

# Поляриметрия полного потока на АЗТ-2

Б.С. Сафонов

11 октября 2014 г.

## 1 Введение

Метод дифференциальной спекл-поляриметрии (ДСП), предложенный в [1], представляет собой синтез двухлучевой поляриметрии и спекл-интерферометрии. Поэтому в соответствии с принципом последовательной разработки логично было бы освоить два этих метода, что позволило бы заранее обнаружить и решить часть методических трудностей, связанных с реализацией ДСП. Спекл-интерферометрия была опробована нами ранее, описание результатов см. в [2], однако методика еще не отработана до конца, есть некоторые пробелы, которые будут исправлены после дополнительных измерений.

В данном отчете мы обращаемся к поляриметрии полного потока. Слова “полного потока” подчеркивают отличие этого метода от поляриметрии изображений (imaging polarimetry) и ДСП, заключающееся в том, что исследуются источники малых угловых размеров, при этом нас интересует только полный поток, а точнее полный вектор Стокса источника, а не его угловая структура.

Для поляриметрических измерений мы использовали прибор, ничем не отличающийся от дифференциального спекл-поляриметра. Его схема приведена на рис. 1. Также на рис. 4 дана фотография прибора во время лабораторных испытаний (раздел 3). Конструктивные решения, примененные в приборе, в основном осознанные и подробно описаны в отчете [3]. Здесь же приводим лишь краткое описание.

Прибор по сути представляет собой двухлучевой поляриметр с полуволновой пластиной [4]. В качестве светоделительного элемента используется призма Волластона из кристаллического кварца производства RIVoptics. Призма делит пучок на два, один из которых поляризован горизонтально, а другой — вертикально. Полуволновая пластина сделана в Edmund Optics, представляет собой несколько слоев полимеров, подобранных так, чтобы задержка фазы отклонялась от  $\pi$  радиан в пределах полосы  $V$  не более, чем на 0.02 радиан. Позиционным углом полуволновой пластины можно управлять и таким образом вращать плоскость поляризации входящего излучения. Посредством этого решаются две задачи. Во-первых, обеспечивается возможность измерения всех параметров линейной поляризации источника. Во-вторых, обеспечивается возможность калибровки инструментальной поляризации самого поляриметра (подробнее см. раздел 2).

Управление вращением полуволновой пластинки реализовано с помощью ручного узла вращения (rotation mount) производства Thorlabs. Данный узел вращения имеет полезное свойство: его движение

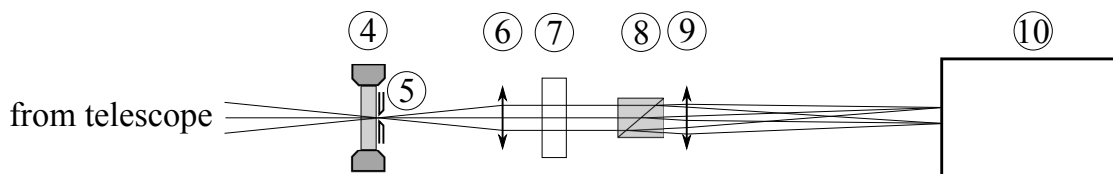


Рис. 1: Схема макета для реализации поляриметрии полного потока на АЗТ-2. Цифрами отмечены компоненты: 4 — полуволновая пластина, 5 — диафрагма, 6 — первый ахромат, 7 — фильтр, 8 — призма Волластона, 9 — второй ахромат. Цифры начинаются с 4 для согласованности с рис. 3 и 4.

дискретно, каждые 15 градусов он фиксируется. Идеально было бы иметь шаг 22.5 градуса, но пока и так сойдет. Вращение производится вручную, с помощью двух поводков. Конечно же это временное решение. Попытки моторизации этого узла отодвинули бы начало экспериментов еще на 2 месяца, что для нас абсолютно неприемлемо.

Манипуляции с узлом вращения осуществляются во время получения серии. Для фиксации моментов манипуляций на их время включается подсветка диафрагмы поля, которую хорошо видно на кадрах.

Перебрасывающая оптика выполнена в виде двух ахроматических объективов, которые дают увеличение фокуса в 4.58 раз (это нужно для ДСП [1, 3]). Между объективами образуется параллельный пучок, в котором установлены фильтр и призма Волластона, последняя — в выходном зрачке. В качестве фильтров использовался фильтр  $V$  или интерференционный фильтр с центром полосы на 540 нм и полушириной 10 нм, полосу которого будем обозначать  $V_n$ .

В качестве питающей оптики использовался 70-см телескоп АЗТ-2, установленный на территории ГАИШ МГУ на Воробьевых горах. Географические координаты башни телескопа: широта  $55^\circ.7011$ , долгота  $37^\circ.5426$ . Телескоп имеет номинальный световой диаметр 70 см, центральное экранирование 28 см (измерено). Прибор был установлен в фокусе Кассегрена, номинальное эквивалентное фокусное расстояние 10.5 м.

Данный документ содержит обоснование применяемой схемы измерений, оценку ожидаемой точности (раздел 2). Описаны лабораторные испытания, результаты которых использованы в оценке точности (раздел 3). Затем дано описание наблюдений (раздел 4), обработки (раздел 5) и результатов (раздел 6).

## 2 Схема измерений

Рассмотрим систему: телескоп, полуволновая пластина, призма Волластона, детектор. Последние три элемента являются принципиальными составляющими двухлучевого поляриметра, они изображены на рис. 2. На этом рисунке представлена схема, иллюстрирующая соглашения по координатам, принятые в данном документе.

Направление, от которого будем производить отсчет углов — ось  $OX$ , задается плоскостью, содержащей лучи, выходящие из призмы Волластона. Ось  $OZ$  направлена вдоль вектора распространения света, а ось  $OY$  выбрана так, чтобы она образовывала вместе с двумя другими осями правую систему координат. Заметим, что плоскость  $OXZ$  не обязательно перпендикулярна плоскости рельса, но нас это не волнует, поскольку последняя никак не используется в выкладках. В дальнейшем направления отсчета всех углов будем рассматривать в предположении, что мы смотрим от детектора на источник. Напомним, что параллактическим углом для данного инструмента называется угол между  $OX$  и направлением на северный полюс мира, отсчитывается от  $OX$  против часовой стрелки.

Поскольку исследуемые нами объекты излучают в широкой полосе частично поляризованный свет, то для описания его состояния поляризации удобно применять вектора Стокса. Преобразования векторов Стокса оптическими элементами описываются с помощью т.н. матриц Мюллера [5].

Предположим, что с помощью этой системы наблюдаем источник, вектор Стокса которого равен  $\mathbf{S} = (I, Q, U, V)$ . Компонента  $I$  характеризует полную интенсивность света. Компоненты  $Q, U$  — линейную, а  $V$  — круговую поляризации. При  $Q = I, U = 0$  свет полностью вертикально поляризован, при  $Q = -I, U = 0$  — полностью горизонтально, при  $Q = 0, U = I$  — плоскость поляризации образует  $45^\circ$  с опорным направлением, при  $Q = 0, U = -I$  —  $135^\circ$  (см. рис. 2).

Ориентация призмы Волластона на рис. 2 соответствует тому, что реализовано в приборе. Призма делит пучок на два, которые мы будем условно называть левый и правый. Детектор регистрирует изображения, соответствующие этим пучкам одновременно. Левое изображение поляризовано вертикально и находится дальше от рельса. Правое изображение поляризовано горизонтально и находится ближе к рельсу.

На рис. 2 также представлены направления возрастания горизонтальной и вертикальной осей детектора при работе с АЦП с электронным усилением. Обращаем особое внимание читателя на то, что при работе с обычным АЦП направление возрастания горизонтальной оси сменяется на противоположное. Это связано с тем, что при работе с разными АЦП горизонтальный регистр тактируется в разные стороны.

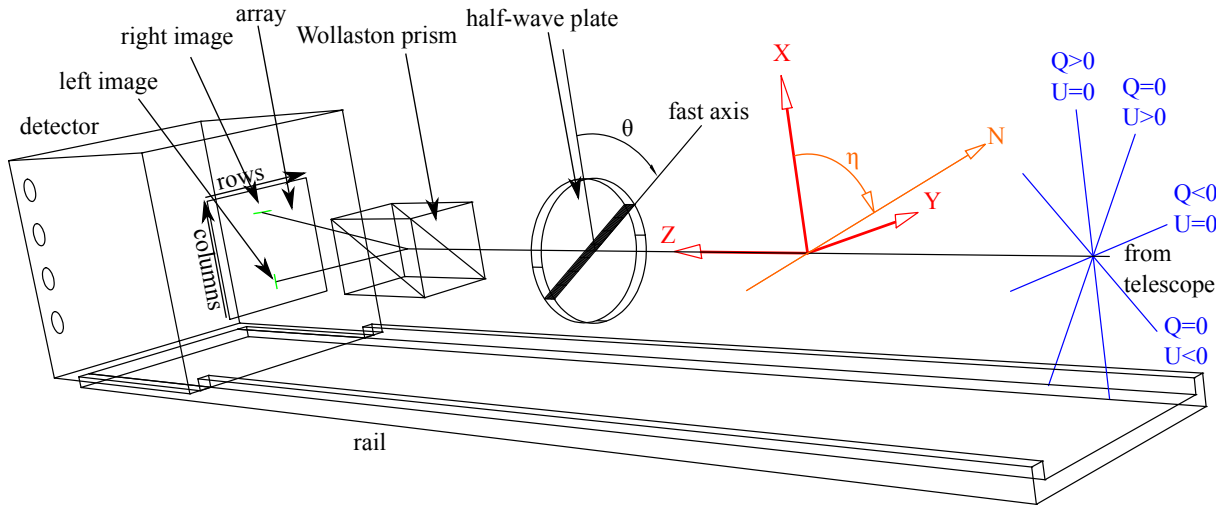


Рис. 2: Схема, иллюстрирующая соглашения по координатам, принятые в данном документе. Для ясности оставлены только оптические элементы, влияющие на поляризацию. Свет от телескопа падает справа налево вдоль осевой линии. Синим обозначены соглашения по знакам компонент вектора Стокса, характеризующим линейную поляризацию. Красным — базовая система координат. Далее справа налево — полуволновая пластина (обозначена быстрая ось), призма Волластона, детектор.

В дальнейших выкладках мы будем удерживать только слагаемые нулевого и первого порядка малости. Слагаемые первого порядка малости будут предваряться символом  $\Delta$ . Для определенности положим, что величины первого порядка малости как минимум в 100 раз меньше величин нулевого порядка малости. Мы принимаем, что все параметры Стокса источника имеют нулевой порядок малости.

Обозначим матрицы Мюллера лучей призмы Волластона как  $\mathbf{W}_L$  и  $\mathbf{W}_R$ . Для дальнейших расчетов нам требуются только компоненты их первых строк (поскольку детектор регистрирует только интенсивность):

$$W(1, 1 + \Delta W_{L2}, \Delta W_{L3}, \Delta W_{L4}), \quad (1)$$

$$W[1 + \Delta W](1, -1 + \Delta W_{R2}, \Delta W_{R3}, \Delta W_{R4}). \quad (2)$$

Здесь величина  $\Delta W$  отражает отличие пропускания в левом и правом лучах призмы, также она учитывает погрешности коррекции плоского поля.

Матрицу Мюллера телескопа обозначим  $\mathbf{T}$ :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 & \Delta T_{12} & \Delta T_{13} & \Delta T_{14} \\ \Delta T_{21} & 1 + \Delta T_{22} & \Delta T_{23} & \Delta T_{24} \\ \Delta T_{31} & \Delta T_{32} & 1 + \Delta T_{33} & \Delta T_{34} \\ \Delta T_{41} & \Delta T_{42} & \Delta T_{43} & 1 + \Delta T_{44} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

Обратите внимание, что первый элемент первой строки мы не ограничивая общности приравняли единице, поскольку соответствующая неопределенность может быть внесена в полное пропускание атмосферы и телескопа.

Сделаем следующие предположения касательно полуволновой пластины. Во-первых, фазовая задержка между быстрой и медленной волной составляет  $\pi + \Delta\delta$ , где  $|\Delta\delta| \ll 1$ . Во-вторых, введем параметр деполяризации  $|\Delta\xi| \ll 1$ . В этом случае её матрица Мюллера  $\mathbf{P}_A$  будет равна

$$\mathbf{P}_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1 + \Delta\xi) \cos(4\theta) & (1 + \Delta\xi) \sin(4\theta) & \Delta\delta \sin(2\theta) \\ 0 & (1 + \Delta\xi) \sin(4\theta) & -(1 + \Delta\xi) \cos(4\theta) & -\Delta\delta \cos(2\theta) \\ 0 & -\Delta\delta \sin(2\theta) & \Delta\delta \cos(2\theta) & -1 - \Delta\xi \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В измерениях будет использоваться четыре положения полуволновой пластинки, которые мы обозначим как А ( $\theta = 0$ ), В ( $\theta = \pi/4$ ), С ( $\theta = \pi/12$ ), D ( $\theta = \pi/3$ ), Е ( $\theta = \pi/6$ ), F ( $\theta = 5\pi/12$ )<sup>1</sup>. Далее в

<sup>1</sup>Логичнее было бы использовать шаг  $\pi/8$ , но имеющийся узел вращения, к сожалению, имеет шаг  $\pi/12$

этом разделе мы будем в основном рассматривать положения А и В, для которых матрица Мюллера предстанет в следующем виде:

$$\mathbf{P}_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \Delta\xi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 - \Delta\xi & \Delta\delta \\ 0 & 0 & -\Delta\delta & -1 - \Delta\xi \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{P}_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 - \Delta\xi & 0 & -\Delta\delta \\ 0 & 0 & 1 + \Delta\xi & \Delta\delta \\ 0 & \Delta\delta & 0 & -1 - \Delta\xi \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В дальнейшем каналом поляриметра будет называться одно из изображений, соответствующее левому или правому лучу призмы Волластона, полученному в одном из положений полуволновой пластины. Всего таких каналов двенадцать, введем для них сквозную нумерацию, которая отражена в таблице 1. Поток, измеряемый в канале  $i$ , будем обозначать  $J_i$ . Добавим также, что в методе двойной разности для оценки одной компоненты поляризации используются измерения, полученные в четырех каналах, соответствующие четверки будем называть группы и обозначать римскими цифрами, обозначения также приведены в табл. 1.

Таблица 1: Номенклатура каналов поляриметра, см. текст. Последняя колонка — первая строка матрицы Мюллера для соответствующего канала поляриметра в предположении его идеальности.

группа	$\theta, ^\circ$	положение	номер	$\widehat{\mathbf{H}}_i$
I	0	левый	1	(1, 1, 0, 0)
	0	правый	2	(1, -1, 0, 0)
	$\pi/4$	левый	3	(1, -1, 0, 0)
	$\pi/4$	правый	4	(1, 1, 0, 0)
II	$\pi/12$	левый	5	(1, 1/2, $\sqrt{3}/2$ , 0)
	$\pi/12$	правый	6	(1, -1/2, $-\sqrt{3}/2$ , 0)
	$\pi/3$	левый	7	(1, -1/2, $-\sqrt{3}/2$ , 0)
	$\pi/3$	правый	8	(1, 1/2, $\sqrt{3}/2$ , 0)
III	$\pi/6$	левый	9	(1, -1/2, $\sqrt{3}/2$ , 0)
	$\pi/6$	правый	10	(1, 1/2, $-\sqrt{3}/2$ , 0)
	$5\pi/12$	левый	11	(1, 1/2, $-\sqrt{3}/2$ , 0)
	$5\pi/12$	правый	12	(1, -1/2, $\sqrt{3}/2$ , 0)

Каждому каналу поляриметра соответствует полная матрица Мюллера всей системы  $\mathbf{H}_i$ , отражающая его чувствительность к поляризации источника. Нас в этих матрицах будут интересовать только первые строки (поскольку детектор регистрирует только интенсивность), которые мы будем обозначать  $\widehat{\mathbf{H}}_i$ . Интенсивность, регистрируемая в каналах, будет выражаться через них и вектор Стокса источника как

$$J_i = (\widehat{\mathbf{H}}_i \cdot \mathbf{S}). \quad (7)$$

Запишем матрицы  $\mathbf{H}_i$  для первых четырех каналов:

$$\mathbf{H}_1 = K_A \mathbf{W}_L \mathbf{P}_A \mathbf{T}, \quad (8)$$

$$\mathbf{H}_2 = K_A \mathbf{W}_R \mathbf{P}_A \mathbf{T}, \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_3 = K_B \mathbf{W}_L \mathbf{P}_B \mathbf{T}, \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_4 = K_B \mathbf{W}_R \mathbf{P}_B \mathbf{T}. \quad (11)$$

где  $K_A$  и  $K_B$  — пропускание атмосферы и телескопа в моменты, соответствующие измерениям выполненным в разных положениях полуволновой пластины.

Произведя простые выкладки и удерживая при этом только члены нулевого и первого порядка малости, получим выражения для  $\widehat{\mathbf{H}}_i$ :

$$\begin{aligned}
\widehat{\mathbf{H}}_1 &= WK_A(1 + \Delta T_{21}, \quad 1 + \Delta T_{12} + \Delta T_{22} + \Delta W_{L2} - \Delta \xi, \quad -\Delta W_{L3}, \quad -\Delta W_{L4}), \\
\widehat{\mathbf{H}}_2 &= W[1 + \Delta W]K_A(1 - \Delta T_{21}, \quad -1 + \Delta T_{12} - \Delta T_{22} + \Delta W_{L2} + \Delta \xi, \quad -\Delta W_{R3}, \quad -\Delta W_{R4}), \\
\widehat{\mathbf{H}}_3 &= WK_B(1 - \Delta T_{21}, \quad -1 + \Delta T_{12} - \Delta T_{22} - \Delta W_{L2} + \Delta \xi, \Delta W_{L3}, \quad -\Delta W_{L4}), \\
\widehat{\mathbf{H}}_4 &= W[1 + \Delta W]K_B(1 + \Delta T_{21}, \quad 1 + \Delta T_{12} + \Delta T_{22} - \Delta W_{L2} - \Delta \xi, \Delta W_{R3}, \quad -\Delta W_{R4}).
\end{aligned} \tag{12}$$

Преимущество использования полуволновой пластины заключается в том, что она позволяет избавиться от большей части неидеальности призмы Волластона. Для оценки доли горизонтально-вертикально поляризованного света  $Q/I$  при этом применяется т.н. метод двойной разности [4]:

$$\mathcal{P}_I = \frac{1}{2} \left[ \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} - \frac{J_3 - J_4}{J_3 + J_4} \right]. \tag{13}$$

Подставляя в это уравнение выражения (12), умноженные на вектор Стокса источника, и опять же удерживая только члены нулевого и первого порядка малости, получим зависимость  $\mathcal{P}_I$  от  $Q/I$  и инструментальной поляризации:

$$\mathcal{P}_I = \Delta T_{21} + \frac{U}{I} \left[ \frac{\Delta W_{L3} - \Delta W_{R3}}{2} \right] + \frac{Q}{I} \left[ 1 + \Delta T_{22} + \Delta \xi + \frac{\Delta W_{L2} - \Delta W_{R2}}{2} - \frac{Q}{I} \Delta T_{12} + \frac{U}{I} \frac{\Delta W_{L3} - \Delta W_{R3}}{2} \right]. \tag{14}$$

Как видно, в общем случае величина  $\mathcal{P}_I$  зависит от поляризации источника довольно сложным образом, однако на практике эта зависимость отличается от линейной слабо. Обсудим по отдельности члены этого уравнения.

Первое слагаемое  $\Delta T_{21}$  — это обычная инструментальная поляризация телескопа. Она была измерена путем наблюдения ансамбля заведомо неполяризованных звезд, см. раздел 4 о наблюдениях и раздел 5 об обработке. Были получены следующие значения  $\Delta T_{21} = (-0.6 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ ,  $\Delta T_{31} = (-0.2 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ . Величины  $\Delta T_{22}$  (деполяризация) и  $\Delta T_{12}$  скорее всего имеют тот же порядок. Учет этого факта уже значительно упрощает интерпретацию (14).

Величины  $\Delta W_{L2}$ ,  $\Delta W_{R2}$  и  $\Delta \xi$  были измерены в лабораторных условиях, результаты приведены в разделе 3.1. К сожалению,  $\Delta W_{L3}$ ,  $\Delta W_{R3}$ ,  $\Delta W_{L4}$ ,  $\Delta W_{R4}$  измерить намного сложнее, для этого требуется специальный эксперимент<sup>2</sup>. Пока что примем, что они имеют тот же порядок, что и  $\Delta W_{L2}$  и  $\Delta W_{R2}$ .

В итоге для объектов с долей линейно поляризованного света  $< 0.2$  уравнение (14) можно переписать так:

$$\mathcal{P}_I = A + B \frac{Q}{I} + C \frac{U}{I}, \tag{15}$$

где  $A \approx 10^{-4}$  — инструментальная поляризация, которая может быть измерена.  $B = 1 - 2.5 \cdot 10^{-3}$  и  $C = 0.6 \cdot 10^{-3}$  для полосы  $V$ ,  $B = 1 - 1.5 \cdot 10^{-3}$  и  $C = 0.6 \cdot 10^{-3}$  для полосы  $V_n$ . Итак, в схеме с двойной разностью мы можем рассчитывать на достижение относительной точности определения величины  $Q/I$  около  $2 \div 3 \cdot 10^{-3}$ , при условии отсутствия других шумов. Абсолютная точность зависит от уровня поляризации источника и для слабополяризованных источников будет определяться в основном шумом фотометрии, причем только его составляющей независимой для двух изображений, например, шум мерцаний в него не войдет.

### 3 Исследование поляриметра в лаборатории

В соответствии с принципом последовательной разработки, перед выходом на телескоп мы испытали поляриметр в лаборатории в условиях, приближенных к реальным. Для этого мы собрали установку, фото которой приведено на рис. 4, а схема на рис. 3. В качестве источника света применялся стабилизированный источник Hamamatsu L7893, при работе использовалась галогенная лампа. Запитка светом

<sup>2</sup>Обязательными условиями для этого эксперимента являются временная стабильность источника света на уровне  $5 \cdot 10^{-4}$  и точность измерения углов поворота элементов  $0.2^\circ$ . Методика разработана, однако она пока только на бумаге. В экспериментах, описанных здесь, сравниваются только потоки, полученные одновременно, либо эксперимент поставлен так, чтобы стабильность источника не оказывала большого влияния на результат.

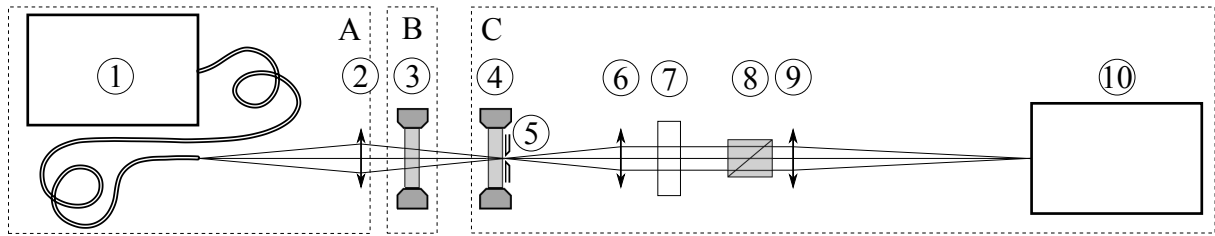


Рис. 3: Схема макета для исследования инструментальной поляризации поляриметра. Прерывистыми прямоугольниками и буквами обозначены концептуальные части системы: А — источник, В — модулятор, С — поляриметр. Цифрами отмечены компоненты: 1 — стабилизированный источник света, 2 — коллиimator, 3 — модулятор, 4 — полуволновая пластина, 5 — диафрагма, 6 — первый ахромат, 7 — фильтр, 8 — призма Волластона, 9 — второй ахромат.

производилась через световод. Изображение вывода световода с помощью коллиматора перестраивалось на входную диафрагму поляриметра, представляющую собой отверстие диаметром 20 мкм.

Вблизи коллиматора мы установили последовательно два линейных поляризатора Edmund Optics 85-919. В соответствии с их спецификациями можно считать, что свет, выходящий из них, линейно поляризован почти полностью, а именно, для компонент вектора Стокса справедливо следующее  $|Q/I - 1| \approx 10^{-4}$ ,  $|U| \approx 10^{-4}$ ,  $|V| \approx 10^{-4}$ . Углом поворота этого линейного поляризатора можно управлять с точностью  $\pm 0.5^\circ$ . Таким образом, мы могли подавать на вход поляриметра линейно поляризованный свет, с известной и управляемой ориентацией плоскости поляризации. Доля линейной поляризации самого источника была грубо оценена как  $< 5\%$ .

### 3.1 Оценка неидеальности призмы Волластона и полуволновой пластины

Величины  $\Delta W_{L2}$  и  $\Delta W_{R2}$  (см. 1 и 2) для призмы Волластона были измерены в следующем эксперименте. Мы убрали полуволновую пластину и подавали на вход поляриметра горизонтально поляризованный свет. Нетрудно показать, что отношение потоков слабого и яркого изображений  $\rho$  при этом равно  $\Delta W_{R2}/2$ . Если же подать вертикально поляризованный свет, то  $\rho = -\Delta W_{L2}/2$ .

Измерения производились в штатной конфигурации поляриметра, за исключением отсутствия полуволновой пластины. Их результаты приведены в таблице 2. Точность измерений в данном эксперименте определялась не точностью фотометрии, а точностью установки угла линейного поляризатора, которая составляет  $0.5^\circ$ . Учитывая, что вблизи минимума  $\rho$  ведет себя как  $4\alpha^2$ , можно оценить точность определения величин  $\Delta W_{L2}$  и  $\Delta W_{R2}$  как  $1.5 \cdot 10^{-4}$ . Погрешность незначительно возрастает, если принять во внимание, что использованный нами линейный поляризатор дает не полностью поляризованный свет.

Полученные величины примерно одинаковы в полосах  $V$  и  $V_n$  и заметно больше, чем ожидается из спецификаций призмы Волластона ( $\approx 10^{-5}$ ). Возможно, это вызвано тем, что кроме призмы Волластона в схеме участвуют другие оптические элементы — линзы и фильтры, которые могут вносить деполаризацию.

Таблица 2: Параметры неидеальности призмы Волластона и полуволновой пластины.

параметр	полоса	величина ( $\times 10^{-4}$ )
$\Delta W_{R2}$	$V$	$6.3 \pm 1.5$
$\Delta W_{L2}$	$V$	$-5.4 \pm 1.5$
$\Delta W_{R2}$	$V_n$	$6.8 \pm 1.5$
$\Delta W_{L2}$	$V_n$	$-7.0 \pm 1.5$
$\Delta \xi$	$V$	$-4.3 \pm 2.1$
$\Delta \xi$	$V_n$	$-16.1 \pm 2.1$

Чтобы оценить деполаризацию полуволновой пластины мы поставили такой же эксперимент с нею. Также нетрудно показать, что если на вход подается горизонтально поляризованный свет и пластина установлена в положение А, то  $\rho = (\Delta W_{R2} - \Delta \xi)/2$ , тоже самое справедливо для вертикально поляризованного света и положения пластины В. Для остальных конфигураций выполняется

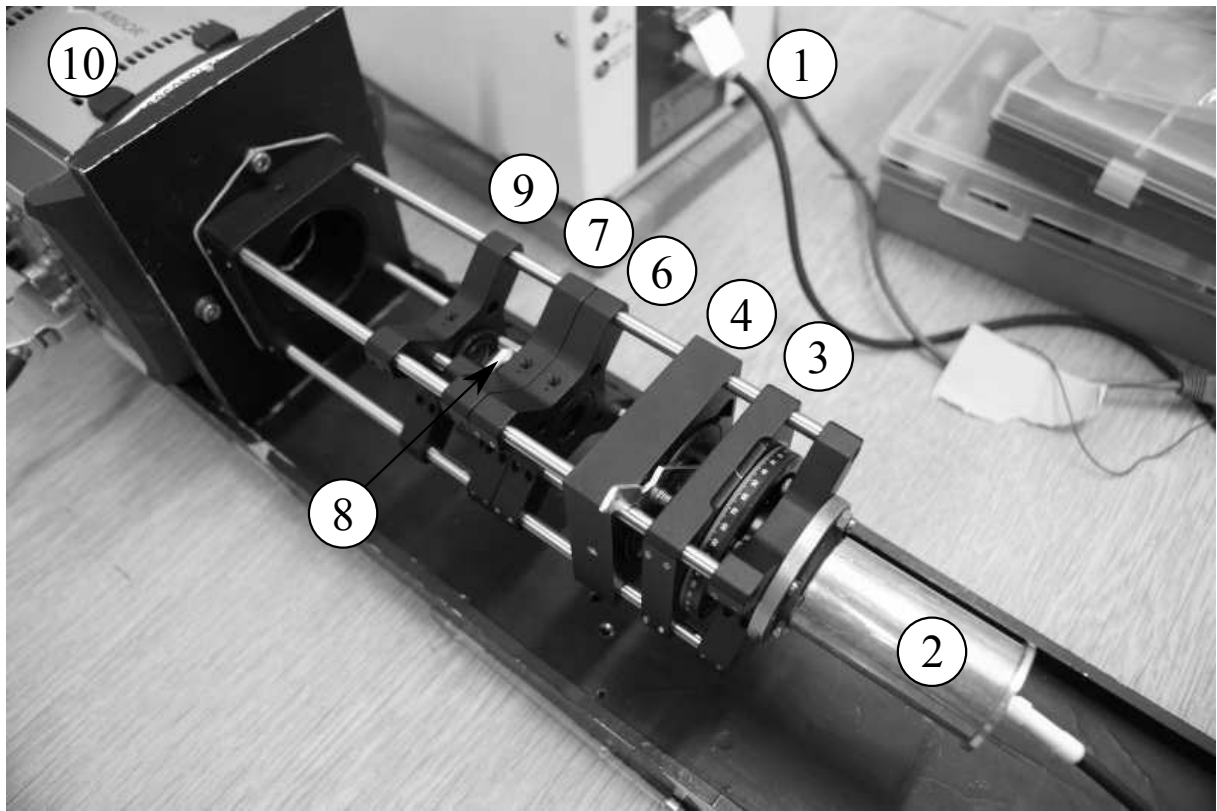


Рис. 4: Фото макета для исследования инструментальной поляризации поляриметра. Обозначения те, что и на рис. 3. Диафрагма поля не видна, она установлена на держателе полуволновой пластины.

$\rho = (-\Delta W_{L2} - \Delta\xi)/2$ . Эти выражения позволяют сделать оценку  $\Delta\xi$ , результаты также в таблице 2. Погрешность для  $\xi$  дана в корень из двух раз больше, поскольку в определении участвуют  $\Delta W_{L2}$  и  $\Delta W_{R2}$ , также имеющие погрешность.

В более узкой полосе  $V_n$  деполяризация полуволновой пластины намного меньше, чем в  $V$ . Наконец замечу, что из спецификаций на полуволновую пластину вообще не следует что она дает какую-либо деполяризацию.

Полученные значения были использованы нами для оценки влияния членов уравнения (14) на величину  $\mathcal{P}_1$ .

## 4 Наблюдения на АЗТ-2

Данные, которые мы анализируем в этой работе, были получены в ходе пяти экспериментов на АЗТ-2: 26 февраля, 27 февраля, 10 марта, 12 марта и 17 апреля 2014 года. Из этих ночей в двух — 26 февраля и 17 апреля — погода была приемлемой, что позволило наблюдать всю ночь, в остальных случаях пришлось довольствоваться двумя-тремя часами ясного времени.

Управление детектором осуществлялось с помощью консольной утилиты Sparkle, написанной нами на C++ (код<sup>3</sup>, описание<sup>4</sup>).

Для всех серий были получены соответствующие кадры смещения (BIAS), как среднее по 1000-1500 кадров (при попиксельном усреднении 2% экстремальных отсчетов были отброшены).

### 4.1 Плоское поле

Кадры плоского поля мы получали по дневному небу либо накануне, либо на следующий день после наблюдений. К сожалению, для экспериментов 26, 27 февраля и 10 марта корректное плоское

<sup>3</sup><https://github.com/farmiap/Sparkle>

<sup>4</sup><http://lnfm1.sai.msu.ru/kgoinstruments/mfc/SparkleManualRu.pdf>

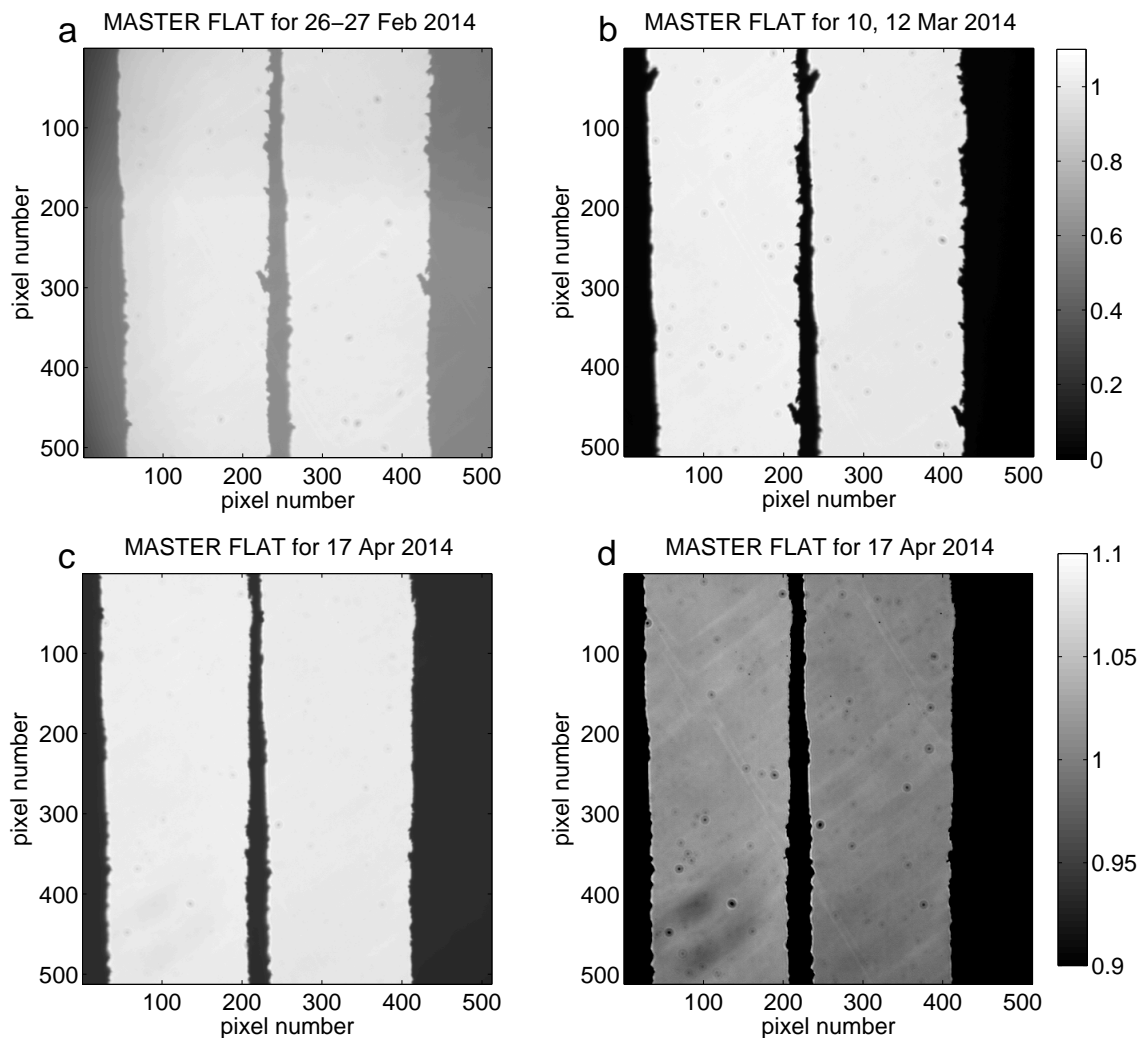


Рис. 5: Плоские поля а — для 26, 27 февраля, б — для 12 марта, с — для 17 апреля. На панели d также для 17 апреля, но с большим контрастом. Получены по дневному небу усреднением светового кадра по двум положениям HWP.

поле не удалось получить вследствие несовершенства конструкции прибора (см. рис. 5, а). Детектор был недостаточно хорошо экранирован от паразитной засветки из трубы телескопа. Этот недостаток был исправлен и для остальных экспериментов плоское поле имеется.

Как известно, свет дневного неба сильно поляризован, чтобы устранить этот эффект мы получали плоское поле в двух положениях HWP А и В, а затем усредняли их. Результат представлен на рис. 5. Как видно, плоское поле в последних двух случаях (панели b и c) вполне однородно, но все же имеет некоторые особенности: погрешности полировки кристалла (диагональные полосы) и пылинки.

Пылинки, которые мы видим на плоском поле, лежат на входном окне матрицы и окончательно избавиться от них довольно трудно. В то же время, вследствие того, что они находятся на некотором расстоянии от детектора, преобразование освещенности, которое они вызывают, существенно отличается от простого произведения на некоторую функцию координат из-за дифракции.

## 4.2 Определение масштаба и параллактического угла

Для того, чтобы определить масштаб и параллактический угол *детектора* я получил серии для пар из каталога двойных (как гравитационно-связанных, так и оптических), показывающих прямолинейное и равномерное движение (rectilinear motion) [6]. Для экспериментов 26 и 27 февраля были измерены пары hip34217, hip49230, hip59432 и hip60831, для 10 и 12 марта — hip49230, для 17 апреля — hip60831.



Серии были усреднены, в каждом усредненном изображении были выделены левый и правый луч. Получившиеся изображения были обработаны следующим образом.

Сначала разделение и относительная яркость грубо оценивались с помощью автокорреляции, подобно тому, как это было сделано в [2]. Затем яркое изображение аппроксимировалось преобразованием слабого. Под преобразованием понимается смещение и умножение на некоторую величину, при этом для ускорения процесса в качестве начального приближения использовались величины, оцененные по автокорреляции. Смещение на нецелое количество пикселей выполнялось с помощью быстрого преобразования Фурье.

Результирующие разделения и позиционные углы я сравнил с эфемеридами и таким образом оценил масштаб и параллактический угол *детектора*  $\eta_d$ . Результаты приведены в таблице 3.

При независимом определении  $\eta_d$  по четырем звездам в экспериментах 26 и 27 февраля выяснилось, что все четыре звезды показывают примерно одинаковую величину, среднеквадратическое отклонение составило  $0.25^\circ$ . Поэтому впоследствии количество звезд для определения параллактического угла было уменьшено.

Таблица 3: Параметры камеры, колонки: 3) масштаб; 4) параллактический угол  $\eta_d$  камеры; 5) угол между вектором, соединяющим левое и правое изображение, и горизонтальной осью системы координат детектора  $\Delta\eta$ ; 6) параллактический угол поляриметра  $\eta$ .

эксперимент	пары	масштаб, mas/pix	$\eta_d$	$\Delta\eta$	$\eta$
26 и 27 февраля	hip34217	$68.6 \pm 0.2$	$249.0^\circ \pm 0.1^\circ$	$1.1^\circ \pm 0.1^\circ$	$247.9^\circ \pm 0.2^\circ$
	hip49230				
	hip59432				
	hip60831				
10 и 12 марта	hip49230	$69.1 \pm 0.1$	$67.6^\circ \pm 0.1^\circ$	$0.8^\circ \pm 0.1^\circ$	$66.8^\circ \pm 0.2^\circ$
	17 апреля	hip59432	$68.6 \pm 0.1$	$65.3^\circ \pm 0.1^\circ$	$1.1^\circ \pm 0.1^\circ$
	hip60831				

Для перевода состояния поляризации, измеренного поляриметром, в экваториальную систему координат недостаточно знать параллактический угол камеры. Необходимо также иметь угол между вектором, соединяющим левое и правое изображение, и горизонтальной осью системы координат детектора  $\Delta\eta$ . Этот угол был измерен методом, аналогичным методу измерения разделения для пар, результаты также даны в таблице 3.

Результирующий параллактический угол поляриметра  $\eta$  равен разности:  $\eta = \eta_d - \Delta\eta$  (см. таблицу 3).

### 4.3 Поляризационные измерения

Во время основных измерений детектор в основном работал в следующем режиме. Считывание производилось через регистр электронного усиления в режиме кадрового переноса с периодом 0.15 с, соответственно экспозиция такая же. Электронное усиление равнялось 150–300, коэффициент преобразования  $61 e^-/ADU$ , шум считывания  $93.33e^-$  (что довольно мало, учитывая электронное усиление).

Применялась следующая методика наблюдений. Во время получения длинной серии, производилось переключение положения HWP с помощью упомянутой во введении “системы”. Период между переключениями составлял 30-40 секунд, мы не преследовали цели точно отмерять это время, поскольку, с одной стороны, их одинаковость совершенно не принципиальна, а с другой — моменты переключения прекрасно видимы на кадрах, благодаря включаемой во время переключения подсветке диафрагмы поля. В основном использовалась следующая последовательность положений HWP: А, В, А, В, А, В, С, D, С, D, С, D, Е, F, Е, F, Е, F. Как видно, имеется некоторая избыточность, необходимая для уверенности в воспроизводимости измерений. Полное время измерений для каждой звезды составило 7-10 минут.

В программу наблюдений были включены три типа звезд.

Во-первых, заведомо неполяризованные звезды. Руководствуясь соображениями, приведенными в [7], мы сделали выборку из каталога HIPPARCOS, удовлетворяющую следующим условиям: звездная величина от 4 до 6, спектральный класс от А до К, класс светимости V, расстояние менее 66 пк,

галактическая широта более  $10^\circ$ . Таким образом, мы выбирали самые “обычные” звезды главной последовательности, находящиеся достаточно близко, чтобы их излучение не поляризовалось межзвездной пылью. Измерения этих звезд необходимы для оценки инструментальной поляризации телескопа.

Во-вторых, я получил серии для нескольких поляризационных стандартов из [8].

В-третьих, в рамках отработки методики ДСП были измерены три переменные типа Мира Кита: R LMi (hip47886), R Leo (hip48036), U Her (hip80488). Звезды этого типа обладают заметной поляризацией, переменной во времени. Причина появления этой поляризации — рассеяние на пыли, находящейся в непосредственной близости от звезды.

Список отнаблюденных звезд приведен в таблице 4.

Таблица 4: Список звезд, отнаблюденных в ходе экспериментов. Указана звездная величина в полосе  $V$  и спектральный класс (колонки 2 и 3). Для переменных указан интервал величин, наблюдавшихся во время экспериментов (по данным AAVSO). В последней колонке указан номер эксперимента, в котором производились измерения (1 — 26 февраля, 2 — 27 февраля, 3 — 10 марта, 4 — 12 марта, 5 — 17 апреля).

звезда	$V$	Sp.	эксперимент
заведомо неполяризованные			
hip32480	5.24	G0V	1
hip40875	5.89	F4V	1, 5
hip49908	6.60	K8V	1, 5
hip51459	4.82	F8V	1
hip61317	4.24	G0V	1, 5
hip67301	1.86	B3V	5
hip68184	6.49	K3V	1, 5
поляризационные стандарты			
hip6242	5.01	F0Ia	2
hip15063	7.08	O8.5III	2
hip19139	6.78	B0.5III	3
HD236928	9.07	F0Ib	4
HD236954	9.42	B3Ib-II	4
HD204827	7.94	B0V	5
мириды			
hip47886	8.5-9.0	M6.5-9e	1, 5
hip48036	7.5-9.0	M7-9e	1, 5
hip80488	8.0	M6.5-8+e	1, 5

## 5 Обработка поляризационных измерений

Обработка исходных данных была выполнена в Matlab, она состояла из следующих этапов.

1. Находим диапазоны номеров кадров, соответствующих положениям полуволновой пластины. Эти диапазоны в дальнейшем будем называть интервалы.
2. Внутри каждого интервала рассчитывается усредненный кадр.
3. Усредненные кадры редуцируются за смещение и плоское поле. Фон оценивается по областям кадра, заведомо свободным от бликов и лучей от объекта и вычитается. Затем выделяются два одинаковых квадратных окна, содержащих изображения, взаимное положение которых фиксировано и задается вектором разделения левого и правого изображений. Положение окон на кадре определяется по совместному центру тяжести левого и правого изображений. Размеры окон в 2-3 раза превосходят полуширину изображения. Отсчеты внутри окон интегрируются. Оценивается ошибка определения этой суммы, при этом учитываются: фотонный шум, шум считывания, погрешность определения фона, погрешность определения плоского поля. Фотонный шум доминирует для звезд ярче 7-8 величины.

Дополнительно рассчитывается положение центра тяжести левого изображения, перед этим приравниваются нулю все пиксели, меньшие, чем пятикратное стандартное отклонение шума считывания (для стабилизации).

4. Затем интервалы разбиваются по парам, так, чтобы образовать группы, о которых шла речь в разделе 2. К ним применяется метод двойной разности, см. раздел 2, на выходе получаем доли поляризованного потока  $\mathcal{P}_I, \mathcal{P}_{II}, \mathcal{P}_{III}$  и их погрешности для разных групп каналов. Эти наборы мы будем исследовать дополнительно. Однако они не являются конечным продуктом.
5. На основе упомянутых наборов для каждой звезды можно составить переопределенную систему линейных уравнений относительно  $Q/I, U/I$ , вида

$$Q/I = \mathcal{P}_I, \quad (16)$$

$$(1/2)Q/I + (\sqrt{3}/2)U/I = \mathcal{P}_{II}, \quad (17)$$

$$-(1/2)Q/I + (\sqrt{3}/2)U/I = \mathcal{P}_{III}, \quad (18)$$

где параметры Стокса пока что заданы в системе отсчета, связанной с призмой Волластона (временно предположим, что инструментальная поляризация отсутствует). Заметим, что каждое уравнение записывается несколько раз, поскольку величины  $\mathcal{P}_I, \mathcal{P}_{II}, \mathcal{P}_{III}$  измеряются многократно для одной звезды.

Методика решения этой системы описана в подразделе 5.1, на выходе получаем оценку  $Q/I, U/I$ , а также оценку их дисперсий. Эти величины легко перевести в долю линейно поляризованного света и угол поляризации.

6. Остается перевести угол поляризации в систему отсчета, связанную с экваториальной системой координат, традиционную для астрономии. Для этого надо вычесть из него параллактический угол призмы Волластона  $\eta$ , расчет которого описан в подразделе 4.2.

Каждый этап обработки выполняется с помощью соответствующего скрипта, промежуточные результаты записываются в FITS-файлы. Набор скриптов для обработки мы условно называем средства обработки, а последовательность их применения к исходным файлам — линия обработки. Средства обработки хранятся в репозитории git<sup>5</sup>. Метаданные каждого промежуточного файла содержат ссылку на репозиторий, номер версии средств обработки, использованных для его получения, а также название конкретного скрипта и параметры переданные ему. В целом метаданные устроены так, что их достаточно для полного восстановления всей обработки, приведшей к созданию данного файла.

Эта система находится пока в зачаточном состоянии, но потенциально она удовлетворяет важнейшим на наш взгляд принципам обработки данных: воспроизводимость, однородность, гибкость. Подробнее см.<sup>6</sup>.

## 5.1 Решение системы уравнений (16)–(18)

Запишем систему уравнений вида (16)–(18) в матричном виде:

$$\mathbf{D}\mathbf{q} = \mathbf{b}, \quad (19)$$

где  $\mathbf{b}$  — вектор измерений,  $\mathbf{q} = (Q/I, U/I)$  — интересующий нас вектор, содержащий информацию о состоянии поляризации источника,  $\mathbf{D}$  — матрица с известными коэффициентами, стоящими в левой части уравнений (16)–(18). Прямое решение этой системы методом МНК затруднено, поскольку реальные измерения несут в себе некоторую долю объективно “плохих” измерений (выполненных с нарушением методики), которые сильно искажают результат применения МНК.

Чтобы корректно отбросить эти измерения и получить надежную оценку  $\mathbf{q}$  мы применили для решения системы (19) EM-метод (expectation-maximization). Использование этого метода требует введения модели данных, в качестве которой мы приняли следующее:

$$b_i = (D_i \cdot \mathbf{q}) + N(0, \sigma_i^2 + \sigma_a^2). \quad (20)$$

<sup>5</sup><http://git.sai.msu.ru/?p=home/safonov/mfeproc.git>

<sup>6</sup><http://lnfm1.sai.msu.ru/kgo/instruments/mfc/processingOrganisation.pdf>

Здесь первое слагаемое — это скалярное произведение  $i$ -строки матрицы  $\mathbf{D}$  на вектор  $\mathbf{q}$ , а второе — случайная величина, распределенная по нормальному закону с дисперсией  $\sigma_i^2 + \sigma_a^2$ , представляющей собой сумму известной ошибки  $i$ -измерения и некоторой добавки  $\sigma_a^2$ , постоянной для всех измерений. Помимо этого, мы присвоили каждому измерению значение скрытого параметра  $z_i$ , равное нулю когда измерение удовлетворяет модели (20), и единице в противном случае.

Суть EM-метода заключается в применении к данным следующего итерационного алгоритма.

1. Сделать начальную оценку вектора  $\mathbf{q}$ , минимизируя первую норму остаточных отклонений. Такая оценка аналогична медиане и довольно устойчива к выбросам и, хотя она не является оптимальной, но в качестве начального приближения вполне годится.
2. Присвоить  $z_i = 0$  тем измерениям, для которых выполняется

$$|b_i - (D_i \cdot \mathbf{q})| < \gamma(\sigma_i^2 + \sigma_a^2), \quad (21)$$

где  $\gamma = \sqrt{2}\text{erf}^{-1}(1 - 1/4N)$ ,  $\text{erf}^{-1}$  — обратная функция ошибки,  $N$  — число измерений. Например, при  $N = 60$   $\gamma = 2.9$ . Таким образом, мы считаем, что вероятность случайно наблюдать измерение, подчиняющееся модели (20), но не удовлетворяющее (21) составляет 0.5. Для измерений, не удовлетворяющих (21) мы полагаем  $z_i = 1$ , т.е. считаем их выбросами. Если на этом шаге вектор  $\mathbf{z}$  не изменился, то выйти из цикла, если нет, продолжить.

3. Для измерений с  $z_i = 0$  методом максимального правдоподобия найти оценку  $\mathbf{q}$  и  $\sigma_a^2$ . Натуральный логарифм функции правдоподобия для модели (20) выглядит следующим образом:

$$\ln l = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \ln(\sigma_i^2 + \sigma_a^2) - \sum_{i=1}^N \frac{(b_i - (D_i \cdot \mathbf{q}))^2}{2(\sigma_i^2 + \sigma_a^2)}. \quad (22)$$

Также производится оценка погрешности определения параметров. Перейти к шагу 2.

Данный алгоритм для реальных измерений сходится за 1-4 итерации, отбрасывается не более 5% измерений. Примеры его применения в следующем разделе.

## 6 Анализ результатов

### 6.1 Неполяризованные звезды

Результаты измерений неполяризованных звезд могут быть использованы для оценки инструментальной поляризации системы телескоп + прибор. Эта оценка производилась нами следующим образом. Предполагая не поляризованность источников, можно записать систему (19) для нескольких звезд сразу. При этом в качестве неизвестных будут выступать не параметры поляризации источника, а параметры инструментальной поляризации телескопа  $q_1 \rightarrow \Delta T_{21}$ ,  $q_2 \rightarrow \Delta T_{31}$ . Получающаяся система решается методом из подраздела 5.1.

Мы проделали эту процедуру для двух подгрупп звезд: неполяризованные звезд из эксперимента 26 февраля и 17 апреля. В последнем случае мы отдельно сделали оценку для данных, редуцированных и не редуцированных за плоское поле. Для эксперимента 26 февраля этого сделать нельзя, поскольку отсутствует корректная оценка плоского поля. Результаты их обработки представлены в таблице 5. Как видно, для всех трех подгрупп инструментальная поляризация совпадает в пределах погрешности.

Интересно, что добавочная ошибка  $\sigma_a^2$  оказывается значимо отличной от нуля, в типичных случаях она составляет 30-40% от полной ошибки измерений. Еще раз отметим, что это некая одинаковая для всех звезд ошибка, которую пришлось добавить, чтобы описать данные простой моделью. Её значимость свидетельствует о наличии некоего инструментального эффекта, ограничивающего точность измерений. Также эта ошибка не позволяет масштабировать оценку точности измерений на звезды ярче 4-5 величины.

Для эксперимента 17 апреля учет плоского поля приводит к увеличению  $\sigma_a^2$ , что несколько неожиданно. Данный факт мы считаем указанием на то, что результаты фотометрии без коррекции за плоское поле более надежны, и в дальнейшем для всей обработки в пределах этого документа плоское поле

Таблица 5: Инструментальная поляризация, определенная по различным подгруппам звезд методом из подраздела 5.1. Колонки: 1) подгруппа 2) и 3) параметры инструментальной поляризации 4) добавочная ошибка измерений 5) доля отброшенных измерений.

группа	$\Delta T_{21}/10^{-4}$	$\Delta T_{31}/10^{-4}$	$\sigma_a^2$	$f_{\text{skip}}$
26 февраля (без FLAT)	$-0.4 \pm 0.5$	$0.3 \pm 0.5$	$2.6 \pm 0.3$	6/61
17 апреля (с FLAT)	$-0.6 \pm 0.5$	$-0.2 \pm 0.5$	$1.4 \pm 0.4$	0/31
17 апреля (без FLAT)	$-0.2 \pm 0.3$	$0.8 \pm 0.3$	$0.5 \pm 0.3$	4/31

не учитывается. Такое решение также позволяет сделать обработку более однородной, поскольку для экспериментов 26, 27 февраля и 10 марта корректных измерений плоского поля не имеется.

Чтобы убедиться в адекватности модели (20), мы построили на рис. 6 распределение остаточных отклонений, нормированных на свою дисперсию:

$$r_i = \frac{b_i - (D_i \cdot \mathbf{q})}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_a^2}}. \quad (23)$$

На этом же рисунке для сравнения приведено кумулятивное нормальное распределение с нулевым средним и единичной дисперсией. Как видно, эти распределения хорошо совпадают, тест Колмогорова-Смирнова показывает согласие на уровне значимости 5%.

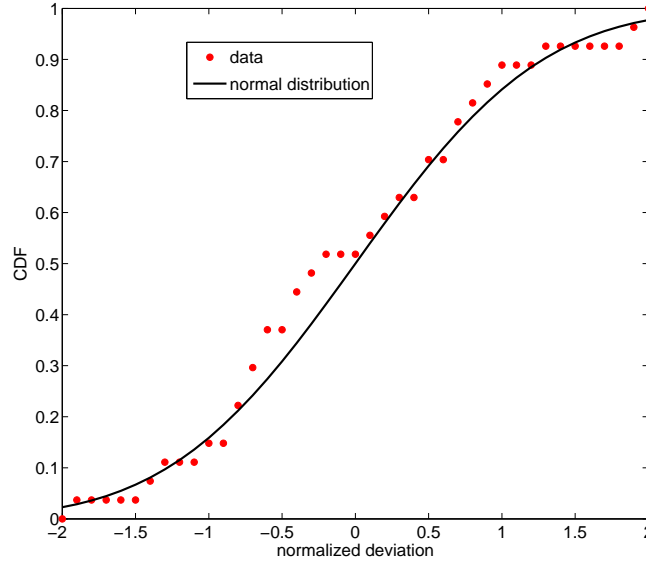


Рис. 6: Кумулятивное распределение нормированных остаточных отклонений для неполяризованных звезд, эксперимента 17 апреля, без учета плоского поля (красные кружки). Синей линией также показано кумулятивное нормальное распределение с нулевым средним и единичной дисперсией.

В качестве окончательной оценки инструментальной поляризации (в пределах этого документа) мы примем результаты обработки наблюдений 17 апреля без учета плоского поля  $\Delta T_{21} = (-0.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ ,  $\Delta T_{31} = (0.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ . Инструментальная поляризация для АЗТ-2 сравнительно мала, ее величина значимо не отличается от нуля, что вполне ожидаемо, т.к. оптическая система телескопа осесимметрична. Также эта величина значительно меньше, чем статистическая погрешность параметров поляризации для существенно поляризованных источников, отнаблюденных нами, см. табл. 6, 7. Для сравнения, у телескопа NOT при работе в фокусе Кассегрена в полосе V полная инструментальная поляризация  $\sqrt{\Delta T_{21}^2 + \Delta T_{31}^2} = (1.19 \pm 0.13) \times 10^{-4}$  [7].

## 6.2 Поляризационные стандарты

Результаты измерения поляризационных стандартов приведены в таблице 6. Также для сравнения даны ожидаемые параметры поляризации из работы [8], которая была выполнена с целью формирования системы опорных источников для нужд Космического Телескопа им. Э. Хаббла. Как видно, для стандартов hip6242, hip15063 и HD236928 степень поляризации совпадает в пределах погрешности. Таким образом, относительная точность совпадения для этих звезд составляет  $\sim 5 \times 10^{-3}$ , что вполне укладывается в оценку ожидаемой погрешности, данной в конце раздела 2. Абсолютная точность совпадения при этом около  $2 \div 3 \times 10^{-4}$ .

Заметим, что для стандарта HD236928 данные о поляризации в полосе  $V$  в работе [8] отсутствуют, поэтому пришлось довольствоваться данными из статьи [9], которые вполне возможно менее точные. Этим можно объяснить большое расхождение в измеренной и наблюдаемой поляризации. Звезда HD204827 также заслуживает отдельного упоминания. Измеренная нами доля поляризации для этой звезды оказалась на 5.4% больше ожидаемой, что значительно превосходит погрешность измерений. Однако интересно, что измерения [10], выполненные в полосе  $R$  в 2013 году, на 8.1% больше, чем приведенные в [8].

Для угла поляризации совпадение намного хуже, причем наблюдается постоянное смещение в сторону больших углов на  $1 \div 2^\circ$ . Слабым местом здесь является низкая точность позиционирования полуволновой пластины. Любая погрешность в ее позиционном угле транслируется в погрешность определенного угла поляризации в четырехкратном размере.

К сожалению, стандарты, отнаблюденные 26 февраля и 10, 12 марта, не удалось вторично измерить 17 апреля, вследствие того, что закончился их период видимости.

Таблица 6: Сравнение измерений поляризационных стандартов с ожидаемыми величинами. Значения колонок: 1) внутренний идентификатор объекта; 2) номер объекта по каталогу HD; 3) дата, год 2014; 4) измерено/ожидаемо; 5) поляризация и ее погрешность; 6) угол поляризации и его погрешность.

id	HD	дата		$p/10^{-4}$	$\chi$
hip6242	7927	26.02	изм.	$328.7 \pm 2.7$	$93.1^\circ \pm 0.3^\circ$
			ождид.[8]	$329.8 \pm 2.5$	$91.1^\circ \pm 0.2^\circ$
hip15063	19280	26.02	изм.	$480.5 \pm 1.6$	$116.3^\circ \pm 0.2^\circ$
			ождид.[8]	$478.7 \pm 2.8$	$114.9^\circ \pm 0.2^\circ$
hip19139	25444	11.03	изм.	$527.5 \pm 1.5$	$136.4^\circ \pm 0.1^\circ$
			ождид.[8]	$512.7 \pm 6.1$	$134.2^\circ \pm 0.3^\circ$
st500004	236928	12.03	изм.	$673.8 \pm 2.4$	$99.6^\circ \pm 0.1^\circ$
			ождид.[8]	$670.1 \pm 1.5$	$98.1^\circ \pm 0.1^\circ$
st500005	236954	12.03	изм.	$646.8 \pm 2.0$	$111.2^\circ \pm 0.1^\circ$
			ождид.[9]	$1420 \pm 30$	$110.0^\circ \pm 0.2^\circ$
hip106059	204827	17.04	изм.	$560.4 \pm 1.7$	$60.0^\circ \pm 0.1^\circ$
			ождид.[8]	$532.2 \pm 1.4$	$58.7^\circ \pm 0.1^\circ$

## 6.3 Мириды

Мириды были включены в программу как тестовые объекты для метода ДСП. Однако измерение их полной поляризации также возможно и было выполнено нами, результаты приведены в таблице 7. Как видно, состояние поляризации этих объектов значительно изменилось за прошедшие два месяца, что в принципе, вполне ожидаемо, учитывая природу их переменности.

## 7 Выводы

В данном документе приведено описание исследований возможностей прибора, реализующего дифференциальную спекл-поляризметрию, при измерениях полной поляризации точечных источников. Измерения были выполнены как в лабораторных условиях, так и на телескопе АЗТ-2 на Воробьевых горах. Получены следующие результаты:

Таблица 7: Результаты поляризационных измерений 3 переменных звезд типа Мира Кита. Значения колонок: 1) внутренний идентификатор звезды; 2) а.к.а.; 3) дата, год 2014; 4) величина в полосе V, примерная из AAVSO; 5) поляризация и ее погрешность; 6) угол поляризации и его погрешность.

id	звезда	дата	V	$p/10^{-4}$	$\chi$
hip47886	R LMi	26.02	9.0	$97.7 \pm 1.8$	$107.3^\circ \pm 0.5^\circ$
		17.04	8.5	$92.5 \pm 2.2$	$104.8^\circ \pm 0.7^\circ$
hip48036	R Leo	26.02	7.5	$67.9 \pm 4.1$	$128.2^\circ \pm 1.7^\circ$
		17.04	9.0	$97.8 \pm 1.9$	$120.8^\circ \pm 0.6^\circ$
hip80488	U Her	26.02	8.0	$117.7 \pm 2.3$	$99.4^\circ \pm 0.6^\circ$
		17.04	8.0	$99.7 \pm 2.8$	$107.6^\circ \pm 0.8^\circ$

1. В ходе лабораторных испытаний было показано, что с данным прибором достижима относительная точность измерения доли поляризованного потока  $2 \div 3 \cdot 10^{-3}$ .
2. Оценена инструментальная поляризация телескопа АЗТ-2, она составила  $\Delta T_{21} = (-0.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ ,  $\Delta T_{31} = (0.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ .
3. Измерены параметры поляризации для 6 звезд-стандартов. Три из этих звезд показали совпадение доли поляризованного потока с ранее измеренными величинами на уровне  $2 \div 3 \times 10^{-4}$  в абсолютной мере и  $5 \times 10^{-3}$  в относительной.
4. Измерены параметры поляризации 3 мирид в две эпохи. Обнаружена поляризация на уровне 1%, которая значимо изменилась между эпохами.

Осталось неясно, почему применение плоского поля увеличивает погрешность измерений. Также не понятна природа добавочной ошибки определения доли поляризованного потока в размере  $2 \div 3 \times 10^{-4}$ . Именно эта ошибка является главным ограничением при наблюдениях объектов ярче 4-5 величины. Для более слабых объектов доминирует фотонный шум.

Следующие шаги по развитию методики, в порядке убывания актуальности:

1. В данный момент обязанность переключать положение HWP возложена на наблюдателя, что приводит к тому, что данные становятся неоднородными а иногда и вовсе некорректными (вследствие неизбежных ошибок). Значительным прогрессом в методике станет моторизация этого узла, что решит не только упомянутые проблемы, но и позволит сократить время переключения HWP (что в свою очередь уменьшит влияние погрешности плоского поля) и поднять точность установки HWP по углу (что увеличит точность определения угла поляризации источников).
2. Аналогично, моторизация переключения фильтров.
3. Использование других фотометрических фильтров, например,  $R, I$ . Из-за хроматизма имеющейся HWP ее нельзя применять за пределами полосы  $V$ . Для работы в других полосах потребуются использовать еще одну HWP, а также добавить возможность переключения между двумя HWP.

## Список литературы

- [1] Safonov, B., "Performance Analysis of Differential Speckle Polarimetry," *Astronomy Letters* **38**, 1–16 (Apr. 2013).
- [2] Сафонов, Б., "Спекл-интерферометрические наблюдения на телескопе АЗТ-2 с EMCCD детектором URL:<http://lnfm1.sai.msu.ru/kg0/instruments/mfc/Speckle1.pdf>," (Jan. 2014).
- [3] Сафонов, Б., "Многорезимная быстрая камера: устройство макета для АЗТ-2 (четвертый этап) URL:<http://lnfm1.sai.msu.ru/kg0/instruments/mfc/AZT2design4.pdf>," (Jan. 2014).
- [4] Bagnulo, S., Landolfi, M., Landstreet, J. D., Landi Degl'Innocenti, E., Fossati, L., and Sterzik, M., "Stellar Spectropolarimetry with Retarder Waveplate and Beam Splitter Devices," *Publications of the ASP* **121**, 993–1015 (Sept. 2009).

- [5] Ищенко, Е. Ф.; Соколов, А. Л., [*Поляризационная оптика*], ФИЗМАТЛИТ (2012).
- [6] Mason, B. D., Hartkopf, W. I., Wycoff, G. L., and Wieder, G., “Speckle Interferometry at the US Naval Observatory. XIII,” *Astronomical Journal* **134**, 1671–1678 (Oct. 2007).
- [7] Berdyugina, S. V., Berdyugin, A. V., Fluri, D. M., and Piirola, V., “Polarized Reflected Light from the Exoplanet HD189733b: First Multicolor Observations and Confirmation of Detection,” *Astrophysical Journal, Letters* **728**, L6 (Feb. 2011).
- [8] Schmidt, G. D., Elston, R., and Lupie, O. L., “The Hubble Space Telescope Northern-Hemisphere grid of stellar polarimetric standards,” *Astronomical Journal* **104**, 1563–1567 (Oct. 1992).
- [9] Krzeminski, W. and Serkowski, K., “Photometric and Polarimetric Observations of the Nearby Strongly Reddened Open Cluster Stock 2,” *Astrophysical Journal* **147**, 988 (Mar. 1967).
- [10] King, O. G., Blinov, D., Ramaprakash, A. N., Myserlis, I., Angelakis, E., Baloković, M., Feiler, R., Fuhrmann, L., Hovatta, T., Khodade, P., Kougentakis, A., Kylafis, N., Kus, A., Paleologou, E., Panopoulou, G., Papadakis, I., Papamastorakis, I., Paterakis, G., Pavlidou, V., Pazderska, B., Pazderski, E., Pearson, T. J., Rajarshi, C., Readhead, A. C. S., Reig, P., Rouneq, R., Steiakaki, A., Tassis, K., and Zensus, J. A., “The RoboPol Pipeline and Control System,” *ArXiv e-prints* (Oct. 2013).