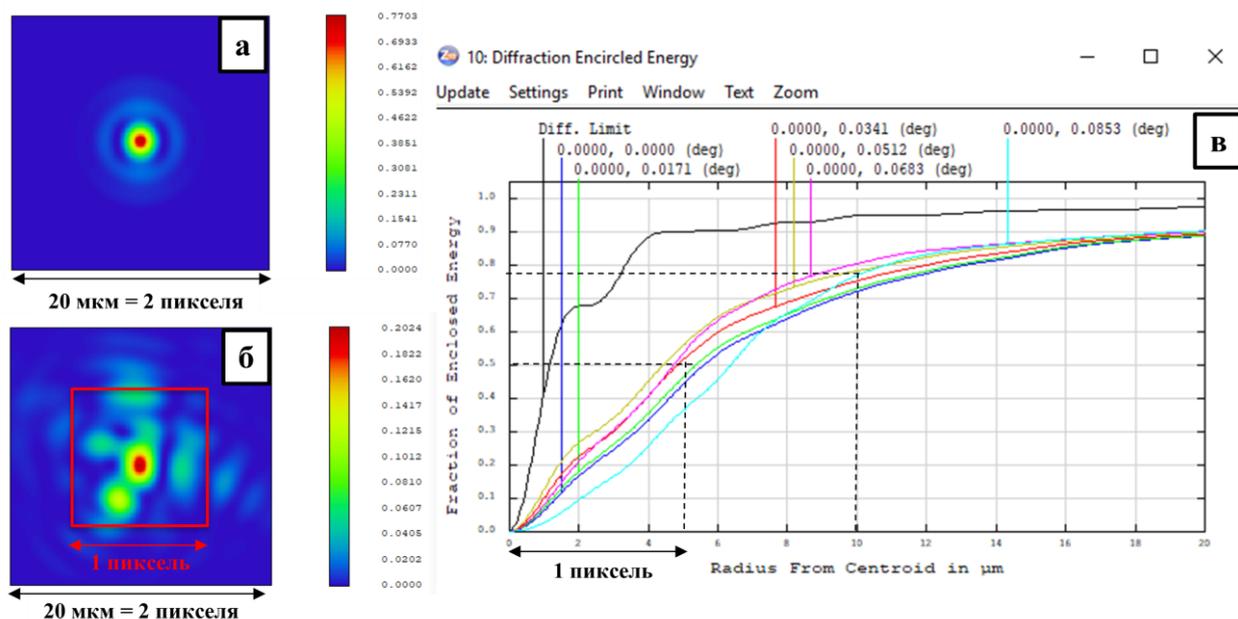


Рис. 5.6.а) Пятно фокусировки для рассчитанного «идеального» телескопа. Случай наличия ошибки зеркала и деформации монтажа зеркала в телескоп, рис. 5.5в и СКО = 1.5 нм: б) пятно фокусировки; в) распределение энергии в пятнах фокусировки для различных углов зрения от 0° до 0.0853° (черная кривая – дифракционное ограничение на длине волны 17.1 нм).

## 5.6 Влияние перепада температур на деформации зеркала в креплении на пластинах

Ещё одна проблема заключается в деформации зеркала при изменении температуры. Например, при работе космического телескопа CubeSat на орбите Земли температура изменялась от -5 °С до 50°С [107], а измеряется и корректируется форма нашего зеркала при температуре +25 градусов, поэтому на орбите возможно изменение

температуры на  $\pm 30$  °С, которое закладывалось при расчетах тепловых деформаций зеркала.

BSolidWorks был проведён расчёт, на сколько деформируется поверхность зеркала при изменении температуры от 25°С до -5°С (рис. 5.7а). Крепление зеркала, как и вся силовая конструкция телескопа АРКА, сделаны из Ti-Nb сплава (суперинвара ТВ36) с температурным коэффициентом линейного расширения  $\text{ТКЛР} = 0.5 \cdot 10^{-6} - 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{К}$  близким к ТКЛР кварца КУ-1  $= 0.55 \cdot 10^{-6}$ . Несовпадение на уровне  $10^{-7}$  компенсируется изгибом пластин, которые имеют небольшую толщину 1.5 мм (рис. 5.1б, поз.в). При изменении температуры зеркало и оправа изменяют свои размеры практически одинаково, поэтому тепловая деформация зеркала определяется 50 мкм слоем эпоксидного клея, на который посажены штыри в отверстия зеркала. ТКЛР используемого эпоксидного клея «Scotch-WeldDP190» высокий и равен  $62 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{К}$ . Деформированные участки на рис. 5.7а с  $\text{МП} = 50 \text{ нм}$  локализованы в местах приклеивания и занимают менее 5% площади поверхности зеркала, поэтому по расчёту в Zemax, они приводят только к появлению фона (рис. 5.7в) без увеличения номинальных пятен фокусировки телескопа (рис. 5.7б) и к ухудшению разрешения всего на 10%.

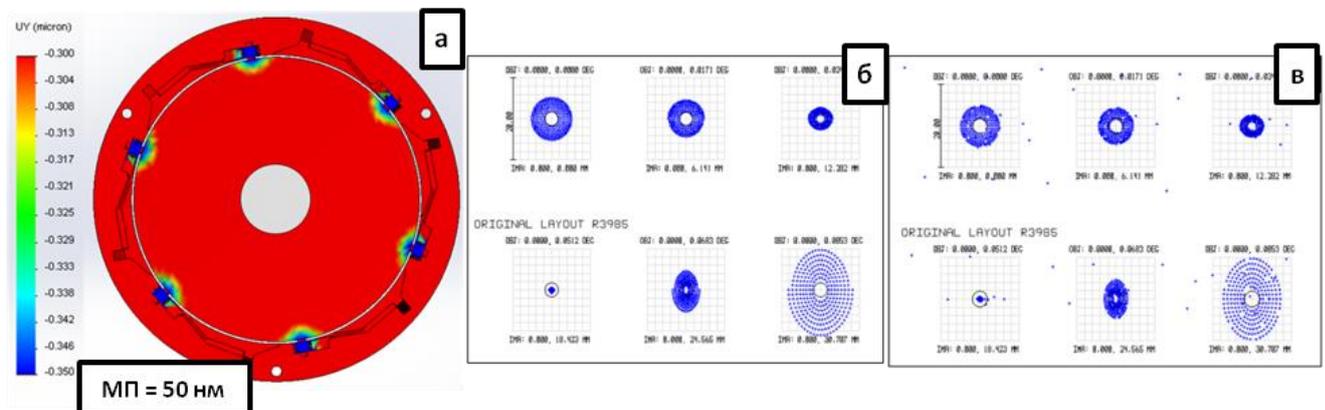


Рис. 5.7. Случай с оправой из Ti-Nb сплава с ультранизким ТКЛР. а) Деформация зеркала из-за перепада температуры с 25 °С до -5 °С. б) Расчётные пятна фокусировки телескопа в зависимости от угла зрения при температуре 25°С. в) Расчётные пятна фокусировки при температуре -5°С

Для сравнения, если использовать вместо Ti-Nb сплава обычный дюралюминий Д16, который часто применяется в космических телескопах инфракрасного и видимого

диапазона, температурная деформация зеркала будут гораздо выше (рис. 5.8). ТКЛР дюралюминия ( $23 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ ) в 40 раз больше, чем ТКЛР кварцевого зеркала, что при уменьшении температуры приводит к значительным радиальным сжимающим силам со стороны оправы (рис. 5.8). В кварце для облегчения сделаны цилиндрические выборки, поэтому сжатие зеркала приводит к его изгибу по периферии (чёрный пунктир на рис. 5.8), что мы и видим при моделировании – это зеленая кольцевая область. Сжатие эпоксидного клея с большим ТКЛР приводит к дополнительным островкам деформаций синего цвета. В итоге максимальный перепад высот деформации велик – 1 микрон, а её площадь довольно большая и занимает около 30% рабочей поверхности зеркала, и разрешение существенно ухудшается, поэтому дюралюминий в нашей задаче использовать нельзя.

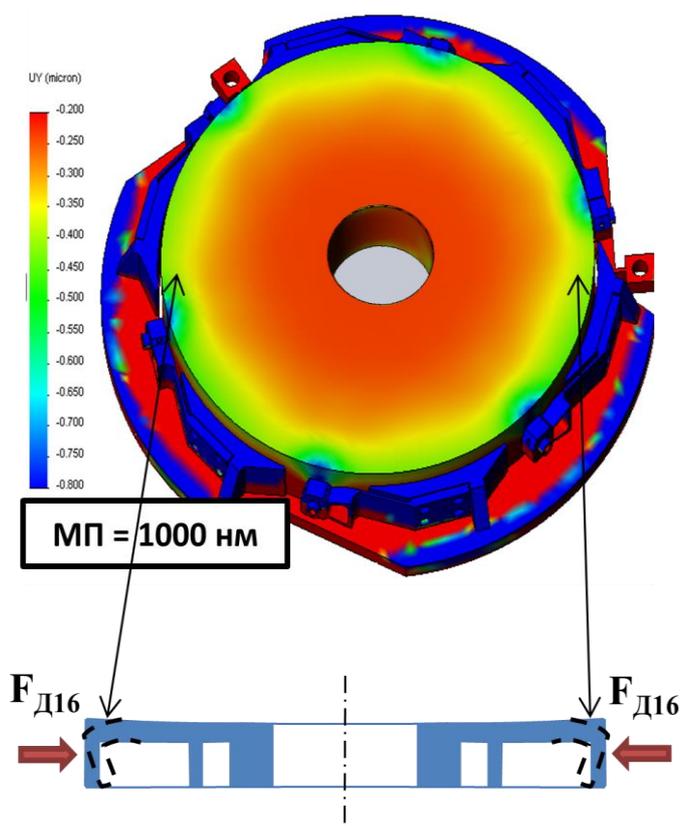


Рис. 5.8. Деформация зеркала из-за перепада температуры с  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  до  $-5 \text{ }^\circ\text{C}$  в случае с оправой из дюралюминия Д16.

## 5.7 Нагрузки при запуске телескопа в космос

При запуске ракеты на зеркало и оправу действуют квазистатические ускорения: 10g по вертикали и 3g по горизонтали, гармонические вибрации до 1g на частотах 1-20Гц. Также действуют случайные вибрации со спектральной плотностью виброускорений до 0.02 g<sup>2</sup>/Гц на частотах 20Гц – 2кГц и ударная нагрузка из-за отделения космического аппарата от ракеты (табл. 5.1). Для уменьшения деформации зеркала из-за прижима оправы к опорной плите телескопа в оправе были сделаны перемычки, их размер (3мм x 8мм x 7мм) выбирался так, чтобы, во-первых, они выдержали все пусковые нагрузки. Во-вторых, чтобы собственные частоты зеркала в креплении были значительно больше частот постоянных гармонических вибраций 1- 20 Гц из-за тряски ракеты при взлёте, иначе оправа даст резонансный отклик, и напряжения в ней многократно увеличатся. В итоге, собственные частоты лежат в диапазоне более 180Гц. Гармонические вибрации не находят резонансного отклика, поэтому максимальные напряжения в креплении составляют всего 4МПа, что гораздо меньше предела текучести Ti-Nb сплава «ТВ36» в 600МПа. Максимальное напряжение в плавленом кварце КУ-1 составляет 0.01МПа, что гораздо меньше 50 МПа – предела текучести кварца.

Случайные вибрации также несут существенны, максимальное напряжение в креплении составляет 20МПа, а в кварце – 0.4МПа. Самые большие напряжения вызваны ударной нагрузкой, возникающей при отделении космического аппарата от последней ступени ракеты: перемычки и пластины испытывают среднее напряжение в 300 МПа < 600МПа (зеленые области на рис. 5.9), т.е. запас прочности равен 2, а области, а оранжевые области, в которых запас прочности 20% имеют малую прочность и не пронизывают перемычки и пластины насквозь. С учётом того, что космический аппарат с телескопом будет демпфировать ударную нагрузку, запас прочности ещё выше.

Табл.5.1. Ударная нагрузка

| Частота, Гц                   | 30-   | 50-    | 150-    | 200-     | 500- | 1000- | 2000- |
|-------------------------------|-------|--------|---------|----------|------|-------|-------|
|                               | 50    | 150    | 200     | 500      | 1000 | 2000  | 5000  |
| Ускорение ударного спектра, g | 15-40 | 40-160 | 160-200 | 200-1000 | 1000 | 1000  | 1000  |

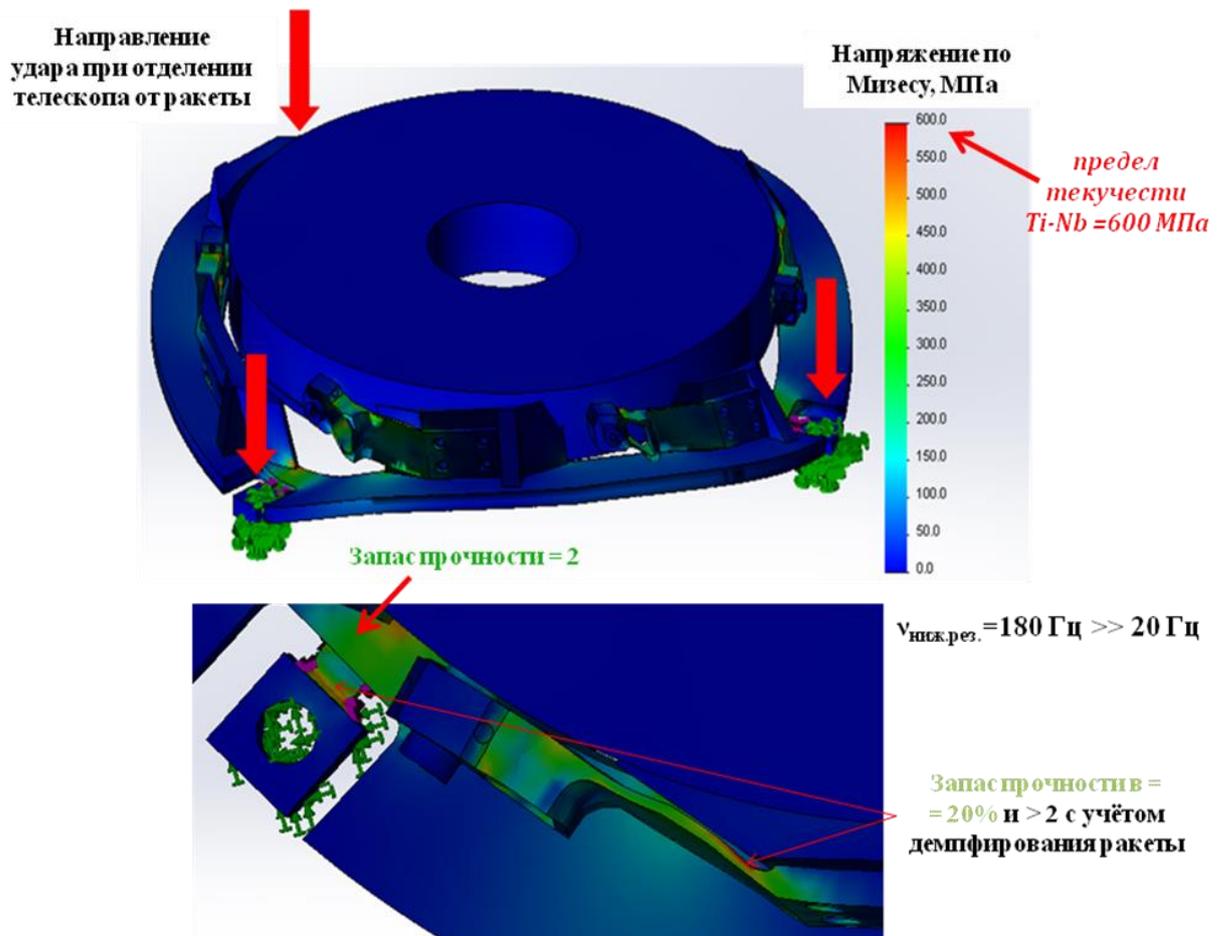


Рис. 5.9. Напряжения в креплении и зеркале из-за ударной нагрузки при отделении телескопа от ракеты.

Проведенный анализ показал, что необходимую прочность имеют пластины толщиной 1.5 мм (рис. 5.10).

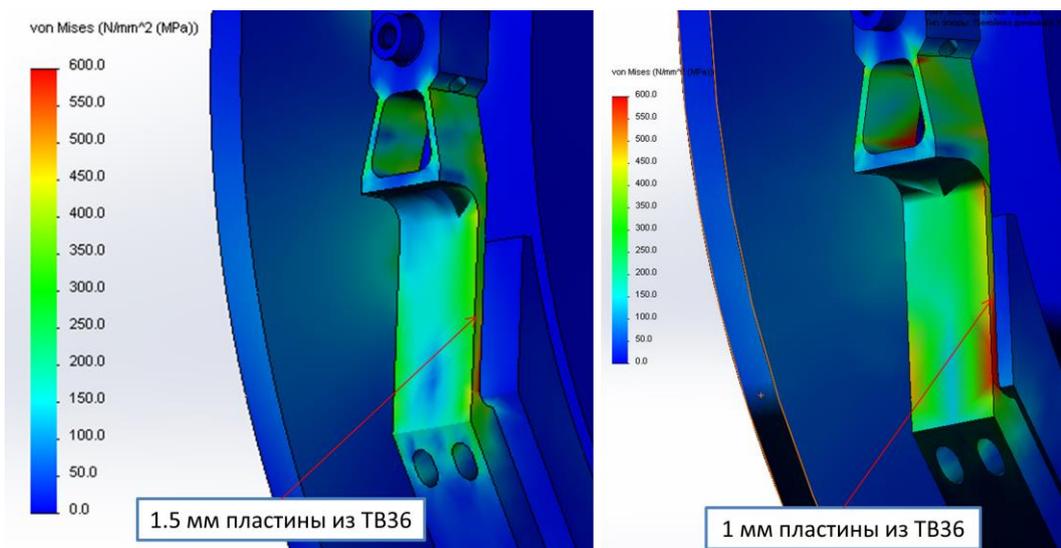


Рис. 5.10. Напряжения в пластине из-за ударной нагрузки при отделении телескопа от ракеты. Сравнение толщины пластин 1 мм и 1.5 мм.

## 5.8. Напряжение, возникающее в клее при отделении телескопа от ракеты

По расчётам, вызванное ударной нагрузкой напряжение в эпоксидном клее, фиксирующем штыри, в 99% объема клея не превышает его напряжения на сдвиг в 17 МПа и на разрыв в 24 МПа (рис. 5.11а). Таким образом, эпоксидный клей в штырях выдержит пусковые нагрузки ракеты.

Напряжение клея в опорных площадках оправы, который вместе со сжатыми пружинами будет фиксировать оправу на плите и нужен для страховки, не превышает 17 МПа в 80% объёма клея (рис. 5.11б), поэтому оправка не сдвинется под действием ударной нагрузки. Кроме того, с учётом демпфирования космического аппарата, ударная нагрузка будет меньше. Клей между площадками оправы и опорной плитой, который сделал оправку бездеформационной, также выдерживает все нагрузки, в том числе ударную.

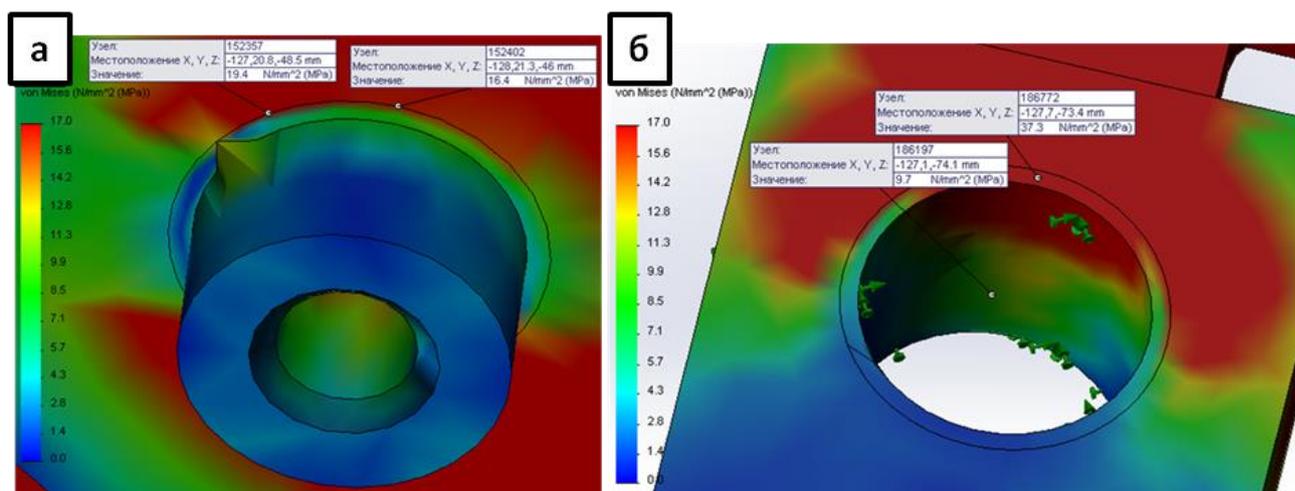


Рис. 5.11. а) Напряжение в клее, держащем штыри. б) Напряжение клея в опорной площадке.

## 5.9 Напряжение, возникающее в клее при изменении температуры

При запуске ракеты температура в телескопе будет равна температуре окружающей среды на космодроме. Мы проверили, что будет с клеем при его охлаждении с +25 °С до -25 °С, а затем нагревании до +25 °С за время около 4х часов. На рис. 5.12 приведены фотографии слоя клея, фиксирующего штырь в пластине. Каких-то структурных изменений клея, а тем более, трещин после охлаждения и последующего

нагрева не произошло. Моделирование показывает, что максимальное напряжение в клее при его охлаждении на  $50^{\circ}\text{C}$  не зависит от толщины слоя и равно  $13\text{МПа}$ , что с запасом меньше напряжения на разрыв в  $24\text{МПа}$ . По расчётам нижний температурный предел для клея, фиксирующего штыри в пластинах, составляет  $-70^{\circ}\text{C}$ , а верхний  $+120^{\circ}\text{C}$ .

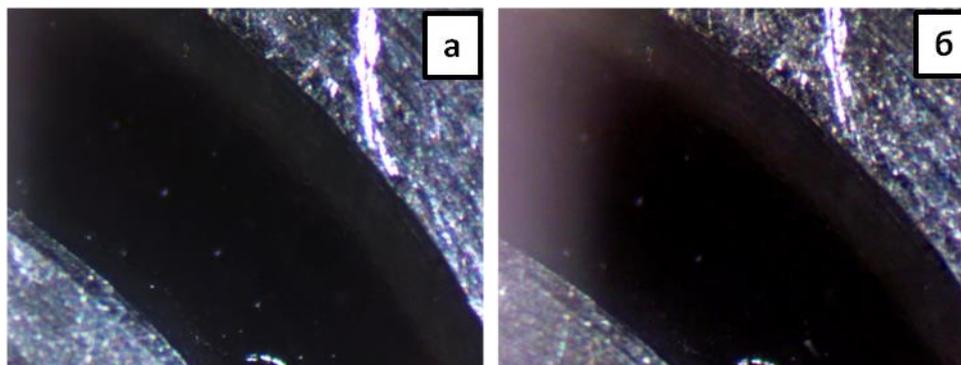


Рис. 5.12. Микроскопические изображения: а) слой эпоксидного клея DP190, фиксирующий штырь в пластине, до охлаждения; б) этот же слой клея после охлаждения и последующего нагрева с  $+25^{\circ}\text{C}$  до  $-25^{\circ}\text{C}$ .

### Обсуждение результатов и выводы по 5-й главе

В 5-й главе описывается способ бездеформационного монтажа зеркал космических телескопов за счёт модификации пластинчатой оправы с применением перемычек и заполнения зазоров между контактными площадками оправы и опорной плитой телескопа тонким слоем эпоксидного клея. Подход к расчёту оптимальных размеров перемычек и толщины пластин заключается, с одной стороны, в уменьшении площади сечения перемычек для ослабления связи между опорной плитой и оправой, а с другой, в ограничении этого уменьшения, чтобы перемычки с запасом прочности выдержали нагрузки при запуске телескопа на орбиту Земли. Ослабление связи между опорной плитой и оправой приводит к уменьшению деформации из-за прижима оправы к плите (фиксации оправы с зеркалом в телескопе), возникающей из-за воздушного клина между опорными площадками оправы и плитой телескопа. В нашем случае, перемычки с площадью сечения  $24\text{ мм}^2$  уменьшили деформацию из-за прижима более чем на порядок до СКО  $\approx 15\text{ нм}$  и обеспечили двукратный запас прочности к самой сильной пусковой нагрузке ракеты – ударной нагрузке. Дальнейшее уменьшение

деформации из-за прижима было сделано за счёт нанесения слоя эпоксидного клея между опорными площадками и плитой телескопа. Клей устраняет клиновидные зазоры, поэтому после его застывания прижим оправы к опорной плите практически не приводит к перекосам и появлению деформации из-за прижима. По расчёту СКО этой деформации составляет всего 0.15 нм. На практике СКО суммы деформации из-за прижима и ошибки измерений составило 1.5 нм, поэтому, с учётом их независимости, СКО деформации из-за прижима находится на уровне 1 нм по СКО.

Таким образом, разработанная модификация пластинчатой оправы за счёт использования перемычек и слоя эпоксидного клея в местах контакта оправы и опорной плиты эффективно устраняет (более чем на 2 порядка) деформацию рабочей поверхности оптической детали, возникающую из-за фиксации оправы на опорной плите.

Деформация из-за прижима и ошибки измерений на уровне СКО = 1.5 нм приводит к небольшому уменьшению энергии в пятне фокусировки телескопа: с 80% до 50% в одном 10 мкм-пикселе ПЗС, соответствующем разрешению 0.1". Сама деформация из-за прижима на уровне СКО = 1 нм приводит к уменьшению энергии на 20% в одном 10 мкм-пикселе.

Экспериментально и теоретически была найдена вызванная весом деформация зеркала, установленного в крепление на пластинах. Она имеет астигматичный характер с параметром СКО = 5.7 нм в эксперименте и с СКО = 6 нм в расчёте. При коррекции формы поверхности зеркала её учёт обязателен, иначе разрешение телескопа упадёт в 3-4 раза: с 0.1" до 0.3"- 0.4". Также была смоделирована деформация зеркала из-за перепада температур в телескопе на орбите Земли на  $\pm 30^\circ\text{C}$ , который должен заведомо выдерживаться системой термостабилизации телескопа. При использовании в качестве материала оправы TiNb сплава с ультранизким ТКЛР, близким к ТКЛР кварца, температурная деформация определяется только изменением размеров эпоксидного клея и ухудшает разрешение всего на 10%. Несовпадение в ТКЛР TiNb и кварца на уровне  $10^{-7} \text{ 1/}^\circ\text{K}$  отрабатывается гибкими в радиальном направлении пластинами оправы. Экспериментально показано, что при изменении температуры эпоксидного клея, на который крепятся штыри в первичное зеркало, на  $50^\circ\text{C}$  его структура не меняется, поэтому, с учётом расчетов, клей может выдержать температуры от  $-70^\circ\text{C}$  до  $+120^\circ\text{C}$ .

Результаты главы 5 опубликованы в работах: [А4, А9-А10, Т9, Т13, Т14, Т16].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К основным результатам диссертационной работы можно отнести следующее:

1. Разработана методика измерения формы оптических элементов, позволяющая отделить ошибку формы измеряемой поверхности от aberrаций корректора волнового фронта и деформации, вызванной весом оптической детали. Методика обеспечивает субнанометровую по параметру СКО точность измерений и использовалась при изготовлении асферических зеркал для проекционного объектива ЭУФ литографа и первичного зеркала рентгеновского телескопа для изучения короны Солнца.
2. Разработана модификация пластинчатой оправы для бездеформационного крепления оптических деталей в космические телескопы. Деформация от установки зеркала в телескоп составляет около 1 нм по СКО, что с учётом ошибки измерений приводит к умеренному падению концентрации энергии (с 80% до 50%) в 10 мкм пикселе, соответствующем разрешению телескопа «АРКА» 0.1". Оправа выдерживает нагрузки при запуске телескопа в космос и приводит всего к 10% падению разрешения при изменении температуры на 30 градусов.
3. Предложена, реализована и изучена модификация схемы Шмидта-Кассегрена с зеркальным асферическим корректором aberrаций 6-го порядка и сферическими зеркалами объектива. В УФ и ВУФ диапазоне, длины волн 120 – 380 нм, схема обеспечивает среднее угловое разрешение 1.3" на поле зрения 3°. На основе этой схемы создан прототип двухканального телескопа с диаметром входного зрачка 180 мм и разрешением 1.3" на поле зрения 3°.
4. Предложена, реализована и изучена модификация схемы «камеры Шмидта» с зеркальным асферическим корректором aberrаций 6-го порядка с дифракционно ограниченным разрешением 0.5" в ВУФ диапазоне и разрешением 0.5" - 1" в УФ диапазоне. На основе этой схемы разработан коллиматор для изучения широкопольных телескопов с полями зрения до 3°.
5. Разработана оптическая схема мягкого рентгеновского микроскопа с переменными увеличением и полем зрения на длину волны 3.37 нм. Проекционная часть схемы состоит из объектива Шварцшильда, с асферическим первичным зеркалом, и цифрового детектора, позволяет реализовать переменное увеличение  $\times 90$ ,  $\times 195$ ,  $\times 920$  и обеспечивает латеральное разрешение: 8 нм с контрастом 30% на поле зрения  $10 \times 10$

мкм<sup>2</sup>; 36 нм с контрастом 90% на поле зрения 40×40 мкм<sup>2</sup>; 76 нм с контрастом 97% на поле зрения 100×100 мкм<sup>2</sup>, и короткую глубину фокуса 37.5 нм.

6. Разработан алгоритм реконструкции трёхмерного строения органических клеток по данным z-томографии в светосильной мягкой рентгеновской микроскопии в спектральной области «окна прозрачности воды». Для предложенного МРМ на основе ОШ на длине волны 3.37 нм в пределе дифракционно ограниченной оптики алгоритм обеспечивает разрешение 3D структуры 40 нм с контрастом 50 %, что соответствует 20 нм рэлеевскому разрешению с контрастом 20%.

## **Благодарности**

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность д.ф.-м.н. Н.И. Чхало, под чьим руководством проведены все работы, представленные в данной диссертации. Хочется выразить благодарность Н.Н. Салащенко, В.Н. Полковникову, А.Е. Пестову, М.Н. Торопову, И.Л. Струле, С.В. Кузину и всем коллегам, принимавшим участие в экспериментах по изготовлению, коррекции и аттестации формы прецизионных оптических систем для ВАК УФ и МР диапазонов. Автор также искренне благодарит всех, с кем довелось сотрудничать при выполнении диссертационной работы.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АП – асферические поверхности

ВУФ – вакуумный ультрафиолетовый диапазон длин волн, длины волн 10 – 200 нм

МР – мягкий рентгеновский диапазон, длины волн 0.3-10 нм

МРМ – мягкая рентгеновская микроскопия

NA – числовая апертура, англ. Numerical Aperture

ОШ – объектив Шварцшильда

ЗПФ – зонные пластинки Френеля

ЗК – зеркальный корректор волнового фронта

КСГ – компьютерно синтезированные голограммы

ИДВС – интерферометр с дифракционной волной сравнения (в англ. литературе: Point Diffraction Interferometer)

ПЗС – прибор с зарядовой связью (в англ. литературе: Charge Coupled Device)

СКО – среднеквадратическое отклонение (в англ. лит.: Root-Mean-Square ,RMS)

МП – максимальный перепад (высот) (в англ. литературе: Peak-to-Valley, PV)

ФРТ – функция рассеяния точки (в англ. литературе: Point Spread Function, PSF)

МРИ – мягкое рентгеновское излучение

ЛПИ – лазерно-плазменный источник (излучения)

DOF – глубинафокуса, (Depth of Focus)

ПК – персональный компьютер

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

### Список публикаций автора

- A1. Малышев, И.В. Состояние разработки микроскопа на длину волны 3.37 нм в ИФМ РАН / И. В. Малышев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников, Н. Н. Салашенко, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2019. №1, С. 1–11.
- A2. Malyshev, I.V. A method of z-tomography using high-aperture soft X-ray microscopy / Ilya V. Malyshev, Nikolay I. Chkhalo // Ultramicroscopy. - 2019. V.202, P.76-86.
- A3. Чернышев А.К. Моделирование процесса коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком / А.К. Чернышев, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // ЖТФ. - 2019. Т.89, №11, С. 1650-1655.
- A4. Чхало, Н.И. Бериллий как материал для термостойких рентгеновских зеркал / Н.И. Чхало, М.В. Зорина, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, Д.С. Казаков, А.В. Мильков, И.Л. Струля // ЖТФ. - 2019. Т.89, №11, С. 1686-1691.
- A5. Чхало, Н.И. Ошибки измерений интерферометров с дифракционной волной сравнения / А.А. Ахсаханян, Д.А. Гаврилин, И.В. Малышев, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Б.А. Уласевич, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // ЖТФ. - 2019. Т.89, №11, С. 1789-1794.
- A6. Chkhalo, N.I. Collimator based on a Schmidt camera mirror design and its application to the study of the wide-angle UV and VUV telescope / Nikolay Ivanovich Chkhalo, Ilya Vyacheslavovich Malyshev, Alexey Evgenievich Pestov, Vladimir Nikolaevich Polkovnikov, Nikolay Nikolaevich Salashchenko, Michael Nikolaevich Toropov, Sergey N. Vdovichev, Igor Leonardovich Strulya, Yuri Alexandrovich Plastinin, Artem A. Rizvanov // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. - 2018. V.4. No.1, P.014003.
- A7. Malyshev, I.V. Surface shape measurement of mirrors in the form of rotation figures by using point diffraction interferometer / I. V. Malyshev, N. I. Chkhalo, A. D. Akhsahalian, M. N. Toropov, N. N. Salashchenko & D. E. Pariev // Journal of Modern Optics. - 2017. V.64, No.4, P. 413–421.
- A8. Chkhalo, N.I. High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams / N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev, M.S. Mikhaylenko, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, I.G. Zabrodin // Precision Engineering. - 2017. V.48, P.338–346.
- A9. Vishnyakov, E.A. Joint observations of solar corona in space projects ARKA and KORTES / Eugene A. Vishnyakov, Sergey A. Bogachev, Alexey S. Kirichenko, Anton A. Reva, Ivan P. Loboda,

Ilya V. Malyshev, Artem S. Ulyanov, Sergey Y. Dyatkov, Nataliya F. Erkhova, Andrei A. Pertsov, Sergey V. Kuzin // Proc. SPIE. - 2017. P.102350B.

A10. Malyshev, I.V. Deformation-free rim for the primary mirror of telescope having sub-second resolution / I. V. Malyshev, N. I. Chkhalo, M. N. Toropov, N. N. Salashchenko, A. E. Pestov, S. V. Kuzin, V. N. Polkovnikov // Proc. SPIE. - 2017. P.102350C.

A11. Chkhalo, N.I. Problems in the application of a null lens for precise measurements of aspheric mirrors / N. I. Chkhalo, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov, and A. A. Soloviev // Applied Optics. – 2016. V.55, No.3, P. 619-625.

A12. Chkhalo, N.I. Reflective Schmidt–Cassegrain system for large-aperture telescopes / M. N. Brychikhin, N. I. Chkhalo, Ya. O. Eikhorn, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, Yu. A. Plastinin, V. N. Polkovnikov, A. A. Rizvanov, N. N. Salashchenko, I. L. Strulya, and M. N. Toropov // Applied Optics. - 2016. V.55, No.16, P. 4430-4435.

A13. Малышев, И. В. Методика аттестации асферических зеркал объектива ЭУФ-литографа на длину волны 13.5нм / И. В. Малышев, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2015. № 7, С. 87–92.

A14. Акопов, А.К. Высокочувствительный многоканальный телескоп ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового диапазонов спектра для обнаружения сверхслабых излучений объектов. / А.К. Акопов, М.Н. Брычихин, Ю.А. Пластинин, А.А. Ризванов, И.Л. Струля, Я.О. Эйхорн, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Космонавтика и ракетостроение. - 2014. Т.78, №5, С.77-85.

A15. Малышев, И.В. Изготовление и аттестация проекционного объектива для ЭУФ-литографа на длину волны 13.5 нм / И. В. Малышев, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало // Вестник ННГУ. - 2014. №1(2), С.178-184.

### **Материалы конференций и тезисы докладов с участием автора**

T1. И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало / Аттестация aberrаций объектива Шварцшильда x46 для рентгеновского микроскопа в «окне прозрачности воды» // Труды XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019. Т.1, с. 495-496.

T2. И.В. Малышев, А. Е. Пестов, Н. И. Чхало / Применение генетического алгоритма для коррекции высокочастотных ошибок формы поверхности // Труды XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 497-498.

T3. Алгоритм восстановления интенсивности для реализации z-томографии в высокоапертурной микроскопии "окна прозрачности воды" / И. В. Малышев, Н. И. Чхало // Труды XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. - 2019, Т.1, С. 499-500.

T4. Моделирование процесса коррекции локальных ошибок / А.К. Чернышев, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // Труды XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. - 2019, Т.1, С. 529-530.

T5. Малышев И.В., Пестов А.Е., Салашенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И / Состояние дел по микроскопии в «водном окне прозрачности» в ИФМ РАН // Труды XXII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. -2018, Т.1, С. 456.

T6. Малышев И.В., Чхало Н.И / Деконволюция изображений в микроскопе для «водного окна прозрачности» // Труды XXII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2018, Т.1, С.458.

T7. Chkhalo, N.I. Manufacturing and characterization of substrates for imaging multilayer X-ray optics / N.I. Sckhalo, I.V. Malyshev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, Zorina M.V., F. Delmotte, E. Meltchakov // Physics of X-Ray and Neutron Multilayer Structures, Palaiseau (France). -2018, P.22.

T8. Методика измерений формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения / И.В. Малышев, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Труды XXI Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2017, Т.1, С. 410-411.

T9. Высокоточное первичное зеркало с коррекцией аберрации «веса» для телескопа космического базирования / И.В. Малышев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, С.В. Кузин // Труды XXI Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2017, Т.1, С. 412-413.

T10. Зорина, М.В. Новые методы и подходы при изготовлении проекционного объектива для стенда ЭУФ литографа / М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, А.Е.

Пестов, Н.Н. Салащенко, А.А. Кочетков, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». Нижний Новгород. - 2017. Т.1, С.393.

T11. Измерение формы поверхности эллипсоида вращения с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения / А.Д. Ахсахалян, И.В. Малышев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Труды XX Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2016, Т.1, С.352-353.

T12. Двухзеркальный асферический объектив Шварцшильда для стенда ЭУФ нанолитографа / М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.С. Сидоров, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Труды XX Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2016 г., Т.1, С. 375-376.

T13. Анализ деформаций высокоточных зеркал в оправках / И.В. Малышев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Труды XX Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2016, Т.1, С.384-385.

T14. Анализ деформаций высокоточных зеркал в оправках / И.В. Малышев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало. Труды конференции «Рентгеновская оптика – 2016», г. Черноголовка. - 2016, С. 46 – 48.

T15. М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.С. Сидоров, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало / Проекционный объектив для стенда ЭУФ нанолитографа на 13,5 нм // Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2016», г. Черноголовка, - 2016, С. 97-99.

T16. Измерение аберраций длиннофокусных систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения / И. В. Малышев, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2014, Т.1, С. 341-342.

T17. Оптика для светосильных телескопов / И.В. Малышев, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, И.Л. Струля, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2015, Т.1, С. 380-381.

## Список цитируемой литературы

1. Пономарёв, Д.Н. *Астрономические обсерватории Советского Союза* / Д.Н. Пономарёв. - М.: Наука, 1987, - 202 с.
2. Lew, Allen. *The Hubble Space Telescope Optical Systems Failure Report* / Allen Lew et al. // NASA-TM-103443. - 1990, P.C-7.
3. West, Steve C. *Progress at the Vatican Advanced Technology Telescope* / Steve C. West, Robert H. Nagel, David Allen Harvey, A. Brar, B. Phillips, J. Ray, Thomas J. Trebisky, Richard H. Cromwell, Neville J. Woolf, Chris Corbally, R. Boyle, Daniel R. Blanco, and L. Otten // *Proc. SPIE, Optical Telescopes of Today and Tomorrow*. - 1997. - V.2871, P.74-85.
4. Brooks, Paul. *Topsat – high resolution imaging from a small satellite* / Paul Brooks // *Acta Astronautica*. - 2003. - V.52, P.905-914.
5. Middleton, Elizabeth M. *The Earth Observing One (EO-1) Satellite Mission: Over a Decade in Space* / Elizabeth M. Middleton, Stephen G. Ungar, Daniel J. Mandl, Lawrence Ong, Stuart W. Frye, Petya E. Campbell, David R. Landis, Joseph P. Young, and Nathan H. Pollack // *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*. - 2013. - V.6, No.2, P.243-256.
6. L. G. Cook. *Three mirror anastigmatic optical system* // U.S. patent 4265510. - 1981.
7. Korsch, D. *Reflective Schmidt corrector* / D. Korsch // *Appl. Opt.* - 1974. V.13, P.2005-2006.
8. <http://seso.com/new-services/space-optics/>
9. Takman, P. A. C. *High-resolution compact X-ray microscopy* / P. A. C. Takman, H. Stollberg, G. A. Johansson, A. Holmberg, M. Lindblom and H. M. Hertz // *Journal of Microscopy*. - 2007. V.226, P. 175–181.
10. *X-ray Tomography Generates 3-D Reconstructions of the Yeast, Saccharomyces cerevisiae, at 60-nm Resolution* / Carolyn A. Larabell and Mark A. Le Gros // *Molecular Biology of the Cell*. – 2004. V. 15, P. 957–962.
11. Weib, D. *Computed tomography of cryogenic biological specimens based on X-ray microscopic images* / D. Weib, G. Schneider, B. Niemann, P. Guttmann, D. Rudolph, G. Schmah // *Ultramicroscopy*. - 2000. V.84, P. 185-197.

12. Bertilson, Michael. Laboratory soft-x-ray microscope for cryotomography of biological specimens / Michael Bertilson, Olov von Hofsten, Ulrich Vogt, Anders Holmberg, E. Athanasia, Christakou, Hans M. Hertz // *Opt. Lett.* - 2011. V.36. No.14. P. 2728-2730.
13. Bertilson, Michael. High-resolution computed tomography with a compact soft x-ray microscope / M Bertilson, O.von Hofsten, U. Vogt, A. Holmberg, H.M. Hertz // *Opt. Express.* - 2009. V.17. No.13, P.11057–11065.
14. Kak, A.C. Principles of computerized tomographic imaging / A.C. Kak, M. Slaney. - IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. IEEE Press., 1988, P. 49.
15. Jensen G.J. Defocus-gradient corrected back-projection / G.J. Jensen, R.D. Kornberg // *Ultramicroscopy.* - 2000. V.84, P.57-64.
16. Selin, Marten. Tomographic reconstruction in soft x-ray microscopy using focus-stack back-projection / Marten Selin, Emelie Fogelqvist, Stephan Werner, Hans M. Hertz // *Optic Lett.* - 2015. V.40. No.10, P.2201–2204.
17. Dehlinger, A. 3D nanoscale imaging of biological samples with laboratory-based soft X-ray sources / A. Dehlinger, A. Blechschmidta, R.Junga D.Grotzschc, B. Kanngieber, C. Seim, H. Stiela // *Proc. of SPIE.* - 2015. V. 9589, P.95890M1–95890M9.
18. Crowther, R. A. Reconstruction of 3 dimensional structure from projections and its application to electron microscopy / R. A. Crowther, D. J Derosier and A. Klug // *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences.* - 1970. V.317, No.1530, P.319.
19. Hanssen, Eric. Soft X-ray microscopy analysis of cell volume and hemoglobin content in erythrocytes infected with asexual and sexual stages of Plasmodium falciparum / Eric Hanssen, Christian Knoechel, Megan Dearnley, Matthew W.A. Dixon, Mark Le Gros , Carolyn Larabell, Leann Tilley // *Journal of Structural Biology.* - 2012. V.177, P. 224-232.
20. Пуряев, Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей / М.: Машиностроение, 1976.
21. Bloemhof, Eric E. Extracting the zero-gravity surface figure of a mirror through multiple clockings in a lightlike hexapod mount / Eric E. Bloemhof, Jonathan C. Lam, V. Alfonso Feria, and Zensheu Chang // *Applied Optics.* - 2009. V.48, No.21, P.4239 - 4245.

22. Rhee, Hyug-Gyo. Pixel-based Absolute Test of a 1-m Lightweight Mirror for a Space Telescope / Hyug-Gyo Rhee, Hagyoung Kihm, Ho-Soon Yang, Young-Sik Ghim and Yun-Woo Lee, Joohyung Lee. Journal of the Korean Physical Society. - 2014. V.65, No. 9, P. 1385-1389.
23. Kihm, Hagyoung. Adjustable bipod flexures for mounting mirrors in a space telescope / Hagyoung Kihm, Ho-Soon Yang, Il Kweon Moon, Jeong-Heum Yeon, Seung-Hoon Lee, and Yun-Woo Lee // Applied Optics. - 2012. V.51. No.32, 7776-7783.
24. Cheimets, Peter. SDO-AIA Telescope Design / Peter Cheimets, David C. Caldwell, Cathy Chou, Richard Gates, James Lemen, William A. Podgorski, C. Jacob Wolfson, Jean-Pierre Wuelser // Proc. of SPIE. - 2009. V.7438, P. 74380G-1.
25. Кузин, С. В. Исследование солнечной короны со сверхвысоким пространственным разрешением в проекте «АРКА» / С. В. Кузин, С. А. Богачев, А. А. Перцов, С. В. Шестов, А. А. Рева, А. С. Ульянов // Известия РАН. Серия Физическая. - 2011. Т. 75, С. 91-94.
26. Горбунов, Г. Г. Гиперспектральная аппаратура для дистанционного зондирования Земли / Г. Г. Горбунов, А. В. Демин, В. О. Никифоров, А. М. Савицкий, Ю. С. Скворцов, М. Н. Сокольский, В. П. Трегуб. // Оптический журнал. - 2009. - Т.76, №10, С. 75-82.
27. Савицкий, А.М. Принципы построения оптических систем термостабилизированных телескопов дистанционного зондирования Земли: автореф. дис. канд. техн. наук: 05.11.07 / Савицкий, Александр Михайлович . - Спб., 2012, - 183 с.
28. Кожевников, Д.А. Орбитальный телескоп с синтезированной апертурой для аппаратуры дистанционного зондирования Земли / Д.А. Кожевников, Р.В Фёдорцев, А.Р. Силие // Приборы и методы измерений. - 2018. - Т.9, №4, С. 280-287.
29. Михельсон, Н.Н. Оптика астрономических телескопов и методы ее расчета. - М.: Физматлит, 1995. - 213 с.
30. Навашин, М.С. Телескоп астронома-любителя / М.С. Навашин. - 4-е изд., - М.: Наука, 1979. - 209 с.
31. Wilson, Raymond N. Reflecting Telescope Optics I: Basic Design Theory and its Historical Development / Raymond N. Wilson // Rohrbach, Germany: Springer Science & Business Media, 2013, P.43-44.

32. Денисенко, С.А. Светосильный широкоугольный телескоп АЗТ-33ВМ. / С. А. Денисенко, С. Ф. Камус, Ю. Д. Пименов, В. И. Тергоев, П. Г. Папушев // Оптический журнал. - 2009. - Т.76, № 10, С. 48-51.
33. Wilson, R. N. New optical solutions for very large telescopes using a spherical prime / R. N. Wilson and B. Delabore // *Astron. Astrophys.* - 1995. - V. 294, P.322–338.
34. Marten Selin. 3D X-ray microscopy: image formation, tomography and instrumentation. Doctoral Thesis No. 14, 2016 KTH Royal Institute of Technology Engineering Sciences Department of Applied Physics SE -100 44 Stockholm, Sweden
35. Kirz, Janos. Soft X-ray microscopes and their biological applications / Janos Kirz, Chris Jacobsen and Malcolm Howells // *Q. Rev. Biophys.* - 1995. V.28, P.33-130.
36. Legall, H. Compact x-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source / H. Legall, G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P.Takman, D.H. Martz, M. Selin, U. Vogt, H.M. Hertz, D. Esser, H. Sipma, J. Luttmann, M. Hofer, H.D. Hoffmann, S. Yulin, T. Feigl, S. Rehbein, P.Guttman, G. Schneider, U. Wiesemann, M. Wirtz, W. Diete // *Opt. Express.* - 2012. V.20. No.16, P.18362-18369.
37. Berglund, M. Compact water-window transmission X-ray microscopy / M. Berglund, L. Rymell, M. Peuker, T. Wilhein, H.M. Hertz // *J. Microscopy.* - 2000. V.197. No.3, P. 268-273.
38. Wachulak, P. Soft x-ray imaging with incoherent sources / P. Wachulak, A. Torrisi, M. Ayele, A. Bartnik, J. Czwartos, Ł. Węgrzyński, T. Fok, T. Parkman, Š. Vondrova, J. Turňova, M. Odstreil and H. Fiedorowicz // *Proc. of SPIE.* - 2017. V.10243, P.102430O-1.
39. Ayele, M. G. Contact Microscopy using a Compact Laser Produced Plasma Soft X-Ray Source / Ayele, M. G., Czwartos, J., Adjei, D., Wachulak, P., Ahad, I. U., Bartnik, A., Wegrzynski, Ł., Szczurek, M., Jarocki, R., et al. // *ActaPhysica Polonica A.* - 2016. V.129. No.2, P.237–240.
40. Muller, Matthias. Table-top soft x-ray microscope using laser induced plasma from a pulsed gas jet / Matthias Muller, Tobias Mey, Jurgen Niemeyer, and Klaus Mann // *OPTICS EXPRESS.* - 2014. V. 22. No.19, P. 23489.
41. Wachulak, P. W. Nanoscale imaging applications of soft X-ray microscope based on a gas-puff target source / P. W. Wachulak, A. Torrisi, A. Bartnik, L. Wegrzynski, T. Fok, H. Fiedorowicz // *Journal of Physics: Conf. Series.* - 2017. V. 849, P. 012050.

42. Wachulak P. W. Soft X-ray microscope with nanometer spatial resolution and its applications / P. W. Wachulak, A. Torrisi, A. Bartnik, L. Wegrzynski, T. Fok, Z. Patron, H. Fiedorowicz // Proc. of SPIE. - 2016. V.10159, P. 101590W.
43. Kim, Kyong Woo. Compact soft x-ray transmission microscopy with sub-50 nm spatial resolution / Kyong Woo Kim, Youngman Kwon, Ki-Yong Nam et all. // Phys. Med. Biol. - 2006. V.51, P. N99-N107.
44. Nawaz, M. F. Development and demonstration of a water-window soft X-ray microscope using a Z-pinching capillary discharge source / M. F. Nawaz, Alexandr Jancarek, Michal Nevrkla, Martin Jakub Duda, Ladislav Pina // Proc. of SPIE. - 2017. V.10235, P. 102350P-1 - 102350P-12.
45. Артюков, И.А. Зеркальный рентгеновский микроскоп для исследования объектов, освещаемых излучением лазерной плазмы / И.А. Артюков, В.Е. Асадчиков, А.В. Виноградов, Ю.С. Касьянов, В.В. Кондратенко, Р.В. Серов, А.И. Федоренко, С.А. Юлин // Квантовая электроника. – 1995. Т.22. №.9. С.951-954.
46. Chkhalo N. I. Sub-micrometer resolution proximity X-ray microscope with digital image registration / N. I. Chkhalo, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, A. V. Sherbakov, E. V. Skorokhodov, and M. V. Svechnikov // Review of scientific instruments. - 2015. V.86, P.063701.
47. Артюков, И.А. Рентгеновская микроскопия в области «Углеродного окна» с использованием многослойной оптики и лазерно-плазменного источника / И.А. Артюков, А.В. Виноградов, Е.А. Бугаев, А.Ю. Девизенко, В.В. Кондратенко, Ю.С. Касьянов // ЖЭТФ. - 2009. Т.136, №5(11), С. 1009-1022.
48. Takman, P. A. C. High-resolution compact X-ray microscopy / P. A. C. Takman, H. Stollberg, G. A. Johansson, A. Holmberg, M. Lindblom and H. M. Hertz // Journal of Microscopy. - 2007. V.226, P. 175–181.
49. Kotani, Yoshinori. Realization of a scanning soft X-ray microscope for magnetic imaging under high magnetic fields / Yoshinori Kotani, Yasunori Senba, Kentaro Toyoki, David Billington, Hiroyuki Okazaki, Akira Yasui, Wakana Ueno, Haruhiko Ohashi, Satoshi Hirosawa, Yu Shiratsuchi and Tetsuya Nakamura. J. Synchrotron Rad. -2018. V.25, P. 1444-1449.
50. Kremer J. R. Computer visualization of three-dimensional image data using IMOD / J. R. Kremer, D. N. Mastronarde, and R. McIntosh // J. Struct. Biol. - 1996. V.116, P.71-76 (<http://bio3d.colorado.edu/imod/>).

51. Spath, A. STXM goes 3D: digital reconstruction of focal stacks as novel approach towards confocal soft x-ray microscopy / A. Spath, S. Scholl, C. Riess, D. Schmidtel, G. Paradossi, J. Raabe, J. Hornegger, R.H. Fink // *Ultramicroscopy*. - 2014. V.144, P.19-25.
52. Q. Wu, F. Merchant, K. Castleman, *Microscope Image Processing*, Elsevier, Burlington, 2008.
53. Ejima, T. High throughput and wide field of view EUV microscope for blur-free one-shot imaging of living organisms / T. Ejima, F. Ishida, H. Murata, M. Toyoda, T. Harada, T. Tsuru, T. Hatano, M. Yanagihara, M. Yamamoto, H. Mizutani // *Opt. Express*. - 2010. V.18. No.7, P.7203-7209.
54. Toyoda, M. At-wavelength extreme ultraviolet lithography mask observation using a high-magnification objective with three multilayer mirrors / M. Toyoda, K. Yamasoe, T. Hatano, M. Yanagihara, A. Tokimasa, T. Harada, T. Watanabe, H. Kinoshita // *Appl. Phys. Express*. - 2012. V.5. No.11, P.112501.
55. Simulation of the euv-lithography projection system and nanometer features imaging / Nikolay Voznesensky, and Alexander Zhevlakov // *Proceedings of SPIE*. - 2004. V. 5482, P. 136-144.
56. Long working distance microscope with a low obscuration aspherical Schwarzschild objective / Jiubin Tan, Chao Wang, Yuan Wang, Weibo Wang, Jian Liu, Richard Leach, and Ling Hao // *Optics Letters*. - 2014. V. 39, No. 23, P. 6699-6702.
57. Салащенко Н.Н. Расчёт асферического объектива Шварцшильда для нанолитографа с рабочей длиной волны = 13.5 нм / Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // **ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ**. - 2011. Т.6, С. 5-9.
58. Малакара Д. *Оптический производственный контроль*. М.: Машиностроение, 1985.
59. Abdulkadyrov M.A. Polishing and certification of VISTA telescope 4-m f/1 primary mirror / M.A.Abdulkadyrov, V.E. Patrikeev, A.P. Semenov., Y.A. Sharov, A.G. Poleshchuk, R.K. Nasyrov, A.E. Matochkin // *New York: Optical fabrication and testing*, 2006, P. 146-150.
60. Fritz, B. S. Absolute calibration of an optical flat / B. S. Fritz // *Opt. Eng.* - 1984. V.23, P. 379 - 383.
61. Pixel-based absolute topography test for three flats / Robert E. Parks, Lianzhen Shao, and Chris J. Evans // *Applied Optics*. -1998. V.37, No.25. P.5951-5956.

62. Espiard J. Lightweight Cold Mirror And Fixation / J. Espiard, J. Paseri, G. Cerutti-Maori, C. Singer // Proc. SPIE. - 1986. V.0589, P. 187-193.
63. Richard, Ralph M. Support structures for high-resolution optical systems / Ralph M. Richard and Daniel Vukobratovich // J. Aerosp. Eng. - 1992. V.5, No.1, P. 24-43.
64. Hu, Rui. Topology-optimization-based design method of flexures for mounting the primary mirror of a large-aperture space telescope / Rui Hu, Shutian Liu, and Quhao // Applied Optics. - 2017. V.56, No.15, P. 4551-4560.
65. Piotrowski, William L. Use Of Space Station For Earth And Planetary Exploration / William L. Piotrowski // Proc. SPIE. - 1983. V.0414, P. 162.
66. McCreight C. R. Infrared Astronomical Satellite (IRAS) And Shuttle Infrared Telescope Facility (SIRTF): Implications Of Scientific Objectives On Focal Plane Sensitivity Requirements / C. R. McCreight, R. G. Walker, F. C. Witteborn // Proc. SPIE. - 1978. V.0132. P. 66-74.
67. Research on the degradation of lightweight mirror surface accuracy / Pingwei Zhou, Kejun Wang, Changxiang Yan, and Xiaohui Zhang // Applied Optics. - 2018. V.57, No.27, P.7758-7763.
68. Ekinci Mustafa. Development of a 0.5m clear aperture Cassegrain type collimator telescope / Mustafa Ekinci, Özgür Selimoğlu // Proc. of SPIE. - 2016. V. 9912, P. 991253.
69. Schmidt B., Central Zeitung f. Opt. u. Mech. - 1931. V.52. No. 2, P. 25.
70. Михельсон, Н.Н. Оптические телескопы. Теория и конструкция - М.: Физматлит, - 1976. 511с.
71. Baker J.G. // Proceed. Amer. Philosoph. Soc. – 1940. V. 82. No. 3. P. 339.
72. Schroeder, D. J. All-reflecting Baker–Schmidt flat-field telescopes // Appl. Opt. - 1978. V. 17, P. 141–144.
73. [http://aco.ifmo.ru/el\\_books/basics\\_optics/glava-9/glava-9-4.html](http://aco.ifmo.ru/el_books/basics_optics/glava-9/glava-9-4.html)
74. Sage, D. DeconvolutionLab2: an open-source software for deconvolution microscopy / D. Sage, L. Donati, F. Soulez, D. Fortun, G. Schmit, A. Seitz, R. Guiet, C. Vonesch, M. Unser // Methods. - 2017. V.115, P. 28-41.
75. [http://www.nanotech-now.com/news.cgi?story\\_id=42612](http://www.nanotech-now.com/news.cgi?story_id=42612)

76. Subtomogram averaging from cryo-electron tomograms / Kendra E. Leigha, Paula P. Navarro, Stefano Scaramuzza, Wenbo Chena, Yingyi Zhanga, Daniel Castaño-Díezc, Misha Kudryashev // *Methods in Cell Biology*. – 2019. (in Press). <https://doi.org/10.1016/bs.mcb.2019.04.003>
77. Baghaie, Ahmadreza. Three-dimensional reconstruction of highly complex microscopic samples using scanning electron microscopy and optical flow estimation / Ahmadreza Baghaie, Ahmad Pahlavan Tafti, Heather A. Owen, Roshan M. D'Souza, and Zeyun Yu // *PLoS One*. - 2017. V.12. No.4, P. e0175078.
78. Tafti, A.P. Recent advances in 3D SEM surface reconstruction. A.P. Tafti, A.B. Kirkpatrick, Z. Alavi, H.A. Owen, Z. Yu // *Micron*. - 2015. V. 78, P. 54-66.
79. Халисов М.М. Применение атомно-силовой микроскопии для детектирования отклика нативных клеток на внешние воздействия: дис. канд. физ.-тех. наук: 01.04.01 / Халисов Максим Миндигалеевич. - Спб., 2017. - 185 с.
80. Chao, W. Real space soft x-ray imaging at 10 nm spatial resolution / W. Chao, P. Fischer, T. Tyliczszak, S. Rekawa, E. Anderson, and P. Naulleau // *OPTICS EXPRESS*. - 2012. V.20. No.9, P. 9777.
81. Rehbein, S. Ultrahigh-Resolution Soft-X-Ray Microscopy with Zone Plates in High Orders of Diffraction / S. Rehbein, S. Heim, P. Guttmann, S. Werner, and G. Schneider // *Phys. Rev. Lett.* - 2009. V.103, P. 110801
82. Oton, J. Image formation in cellular X-ray microscopy / J. Oton, C.O.S. Sorzano, E. Pereiro, J. Cuenca-Alba, R. Navarro, J.M. Carazo, R. Marabini // *J. Struct. Biol.* - 2012. V. 178. No.1, P.29-37.
83. Wachulak, P. Compact system for near edge X-ray fine structure (NEXAFS) spectroscopy using a laser-plasma light source. P. Wachulak, M. Duda, A. Bartnik, A. Sarzynski, L. Wegrzynski, M. Nowak, A. Jancarek, and H. Fiedorowicz // *Optics Express* – 2018. V. 26. No. 7, 8260-8274.
84. Малютин, А.А. Анализ применения объектива Шварцшильда в мягкой рентгеновской и ВУФ областях спектра. Условия апланатизма пятого порядка / А.А. Малютин // *Квантовая электроника* - 1997. Т. 24, № 1, с. 93-96.
85. <https://www.zemax.com/>
86. Слюсарев, Г.Г. Расчёт оптических систем. - Л.: Машиностроение, - 1975. 639с.

87. Defocus-gradient corrected back-projection / G.J. Jensen, R.D. Kornberg // Ultramicroscopy 84 (1-2) (2000)
88. [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)
89. <https://imagej.nih.gov/ij/>
90. <http://bigwww.epfl.ch/deconvolution/deconvolutionlab2/>
91. Richardson, W.H. Bayesian-based iterative method of image restoration / W.H Richardson // J. Opt. Soc. Am. - 1972. V.62. No.1, P. 55–59.
92. Otaki, K. Development of the point diffraction interferometer for extreme ultraviolet lithography: Design, fabrication, and evaluation / K. Otaki, K. Ota, I. Nishiyama, T. Yamamoto, Y. Fukuda, S. Okazaki // J. Vac. Sci. Technol B. - 2002. - V.20, No.6, P. 2449-2458.
93. Sommargren, G.E. Diffraction methods raise interferometer accuracy / G.E. Sommargren // Laser Focus World. - 1996. - Vol.8, P.61-71.
94. Naulleau, P.P. Extreme-ultraviolet phase-shifting point-diffraction interferometer: a wave-front metrology tool with subangstrom reference-wave accuracy / P.P. Naulleau, K.A. Goldberg, S.H. Lee, C.Chang, D. Attwood, J. Bokor // Appl. Opt. - 1999. - V.38, No.35, P. 7252-7263.
95. ПатентUS № 7304746, 04.12.2007.
96. Салащенко, Н.Н. Физические ограничения точности измерений интерферометров с дифракционной волной сравнения / Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серияфизическая. - 2010. - Том 74, №1, С. 62-65.
97. Xiaoyu, Chen. Aberration calibration in high-NA spherical surfaces measurement on point diffraction interferometry / C. Xiaoyu, Y. Yang, C.Wang, D. Liu, J. Bai, and Y. Shen // Applied Optics. - 2015. V.54, No.13, P. 3877-3885.
98. Chkhalo, N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / N. I. Chkhalo, A. Y. Klimov, V. V. Rogov, N. N. Salashchenko, and M. N. Toropov // Rev. Sci. Instrum. -2008. V. 79, P. 033107.
99. Вознесенский, Н.Б. Интерференционный контроль асферических компонентов объектива для нанолитографии / Н.Б. Вознесенский, Е.В. Гаврилов, А.П. Жевлаков, В.К. Кирилловский, П.В. Орлов // Журнал технической физики. - 2007. - Т.77. №2, - С.126-130.

100. Sokolov A.A. An XUV Optics Beamline at BESSY II / A.A. Sokolov, F. Eggenstein, A. Erko, R. Follath, S. Kunstner, M. Mast, J.S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, Th. Zeschke, F. Schafers // Proc. of SPIE. – 2014. V. 9206, P. 92060J.
101. Precision Maching of Electroless Nickel Mandrel and Fabrication of Replicated Mirrors for a Soft X-Ray Microscope / K.S. Chon, Y. Namba, and K-H Yoon // JSME International Journal. - 2006. V. 49, No. 1, P. 56-62.
102. Gatzweiler, A. Interferometric measurement of near-cylindrical surfaces with high amplitude resolution / A. Gatzweiler and H. Glatzel // APPLIED OPTICS. - 1995. V. 34, No. 31, P. 7207-7212.
103. Многослойное рентгеновское зеркало в форме эллипсоида вращения / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Е.Б. Ключенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов // Известия РАН. Серия Физическая. - 2007. Т. 71, № 1, С. 69-72.
104. <https://www.xenocs.com/products/components/>
105. Lemen, James R. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) / James R. Lemen, Alan M. Title, David J. Akin, Paul F. Boerner, Catherine Chou et al. // Solar Phys. - 2012. V.275. P. 17–40.
106. <https://azbukametalla.ru/marochnik/pretsizionnye-splavy/splavy-s-zadannymi-temperaturnymi-koeffitsientami-teplovogo-rasshireniya/splavy-36n-36n-vi-36nkh-32nkd-32nk-vi-35nkt-39n-54k9kh-s-minimalnymi-temperaturnymi-koeffitsientami-linejnogo-rasshireniya.html>
107. Löfgren, Henrik. TechEdSat - A minimal and robust 1U cubesat architecture using plug-and-play avionics / Henrik Löfgren, Jan Schulte, Per Selin, Johan Bäckström, Jorge Freyer, Fredrik Bruhn // Proceedings of the 9th IAA Symposium on Small Satellites for Earth Observation, Berlin, Germany. - 2013. (<https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/t/techedsat>)