

Многорежимная быстрая камера: устройство макета для АЗТ-2 (четвертый этап) версия 1.0

Б. Сафонов

1 марта 2014 г.

В этом документе суммированы некоторые соображения по устройству макета многорежимной быстрой камеры (Multimode Fast Camera — MFC), который будет установлен на АЗТ-2 для выполнения экспериментов четвертого этапа, выполняемого в рамках разработки камеры. Макет будет использован в следующих работах:

1. Исследование инструментальной поляризации макета в лабораторных условиях.
2. Отработка методики поляриметрии полного потока на АЗТ-2.
3. Отработка методики дифференциальной спекл-поляриметрии на АЗТ-2.
4. Проверка теоретических предсказаний эффективности ДСП [1]. В случае их подтверждения — получение астрономических результатов.
5. Эксперименты, связанные с созданием управляющего ПО MFC.

1 Оптическая схема

Оптическая схема макета состоит из следующих базовых элементов: телескоп, полуволновая пластинка, перебрасывающая оптика, делитель пучков, детектор. В этом разделе мы по очереди опишем эти элементы, перечислим требования к ним, в тех случаях, когда это возможно, обоснуем выбор их реализации. Основываясь на этом мы предложим компоновку оптической схемы макета.

1.1 Телескоп

В качестве питающей оптики мы будем использовать зеркальный телескоп АЗТ-2, установленный рядом со зданием ГАИШ на Воробьевых горах. Этот телескоп имеет диаметр 700 мм, эквивалентное фокальное расстояние 10500 мм при работе в фокусе Кассегрена, относительное отверстие $F/15$, диаметр вторичного зеркала 215 мм.

В перспективе камера MFC будет установлена в фокусе Нэсмита 2.5 м телескопа, и ранее мы показали [1], что инструментальные аберрации, (в т.ч. их дифференциальная составляющая) рождающиеся на диагональном зеркале, вряд ли фатально повлияют на возможности прибора. Естественно было бы заранее проверить этот вывод на практике с телескопом меньшего размера. Однако в соответствии с парадигмой инкрементной разработки (постепенное приближение к реальным условиям / один эксперимент за раз) мы решили освободить макет четвертого этапа от этого эффекта, потенциально значительно увеличивающего сложность анализа. Поэтому макет будет установлен в фокусе Кассегрена и в полной оптической системе телескоп + прибор не будет косых отражений, т.е. схема осесимметрична, что типично для классических поляриметров. Исследование влияния диагонального зеркала будет выполнено нами позже, необходимая модификация макета не столь уж сложна (но и не элементарна).

1.2 Полуволновая пластинка

Полуволновая пластинка (HWP) применяется для поворота плоскости поляризации света, входящего в прибор, что в свою очередь нужно для решения следующих практических задач:

- Поворот на 45° позволит измерять все три параметра Стокса I, Q, U , характеризующие линейную поляризацию излучения.
- Поворот на 90° позволит менять местами пучки, соответствующие горизонтальной и вертикальной поляризации, что необходимо для реализации калибровочной схемы предложенной в [1].

Реальные HWP, конечно, неидеальны, и главный аспект их неидеальности заключается в том, что задержка фазы между быстрой и медленной компонентой δ может быть не ровно π радиан фазы. В приложении А мы выяснили, что отклонение задержки фазы первого порядка малости не вносит эффектов нулевого и первого порядка малости в измерения при применении калибровочной процедуры. Там же мы показали, что аналогичный вывод справедлив для точности установки HWP по позиционному углу.

Таким образом, ограничения на этот узел не такие уж жесткие. Однако при выборе компонент мы решили перестраховаться (чтобы не думать больше о влиянии полуволновой пластинки) и приобрести прецизионную полволновую пластинку (Precision Achromatic Waveplate) Edmund Optics 49-227, представляющую собой стопу из слоев полимеров. Эта пластинка демонстрирует отклонение задержки фазы от π не более чем на 0.01 радиан в пределах полосы V . Среди других ее преимуществ — слабая зависимость задержки от угла падения. Спецификации свидетельствуют, что при отклонении угла падения от вертикали на 10° изменение задержки будет 0.03 радиан. В то же время в макете максимальный угол падения в 1.9° (он будет реализовываться на краю пучка). Еще одно важное преимущество этой HWP в том, что в качестве входных окон используются прецизионные пластинки из стекла BK7, качество поверхности $\lambda/100$. Заметим, что наверняка существуют неучтенные нами аспекты неидеальности HWP (например, поляризационные аберрации, рассеяние, непараллельность поверхностей и т.д.), однако есть надежда, что для прецизионной HWP они меньше.

1.3 Деление пучков

Одним из ключевых моментов при реализации метода ДСП является одновременное построение на одном детекторе изображений, соответствующих горизонтальной и вертикальной поляризации. При реализации двухлучевого поляриметра таким способом применяется два подхода к делению поля зрения. В одном поле зрения уменьшается в два раза по одной из координат с помощью диафрагмы поля, делится на два, соответствующие разным направлениям поляризации, которые строятся рядом друг с другом на детекторе. В этом случае расстояние между лучами на детекторе равно половине его линейных размеров. В другом подходе это расстояние выбирается настолько малым, насколько это позволяют размеры объекта, при этом используется все поле зрения. Первый подход для нас более предпочтителен, поскольку ожидаемые размеры объекта сравнимы с размерами поля зрения. К тому же в этом случае уменьшается влияние фона. Итак, оптический элемент, делящий пучки, должен обеспечивать расстояние между ними 4 мм в фокальной плоскости.

Оптические элементы, подходящие для решения этой задачи можно разделить на два типа по виду преобразования пучков: смещающие и отклоняющие. Первые на выходе дают два ортогонально поляризованных луча, параллельных друг другу и входящему лучу. К таким элементам относится, например, пластина Савара. Другой тип — отклоняющие, соответственно, они отклоняют луч на угол, зависящий от его направления поляризации, например, призма Волластона. Учитывая необходимое разделение пучков, мы отбросили пластину Савара, поскольку даже если сделать ее из кальцита (для которого эффект двулучепреломления весьма силен), ее толщина должна быть 40 мм. Призма Волластона более предпочтительна также потому, что пучки на выходе из призмы имеют еще очень малое линейное разделение, поэтому они меньше подвержены дифференциальным аберрациям (пучки проходят через одно и то же место призмы и испытывают одинаковые искажения). На призму Волластона также похожа призма Рошона, но она имеет в два раза меньшее разведение пучков и, что гораздо хуже, выходящие пучки намного менее симметричны. Наконец, заметим, что призма Волластона используется повсеместно в поляриметрах с получением изображений (imaging polarimeters).

Важным вопросом также является выбор материала для призмы Волластона. Существует множество двулучепреломляющих материалов, из которых делаются поляризационные элементы, однако на практике нам доступны лишь два — кальцит и кварц, все остальное намного дороже и встречается реже. Кварц более предпочтителен по трем причинам.

Во-первых, как было сказано ранее в статье [1], при одинаковом качестве поверхностей призма из кварца дает дифференциальные аберрации в 20 раз меньшие, чем призма из кальцита. Напомним, что под дифференциальными аберрациями мы понимаем разность аберраций для горизонтально и вертикально поляризованного пучка. Во-вторых, кварц является материалом намного более устойчивым к химическим и механическим воздействиям, т.е. он более практичен. В-третьих, кварц имеет меньшую разность дисперсий показателя преломления для необыкновенного и обыкновенного луча (дифференциальную дисперсию), об этом подробнее смотрите в конце этого подраздела.

Т.о. мы приняли решение приобрести призму из кварца. Призма была изготовлена фирмой RIVoptics (Москва), она имеет поперечник 10.66×10.66 мм, длину 15 мм, угол наклона косоугольной плоскости 54.6° , угол между выходящими пучками 1.45° при $\lambda = 550$ нм. Небольшим недостатком призмы является то, что две ее половины соединены методом оптического контакта. Соединение этого типа чувствительно к перепадам температуры. Как будет вести себя этот элемент в реальных условиях покажет опыт.

1.4 Дисперсия призмы Волластона и атмосферная дисперсия

Любой поляризационный элемент, отклоняющий или смещающий пучки обладает дифференциальной дисперсией, т.е. конкретная величина отклонения или смещения зависит от длины волны света. Естественно, этим свойством обладает и призма Волластона.

Предположим, что призма установлена на расстоянии 158.0 мм от детектора, при этом линейное разделение пучков в плоскости детектора будет 4 мм. Линейная дифференциальная дисперсия для кварца составит 0.986 мкм на 1 нм длины волны (кривая дисперсии из [2]). Т.о. на 100 нм дисперсия будет 98.6 мкм, что довольно много, соответствует примерно 6 пикселям детектора. При этом дисперсия призмы Волластона направлена вдоль линии, соединяющей изображения, причем в разные стороны от центра.

Ситуация еще усложняется, если принять во внимание наличие атмосферной дисперсии. В линейной мере в фокальной плоскости телескопа АЗТ-2 атмосферная дисперсия может быть оценена по формуле $1.03tgz$ мкм на 1 нм длины волны, где z — зенитное расстояние.

Дисперсию призмы Волластона можно устранить реализовав ахроматическую призму Волластона, для этого потребуется использовать материалы с различной дифференциальной дисперсией. В принципе, кварц и кальцит могут быть использованы в качестве таких материалов, однако параметры призмы с требуемым углом разделения 1.45° получаются довольно трудно реализуемыми. Так, призма из кварца должна при этом иметь угол наклона косоугольной поверхности 77° , а призма из кальцита (противоположно направленная) 9° . Таким образом, призма из кварца становится довольно толстой, что вызывает проблемы для всей оптической схемы, в частности, та же компенсация дисперсии не может быть полной. Однако можно представить призмы и из других материалов ??

Атмосферную дисперсию технически намного проще исправить, т.к. она одинакова для обоих состояний поляризации, а значит корректор может быть установлен до призмы Волластона. Однако острой необходимости в корректоре нет, т.к. по крайней мере до зенитных расстояний $30 - 40^\circ$ атмосферная дисперсия не сильно прибавляет к дисперсии призмы Волластона.

Дисперсия влияет на измеряемую величину \mathcal{R} в двух аспектах: она вызывает смещение и шум. Оценим величины этих эффектов количественно с помощью численного моделирования, описанного в [1]. Для этого введем вектор линейной дисперсии атмосферы: ω_A , и призмы Волластона ω_W , заданный, например, для горизонтально поляризованного изображения. Единица измерения этого вектора мкм/нм, где имеется в виду нанометр длины волны. Полный вектор линейной дисперсии для горизонтально и вертикально поляризованного изображения: $\omega_h = \omega_A + \omega_W$ и $\omega_v = \omega_A - \omega_W$.

Естественно, эффект зависит от взаимной ориентации векторов ω_A и ω_W , мы рассмотрим два варианта: 1) вектора сонаправлены 2) вектора перпендикулярны. Атмосферную дисперсию будем рассматривать при $z = 30^\circ$.

Количественно эффект дисперсии можно описать путем умножения фурье-спектра изображения

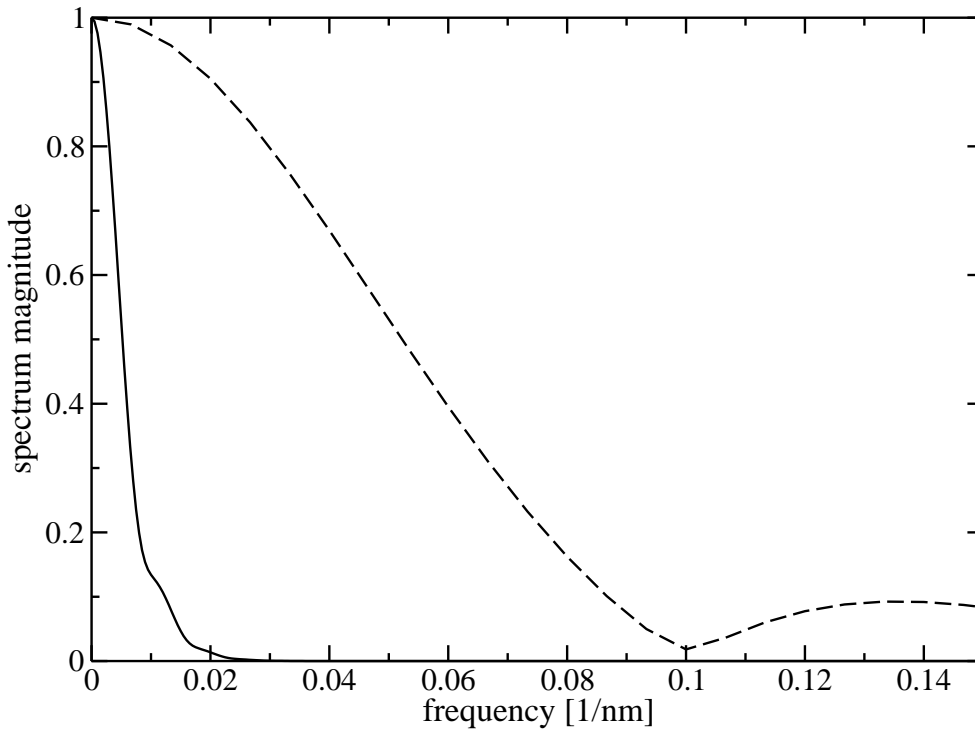


Рис. 1: Модуль фурье-спектра полосы V (сплошная линия) и полосы среднеполосного фильтра EO65644 (прерывистая линия).

на соответствующий фильтр:

$$\Omega_{h,v}(\mathbf{f}) = F_\lambda(s(\mathbf{f} \cdot \boldsymbol{\omega}_{h,v})), \quad (1)$$

где \mathbf{f} — пространственная частота в пространстве Фурье-образов изображений, измеряется в обратных радианах; s — угловой масштаб в фокальной плоскости, измеряется в радиан/мкм, точка обозначает скалярное произведение, F_λ — Фурье-спектр распределения энергии регистрируемых фотонов, т.е. произведение спектра объекта, пропускания телескопа, прибора, фильтра, кривой чувствительности матрицы и т.д. На рис. 1 приведены использованные нами в расчетах Фурье-спектры фотометрической полосы V и полосы пропускания среднеполосного фильтра производства Edmund Optics (артикул 65644, центр полосы 550 нм, полуширина 10 нм). Также на рис. 2 приведены примеры изображений, рассчитанных для недавно указанных параметров.

Приведем для удобства читателя некоторые обозначения из [1]. Основная измеряемая величина \mathcal{R} определяется следующим образом:

$$\mathcal{R}(\mathbf{f}) = \frac{\langle \tilde{F}_h(\mathbf{f}) \tilde{F}_v^*(\mathbf{f}) \rangle_M}{\langle \tilde{F}_v(\mathbf{f}) \tilde{F}_v^*(\mathbf{f}) \rangle_M - K_v^{-1}}, \quad (2)$$

где $\tilde{F}_h(\mathbf{f})$ и $\tilde{F}_v(\mathbf{f})$ — изображения, соответствующие горизонтальной и вертикальной поляризации. Кроме того, вводится аналогичная величина \mathcal{R}' получаемая при смене изображений (с помощью полуволновой пластинки). В [1] показано (ур-ние (9)), что для \mathcal{R} можно записать

$$\bar{\mathcal{R}}(\mathbf{f}) = \mathcal{R}_0(\mathbf{f})(1 + \Delta\mathcal{R}_I(\mathbf{f})). \quad (3)$$

В то же время для \mathcal{R}' справедливо:

$$\bar{\mathcal{R}}'(\mathbf{f}) = \mathcal{R}_0(\mathbf{f})(1 - \Delta\mathcal{R}_I(\mathbf{f})), \quad (4)$$

при условии, что aberrации вызывающие $\Delta\mathcal{R}_I(\mathbf{f})$ возникают после полуволновой пластинки (индекс I символизирует инструмент).

Таким образом, может быть сделана более точная оценка:

$$\mathcal{R}_F = \sqrt{\mathcal{R}\mathcal{R}'}, \quad (5)$$

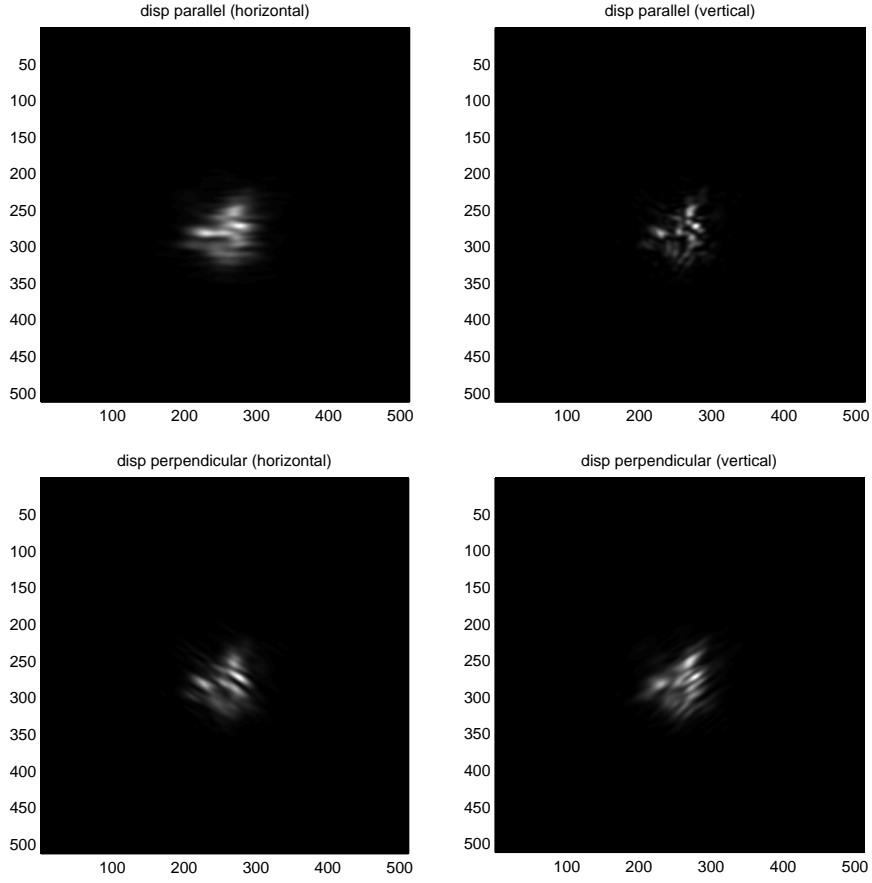


Рис. 2: Пример смоделированного изображения: телескоп АЗТ-2, качество изображения $1.5''$, полоса V. Верхний ряд: дисперсии призмы и атмосферы параллельны друг другу, нижний: они же перпендикулярны. Левый и правый столбец — горизонтально и вертикально поляризованные изображения.

свободная от эффектов, возникающих в приборе.

Уравнения (3) и (4) с учетом дисперсии запишутся следующим образом:

$$\overline{\mathcal{R}}_D(\mathbf{f}) = \frac{\Omega_h(\mathbf{f})}{\Omega_v(\mathbf{f})} \mathcal{R}_0(\mathbf{f})(1 + \Delta\mathcal{R}(\mathbf{f})), \quad (6)$$

$$\overline{\mathcal{R}}'_D(\mathbf{f}) = \frac{\Omega_v(\mathbf{f})}{\Omega_h(\mathbf{f})} \mathcal{R}_0(\mathbf{f})(1 - \Delta\mathcal{R}(\mathbf{f})). \quad (7)$$

Отсюда легко видеть, что калибровка (5) устраняет также и влияние дисперсии. Шум конечной оценки мы вычисляли по вполне тривиальной формуле:

$$\sigma_F^2 = \sigma^2 \frac{\mathcal{R}'}{4\mathcal{R}} + \sigma'^2 \frac{\mathcal{R}}{4\mathcal{R}'}, \quad (8)$$

где σ^2 и σ'^2 — дисперсии шума \mathcal{R} и \mathcal{R}' .

Можно ожидать, что эффект дисперсии не зависит от количества фотонов в изображении, т.ч. мы провели оценку увеличения шума для единственной звездной величины $V = 1$. Разрез шума по двум осям приведен на рис. 3. Видно, что в том случае, когда дисперсии параллельны, шум ожидаемо возрастает только в одном направлении, причем на высоких частотах ($0.5 \div 1.0D$) его рост составляет 2-3 порядка. В том же случае, когда дисперсии перпендикулярны падение имеет место на всех частотах.

Более предметно оценить влияние дисперсии можно, например, в приложении к задаче дифференциальной астрометрии, обсуждавшейся в [1]. В этом случае дисперсия будет приводить к увеличению погрешности астрометрии, результаты соответствующей оценки приведены в таблице 1. Эффект для

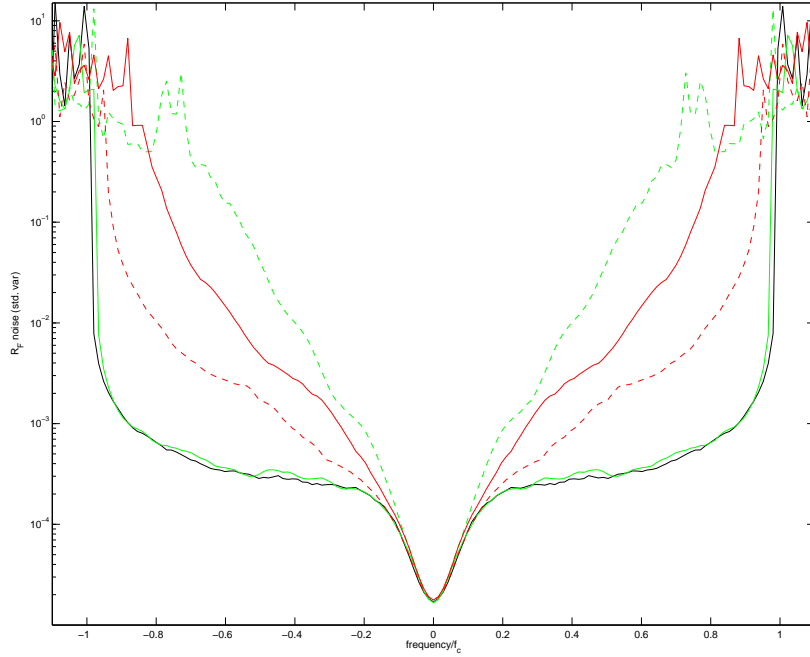


Рис. 3: Разрез шума σ_F величины \mathcal{R} для звезды $V = -1$, число кадров 600. Черная линия — без дисперсии, зеленая — атмосферная дисперсия вдоль дисперсии призмы Волластона, красная — поперек. Сплошные линии — разрез поперек направления дисперсии призмы Волластона, прерывистые — вдоль.

полосы ЕО 65644 указан с учетом того, что света проходит в ≈ 15 раз меньше, следовательно при прочих равных при работе с этим фильтром шум возрастает в 4 раза даже без дисперсии. Как видно, увеличение шума существенное, но не катастрофическое. Другим примечательным моментом является то, что переход к более узкой полосе позволяет уменьшить погрешность, по-видимому, полуширина полосы 20-30 нм является оптимальной для данного телескопа и прибора. Существуют также другие причины использовать более узкую полосу. К примеру, таким образом можно значительно уменьшить зависимость калибровочных постоянных от вида спектра объекта.

Таблица 1: Увеличение погрешности астрометрии, вызванное дисперсией.

направление	полоса V		ЕО 65644	
	$\omega_A \parallel \omega_W$	$\omega_A \perp \omega_W$	$\omega_A \parallel \omega_W$	$\omega_A \perp \omega_W$
$\parallel \omega_W$	6.2	6.2	4.3	4.2
$\perp \omega_W$	2.0	4.8	4.0	4.0

Дисперсия призмы также может быть уменьшена, если уменьшить разделение изображений — придвинуть призму ближе к детектору или уменьшить угол наклона косо́й поверхности. Для работы в полосе V необходимое разделение составляет 0.6 мм, что соответствует $3.1''$ при установке на АЗТ-2. Таким образом, могут возникнуть проблемы с перекрытием изображений, т.ч. необходимо найти некоторый компромисс между соотношением сигнал-шум и возможностью разделить изображения. Кроме того, может быть заужена полоса. Опыт покажет, какое разделение и какая ширина полосы оптимальна для данной задачи.

1.5 Перебрасывающая оптика и компоновка оптической схемы

Рассматривавшаяся ранее схема, в которой призма Волластона стоит последним оптическим элементом в системе имеет существенный недостаток. Дело в том, что даже пучок сходящийся как $1/64$

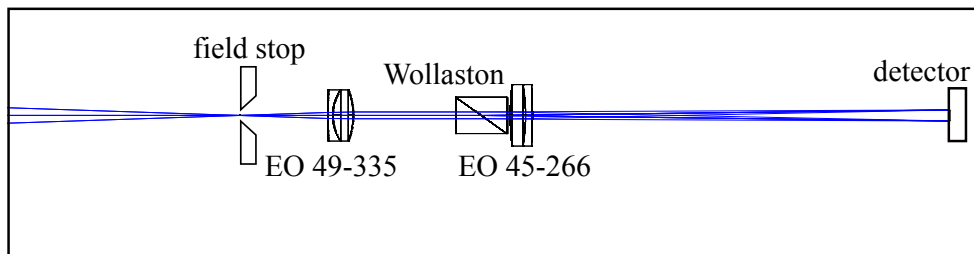


Рис. 4: Оптическая схема макета. Слева направо элементы: диафрагма поля, двухлинзовый объектив $F=30$ мм, призма Волластона, двухлинзовый объектив $F=125$ мм.

приобретает значительный дифференциальный дефокус $\Delta Z_4 = 0.07$ и астигматизм $\Delta Z_6 = 0.09$ (разность между пучками, соответствующими горизонтальной и вертикальной поляризации), проходя через призму Волластона, которая имеется в наличии.

Эта ситуация может быть исправлена двумя способами. Во-первых, можно использовать призму, сделанную из кальцита. При угле разведения пучков 1.45° эта призма будет иметь угол наклона косоугольной плоскости 4.18° . Вносимые такой призмой дифференциальные aberrации пренебрежимо малы.

Во-вторых, можно поставить имеющуюся призму из кварца в параллельный пучок. Более конкретно, мы рассмотрели схему с двухлинзовым объективом фокусом 30 мм, призмой в выходном зрачке за ним, сразу за призмой устанавливается двухлинзовый объектив фокусом 125 мм, см. рис. 4. В такой конфигурации небольшая расфокусировка первого объектива приводит к появлению дифференциального астигматизма между горизонтально и вертикально поляризованными пучками. Интересно, что дифференциальная aberrация, вносимая телескопом, также представляет собой дифференциальный астигматизм, и если расфокусировать первый объектив на 18 мкм в сторону телескопа, то дифференциальный астигматизм телескопа и призмы взаимно компенсируют друг друга и дифференциальные aberrации падают до весьма низкого уровня, а именно $PTV=10^{-4}$ радиан. Данный факт представляет лишь академический интерес, т.к., во-первых, управлять фокусом телескопа с такой точностью не представляется возможным даже при работающей системе АО, а, во-вторых, мы можем позволить себе намного больший уровень дифференциальных aberrаций до того, как атмосферный шум начнет соперничать с пуассоновским. Оценка шумов показала, что для объектов $V > -1^m$ дифференциальные aberrации не приводят к появлению атмосферного шума при расфокусировке до 0.2 мм. Выдерживать фокус с такой точностью будет также сложно, но не невозможно. Для этой цели можно наблюдать яркие объекты.

Наконец, заметим, что в этом варианте призма не является последним оптическим элементом, но тем не менее можно ожидать, что уровень дифференциальных aberrаций, возникающих вследствие неидеальности линзы, будет мал, поскольку расстояние между пучками, проходящими через нее будет около 0.4 мм (при диаметре пучков 2.0 мм).

Выбор взаимной ориентации детектора и призмы Волластона был обусловлен двумя соображениями. Во-первых, эффект смазывания заряда при вертикальном переносе, который может проявиться при наблюдении ярких источников, не должен приводить к попаданию заряда с одного изображения на другое. Во-вторых, чтобы обеспечить возможность увеличения частоты кадров, изображение должно занимать как можно меньше места по вертикали, поскольку только уменьшение размера окна в этом направлении позволяет увеличить частоту. Таким образом, линию, соединяющую изображения, целесообразно ориентировать вдоль горизонтального регистра детектора (см. рис. 5). Соответствующим образом должна быть ориентирована диафрагма поля. Согласно результатам подраздела 1.4, предпочтительное направление атмосферной дисперсии также вдоль горизонтального регистра.

2 Оптомеханика

Базовой механической структурой макета является фланец телескопа, фланец детектора и рельс, соединяющий их. Эти, так сказать, киты достались нам в наследство от эпохи первых спекл-интерферометрических наблюдений на АЗТ-2 с EMCCD детектором [3] (этап 3 разработки многорежимной

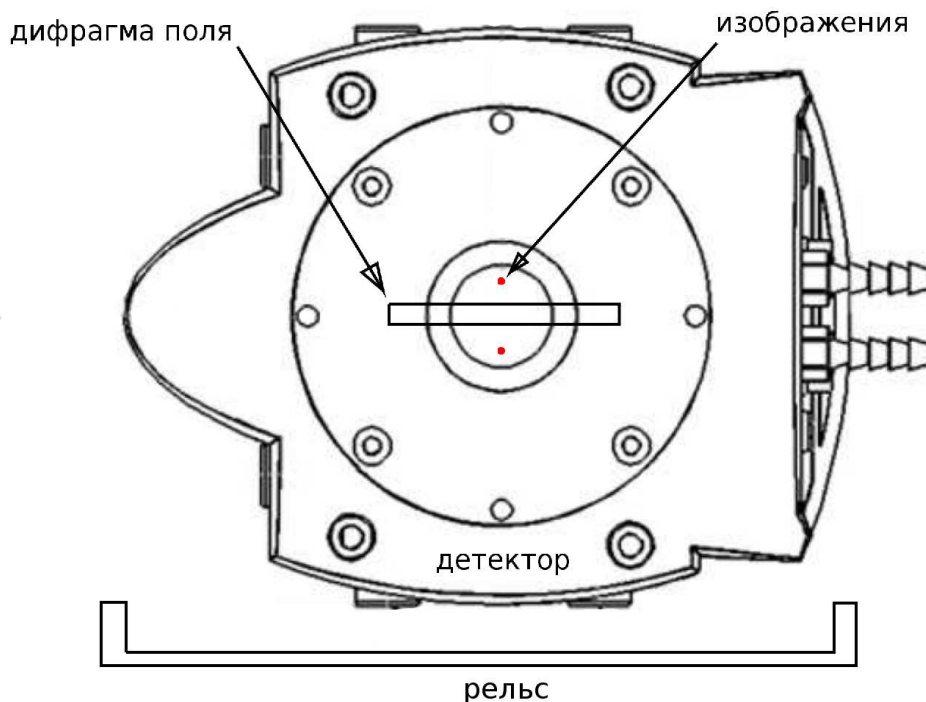


Рис. 5: Взаимная ориентация диафрагмы поля, призмы Волластона и детектора относительно рельса, представляющего собой станину прибора. Смотрим с заднего конца прибора в сторону телескопа.

быстрой камеры¹), они показали себя достаточно хорошо. Детектор, как и в [3], был смонтирован на фланце детектора.

Всю схему закрывает откидываемый на петлях кожух, ликвидирующий большую часть паразитной засветки. Рельс, фланец детектора и внутренняя поверхность кожуха были оклеены черной фольгой, еще сильнее уменьшающей количество паразитного света.

Нами было рассмотрено 3 варианта монтажа оптических элементов макета.

1. Вариант **“оптический стол”**. Рельс, на котором крепится фланец детектора, имеет плоскую поверхность размерами 120×500 мм, обращенную к оптической оси, она находится на расстоянии 80 мм от нее. Таким образом, можно было бы насверлить отверстий, нарезать в них резьбу и использовать рельс как небольшой оптический стол. Данная схема весьма заманчива в том плане, что она предоставляет большую свободу изменений положений оптических элементов. Однако большое количество степеней свободы является также ее недостатком, ведь каждый элемент должен быть отъюстирован по каждой степени свободы.
2. Вариант **“оптический рельс”**. На уже упомянутом рельсе можно было бы смонтировать небольшой оптический рельс и на нем, на стойках установить оптические элементы. В такой конфигурации они имели бы намного меньше степеней свободы, а также значительно упростилась бы фокусировка. Эта схема также допускает простой монтаж/демонтаж элементов.
3. Вариант **“клетка”** (Thorlabs cage systems). Клетка представляет собой 4 направляющих — стальных стержня диаметром 6 мм, центры которых располагаются в вершинах квадрата стороной 60 мм. Оптические элементы устанавливаются в специальных креплениях, которые могут перемещаться по направляющим. В данном варианте каждый элемент имеет единственную степень свободы — продольное положение на направляющих.

Взвесив все за и против, было решено осуществить монтаж оптических элементов по третьему варианту. Направляющие были закреплены на фланце детектора.

¹Напомним, что данный документ относится к этапу 4

По ходу работы выяснились следующие недостатки клетки. 1) Плохая доступность пучка вследствие того, что направляющие ограничивают его со всех сторон. 2) Трудности с монтажом/демонтажом элементов, особенно тех, что находятся в середине схемы. 3) Недостаточная жесткость по отношению к “параллелограммным” деформациям.

Последний момент вызывал особенно большое беспокойство, поэтому мы измерили гнутые схемы. Для этого мы установили механический микрометр чувствительностью 1 мкм так, чтобы он измерял изменение расстояния между направляющими и рельсом. Измерения были проведены для двух ситуаций.

Воздействие на узел вращения полуволновой пластинки (см. далее). В этом случае максимальная амплитуда гнутая в момент воздействия составила 40 мкм. После снятия воздействия схема возвращалась к старому положению с точностью 5-10 мкм, показывая некоторый гистерезис.

Изменение ориентации всего прибора в пространстве относительно вектора силы тяжести. Гнутая составила 100-150 мкм, что весьма значительно. По-видимому, большая часть этого гнутая возникает в месте крепления фланца детектора к рельсу. В принципе, это слабое место может быть усилено добавлением косынок между фланцем детектора и рельсом. Гнутая этого типа выражаются лишь в смещении изображения объекта в фокальной плоскости на 0.4-0.6 мм при значительном изменении ориентации прибора. Заметим, что в этом случае другие ошибки, начиная с ошибки ведения телескопа, начнут проявляться гораздо раньше. Исходя из этого, мы не стали заморачиваться с усилением схемы.

В целом можно сказать, что клетка хорошо себя показала в работе, однако основываясь на полученном опыте мы бы все-таки предпочли монтаж на оптическом рельсе.

Важным элементом оптомеханики является узел вращения HWP. В качестве узла вращения пластинки мы выбрали компонент Thorlabs RSP1X15/M, который позволяет управлять позиционным углом закрепленного в нем оптического элемента с точностью около 0.5° . Кроме того, возможно осуществлять дискретное вращение с шагом 15° , точность установки при этом около 0.1° , или 0.002 радиан, что весьма ценно для нас. К сожалению, аналогичных изделий с шагом 22.5° в продаже нет, а это было бы еще удобнее. Данным элементом нужно управлять вручную, автоматизация будет осуществляться на следующем этапе, а для проверки концепции достаточно и этого.

Некоторые трудности при ручном управлении вызывает то, что узел вращения находится внутри кожуха, а управлять им надо снаружи. Поэтому мы сделали два поводка, к которым привязали гибкую проволоку, выведенную через отверстия на обратную сторону рельса. Оператор тянет за проволочки и таким образом управляет узлом вращения. Диапазон углов при этом $0-75^\circ$, что вполне достаточно.

В процессе манипуляций с HWP серия кадров не прерывается, поэтому для последующей обработки жизненно важно как-то отмечать моменты поворотов HWP на серии. Для этого мы сделали подсветку диафрагмы поля, которую также можно включать с обратной стороны рельса.

Фото макета во время лабораторных испытаний приведено на рис. 6.

А Влияние неидеальности и неточности установки по позиционному углу полуволновой пластинки

Запишем матрицу Джонса P_{HWP} для пластинки с произвольной задержкой фазы δ между быстрой и медленной волной:

$$P_{HWP} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(2\alpha) & \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(2\alpha) \\ \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(2\alpha) & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(2\alpha) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где α — угол между быстрой осью и горизонтальной осью системы координат. Теперь учтем, что $\delta = \pi + \epsilon$ и $\epsilon \ll 1$:

$$P_{HWP} = \begin{pmatrix} -\frac{\epsilon}{2} + i \cos(2\alpha) & i \sin(2\alpha) \\ i \sin(2\alpha) & -\frac{\epsilon}{2} - i \cos(2\alpha) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

При калибровке будут использоваться два угла поворота HWP — #1: $\alpha_1 = 0$, #2: $\alpha_2 = \pi/4$. Для них матрицы Джонса будут выглядеть так:

$$P_{HWP,1} = \begin{pmatrix} -\frac{\epsilon}{2} + i & 0 \\ 0 & -\frac{\epsilon}{2} - i \end{pmatrix}, \quad (11)$$

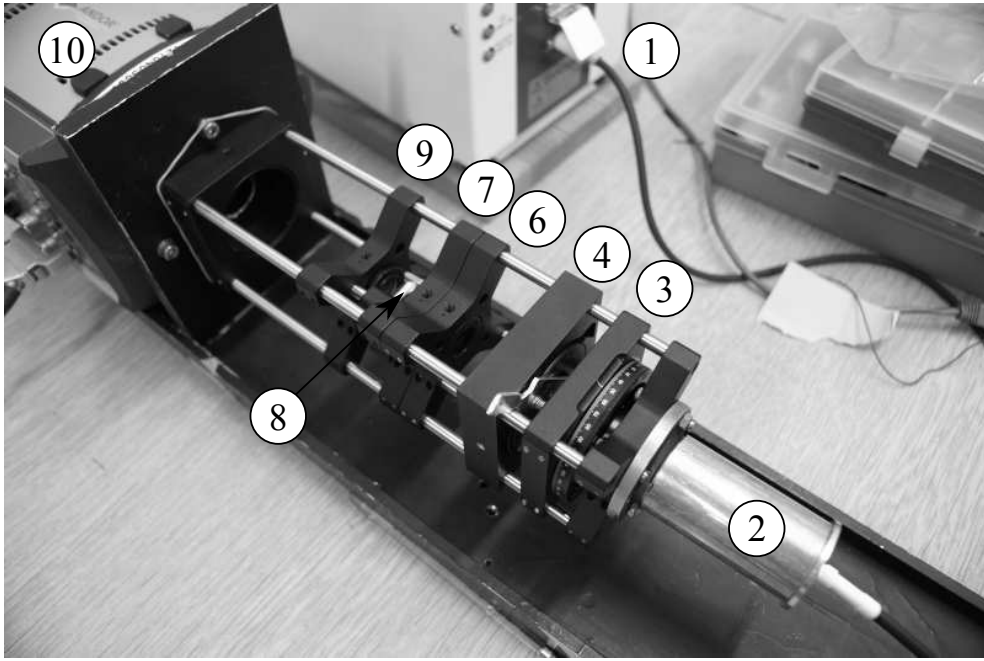


Рис. 6: Фото макета при лабораторных испытаниях. Цифрами отмечены компоненты: 1 — стабилизированный источник света, 2 — коллиматор, 3 — модулятор, 4 — полуволновая пластина, 6 — первый ахромат, 7 — фильтр, 8 — призма Волластона, 9 — второй ахромат. Фланец телескопа и кожух были сняты.

$$\mathbf{P}_{HWP,2} = \begin{pmatrix} -\frac{\epsilon}{2} & i \\ i & -\frac{\epsilon}{2} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Далее мы будем использовать обозначения из статьи [1]. Матрица Джонса телескопа зависит от положения координаты на зрачке \mathbf{x} :

$$\mathbf{P}_{tel} = \begin{pmatrix} P_A(\mathbf{x}) & P_B(\mathbf{x}) \\ P_C(\mathbf{x}) & P_D(\mathbf{x}) \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Также введем матрицы Джонса для двух лучей призмы Волластона:

$$\mathbf{P}_{Wol,h} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\mathbf{P}_{Wol,v} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Запишем итоговые матрицы Джонса для всех четырех лучей, используемых в калибровочной схеме.

$$\mathbf{P}_{h1} = \mathbf{P}_{Wol,h} \mathbf{P}_{HWP,1} \mathbf{P}_{tel} \quad (16)$$

$$\mathbf{P}_{v1} = \mathbf{P}_{Wol,v} \mathbf{P}_{HWP,1} \mathbf{P}_{tel} \quad (17)$$

$$\mathbf{P}_{h2} = \mathbf{P}_{Wol,h} \mathbf{P}_{HWP,2} \mathbf{P}_{tel} \quad (18)$$

$$\mathbf{P}_{v2} = \mathbf{P}_{Wol,v} \mathbf{P}_{HWP,2} \mathbf{P}_{tel} \quad (19)$$

Выраженные в элементах \mathbf{P}_{tel} , они предстанут в следующем виде:

$$\mathbf{P}_{h1} = \left(-\frac{\epsilon}{2} + i\right) \begin{pmatrix} P_A & P_B \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

$$\mathbf{P}_{v1} = \left(-\frac{\epsilon}{2} - i\right) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ P_C & P_D \end{pmatrix}, \quad (21)$$

$$\mathbf{P}_{h2} = \begin{pmatrix} -\frac{\epsilon}{2}P_A + iP_C & -\frac{\epsilon}{2}P_B + iP_D \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$\mathbf{P}_{v2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ iP_A - \frac{\epsilon}{2}P_C & iP_B - \frac{\epsilon}{2}P_D \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Заметим, что множитель, общий для всех элементов матрицы (как в случае \mathbf{P}_{h1} и \mathbf{P}_{v1}), никак не меняет результатов приложения А статьи [1]. В случае же \mathbf{P}_{h1} и \mathbf{P}_{v1} требуется немного более подробный анализ. Запишем матрицы $\tilde{\mathbf{T}}$, фигурирующие в уравнениях приложения А статьи [1].

$$\mathbf{T}_{h1} = \begin{pmatrix} \tilde{T}_{AA^*} & \tilde{T}_{AB^*} & \tilde{T}_{BA^*} & \tilde{T}_{BB^*} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

$$\mathbf{T}_{v1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \tilde{T}_{CC^*} & \tilde{T}_{CD^*} & \tilde{T}_{DC^*} & \tilde{T}_{DD^*} \end{pmatrix}, \quad (25)$$

$$\mathbf{T}_{h2} = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AA^*} + \tilde{T}_{CC^*} & \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AB^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) + \tilde{T}_{CD^*} & \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \tilde{T}_{DC^*} & \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BB^*} + \tilde{T}_{DD^*} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (26)$$

$$\mathbf{T}_{v2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \tilde{T}_{AA^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CC^*} & \tilde{T}_{AB^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CD^*} & \tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DC^*} & \tilde{T}_{BB^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DD^*} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

Преобразуя эти матрицы в соответствии с уравнениями (22), (23), (25) статьи [1] можно получить выражения фурье-образа распределения интенсивности в фокальной плоскости. Для первых двух матриц, соответствующих ориентации полуволновой пластинки #1, эти выражения даны в уравнении (28) из [1]:

$$\tilde{G}_{h1} = (\tilde{T}_{AA^*} + \tilde{T}_{BB^*})\tilde{I} + (\tilde{T}_{AA^*} - \tilde{T}_{BB^*})\tilde{Q} + (\tilde{T}_{AB^*} + \tilde{T}_{BA^*})\tilde{U} + i(\tilde{T}_{BA^*} - \tilde{T}_{AB^*})\tilde{V} \quad (28)$$

$$\tilde{G}_{v1} = (\tilde{T}_{CC^*} + \tilde{T}_{DD^*})\tilde{I} + (\tilde{T}_{CC^*} - \tilde{T}_{DD^*})\tilde{Q} + (\tilde{T}_{CD^*} + \tilde{T}_{DC^*})\tilde{U} + i(\tilde{T}_{DC^*} - \tilde{T}_{CD^*})\tilde{V} \quad (29)$$

Для последних двух матриц по аналогии получим:

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{h2} = & \left(\frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AA^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BB^*} + \tilde{T}_{CC^*} + \tilde{T}_{DD^*}\right)\tilde{I} + \\ & + \left(\frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AA^*} - \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BB^*} + \tilde{T}_{CC^*} - \tilde{T}_{DD^*}\right)\tilde{Q} + \\ & + i\left(\frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AB^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) + \tilde{T}_{CD^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \tilde{T}_{DC^*}\right)\tilde{U} + \\ & + i\left(-\frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{AB^*} + \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) - \tilde{T}_{CD^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \tilde{T}_{DC^*}\right)\tilde{V} \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{v2} = & (\tilde{T}_{AA^*} + \tilde{T}_{BB^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CC^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DD^*})\tilde{I} + \\ & + (\tilde{T}_{AA^*} - \tilde{T}_{BB^*} + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CC^*} - \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DD^*})\tilde{Q} + \\ & + i\left(\tilde{T}_{AB^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CD^*} + \tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DC^*}\right)\tilde{U} + \\ & + i\left(-\tilde{T}_{AB^*} + \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{AD^*} - \tilde{T}_{BC^*}) - \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{CD^*} + \tilde{T}_{BA^*} - \frac{i\epsilon}{2}(\tilde{T}_{DA^*} - \tilde{T}_{CB^*}) + \frac{\epsilon^2}{4}\tilde{T}_{DC^*}\right)\tilde{V} \end{aligned} \quad (31)$$

Теперь примем во внимание, что ϵ имеет первый порядок малости по сравнению с 1, P_B, P_C имеет первый порядок малости по сравнению с P_A, P_D , Q, U, V имеет первый порядок малости по сравнению с I . Оставляя в уравнениях (28-31) члены только нулевого и первого порядка малости имеем:

$$\tilde{G}_{h1} = \tilde{T}_{AA^*}(I + Q) \quad (32)$$

$$\tilde{G}_{v1} = \tilde{T}_{DD^*}(I - Q) \quad (33)$$

$$\tilde{G}_{h2} = \tilde{T}_{DD^*}(I - Q) \quad (34)$$

$$\tilde{G}_{v2} = \tilde{T}_{AA^*}(I + Q) \quad (35)$$

Видно, что перемена изображений не изменяет их состояния поляризации с точностью до первого порядка малости. Другими словами, неидеальность HWP первого порядка малости не вносит эффектов первого и нулевого порядка малости в измерения. Заметим, что эти уравнения получены в предположении отсутствия аберраций после HWP. Они бы привели к тому, что $\tilde{G}_{h1} \neq \tilde{G}_{v2}$ и $\tilde{G}_{v1} \neq \tilde{G}_{h2}$, что однако не отменяет полученных выводов.

Оценим также влияние неточности установки HWP по позиционному углу, для этого предположим, что HWP идеальна $\epsilon = 0$. Не ограничивая общности положим, что от “правильного” значения отличается только один угол: $\alpha_1 = \nu$ и $\alpha_2 = \pi/4$, где $\nu \ll 1$. В этих предположениях матрицы (20) — (23) предстанут в виде:

$$\mathbf{P}_{h1} = \begin{pmatrix} iP_A + 2\nu P_C & iP_B + 2\nu P_D \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (36)$$

$$\mathbf{P}_{v1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 2\nu P_A - iP_C & 2\nu P_B - iP_D \end{pmatrix}, \quad (37)$$

$$\mathbf{P}_{h2} = \begin{pmatrix} P_C & P_D \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (38)$$

$$\mathbf{P}_{v2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ P_A & P_B \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Действуя аналогично случаю неидеальной HWP можно показать, что и в этом случае отклонения позиционного угла первого порядка малости не вызывают эффектов нулевого и первого порядка малости в измерениях.

Список литературы

- [1] Safonov, B., “Performance Analysis of Differential Speckle Polarimetry,” *Astronomy Letters* **38**, 1–16 (Apr. 2013).
- [2] Ghosh, G., “Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals,” *Optics Communications* **163**(1-3), 95–102 (1999).
- [3] Сафонов, Б., “Спекл-интерферометрические наблюдения на телескопе АЗТ-2 с EMCCD детектором URL:<http://lnfm1.sai.msu.ru/kgoinstruments/mfc/Speckle1.pdf>,” (Jan. 2014).