

УДК [621.382+520.844]:524.382

## СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ С CMOS-ДЕТЕКТОРОМ

© 2023 И. А. Страхов<sup>1\*</sup>, Б. С. Сафонов<sup>1</sup>, Д. В. Черясов<sup>1</sup><sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 14 февраля 2023 года; после доработки 20 марта 2023 года; принята к публикации 23 марта 2023 года

В 2022 году была произведена глубокая модернизация спекл-поляриметра (СПП) — штатного прибора 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ. При модернизации были устранены недостатки предыдущей версии прибора, а в качестве главного детектора применен CMOS Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP. В данной работе мы приводим описание прибора, а также исследуем некоторые особенности CMOS-детектора и способы их учета при спекл-интерферометрической обработке. Количественное сравнение CMOS и EMCCD в приложении к спекл-интерферометрии выполняется с помощью численного моделирования процесса регистрации излучения. В качестве примера астрономических результатов приводятся спекл-интерферометрические наблюдения 25 молодых переменных звезд. Было найдено, что *BM And* — двойная система с разделением 273 мсд, переменность системы определяется вариациями блеска главной компоненты. Также обнаружена двойственность у *NSV 16694* (TYC 120-876-1), разделение у этой системы составляет 202 мсд.

Ключевые слова: *методы: высокое угловое разрешение — визуально двойные звезды*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пассивные методы достижения дифракционного углового разрешения на наземных телескопах, такие как спекл-интерферометрия, селекция изображений, дифференциальная спекл-поляриметрия, оперируют с большим количеством короткоэкспозиционных изображений объекта, искаженных атмосферной турбулентностью (Labeyrie, 1970; Tokovinin, 1988). Необходимость «замораживания» изображения, изменяющегося с характерным временным масштабом  $\tau_0$ , называемым атмосферным временем когерентности, обуславливает характерные «рабочие» экспозиции:  $(3-5)\tau_0 = 10-30$  мс.

Для применения пассивных методов дифракционного разрешения при наблюдении астрономических объектов, типично имеющих очень слабые потоки, критически важно использовать детекторы, которые обладают высокой квантовой эффективностью, высокой скоростью считывания и низким шумом считывания. Последние два качества кажутся взаимоисключающими, поскольку более быстрая работа выходного усилителя означает больший шум считывания при прочих равных (Howell, 2000).

Для преодоления данного противоречия применялись различные технологии, однако прорыв был сделан с изобретением в конце 1990-х — начале 2000-х годов CCD с электронным усилением

(Electron Multiplication Charge-Coupled Device — EMCCD) (Basden and Haniff, 2004). EMCCD отличаются от обычных CCD-матриц наличием между горизонтальным регистром и выходным усилителем специального регистра усиления. Регистр усиления представляет собой последовательность из  $N$  ячеек, между которыми создан повышенный потенциал. Существует вероятность  $p_{EM} \approx 10^{-3}$  того, что фотоэлектрон, переходя между двумя последовательными ячейками регистра усиления, выбьет еще один электрон. Проходя  $N \approx 600$  ячеек регистра усиления, фотоэлектрон превращается в среднем в  $G_{EM} = (1 + p_{EM})^N$  электронов, где  $G_{EM}$  — это так называемый фактор электронного усиления, который для коммерчески доступных EMCCD можно варьировать от 1 до 1000.

Благодаря тому, что сигнал усиливается до того, как оцифровывается, эффективный шум считывания уменьшается в  $G_{EM}$  раз. На практике шум считывания EMCCD уменьшается до пренебрежимо малых значений:  $0.01-0.1e^-$ . Сильное подавление шума считывания позволяет использовать выходной усилитель на частотах, на порядки превышающих частоты считывания у классических CCD: 10–30 МГц. EMCCD обычно изготавливается на основе чипа с обратной засветкой и имеет квантовый выход около 90% в весьма широком диапазоне длин волн (см. пример на рис. 1).

Все перечисленные свойства сделали EMCCD чрезвычайно популярными для реализации спекл-интерферометрии и подобных методов (Law et al.,

\*E-mail: strakhov.ia15@physics.msu.ru

**Таблица 1.** Параметры детекторов для спекл-интерферометрии. Первая колонка — EMCCD Andor iXon 897, детектор, использовавшийся в спекл-поляриметре с октября 2015 по июль 2022 г. Вторая и третья колонки — стандартный и низкошумящий режимы CMOS-детектора Hamamatsu ORCA-Quest, установленного в спекл-поляриметре в августе 2022 года

Параметр	Andor iXon 897	Hamamatsu ORCA-Quest	
		standard	ultra-quiet
Технология	EMCCD	qCMOS	
Размеры, пкс	512 × 512	4096 × 2304	
Размер пикселя, мкм	16	4.6	
СКО шума считывания, $e^-$	48	0.43	0.27
Эффективное СКО шума считывания, $e^-$	0.048	0.43	0.27
СИС, $e^-/pix$	0.045	0	
Фактор электронного усиления $G_{EM}$	1–1000	1	
Коэффициент преобразования, $e^-/ADU$	11.57	0.107	
Размер регистра, ADU	16 384	65 536	
Глубина потенциальной ямы, $e^-$	180 000	7000	
Частота кадров (полный кадр), Гц	35	120	5
Частота кадров (область 512 × 512 пкс), Гц	35	532	22

2006; Hormuth et al., 2008; Oscoz et al., 2008; Maksimov et al., 2009; Tokovinin et al., 2010; Scott et al., 2018). Мы также использовали EMCCD Andor iXon 897 в качестве основного детектора спекл-поляриметра, штатного прибора 2.5-м телескопа Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (Safonov et al., 2017), параметры детектора приведены в таблице 1.

У EMCCD есть некоторые известные недостатки. Во-первых, это так называемый шум усиления: процесс усиления имеет стохастический характер, а реальный фактор электронного усиления в каждом конкретном считывании является случайной величиной. Это выражается в двухкратном увеличении дисперсии фотонного шума (Harpsoe et al., 2012). Для задач, где фотонный шум вносит доминирующий вклад, это означает, что нужно накопить в два раза больше фотонов, чтобы достичь того же отношения  $S/N$ .

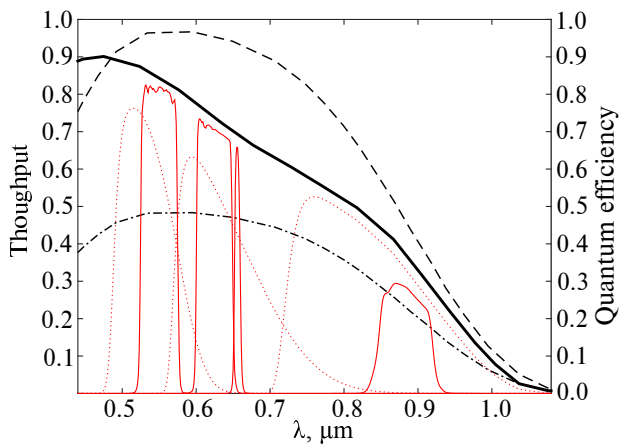
Во-вторых, при тактировании заряда до регистра усиления существует ненулевая вероятность, что возникнет паразитный электрон (Clock-induced charge — CIC). Этот электрон будет усилен, и отличить его от фотоэлектрона, выбитого фотоном источника, будет уже нельзя. Для детектора iXon 897, использовавшегося в спекл-поляриметре, вероятность регистрации паразитного электрона составляет 0.045/пкс.

Еще одним существенным недостатком EMCCD является их малый динамический диапазон. К

примеру, при работе с  $G_{EM} = 500$  максимальное количество фотонов, которое может быть зарегистрировано пикселем до наступления насыщения, составляет 350. Проблема усугубляется тем, что использование детектора в условиях, когда хотя бы один пиксель в насыщении, приводит к ускоренной деградации регистра усиления. Таким образом, применение стандартной стратегии CCD-фотометрии, когда яркие звезды находятся в насыщении, но это не «портит» фотометрию слабых звезд, для EMCCD оказывается невозможным.

Заметим, что хотя в спекл-интерферометрии мы, как правило, имеем дело с одним источником в кадре, диапазон яркостей в спекл-картине довольно велик. Величину электронного усиления приходится выбирать так, чтобы ярчайший спекл не оказался в насыщении. Если это усиление оказывается низким, то для слабых спеклов, которых большинство, работа детектора характеризуется уже далеко не субэлектронным шумом считывания.

В качестве альтернативы CCD-детекторам выступают CMOS-детекторы, которые в последние годы по характеристикам приближаются, а в некоторых случаях и превосходят CCD. Технологически CMOS, в отличие от CCD, выполняет считывание с каждого пикселя индивидуально. Вследствие этого каждый конкретный АЦП может работать сравнительно медленно и, соответственно, иметь малый шум считывания.



**Рис. 1.** Сравнение квантовой эффективности детекторов и пропускание фильтров. Штриховая линия — кривая квантовой эффективности EMCCD матрицы Andor iXon 897. Штрихпунктирная линия — то же, но величины квантовой эффективности умножены на 0.5 для учета шума усиления (см. текст). Толстая сплошная линия — кривая квантовой эффективности CMOS-матрицы Hamamatsu ORCA-Quest. Красные линии — кривые пропускания фильтров, использующихся в спекл-поляриметре, умноженные на кривую квантовой эффективности Hamamatsu ORCA-Quest. Красные пунктирные линии — широкополосные фильтры, слева направо:  $V$ ,  $R_c$ ,  $I_c$ . Красные сплошные — среднеполосные: 550, 625, 656.3 ( $H\alpha$ ), 880 нм.

Примеры применения CMOS-детекторов в спекл-интерферометрии можно найти в работах Genet et al. (2016) и Wasson et al. (2017). Однако детекторы, использовавшиеся авторами, имеют шум считывания примерно  $1e^-$  и уступают EMCCD.

В таблице 1 мы приводим параметры CMOS-детектора Hamamatsu ORCA-Quest CC15550-20UP (далее просто Hamamatsu ORCA-Quest). Как можно видеть, важные для спекл-интерферометрии ключевые характеристики — скорость чтения и шум считывания — сравнимы с EMCCD. Субэлектронный шум считывания достигается без усиления и, соответственно, без связанных с ним проблем: шума усиления и малого динамического диапазона.

На рис. 1 мы приводим сравнение кривых квантовой эффективности Andor iXon 897 и Hamamatsu ORCA-Quest. Можно видеть, что кривая квантовой эффективности CMOS проходит несколько ниже, чем у CCD, однако это преимущество пропадает, если учесть наличие шума усиления у последнего.

Детектор Hamamatsu ORCA-Quest был выбран нами в качестве основного светоприемника спекл-поляриметра, который был установлен вместо EMCCD. Замена детектора потребовала существенной переработки конструкции прибора. Воспользовавшись этим моментом, мы по-

путно внесли несколько ключевых изменений, которые позволили повысить эффективность спекл-интерферометрических наблюдений. Изменения в конструкции прибора описаны в разделе 2.

В разделе 3 мы описываем некоторые особенности применения CMOS в практике спекл-интерферометрии. Мы выполнили количественное сравнение эффективности применения EMCCD и CMOS с помощью разработанной нами численной модели измерений (раздел 4). Наконец, в разделе 5 приведены некоторые результаты исследования двойственности звезд UX Ori, выполненных как с EMCCD, так и с CMOS. В частности, была открыта двойственность BM And и NSV 16694. В данной статье мы не будем касаться поляриметрического режима прибора, это будет сделано в следующей работе.

## 2. ПРИБОР

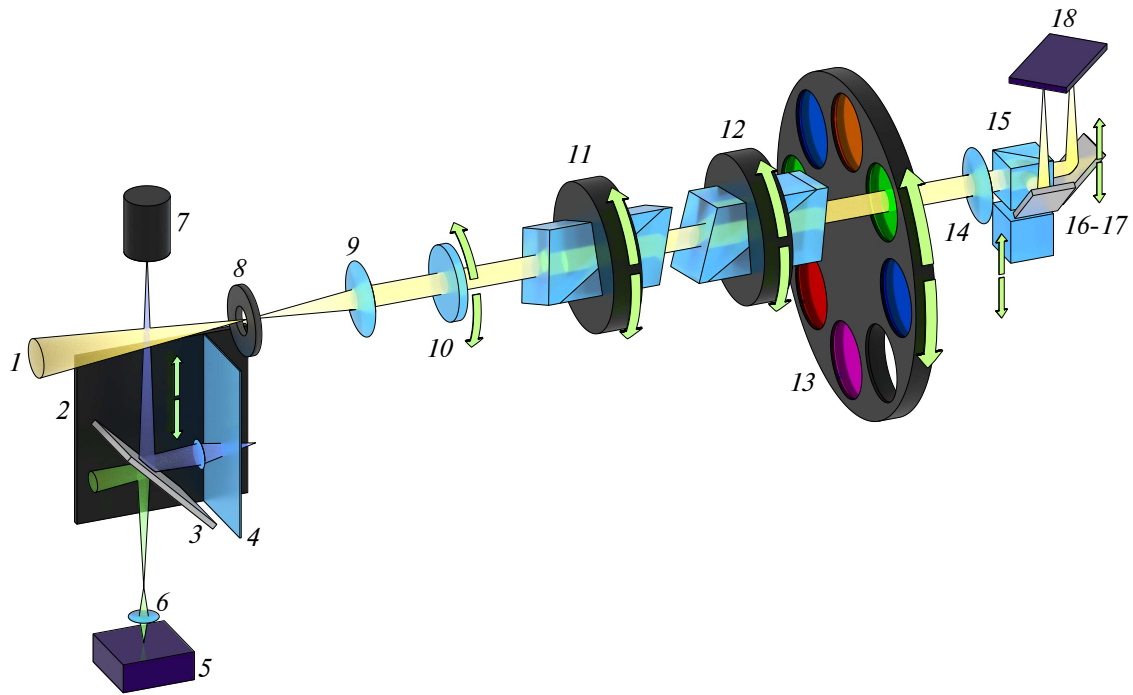
Устройство спекл-поляриметра подробно обсуждалось нами ранее в статье Safonov et al. (2017). Здесь мы коснемся, в первую очередь, изменений, произошедших в связи с установкой Hamamatsu ORCA-Quest в качестве главного детектора. Прибор состоит из следующих узлов: предфокальный узел, узел параллельного пучка, узел камеры, блок управляющей электроники, управляющий компьютер (см. рис. 2 и рис. 3).

### 2.1. Предфокальный узел

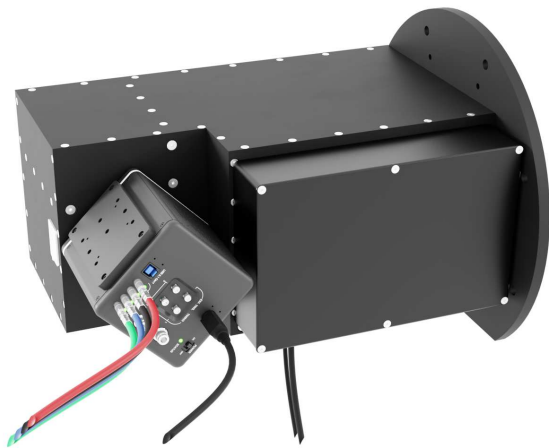
Предфокальный узел (рис. 4) выполняет ряд вспомогательных функций. Он содержит вспомогательную CCD-камеру, на которую перебрасывается свет от телескопа путем введения в пучок диагонального зеркала. Вспомогательная камера предназначена для точного наведения в тех случаях, когда ошибка наведения телескопа превосходит  $15''$  и объект не попадает в поле зрения главного детектора. Начиная с 2022 года мы применяем в качестве вспомогательной камеры промышленную черно-белую CCD-матрицу Prosilica GC655, что позволило наводиться на объекты до  $m_V = 17^m$ . Камера имеет поле зрения  $70''$ .

Кроме того, в состав предфокального блока входит калибровочный источник, который представлен матрицей из отверстий диаметром 70 мкм, с шагом 800 мкм, освещенной белым сверхъярким светодиодом через дополнительный рассеиватель. Изображение калибровочного источника перестраивается в фокальную плоскость с уменьшением  $3.5\times$  через двухлинзовый ахромат и подвижное зеркало (пример изображения см. на рис. 5а).

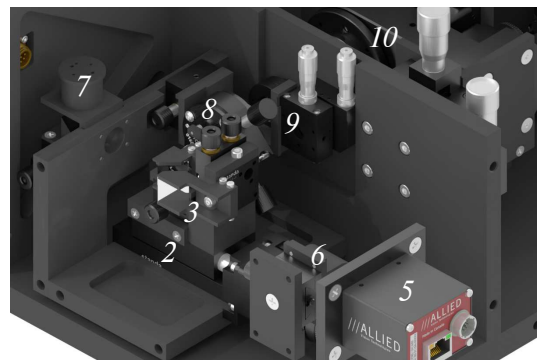
Предфокальный блок также содержит линейный поляризатор, который может быть введен в



**Рис. 2.** Схема прибора: 1 — пучок от телескопа; предфокальный блок 2–8: подвижная каретка 2, зеркала 3, одно из которых перебрасывает свет от телескопа на вспомогательную камеру (5–6), другое — от калибровочного источника (7) в детектор, 4 — линейный поляризатор, 8 — диафрагма поля; блок параллельного пучка 9–14: 9 — коллиматор, 10 — вращающаяся полуволновая пластинка, 11, 12 — призмы компенсатора атмосферной дисперсии (углы при вершинах увеличены для наглядности), 13 — колесо фильтров, 14 — объектив; блок камеры 15–18: 15 — лучерасщепляющий элемент, 16, 17 — зеркала переброски, 18 — детектор. Зелеными стрелками отмечены моторизованные степени свободы.



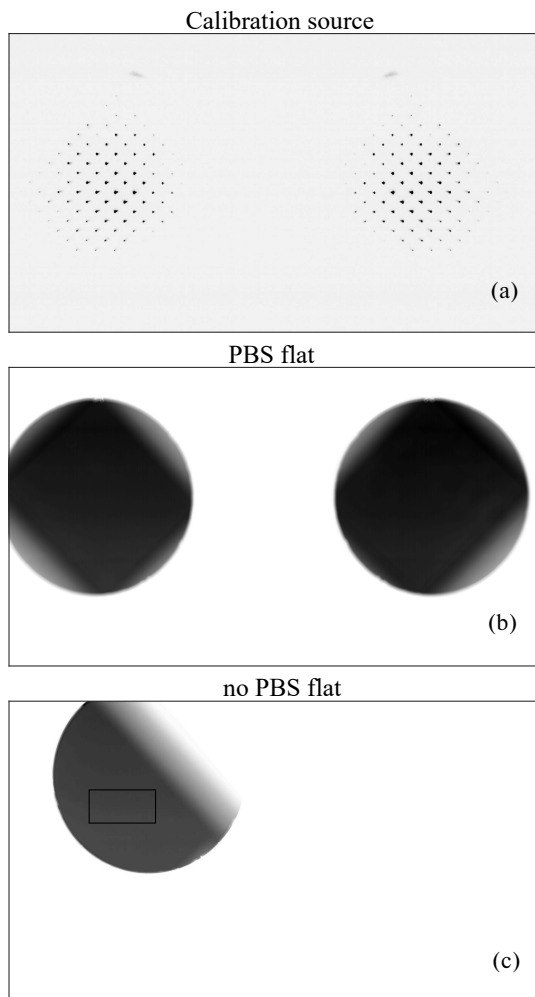
**Рис. 3.** Общий вид прибора со стороны главного детектора. Направление на телескоп — вправо, фланцем к телескопу.



**Рис. 4.** Предфокальный узел. Обозначения те же, что на рис. 2.

пучок для калибровки угла поворота полуволновой пластинки. Зеркала переброски для вспомогательного детектора и калибровочного источника, а также линейный поляризатор расположены на линейном трансляторе Standa 8MT173-30 (шаговый двигатель + шариковая направляющая).

Важным элементом предфокального узла является диафрагма поля, представляющая собой отверстие диаметром 3.5 мм, что соответствует 35'' на небесной сфере. Диафрагма поля установлена постоянно. Заметим, что не все поле зрения, вырезаемое диафрагмой поля, является невиньтированным. Этот вопрос обсуждается ниже, в разделе 2.3.



**Рис. 5.** Примеры изображений: (a) — калибровочный источник; (b) — кадр плоского поля при работе с поляризационным светоделительным кубиком — PBS; (c) — кадр плоского поля при работе без PBS (режим спекл-интерферометрии). На панели (c) черным прямоугольником показана область детектора  $512 \times 256$  пкс, которая считывается в режиме спекл-интерферометрии.

## 2.2. Узел параллельного пучка

С главной фокальной плоскости начинается основная часть оптики прибора, цель которой — формирование изображений с заданными характеристиками на детекторе. Ключевыми элементами в оптической схеме являются коллиматор, формирующий параллельный пучок, и объектив, который этот пучок фокусирует на детекторе. Фокусные расстояния коллиматора и объектива равны 38.1 и 88.9 мм соответственно. Схема обеспечивает итоговое увеличение  $2.33\times$ , что при размере пикселя главного детектора 4.6 мкм соответствует масштабу  $20.33$  мсд/пкс. Такое увеличение обеспечивает достаточную дискретизацию фокальной плоскости на длинах волн 493 нм и больше, что

является необходимым условием для реализации спекл-интерферометрии. Точное значение масштаба и угла поворота детектора определяется путем наблюдения двойных звезд, для которых известны координаты компонент из Gaia DR3 (Vallenari et al., 2022).

За коллиматором в плоскости выходного зрачка в приводе вращения Standa 8MRU-1 установлена полуволновая пластинка Thorlabs SAHWP05M-700, выполняющая роль модулятора в режиме поляриметрии. Полуволновая пластинка приводится во вращение шаговым двигателем через ременную передачу (Standa 8MRU).

За полуволновой пластинкой расположен компенсатор атмосферной дисперсии, представляющий собой две призмы прямого зрения, установленные в независимо вращающихся приводах Standa 8MR151 (шаговый двигатель + червячная пара). Каждая призма состоит, в свою очередь, из двух призм, сделанных из стекла Ф1 и К8, с углами при вершине  $15^\circ 9'$  и  $18^\circ 65'$  соответственно. Апертура призм составляет  $15 \times 15$  мм. Призмы произведены RIVoptics.

Указанные призмы используются нами с середины 2018 года. Ранее мы работали с призмами с гораздо большими углами при вершинах, что приводило к большой дисторсии. Призмы, используемые сейчас, имеют дисторсию 0.72%, она исправляется при обработке.

При наблюдениях углы поворота призм выбираются так, чтобы суммарная вносимая ими дисперсия была по модулю равна, а по направлению — противоположна атмосферной дисперсии (Safonov et al., 2017). Атмосферная дисперсия вычисляется по формулам из работы Owens (1967), исходя из текущих параметров атмосферы: давления, температуры, влажности, которые измеряются метеостанцией. Имеющиеся призмы в текущей конфигурации позволяют компенсировать атмосферную дисперсию на высотах более  $28^\circ$  (наиболее критична полоса 880 нм).

После призм компенсатора атмосферной дисперсии в пучке установлено колесо фильтров на 12 позиций, управляемое приводом вращения Standa 8MR174 (шаговый двигатель + червячная пара). В настоящее время применяется семь фильтров:  $V$ ,  $R_c$ ,  $I_c$ , среднеполосные фильтры, центрированные на длины волн 550, 625, 880 нм, с полуширинами 50, 50 и 80 нм соответственно. Также установлен фильтр  $H\alpha$  полушириной 8 нм. Полосы пропускания фильтров приведены на рис. 1.





## 2.4. Характеристики детектора

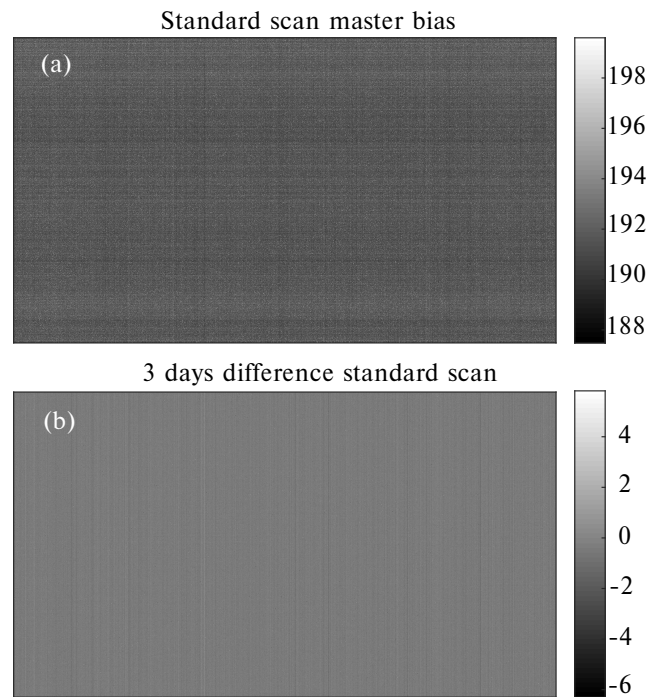
Знание характеристик основного детектора имеет большое значение для оценки эффективности прибора при решении астрофизических задач, для определения оптимального режима работы прибора, а также для выработки методов обработки. В этом подразделе мы приводим результаты измерения основных характеристик детектора Hamamatsu ORCA-Quest при работе без освещения и с равномерным освещением. Детектор Hamamatsu ORCA-Quest может работать в двух режимах: standard и ultra-quiet, отличающихся скоростью считывания и шумом считывания. Параметры режимов приведены в таблице 1. Исследование детектора было проведено нами в обоих режимах.

В CMOS-детекторах, как и в CCD, к сигналу добавляется некоторое постоянное число, которое называется смещением (bias). Величина bias довольно постоянна, однако имеется небольшая зависимость от положения на детекторе и от времени. Для анализа стабильности bias мы получили несколько серий кадров без освещения. По каждой серии была вычислена попиксельная медиана (master bias), пример можно увидеть на рис. 8. Для серий, снятых с промежутком 3 суток, смещение bias оказалось менее 0.1 ADU, поэтому дрейфом bias на более коротких временах можно пренебречь.

Анализ зависимости вида bias от параметров регистрации показал, что следующие параметры должны совпадать для научных кадров и для кадров bias, используемых для их редукации: размер и положение считываемой области, бинирование, режим работы детектора standard/ultra-quiet, экспозиция. Эффект зависимости bias от экспозиции особенно заметен при наблюдениях слабых источников в режиме ultra-quiet.

Кадры bias показывают вертикальную и горизонтальную структуру (см. рис. 8). Эта структура имеет случайную составляющую, то есть ее реализация меняется от кадра к кадру. Из-за этого она проявляется в виде повышения уровня спектра мощности на частотах  $|f_x| \approx 0$  или  $|f_y| \approx 0$ . Об устранении данного эффекта в спекл-интерферометрической обработке см. раздел 3.1.

По сериям bias кадров мы оценили среднее квадратическое попиксельных стандартных отклонений (не учитывая выбросы за вторым и 98-м перцентилем)  $\sigma_{RON}$ , оно оказалось равно 0.241 и 0.422  $e^-$  для режимов ultra-quiet и standard, что согласуется со спецификациями (см. таблицу 1). На рис. 9 приведены распределения отсчетов bias, нормированные на СКО шума считывания (нормировка выполнялась индивидуально для каждого пикселя). Также для сравнения приведено стандартное нормальное распределение. Как можно

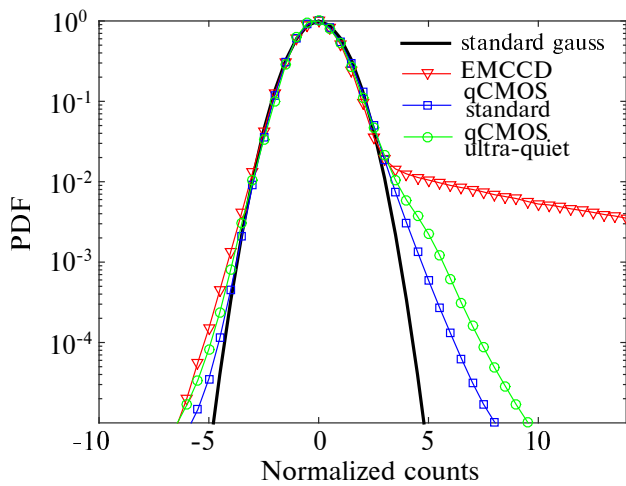


**Рис. 8.** (a) — пример master bias; (b) — разность двух master bias, снятых с интервалом 3 дня. Ширина диапазона отображаемых значений одинакова. Master bias рассчитывался по 500 кадрам, при этом отбрасывались 1% самых ярких и 1% самых тусклых значений каждого пикселя в серии.

видеть, оно хорошо описывает распределения отсчетов до значений  $3\sigma_{RON}$ . При больших нормированных отклонениях начинается значимое превышение измеренной гистограммы по сравнению со стандартным нормальным распределением. Заметим, что аналогичный эффект наблюдается у EMCCD, он вызван вкладом паразитного заряда (СIC-шума) (Hagrsøe et al., 2012). Как можно видеть, распределение шума считывания детектора Hamamatsu ORCA-Quest по нашим измерениям гораздо более «нормально», чем таковое у EMCCD Andor iXon 897. При моделировании в разделе 4 мы будем считать шум считывания нормальным, с СКО, соответствующим выполненным измерениям.

Измеренный нами темновой ток при температуре детектора  $-20^\circ\text{C}$  (воздушное охлаждение) оказался 0.011 и 0.013  $e^-/\text{пкс}/\text{с}$  для режимов ultra-quiet и standard соответственно. При типичных экспозициях, применяемых нами, уровень темнового тока пренебрежимо мал.

Для исследования нелинейности отклика детектора мы использовали стабилизированный источник света (галогеновую лампу). Средний сигнал составил 25 000 ADU/с. Были получены экспозиции в режиме standard длительностью  $t$  от

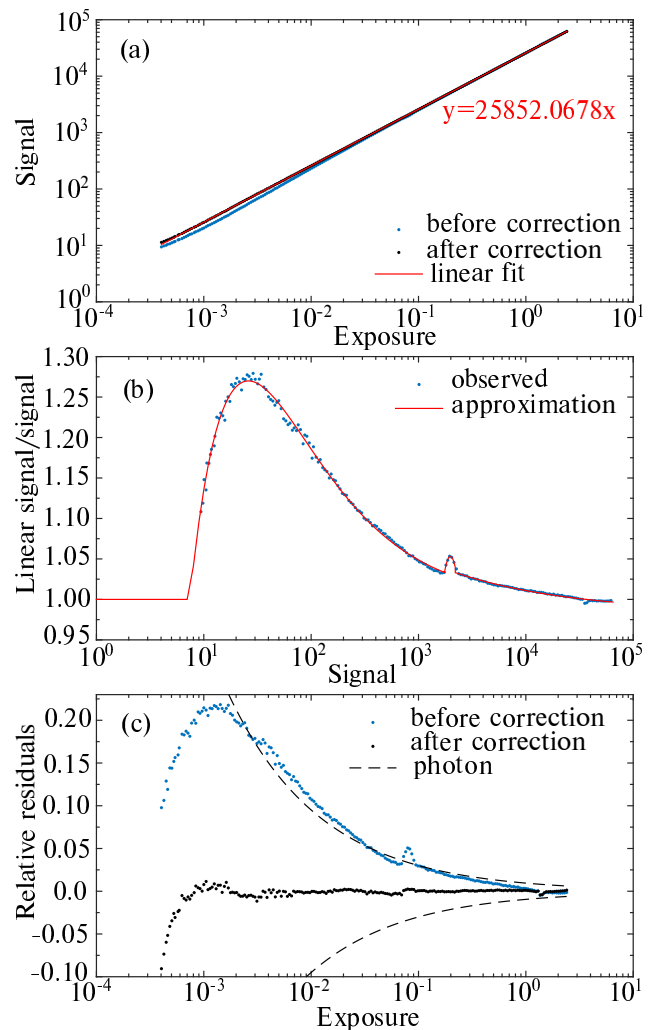


**Рис. 9.** Распределение отклонения bias от среднего (отклонение нормировано на СКО шума считывания). Синяя линия с квадратами — CMOS, режим standard, зеленая линия с кружками — CMOS, режим ultra-quiet, красная линия с треугольниками — EMCCD Andor iXon 897 при электронном усилении  $G_{EM} = 500$ . Сплошная толстая линия — стандартное нормальное распределение.

0.4 мс до 2.4 с на равномерной логарифмической сетке, что соответствует сигналу от 10 ADU до 60 000 ADU (покрывает весь диапазон АЦП). Постоянная структура bias была устранена вычитанием master bias. Затем мы выполнили фотометрию по области размером  $128 \times 128$  пкс (относительные вариации освещенности по рассматриваемой области составили около 1%).

На рис. 10а приведена зависимость среднего сигнала  $s$  от времени экспозиции. Мы аппроксимировали зависимость  $s(t)$  функцией  $at$ , относительное отклонение  $\Delta s = (at - s(t))/at$  представлено на том же рисунке ниже. Как можно видеть,  $\Delta s$  растет к области слабых сигналов и достигает 0.2, что говорит о значительной нелинейности детектора. Помимо этого кривая отклонения имеет сложную форму со скачком в области сигнала 2000 ADU, что, вероятно, вызвано стыком диапазонов двух АЦП.

Мы аппроксимировали величину  $r(s) = at/s(t)$  функцией специального вида, обозначим эту аппроксимацию как  $r'(s)$ . Аппроксимация проиллюстрирована на рис. 10b. Для коррекции нелинейности сигнал, после вычитания за bias, умножался на  $r'(s)$ . Точность коррекции проверялась по области  $512 \times 512$  пкс. Она составила для сигнала больше 100 ADU лучше 1%. Для сигналов от 10 до 100 ADU точность оказывается около 2%. Для режима ultra-quiet зависимость была получена аналогичным способом. При выполнении классических фотометрических измерений с длинными



**Рис. 10.** (a) — зависимость сигнала от экспозиции до и после коррекции нелинейности; (b) — функция, аппроксимирующая зависимость «отношение линейной аппроксимации сигнала к сигналу — сигнал»; (c) — сравнение относительных отклонений от линейной аппроксимации зависимости сигнала от экспозиции для данных с коррекцией нелинейности и без нее, штриховая линия отражает величину СКО фотонного шума в пикселе.

экспозициями с данным детектором нужно обратить особое внимание на коррекцию нелинейности.

### 2.5. Выбор параметров считывания

При наблюдениях мы должны выбрать оптимальные параметры считывания для детектора: его режим (standard/ultra-quiet), поле зрения, время экспозиции. Во-первых, размер считываемой области должен быть минимизирован, с тем чтобы обеспечить быстрое считывание, что особенно актуально для работы в режиме ultra-quiet. Однако и в режиме standard быстрое чтение предпочтительно, поскольку мы используем короткие экспозиции для предотвращения насыщения.



Из предыдущего опыта спекл-интерферометрических наблюдений следует, что поля зрения  $5'' \times 5''$ , или  $256 \times 256$  пкс, вполне достаточно. Увеличение его ширины не влияет на скорость считывания, но допускает более надежную оценку фона. В результате в качестве поля зрения по умолчанию для режима спекл-интерферометрии мы выбрали прямоугольное поле  $512 \times 256$  пкс ( $10'' \times 5''$ ), см. рис. 5с. Такой участок может быть считан за время 0.96 мс и 22.98 мс, в режимах standard и ultra-quiet соответственно.

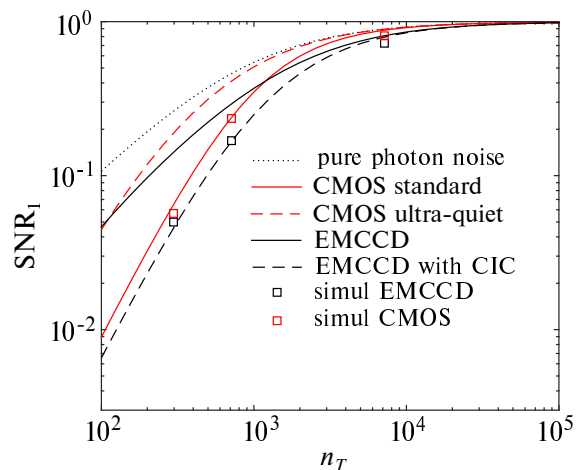
У детектора Hamamatsu ORCA-Quest реализован режим скользящего затвора и глобального старта экспозиции, режим глобального затвора отсутствует. Мы используем только режим скользящего затвора, таким образом, строки считываются по очереди, что обеспечивает минимальные промежутки между экспозициями. Однако полученные экспозиции более коротких, чем минимальные, невозможно (в отличие, например, от CCD-матриц с кадровым переносом). Кроме того, скользящий затвор может затруднить обеспечение условия изопланатизма, необходимого для реализации спекл-интерферометрии. Мы обсуждаем данный вопрос в приложении А.

Полное виньетированное поле зрения достигает  $35''$  в диаметре (см. рис. 5) и используется нами для центрирования объекта.

При выборе режима работы — standard или ultra-quiet — мы исходим из соотношения вкладов фотонного шума и шума считывания в отношение  $S/N$  при оценке среднего спектра мощности (Miller, 1977):

$$\text{SNR}_1(\mathbf{f}) = \left( 1 + \left( n_T \langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle \right)^{-1} + \frac{N_{\text{pix}} p_{\text{CIS}}}{n_T^2 \langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle} + \frac{N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2}{n_T^2 \langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{f}$  — вектор пространственной частоты,  $n_T$  — среднее количество фотонов в кадре,  $N_{\text{pix}}$  — количество пикселей, используемых для расчета спектра мощности,  $p_{\text{CIS}}$  — вероятность регистрации CIS-электрона в пикселе,  $\sigma_{\text{RON}}^2$  — дисперсия шума считывания,  $\langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle$  — средний сигнал в отсутствие фотонного шума и шума считывания, нормированный так, чтобы  $\langle |I_N(0)|^2 \rangle = 1$ . Выражение (1) записано в расчете на 1 кадр. В нем первое слагаемое (равное единице) отвечает за атмосферный шум, второе — за фотонный шум, третье — за CIS-шум, а четвертое — за шум считывания. В случае CMOS мы полагаем что CIS-шум отсутствует.



**Рис. 11.** Зависимость отношения  $S/N$  в спектре мощности в расчете на один кадр от среднего количества фотонов в кадре. Пунктирная линия — без шума считывания и CIS-шума. Красные сплошная и штриховая линии — CMOS Hamamatsu ORCA-Quest для режимов standard и ultra-quiet соответственно. Черные сплошная и штриховая линии — EMCCD Andor iXon 897 без учета и с учетом паразитного заряда (CIS-шума) соответственно. Черными и красными квадратами показаны данные численного моделирования для EMCCD и CMOS соответственно (см. раздел 4.3).

Для величины  $\langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle$  на частотах  $|\mathbf{f}| > r_0/\lambda$  общепринятая модель выглядит следующим образом:

$$\langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle = 0.435 \left( \frac{r_0}{D} \right)^2 \widetilde{T}_0(\mathbf{f}) |\widetilde{O}(\mathbf{f})|^2, \quad (2)$$

где  $r_0/D$  — отношение радиуса Фрида к диаметру апертуры,  $\widetilde{T}_0(\mathbf{f})$  — дифракционная ОПФ апертуры,  $|\widetilde{O}(\mathbf{f})|^2$  — модуль функции видности объекта. Для типичных условий наблюдений на 2.5-м телескопе ( $r_0 = 0.1$  м и точечного объекта)  $\langle |I_N(\mathbf{f})|^2 \rangle = 2.7 \times 10^{-4}$  при  $f = 0.5D/\lambda$  (см. рис. 20).

На рис. 11 приведены зависимости  $\text{SNR}_1$  от  $n_T$  при размерах области вычисления спектра изображения  $140 \times 140$  пкс, с качеством изображения  $0''.73$ , в полосе  $I_c$ . Оценка сделана для CMOS (режимы standard и ultra-quiet), а также для EMCCD с учетом и без учета CIS-шума.

Как можно видеть, EMCCD-матрица имела бы преимущество перед CMOS в области слабых потоков ( $n_T < 10^3$  фотонов/кадр), если бы не была подвержена эффекту CIS-шума. Учет реального CIS-шума  $p_{\text{CIS}} = 0.045$  нивелирует преимущество EMCCD. Ранее Tokovinin et al. (2010) отмечали, что при спекл-интерферометрических наблюдениях слабых объектов с EMCCD именно CIS-шум выступает ограничивающим фактором.

Глядя на рис. 11, можно также заключить, что для CMOS выгоднее применять режим считывания «ultra-quiet», если поток меньше  $10^4$  фотонов/кадр. При больших потоках разница становится пренебрежимо малой, что делает режим standard более привлекательным за счет возможности более быстрого считывания. Начиная примерно с  $n_T = 2.4 \times 10^5$  фотонов/кадр, сигнал в ярчайшем пикселе приближается к насыщению. Чтобы предотвратить потерю информации из-за насыщения, мы уменьшаем экспозицию. Уменьшение экспозиции с сохранением 100% эффективности использования времени возможно до уровня 0.96 мс. Сокращение времени экспозиции также полезно для подавления влияния размазывания спекл-картины вследствие ее временной эволюции и вибрации монтировки телескопа.

### 2.6. Управляющее программное обеспечение

Управляющее программное обеспечение состоит из следующих основных компонентов (схема на рис. 12):

1. Главная управляющая программа **Sparkle2** (реализация на C++) взаимодействует с приводами моторизации (7 шт.), а также главным детектором. **Sparkle2** обеспечивает запись исходных данных (см. ниже).
2. Управляющая программа вспомогательного детектора **bullseye2** (реализация на C++). Обеспечивает центровку объекта.
3. Пользовательский интерфейс **Specktate** (реализация на PyQt5) предназначен для удобного управления рутинными измерениями.

Программы **Sparkle2** и **bullseye2** запущены постоянно на управляющем компьютере «в фоне», взаимодействие с ними осуществляется по TCP/IP-сокету командами, составляющими специальный протокол. Пользователь может подавать команды непосредственно по сокетному соединению, в этом случае достигается максимальная гибкость управления (инженерный режим). Альтернативным способом является управление через графический пользовательский интерфейс **Specktate**, запущенный локально на ПК пользователя. **Specktate** взаимодействует со **Sparkle2** через то же сокетное соединение, которое используется в инженерном режиме. **Specktate** обеспечивает высокую степень автоматизации рутинных наблюдений.

Взаимодействие с управляющей программой телескопа выполняется по EPICS-соединению<sup>1</sup>. **Sparkle2** автоматически запрашивает координаты объекта и метеопараметры (температура, давление,

<sup>1</sup><https://epics-controls.org/>

влажность), необходимые для корректной работы компенсатора атмосферной дисперсии. Эта информация записывается в метаданные FITS-файла.

**Sparkle2** обеспечивает автоматическое отслеживание объекта («автогидирование»), определяя текущее положение объекта на кадре и подавая телескопу коррекции, необходимые для удержания объекта в центре поля зрения. Благодаря тому, что основной детектор регистрирует кадры с достаточно высокой частотой (10–100 кадров в секунду), автогидирование выполняется по изображению, поступающему с него в ходе регистрации научных данных.

Запись серий, получаемых с главным детектором, выполняется в FITS-файлы. Метаданные также используются для заполнения базы данных о выполненных наблюдениях **sppdata**, применяемой для организации последующей обработки. Сведения о запланированных наблюдениях хранятся в базе данных **sai2p5**, имеющей однородную структуру для всех приборов 2.5-м телескопа. База данных **sai2p5** содержит информацию о координатах объектов, временных ограничениях на наблюдения, связи с наблюдениями других объектов, оптимальных условиях внешней среды (качество изображения, фон неба, прозрачность атмосферы), а также о режиме, в котором должен работать прибор.

## 3. ОБРАБОТКА

Атмосферная турбулентность искажает волновой фронт, идущий от удаленного источника, что приводит к размытию изображения. Полуширина изображения звезды, снятого с длинной экспозицией, — качество изображения — составляет порядка  $1''$ . При наблюдении визуально двойных звезд с разделением между компонентами меньше, чем качество изображения, оценка параметров двойственности: разделения, позиционного угла, отношения потоков по длинноэкспозиционному изображению — затруднена либо оказывается вообще невозможна из-за влияния фотонного шума и шумов детектора.

Однако параметры двойственности могут быть извлечены из короткоэкспозиционных изображений звезды путем применения метода спекл-интерферометрии. Спекл-интерферометрия в классическом варианте базируется на вычислении среднего спектра мощности по серии короткоэкспозиционных изображений объекта и его последующей аппроксимацией моделью, в данном случае — двойного источника. В этом разделе мы опишем обработку данных, получаемых со спекл-поляриметром методом спекл-интерферометрии.

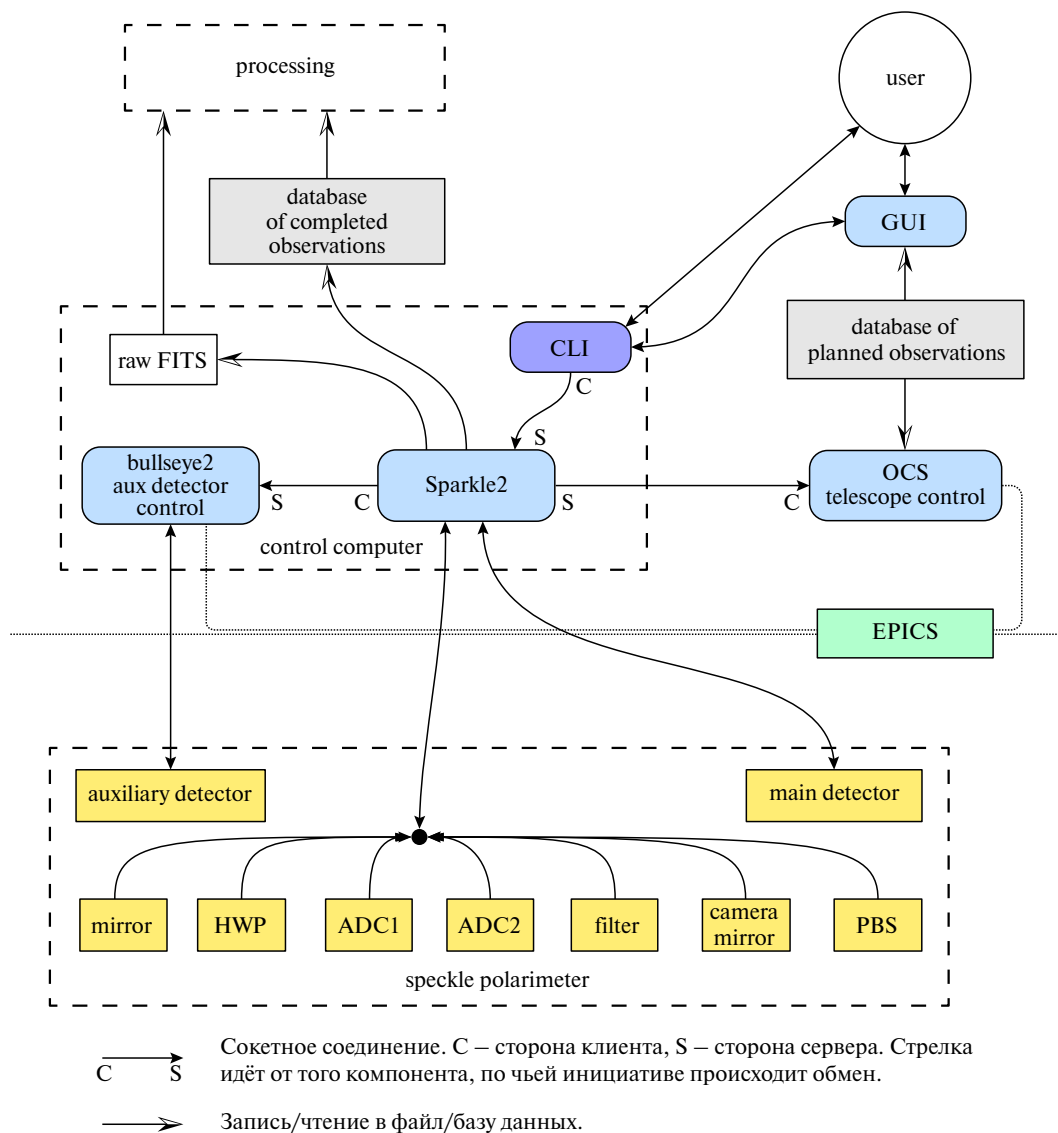


Рис. 12. Схема программно-аппаратного комплекса прибора.

### 3.1. Редукция, аппроксимация и погрешности

Первичная редукция каждого кадра заключается в следующих шагах.

1. Сначала из кадра вычитается master bias. Он вычисляется по серии из 1000 кадров, полученной в ту же наблюдательную ночь.
2. По областям кадра вне окна с исследуемым объектом оценивается средняя величина фона и вычитается из всего кадра.
3. Изображение объекта центрируется в окне. Для оценки необходимого смещения к изображению применяется гауссов фильтр с целью сокращения влияния шума.
4. В детекторе ORCA C15550-20UP наблюдается артефакт в виде креста на усредненном спектре мощности (см. рис. 13). Этот артефакт

мы убираем следующим образом. Горизонтальная и вертикальная структуры изображения оцениваются по некоторому количеству строк и столбцов за пределами окна с научными данными, и эта структура вычитается из данных в окне. Такая операция позволяет выровнять вертикальную и горизонтальную составляющие креста на будущем спектре мощности. После этого вычисляется спектр мощности изображения, оцениваются вертикальная и горизонтальная составляющие креста за частотой среза  $D/\lambda$  и вычитаются из него, результат см. на рис. 13b.

5. Далее спектр мощности кадра исправляется за дисторсию ADC<sup>2</sup> и призмы Волластона

<sup>2</sup>Atmospheric Dispersion Compensator.

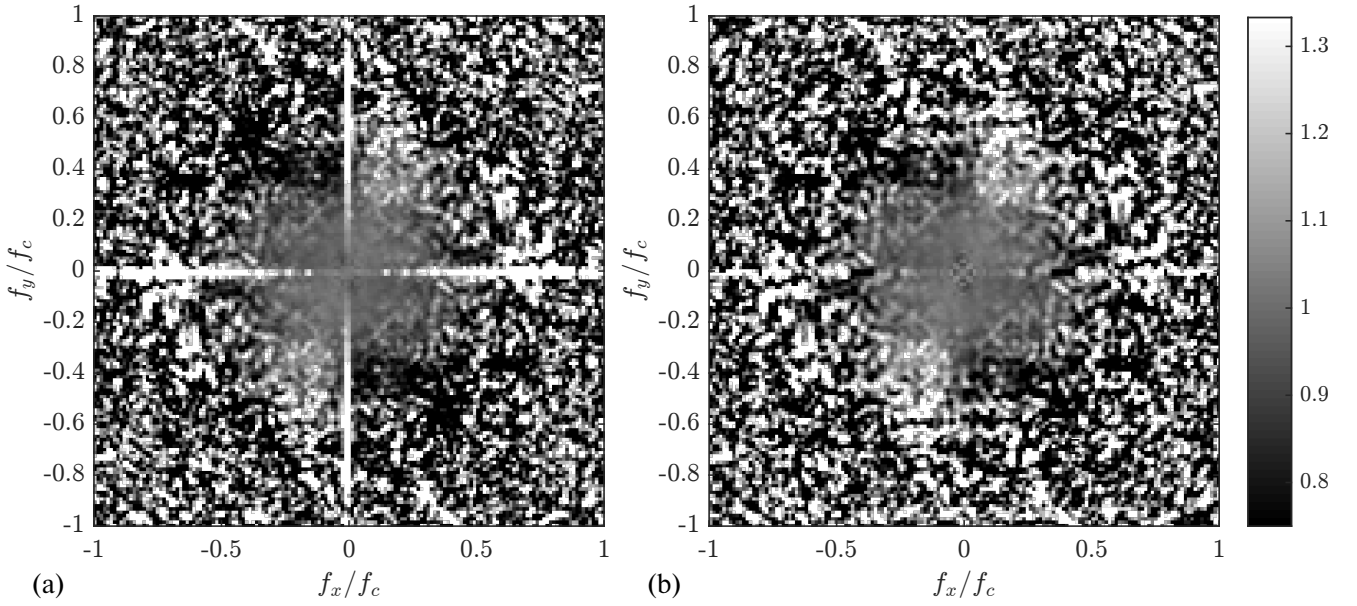


Рис. 13. Сравнение нормированных на азимутально-усредненных самих себя спектров мощности без и с процедурой удаления крестового артефакта.

(в случае если лучерасщепляющим элементом является она). Спектр мощности приводится к углу, соответствующему центральному моменту серии.

6. Далее, уже из усредненного спектра мощности, вычитается фотонная подложка. Ее мы оцениваем по значениям спектра мощности за частотой среза.

После получения усредненного спектра мощности выполняется его аппроксимация некоторой модельной функцией.

Как известно, изображение  $I$  — это свертка распределения интенсивности  $O$  и функции рассеяния точки  $T$ . Иными словами, в пространстве Фурье-образов мы можем записать уравнение формирования мгновенного изображения для  $\tilde{I}$ :

$$\tilde{I}(\mathbf{f}) = \tilde{O}(\mathbf{f})\tilde{T}(\mathbf{f}), \quad (3)$$

где  $\mathbf{f}$  — вектор пространственной частоты,  $\tilde{O}$  — видность объекта,  $\tilde{T}$  — оптическая передаточная функция (ОПФ). Для ОПФ справедливо следующее:

$$\tilde{T}(\mathbf{f}) = \int_W W(\mathbf{x})W^*(\mathbf{x} + \lambda\mathbf{f})e^{i\phi(\mathbf{x}) - i\phi(\mathbf{x} + \lambda\mathbf{f})} d\mathbf{x}, \quad (4)$$

где интегрирование выполняется в плоскости зрачка,  $\mathbf{x}$  — координата в плоскости зрачка,  $W$  — функция зрачка, равная единице внутри апертуры и нулю вне,  $\phi$  — мгновенное распределение фазы в зрачке. Как видим, уравнение (3) учитывает дифракцию на краях апертуры, абберации телескопа и атмосферные искажения.

Модуль Фурье-спектра возведем в квадрат и усредним по всей серии короткоэкспозиционных изображений:

$$\langle |\tilde{I}(\mathbf{f})|^2 \rangle = \langle |\tilde{O}(\mathbf{f})|^2 \rangle \langle |\tilde{T}(\mathbf{f})|^2 \rangle. \quad (5)$$

Для оценки квадрата амплитуды видности необходимо знать величину  $\langle |\tilde{I}_{\text{ref}}|^2 \rangle$ , которая может быть получена из наблюдения одиночной звезды (для точечного объекта  $\tilde{O}_{\text{ref}} = 1$ ), выполненного по возможности либо незадолго до, либо вскоре после наблюдения научного объекта:

$$|\tilde{O}|^2 \approx \frac{\langle |\tilde{I}(\mathbf{f})|^2 \rangle}{\langle |\tilde{I}_{\text{ref}}(\mathbf{f})|^2 \rangle}. \quad (6)$$

В подавляющем большинстве случаев для получения  $\langle |\tilde{I}_{\text{ref}}|^2 \rangle$  вместо наблюдения близкой опорной одиночной звезды можно использовать усредненный по азимуту исходный спектр мощности  $\langle |\tilde{I}|^2 \rangle$ .

Найдем квадрат модуля видности, предположив, что объект двойной. Распределение интенсивности для двойного точечного объекта есть

$$O^0(\alpha_x, \alpha_y) = \delta(\alpha_x, \alpha_y) + \epsilon \delta(\alpha_x - \Delta_x, \alpha_y - \Delta_y), \quad (7)$$

где  $\delta$  — дельта-функция,  $\epsilon$  — отношение потоков компонент,  $\Delta_x, \Delta_y$  — разделение,  $\alpha_x, \alpha_y$  — угловые координаты на небе. Использование дельта-функции для моделирования звезды правомерно по той причине, что большинство звезд имеют

угловые размеры много меньше дифракционного разрешения 2.5-м телескопа. Получим Фурье-преобразование от данного выражения:

$$\widetilde{O}^0(f_x, f_y) = \sqrt{A_1} \left( 1 + \epsilon e^{-i2\pi(f_x \Delta_x + f_y \Delta_y)} \right), \quad (8)$$

где  $A_1 = (1 + \epsilon)^{-2}$  — нормировочный коэффициент. Затем, взяв модуль и возведя его в квадрат, имеем:

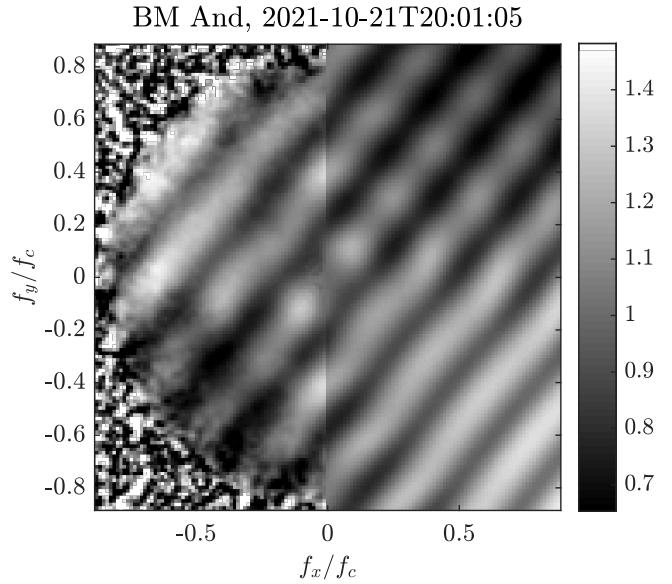
$$|\widetilde{O}^0(f_x, f_y)|^2 = A_1 (1 + \epsilon^2 + 2\epsilon \cos(2\pi(f_x \Delta_x + f_y \Delta_y))). \quad (9)$$

Для получения параметров двойственности мы аппроксимируем корень спектра мощности, деленный на азимутально-усредненного самого себя. Применяемая модель для аппроксимации следующая:

$$|\widetilde{O}^0(f_x, f_y)| = \left| \sqrt{A_1} (1 + \epsilon e^{-i2\pi(f_x \Delta_x + f_y \Delta_y + \phi)}) \times \left( 1 + \sqrt{f_x^2 + f_y^2} A_a \cos 2(\theta_a - \theta_{a_{\text{ref}}}) \right) \right|, \quad (10)$$

где  $A_1 = (1 + \epsilon)^{-2}$  — нормировочный коэффициент,  $\epsilon$  — отношение потоков компонент,  $\Delta_x, \Delta_y$  — разделение. По сравнению с (8) в выражении добавились дополнительные параметры:  $\theta_{a_{\text{ref}}} = \arctan^2(f_y, f_x)$ ,  $A_a$  и  $\theta_a$  — параметры, характеризующие соответственно амплитуду и угол асимметричной составляющей, которую нужно учитывать из-за дрожания телескопа. Параметр  $\phi$  — смещение спектра мощности относительно центрального максимума в перпендикулярном плоскостям направлении. Надо отметить, что модельная функция также нормируется на свое азимутальное среднее, аналогично тому, как это делается с аппроксимируемым корнем спектра мощности. Пример аппроксимации приведен на рис. 14.

Погрешность параметров двойственности оценивается методом «bootstrap» (Efron and Tibshirani, 1993). Выборка индексов, используемых для усреднения спектра мощности кадров, многократно случайно генерируется. При этом длина этой выборки равна длине исходной серии, а набор используемых кадров различен. Так, в результате такой генерации выборки, один и тот же кадр может быть учтен несколько раз, в то время как другой — ни разу. Мы генерируем двадцать таких выборок индексов. Используя эти индексы, усредняем спектры мощности. Таким образом, в итоге мы имеем 20 усредненных спектров мощности для одной серии. Затем мы производим полностью идентичную обработку для каждого из 20 спектров мощности. И, далее, аппроксимируем каждый из них описанной выше функцией. Получается выборка из 20 наборов значений параметров



**Рис. 14.** Пример аппроксимации спектра мощности. Левая половина — средний спектр мощности, нормированный на свое азимутальное среднее, правая — модель двойного источника. Отметим, что спектр мощности обладает центральной симметрией, поэтому полуплоскость содержит всю полезную информацию.

двойственности. По этой выборке мы оцениваем СКО каждого из параметров.

### 3.2. Оценка кривой достижимого контраста

В тех случаях, когда двойственность у звезды не обнаружена, важной информацией, которую мы способны почерпнуть из наблюдения, может служить оценка кривой достижимого контраста  $\epsilon_{\text{lim}}(\rho)$ . Кривая достижимого контраста характеризует минимально возможное регистрируемое отношение потоков компонент для данного наблюдения в зависимости от углового расстояния. Иными словами, компонента (если таковая существует) на угловом расстоянии  $\rho$  с отношением потоков  $\epsilon$  большим, чем  $\epsilon_{\text{lim}}(\rho)$ , будет однозначно нами зарегистрирована.

Получим формулу определения  $\epsilon$  для каждой точки автокорреляционной функции (АКФ, см. рис. 15). Для этого возьмем обратное Фурье-преобразование от полученной функции  $|\widetilde{O}^0(f_x, f_y)|^2$  (9):

$$\Psi(\alpha_x, \alpha_y) = A_2 A_1 \left( (1 + \epsilon^2) \delta(\alpha_x, \alpha_y) + \epsilon \delta(\alpha_x - \Delta_x, \alpha_y - \Delta_y) + \epsilon \delta(\alpha_x + \Delta_x, \alpha_y + \Delta_y) \right). \quad (11)$$

Далее учтем, что по определению  $\Psi(0, 0) = 1$ . Следовательно,  $A_2 A_1 (1 + \epsilon^2) = 1$ . Отсюда найдем  $A_2 = (1 + \epsilon)^2 / (1 + \epsilon^2)$ .

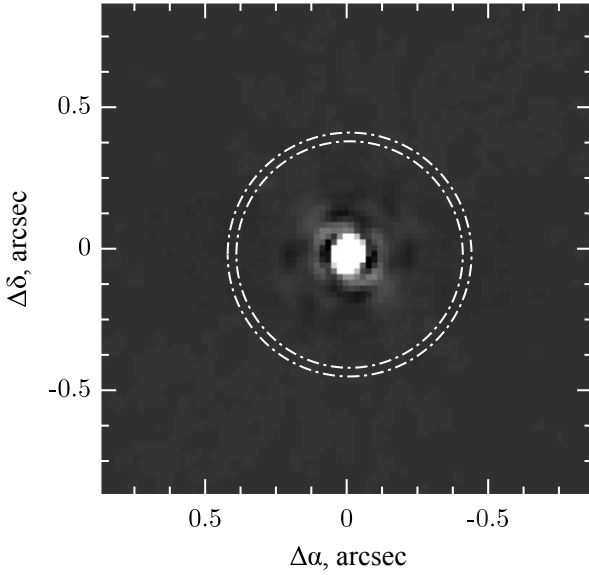


Рис. 15. Пример АКФ. Штрихпунктирное кольцо отображает область, в которой вычисляется СКО для оценки  $\epsilon_{lim}$ , в данном случае,  $\epsilon_{lim0.4}$ .

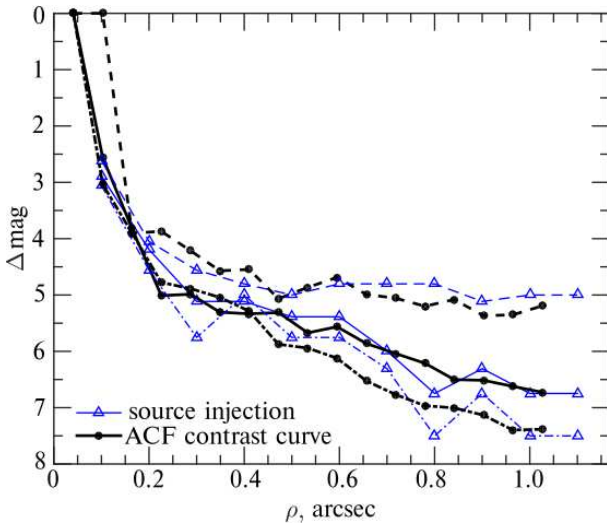


Рис. 16. Сравнение кривых достижимого контраста, полученных обоими методами. Линии разного типа соответствуют наблюдениям разных звезд.

Окончательно получим:

$$\Psi(\alpha_x, \alpha_y) = \delta(\alpha_x, \alpha_y) + \frac{\epsilon}{1 + \epsilon^2} \delta(\alpha_x - \Delta_x, \alpha_y - \Delta_y) + \frac{\epsilon}{1 + \epsilon^2} \delta(\alpha_x + \Delta_x, \alpha_y + \Delta_y). \quad (12)$$

Отсюда видно, что из отношения интенсивностей вторичного и центрального пиков в АКФ можно получить отношение потоков компонент двойной.

Теперь возьмем уже реальную АКФ, полученную из наблюдений. Вследствие факторов, вносимых атмосферой, инструментом и методом, мы имеем некоторый шум на результирующей АКФ.

Наша задача — найти зависимость достижимого контраста (отношения потоков) от расстояния до центральной звезды. Перейдем из декартовой системы координат  $\alpha_x, \alpha_y$  в полярную  $\rho, \varphi$ . Обозначим интенсивность какой-либо точки АКФ через  $\eta$ . Причем за единицу примем значение коэффициента гауссианы, аппроксимирующей центральный пик, плюс подложка. Найдем для каждого кольца радиусом  $\rho$  величину достижимого  $\eta_{lim}$  по формуле:

$$\eta_{lim}(\rho) = 5\sigma(\rho) + \overline{\eta(\rho, \varphi)}, \quad (13)$$

где

$$\sigma(\rho) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{\varphi} (\eta(\rho, \varphi) - \overline{\eta(\rho, \varphi)})^2}. \quad (14)$$

Черта  $\overline{\quad}$  означает усреднение по углу в кольце,  $n$  — число пикселей в кольце. Суммирование по  $\varphi$  в выражении для среднеквадратического отклонения  $\sigma$  означает суммирование по пикселям в кольце.

Воспользовавшись уравнением (12), имеем:

$$\frac{\epsilon_{lim}}{1 + \epsilon_{lim}^2} = \eta_{lim}. \quad (15)$$

Отсюда получаем:

$$\epsilon_{lim}(\rho) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\eta_{lim}^2(\rho)}}{2\eta_{lim}(\rho)}. \quad (16)$$

Теперь, исходя из этой зависимости, мы можем утверждать, что у данной центральной звезды отсутствуют компоненты с контрастом  $\epsilon > \epsilon_{lim}(\rho)$  на угловом расстоянии  $\rho$ .

Верифицировать кривую достижимого контраста можно путем добавления в данные вторичной компоненты с известными параметрами. Домножим спектр мощности одиночной звезды прямо на выражение (9) в соответствии с выражением (5), где будем варьировать разделение и для каждого разделения подбирать минимальное (в смысле отношения потоков) значение контраста, при котором «искусственная» компонента еще детектируется на АКФ. Сравнение, проиллюстрированное на рис. 16, показывает что контраст оценивается по АКФ вполне адекватно.

#### 4. ПРЯМАЯ МОДЕЛЬ ПОЛУЧЕНИЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Для исследования возможностей детектора и верификации методов обработки нами была создана программа, позволяющая генерировать изображения, регистрируемые детектором в фокальной



плоскости прибора. Модель учитывает искажения волнового фронта в турбулентной атмосфере, в оптической системе, а также фотонный шум и шумы детектора.

Модель турбулентных возмущений фон Кармана дает следующее выражение для спектра мощности фазовых искажений (см. статьи Johansson and Gavel (1994); Jingsong Xiang (2014)):

$$\tilde{P}(f_x, f_y) = \frac{4\pi^2}{G_x G_y} 0.00058 r_0^{-5/3} \left( f_x^2 + f_y^2 + \frac{1}{L_0} \right)^{-11/6},$$

где  $f_x, f_y$  — пространственные частоты,  $G_x, G_y$  — размеры фазового экрана (в метрах),  $L_0$  — внешний масштаб турбулентности,  $r_0$  — радиус Фрида, связанный с профилем турбулентности  $C_n^2(h)$  следующим соотношением:

$$r_0 = \left( 0.423 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sec \gamma \int_0^{H_{\max}} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (17)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\gamma$  — зенитный угол,  $h$  — высота. Интегрирование проводится от высоты телескопа до некоторой максимальной высоты турбулентности  $H_{\max}$ .

Будем моделировать фазовый экран  $\Phi(x, y)$  ( $x, y$  — координаты в метрах) как двумерный массив, тогда его Фурье-спектр  $\tilde{\Phi}(f_x, f_y)$  есть двумерный массив случайных чисел, распределенных по нормальному закону:

$$\tilde{\Phi}(f_x, f_y) = \sqrt{\tilde{P}(f_x, f_y)} \times (N(0, 1) + iN(0, 1)), \quad (18)$$

где  $N(\mu, \sigma^2)$  в данном случае означает заполненный нормально распределенными числами двумерный массив, совпадающий по своим размерностям с  $\tilde{P}$ .

Фазовый экран определяется обратным преобразованием Фурье от его спектра ( $\text{FT}^{-1}$  — обратное преобразование Фурье):

$$\Phi(x, y) = \text{Re} \left\{ \text{FT}^{-1} \left[ \tilde{\Phi}(f_x, f_y) \right] \right\}, \quad (19)$$

взятие действительной или же мнимой части не играет роли.

Считая, что модуль комплексной амплитуды падающего фронта волны не зависит от координаты, запишем комплексную амплитуду волны после прохождения турбулентного слоя:

$$A(x, y) = e^{i\Phi(x, y)}. \quad (20)$$

Определим функцию зрачка телескопа:

$$\begin{cases} W(x, y) \equiv 1, & D > r(x, y) > \epsilon D; \\ W(x, y) \equiv 0, & r(x, y) < \epsilon D, r(x, y) > D; \\ r(x, y) \equiv \sqrt{x^2 + y^2}, \end{cases} \quad (21)$$

где  $D$  — диаметр апертуры телескопа,  $\epsilon$  — относительное центральное экранирование.

Как известно (Tokovinin, 1988), ОПФ (оптическая передаточная функция) оптического прибора равна автокорреляционной функции распределения амплитуды поля на зрачке, следовательно, можем сразу записать выражение для функции рассеяния точки (ФРТ):

$$T(\alpha_x, \alpha_y) = \left| \text{FT} [A(x, y)W(x, y)] \right|^2 \quad (22)$$

В последнем уравнении произошел неявный переход к новым переменным —  $(\alpha_x, \alpha_y)$  — угловым координатам «на небе». Подробный вывод читатель найдет в книге Tokovinin (1988, с. 21).

Пусть теперь у нас есть задаваемая нами в виде раstra функция объекта  $O(\alpha_x, \alpha_y)$ . Задаем мы ее выбором одиночных пикселей из двумерного массива и присвоением им желаемой интенсивности. Далее, зная ФРТ, мы получаем искаженное атмосферой изображение  $I$  объекта путем свертки функции объекта с ФРТ:

$$I(\alpha_x, \alpha_y) = O * T. \quad (23)$$

Описанный выше метод генерации фазового экрана будем далее называть методом БПФ (сокращение от применяемого алгоритма Быстрого Преобразования Фурье).

#### 4.1. Учитываемые эффекты

##### 4.1.1. Ширина полосы фильтра

Учет влияния конечности ширины полосы фильтра выполняется путем сложения ФРТ для нескольких длин волн внутри полосы фильтра. Шаг по длине волны вычисляется из следующего соотношения (см. Tokovinin (1988)):

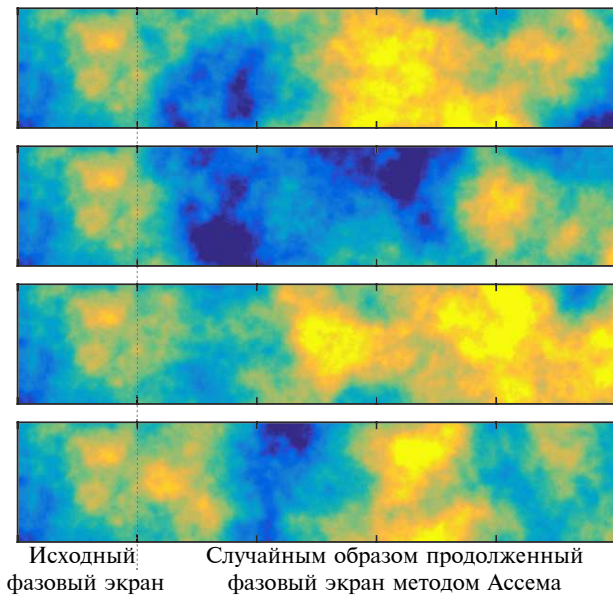
$$\Delta \lambda = \frac{r_0}{D} \lambda. \quad (24)$$

Здесь радиус Фрида вычисляется с учетом заданного пользователем качества изображения.

##### 4.1.2. Конечность экспозиции и скоррелированность кадров

Мы исходим из гипотезы Тейлора замороженной турбулентности, в рамках которой предполагается, что турбулентный слой (фазовый экран) переносится в пространстве без изменений. Для симуляции этого процесса нам достаточно двигаться по фазовому экрану и вырезать из него необходимые области. Если две области будут пересекаться, то будет наблюдаться скоррелированность фазовых возмущений, чего, собственно, мы и добиваемся.

Для того, чтобы иметь возможность вырезать такие области, нам нужно либо создавать большой фазовый экран при помощи БПФ, как это

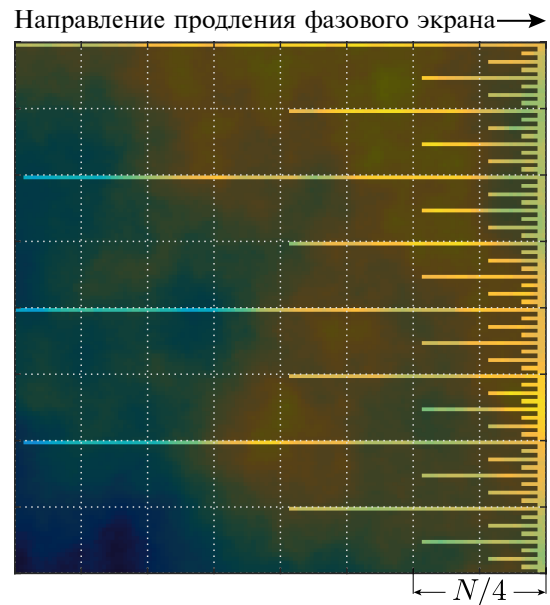


**Рис. 17.** Демонстрация результата работы метода Ассемá при одном и том же исходном фазовом экране и различных его продолжениях в силу случайности процесса.

описано в начале раздела, и двигаться по нему вырезаемой «апертурой», либо каким-то образом «продлевать» экран и вырезать из продленного экрана необходимые области. Такой способ позволяет сэкономить оперативную память. Очень хорошо себя показал метод продления экрана за авторством Ассемá (Assémat et al., 2006), где за основу берется экран, сгенерированный при помощи БПФ. Пример результата работы метода изображен на рис. 17.

Мы несколько модифицировали метод, изменив отбор пикселей исходного фазового экрана для охвата больших масштабов, при этом не сильно увеличивая объем занимаемой оперативной памяти. Был выбран следующий алгоритм отбора: ближайшие к добавляемому новому столбцу два столбца фазового экрана берутся без изменений, в каждом из следующих четырех столбцов выбирается лишь половина пикселей (каждый второй), в следующих восьми столбцах выбирается уже каждый четвертый и так далее. Иллюстрация этого алгоритма приведена на рис. 18. При таком методе отбора оказалось достаточно брать во внимание лишь первые  $N/4$  столбцов. Даже при таком количестве структурная функция и дисперсии полиномов Цернике результирующих фазовых экранов весьма точно совпадают с теорией. Более того, экраны, сгенерированные при помощи этого метода, показали лучшее соответствие теории, нежели метод БПФ (см. рис. 19).

В данной модели, для приближения к реальному положению вещей, мы генерируем два фазовых



**Рис. 18.** Светлые области — пиксели, выбираемые из фазового экрана в качестве исходного вектора (то есть вектора  $Z$  в Assémat et al. (2006)).

экрана и движемся вырезаемыми участками по ним (или продлеваем их) в перпендикулярных направлениях. Затем фаза для этих двух вырезаемых участков суммируется. Это делается для получения реалистичного характерного времени вариаций фазы:  $r_0/V$ , где  $V$  — скорость ветра. В противном случае, когда используется лишь один фазовый экран, характерное время вариаций будет  $D/V$ , где  $D$  — диаметр апертуры телескопа.

Скорость движения вырезаемого участка не всегда соответствует целому количеству пикселей фазового экрана. В этом случае есть два варианта: можно линейно интерполировать изображение и смещаться по нему на необходимую величину, либо можно пользоваться Фурье-преобразованием, которое позволяет смещать изображение на дробное количество пикселей, так как известно, что Фурье-образы исходного и смещенного изображения связаны между собой линейным множителем в пространстве частот.

#### 4.1.3. Анизопланатизм

Свет, идущий от разных точек на небе, будет проходить через разные участки фазового экрана, и этот факт мы также учитываем в нашей модели.

Для учета анизопланатизма мы предполагаем, что один из фазовых экранов расположен на высоте 10 км, а второй — на нулевой высоте. Тогда, например, если две звезды находятся на угловом расстоянии  $5''$  друг от друга, то на высоте 10 км из первого фазового экрана будут вырезаться апертуры для каждой звезды на расстоянии примерно

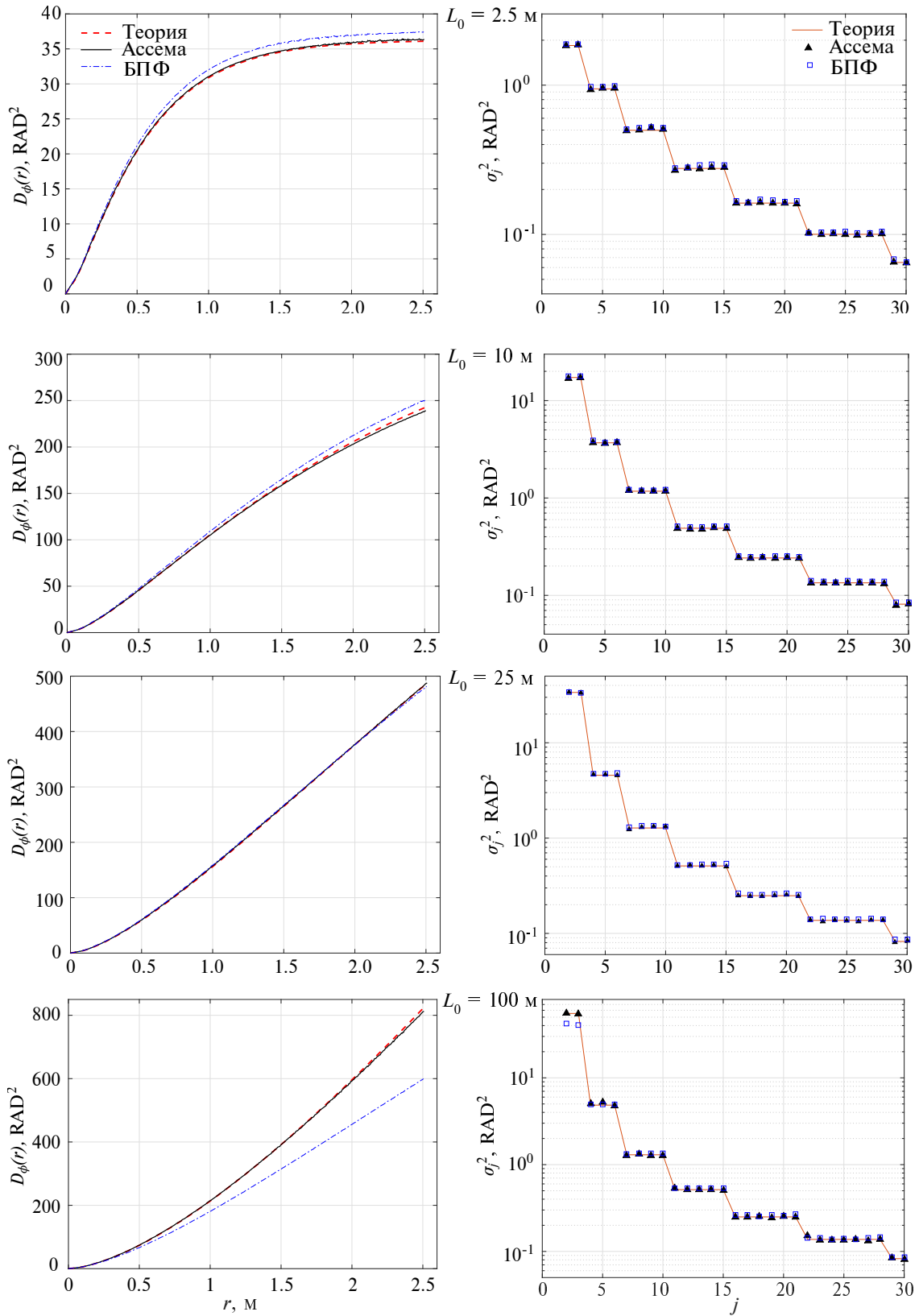
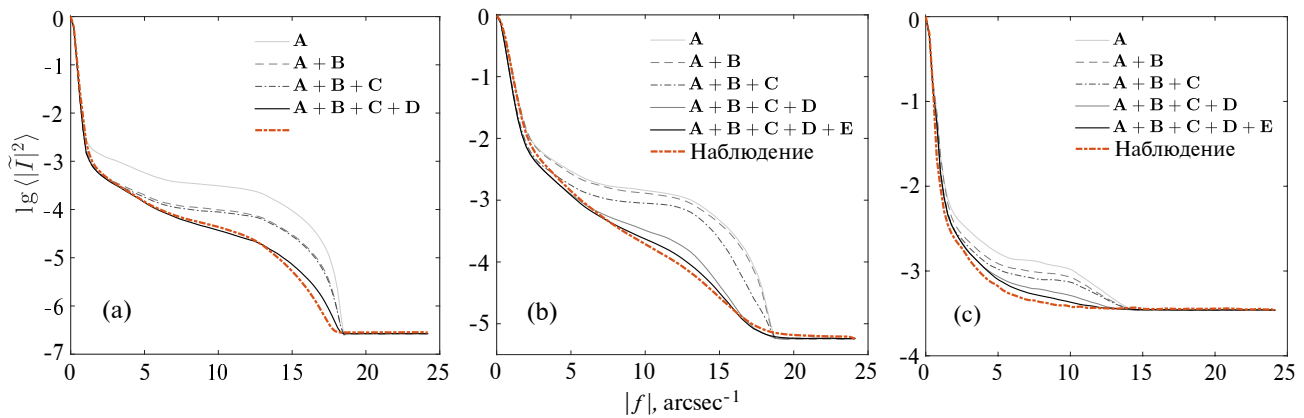


Рис. 19. Сравнение с ожидаемыми из теории (см. Winker (1991), Takato and Yamaguchi (1995), Assémat et al. (2006)) структурных функций и дисперсий мод полиномов Цернике, рассчитанных по выборке 10 000 фазовых экранов, сгенерированных двумя методами для случаев с  $L_0$ , равным 2.5, 10, 25 и 100 м при размере экрана 2.5 м ( $256 \times 256$  точек).



**Рис. 20.** Логарифмы срезов усредненных по азимуту нормированных модельных спектров мощности с последовательным включением различных учитываемых факторов сравниваются с реальными (из наблюдений). Учитываемые факторы в модели: А — СИС-шум, фотонный шум, шум считывания, дефокус, качество атмосферного изображения  $\beta$ , движение турбулентных слоев, длина волны используемого фильтра, В — конечность величины экспозиции, С — aberrации телескопа, D — дрожание телескопа, E — конечность ширины полосы фильтра. Информация о сериях и параметрах моделирования: (a) — фильтр  $H\alpha$ , звездная величина  $m_{H\alpha} = -1^m.1$ , качество изображения  $\beta = 1''.5$ , скорость ветра  $v_{wind} = 10 \text{ м с}^{-1}$ , величина дрожания телескопа  $j_{tel} = 0''.08$ , величина дефокуса в смещениях вторичного зеркала  $\varepsilon_{M2} = 11 \text{ мкм}$ , (b) — фильтр  $R_c$ ,  $m_R = 6^m.5$ ,  $\beta = 0''.62$ ,  $v_{wind} = 6 \text{ м с}^{-1}$ ,  $j_{tel} = 0''.085$ ,  $\varepsilon_{M2} = -10 \text{ мкм}$ , (c) — фильтр  $I_c$ ,  $m_I = 10^m.2$ ,  $\beta = 1''$ ,  $v_{wind} = 8 \text{ м с}^{-1}$ ,  $j_{tel} = 0''.08$ ,  $\varepsilon_{M2} = 11 \text{ мкм}$ . По горизонтальной оси отложен модуль пространственной частоты.

равном 24 см друг от друга. При этом из второго экрана будет вырезаться одна и та же апертура для обеих звезд.

Исходя из задаваемой нами в виде раstra функции объекта  $O(\alpha_x, \alpha_y)$ , мы вычисляем взаимное расположение центров вырезаемых из фазового экрана апертур. Затем мы получаем ФРТ для каждой звезды. Оставляя на функции объекта по очереди только одну звезду и сворачивая ее со своей ФРТ, мы получаем набор изображений для каждой звезды в поле. Каждое из этих изображений представляет собой искаженное атмосферой изображение звезды, если бы остальных звезд не было. Далее происходит простое сложение всех изображений из этого набора и получается конечное изображение с учетом анизопланатизма.

#### 4.1.4. Дрожание телескопа

С помощью специальных экспериментов, описанных в приложении В, было обнаружено, что изображение звезды «размывается» примерно на величину  $j_{tel} \approx 0''.08$  за счет дрожания монтировки телескопа. Это сказывается на спектрах мощности в виде снижения высокочастотной области (см. рис. 20). Анализ показывает, что в колебаниях телескопа доминируют гармоники на частотах 20, 40, 60 Гц. Естественно, гармоники выше 30 Гц будут существенно подавлять спектр мощности на высоких пространственных частотах, так как типичные значения экспозиций составляют 23 мс.

Учет дрожания телескопа происходит путем сворачивания изображения с отрезком, распределение яркости в котором определяется отношением

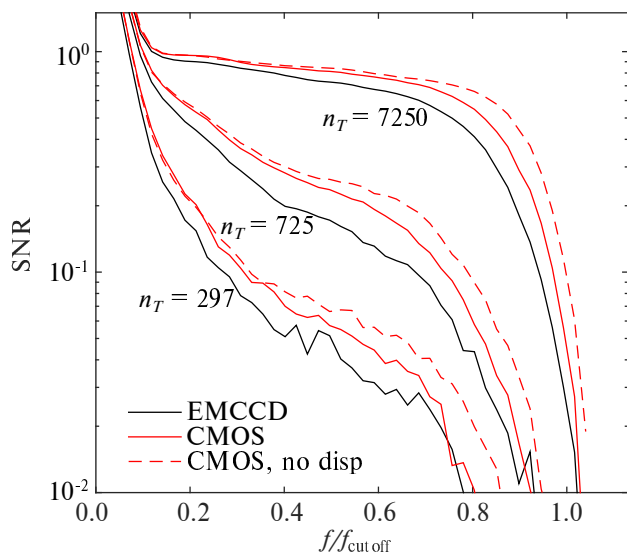
длины экспозиции и типичной амплитуды дрожания.

#### 4.1.5. Другие факторы

В модели учитываются aberrации телескопа, измеренные датчиком Шака–Гартмана (Potanin et al., 2017), а также имеется возможность задать величину дефокусировки. Помимо наложения атмосферных и оптических искажений, мы учитываем также фотонный шум, шум считывания и СИС-шум (Clock induced charge, распределенный экспоненциально). Мы предполагаем, что фотонный шум подчиняется распределению Пуассона, а шум считывания — распределению Гаусса. Всю необходимую информацию для их определения (дисперсию шума считывания, величину электронного усиления, экспозицию, чувствительность матрицы) программа берет из реальных кубов данных (FITS-файлов наблюдений).

#### 4.2. Сравнение с реальными данными

Сравним спектры мощности, полученные в реальных наблюдениях, со спектрами мощности, сгенерированными в нашей модели. При этом будем поочередно включать различные «уточнения» модели, такие как конечная ширина фильтра, конечная величина экспозиции и т.д. Для проведения сравнения были выбраны три серии в разных фильтрах и с сильно отличающимися звездными величинами объектов.



**Рис. 21.** Сравнение отношения  $S/N$  в спектрах мощности в расчете на один кадр для EMCCD, CMOS и CMOS без дисперсии призмы Волластона. По горизонтальной оси отложен модуль пространственной частоты, нормированный на частоту среза  $D/\lambda$ . Группы кривых соответствуют различному среднему количеству фотонов в кадре  $n_T$  (подписано на рисунке).

Из графиков (см. рис. 20) видно, что при включении всех учитываемых факторов наша модель весьма точно предсказывает форму спектров мощности. Следовательно, можно переходить непосредственно к исследованию и теоретическому сравнению спекл-интерферометрических возможностей детекторов.

#### 4.3. Сравнение EMCCD и qCMOS

В этом разделе мы используем только что описанную модель для оценки ожидаемой эффективности работы модернизированного прибора в сравнении с версией 2015 года. В качестве метрики будем рассматривать отношение  $S/N$  в спектре мощности.

Моделирование было выполнено для EMCCD и CMOS, параметры которых приведены в таблице 1. Вычисление спектров выполнялось по 2000 кадрам в области  $140 \times 140$  пкс, что соответствует  $2''8 \times 2''8$ . Угловой масштаб для удобства сравнения был выбран одинаковым (как можно видеть из таблицы 1, он отличается лишь незначительно). Опять-таки для удобства сравнения мы полагаем количество регистрируемых фотонов на кадр одинаковым и в обоих случаях дисперсия призмы Волластона принималась во внимание.

Качество изображения было выбрано равным  $0''73$ , модель атмосферы: два слоя одинаковой интенсивности, движущиеся в перпендикулярных направлениях со скоростью  $10 \text{ м с}^{-1}$ . Экспозиция —

30 мс (временная эволюция изображения учитывалась), полоса  $I_c$  (зависимость изображения от длины волны учитывалась).

На рис. 21 приведено отношение  $S/N$  (SNR) в спектре мощности для объектов трех различной яркости. CMOS обеспечивает SNR лучше, чем EMCCD, примерно в 1.2–1.6 раза. Особенно этот эффект заметен в случае слабых объектов, поскольку для них эффективность EMCCD ограничивается СИС-шумом. Рисунки 11 и 21 подтверждают результаты теоретических оценок проведенных в разделе 2.5. Для ярких объектов разница между CMOS и EMCCD менее заметна, поскольку решающий вклад в шум вносит атмосферный шум.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Классической задачей, решаемой с помощью спекл-интерферометрии, является проверка звезд на двойственность и, в случае обнаружения последней, определение параметров двойственности: разделения, позиционного угла и контраста. Исследование двойственности актуально и для молодых переменных звезд типа UX Ori. Звездами типа UX Ori называется подкласс молодых переменных звезд с резкими хаотическими изменениями блеска, амплитуда которых достигает  $3^m$ . Вариации потока у звезд данного типа обусловлены переменным поглощением прямого излучения звезды в околозвездной оболочке (Grinin et al., 1995). Поглощение может происходить как в протопланетном диске, так и в пылевых облаках над диском — в запыленном дисковом ветре либо в остатках оболочки падающих на диск.

Наличие компонента звездной массы оказывает значительное влияние на протопланетный диск около молодой звезды. Внешние части диска выметаются из системы, время жизни диска сокращается (Kraus et al., 2012; Zagaria et al., 2022). Косвенно о взаимодействии диск—компонент говорит статистика экзопланет в системах двойных звезд. Так, было обнаружено что у звезд с горячим юпитером вероятность обнаружить компонент звездной массы с разделением от 50 до 2000 а.е. значимо больше, чем у звезд поля (Ngo et al., 2016).

Таким образом, информация о двойственности у молодых звезд представляет большую ценность как для статистических исследований, так и для астрофизической интерпретации отдельных объектов. С наблюдательной точки зрения, информацию о компоненте звездной массы необходимо учитывать при интерпретации наблюдений звезд UX Ori, поскольку компонент может исказить измерения потока и поляризации. Например, в очень глубоких затмениях 2014–2015 гг., в полном потоке RW Aur доминировала вторичная компонента (Dodin et al., 2019).



Обзор Gaia DR3 (Vallenari et al., 2022) обладает более чем 50% полнотой лишь для систем с разделением более  $0''54$  (Fabricius et al., 2021). В то же время дифракционное разрешение наземных телескопов при наблюдениях в оптическом диапазоне, достижимое, в частности, с помощью метода спекл-интерферометрии существенно лучше. В случае 2.5-м дифракционное разрешение составляет  $0''05-0''08$ . Спекл-интерферометрические данные оказываются ценным дополнением к обзору КА Gaia.

В период с 2018 по 2022 год на спекл-поляриметре на 2.5-м телескопе были проведены спекл-интерферометрические наблюдения 25 звезд типа UX Ori из списка в статье Рохоп (2015). Авторы данной статьи, в свою очередь, позаимствовали этот список из интернет-ресурса Американской ассоциации наблюдателей переменных звезд AAVSO (Watson et al., 2014). Среди выбранных звезд лишь одна присутствует в обзоре Gaia DR3 Part 3 Non-single stars (Vallenari et al., 2022) — звезда BO Cep, отнесенная к типу Single Lined Spectroscopic binary model с периодом 10.7 дней, что дает разделение, лежащее глубоко под дифракционным разрешением телескопа и недетектируемое при помощи спекл-интерферометрии.

### 5.1. Одиночные UX Ori — достижимый контраст

В результате наблюдений у 23 звезд из списка двойственность обнаружена не была. В таблице 2 приведены результаты обработки этих наблюдений — достижимый контраст на расстоянии  $0''2$  и  $1''$ .

### 5.2. VM And

VM And — это молодая звезда типа Т Тау и переменная типа UX Ori, блеск которой варьируется от  $m_V = 11.5$  до  $m_V = 14.0$  (Grinin et al., 1995).

У звезды была обнаружена двойственность с параметрами  $\rho \approx 273$  мсд,  $PA \approx 249^\circ$  (см. рис. 22 и 23). Для VM And было проведено суммарно порядка 100 наблюдений в фильтрах  $I_c, R_c, V$  в период с 2017 по 2022 год:

- 40 измерений звездных величин, 42 измерения параметров двойственности в фильтре  $I_c$ ;
- 38 измерений звездных величин, 39 измерений параметров двойственности в фильтре  $R_c$ ;
- 18 измерений звездных величин, 23 измерения параметров двойственности в фильтре  $V$ .

Позиционный угол звезды показывает систематическое изменение со скоростью  $0^\circ50 \pm 0^\circ05$  в год, в разделении тренда отмечено не было (см. рис. 23). положение звезд изменяется со

скоростью 2.2 мсд/год, что гораздо меньше чем собственное движение  $\mu_\alpha = -5.2 \pm 0.5$  мсд/год и  $\mu_\delta = 8.4 \pm 0.5$  мсд/год (Vallenari et al., 2022). Это говорит о том, что найденная вторичная компонента гравитационно связана с главной компонентой. Восстановление орбиты по нашим наблюдениям не представляется возможным вследствие короткого интервала на котором они выполнялись.

По данным Gaia DR3 (Vallenari et al., 2022) избыточная ошибка астрометрии — 5.8 мсд — больше величины параллакса  $1.3 \pm 0.6$  мсд. Вероятно, это связано с одновременным влиянием двойственности и переменности объекта. Кроме того, рассеивающая оболочка, о наличии которой говорит переменная поляризация объекта (Grinin et al., 1995), также может вызывать смещение фотоцентра объекта (Dodin et al., 2019). Таким образом, оценка расстояния и, следовательно, величины проекции разделения на небесную сферу в единицах длины затруднена.

Помимо измерений контраста между компонентами оценивалась также суммарная звездная величина системы при помощи фотометрии по стандартам, наблюдаемым перед и после каждого наблюдения объекта. Это позволило оценить звездные величины обеих звезд системы (см. рис. 22).

Полученная из наблюдений амплитуда изменения блеска второго компонента оказалась значительно меньше таковой для главной звезды системы. Так, в фильтре  $I_c$  отношение взвешенных СКО звездных величин компонентов оказалось равно 2.1, в фильтре  $R_c$  — 1.43, в фильтре  $V$  — 1.4.

Получены следующие средние значения звездных величин второго компонента в фильтрах  $I, R, V$ :  $m_2^I = 12.67 \pm 0.23$ ,  $m_2^R = 13.90 \pm 0.44$ ,  $m_2^V = 14.96 \pm 0.38$ .

### 5.3. NSV 16694

Молодой звездный объект NSV 16694 (TYC 120-876-1, IRAS 05482+0306), координаты (J2000): RA =  $05^h50^m53^s.714$ , Dec =  $+03^\circ07'29''.346$  (Vallenari et al., 2022), расположен в направлении комплекса молекулярных облаков в Орионе. К северу от объекта в  $30''-60''$  находится туманность, вероятно, ассоциированная с ним. В оптическом диапазоне объект показывает нерегулярную переменность (Pojmanski, 2002). В каталоге Gaia DR3 (Vallenari et al., 2022) для NSV 16694 отсутствуют оценки параллакса и собственного движения, избыточный шум астрометрии составляет 51 мсд.

У объекта NSV 16694 нами была обнаружена двойственность с параметрами  $\rho \approx 202$  мсд,  $PA \approx 218^\circ2$  (см. рис. 24 и 25). С 2019 по 2022 год были проведены наблюдения:

- в фильтре  $I_c$  — 19 измерений звездных величин, 20 измерений параметров двойственности;



**Таблица 2.** Переменные типа UX Ori, для которых двойственность не была обнаружена.  $\beta$  — качество изображения,  $n_p$  — число регистрируемых фотоэлектронов в секунду;  $\epsilon_{\text{lim}0.2}$  и  $\epsilon_{\text{lim}1.0}$  — оценки предельного контраста на расстоянии  $0''.2$  и  $1''$  соответственно

Объект	Время, UT	Фильтр	$\beta$ , arcsec	$n_p$	$\epsilon_{\text{lim}0.2}$	$\epsilon_{\text{lim}1.0}$
ASAS J055007+0305.6	2018/12/02 22:23:37	$I_c$	1.24	8.69e+04	3.63	4.79
	2018/12/07 00:14:03	$I_c$	1.56	8.21e+04	3.18	5.07
	2019/01/25 21:02:47	$V$	1.50	6.54e+04	2.16	3.86
BF Ori	2018/12/02 23:00:30	$I_c$	1.51	2.43e+05	3.82	5.32
	2018/12/02 23:09:27	$I_c$	1.38	1.55e+05	3.55	5.50
	2018/12/07 00:23:15	$I_c$	1.89	1.18e+05	3.15	4.40
BH Cep	2018/12/02 18:50:59	$I_c$	1.12	1.30e+05	2.96	5.07
BO Cep	2018/12/02 18:56:27	$I_c$	1.13	5.81e+06	4.61	7.45
CQ Tau	2019/10/27 22:13:18	$I_c$	0.83	9.66e+05	4.73	7.46
GM Cep	2018/12/02 19:09:51	$I_c$	1.04	3.48e+04	2.44	4.39
	2019/01/20 16:51:46	$I_c$	1.27	3.84e+04	3.38	4.49
GSC 05107-00266	2018/07/31 20:39:51	$I_c$	1.56	1.36e+05	3.58	5.23
GT Ori	2018/12/02 23:27:43	$I_c$	1.24	8.27e+04	2.86	4.75
HQ Tau	2018/12/02 20:24:51	$I_c$	1.13	1.76e+05	3.13	5.13
IL Cep	2018/12/02 19:26:34	$I_c$	1.10	9.23e+05	4.22	7.20
LO Cep	2018/12/02 19:38:49	$I_c$	1.15	2.79e+04	0.34	3.44
PX Vul	2017/03/09 01:49:04	$I_c$	0.89	2.69e+05	3.11	6.00
	2018/08/29 20:39:41	$I_c$	1.23	1.25e+05	2.36	4.76
	2018/08/29 20:42:55	$V$	1.28	5.66e+04	2.02	3.64
	2020/04/26 01:42:22	$I_c$	1.06	1.94e+05	3.31	4.89
	2020/06/10 00:15:59	$I_c$	0.71	1.86e+05	3.17	7.03
RR Tau	2018/04/01 17:53:05	880	1.13	1.73e+04	1.95	3.62
	2018/04/01 17:46:49	$I_c$	1.04	7.63e+04	3.63	5.38
RZ Psc	2018/12/02 19:56:27	$I_c$	1.05	1.03e+05	2.88	5.37
	2019/01/20 17:00:29	880	1.18	1.83e+04	2.19	4.11
SV Cep	2018/12/02 18:40:33	$I_c$	1.04	1.48e+05	3.85	6.10
T Ori	2018/12/02 22:53:45	$I_c$	1.34	2.22e+05	3.26	4.99
V1012 Ori	2018/12/02 21:51:04	$I_c$	1.37	4.23e+04	2.65	4.60
V1977 Cyg	2018/12/02 18:05:48	$I_c$	1.24	2.14e+05	3.04	5.48
V517 Cyg	2018/12/02 18:26:04	$V$	1.22	8.28e+03	0.19	2.83
VV Ser	2018/07/31 20:31:22	$I_c$	1.41	1.12e+05	3.63	4.71
VX Cas	2018/12/02 20:02:56	$I_c$	1.05	8.03e+04	2.94	5.11
WW Vul	2018/08/29 20:31:37	$I_c$	1.17	1.64e+05	3.21	5.33
	2018/08/29 20:34:52	$V$	1.47	1.29e+05	2.31	4.04
XX Sct	2018/07/31 20:22:21	$I_c$	1.46	5.11e+04	1.47	3.87

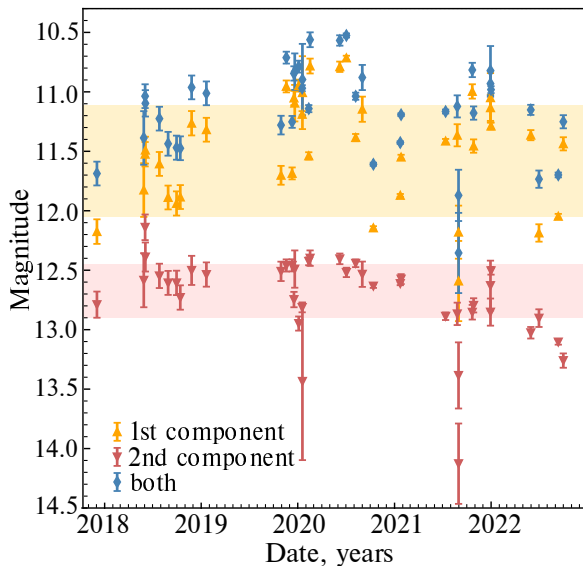


Рис. 22. Кривая блеска VM And и ее компонентов в фильтре  $I_c$ . Центр полупрозрачной полосы соответствует среднему взвешенному значению звездной величины компонента в данном фильтре. Полуширина полосы равна взвешенному среднеквадратическому отклонению.

- в фильтре  $R_c$  — 11 измерений звездных величин, 12 измерений параметров двойственности;
- в фильтре  $V$  — 7 измерений звездных величин, 8 измерений параметров двойственности.

В период с 2019 по 2022 год позиционный угол изменялся систематически со скоростью  $0^{\circ}48 \pm 0^{\circ}07$  в год. Звездные величины компонентов были оценены независимо, аналогично тому, как это было сделано для VM And. Обращает на себя внимание тот факт, что в 2019 году и конце 2022 года оба компонента системы были значительно ярче, чем в 2021 и большую часть 2022 года. Для объяснения такой синхронности нельзя исключать совпадение, особенно учитывая небольшую временную базу, на которой выполнены наши наблюдения. Однако более естественным объяснением выглядит гипотеза, в которой либо один из компонентов, либо оба являются компактными отражательными туманностями, блеск которых пропорционален блеску некоторого переменного источника, экранированного пылевым облаком. В пользу этой гипотезы говорит то, что ранее Magnier et al. (1999) пришли к выводу о том, что объект NSV 16694 представляет собой группу молодых звездных объектов, погруженную в протозвездное облако со сложной морфологией.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье мы исследуем применимость низкошумящего CMOS-детектора Hamamatsu

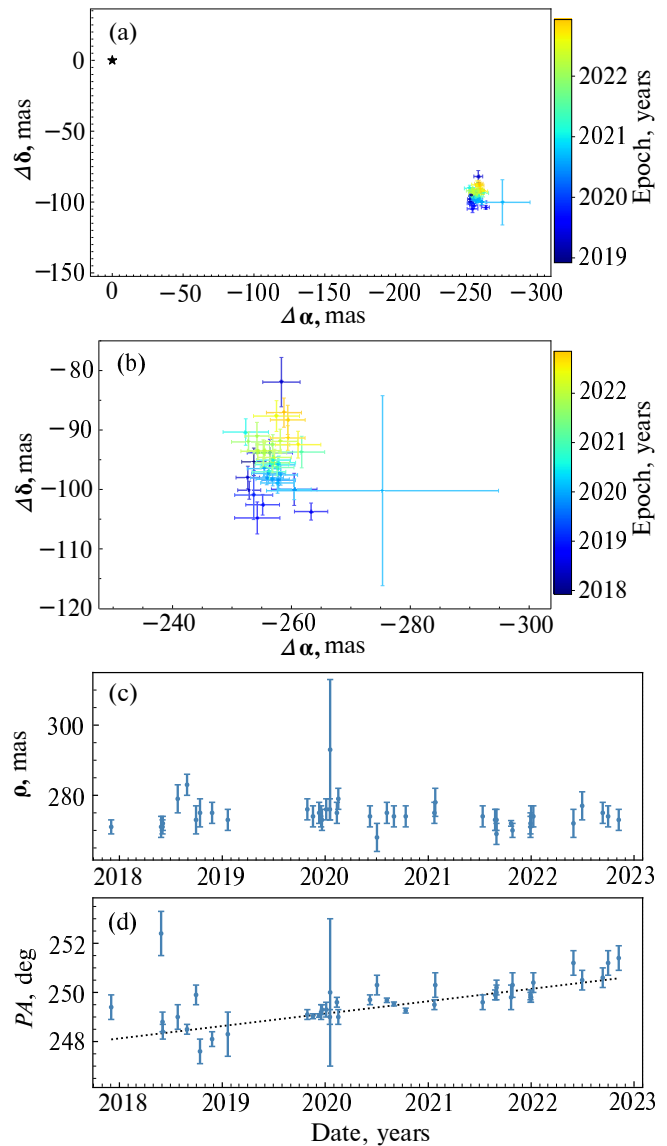
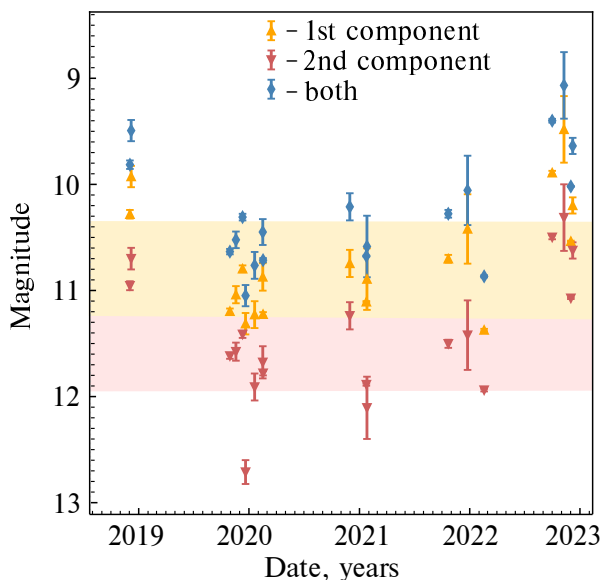


Рис. 23. Относительное положение компонентов VM And по всем наблюдениям в фильтре  $I_c$ . По позиционному углу наблюдается тренд, который может быть обусловлен орбитальным движением компоненты. Линейный взвешенный метод наименьших квадратов (МНК) дает скорость изменения позиционного угла  $0^{\circ}50 \pm 0^{\circ}05$  в год.

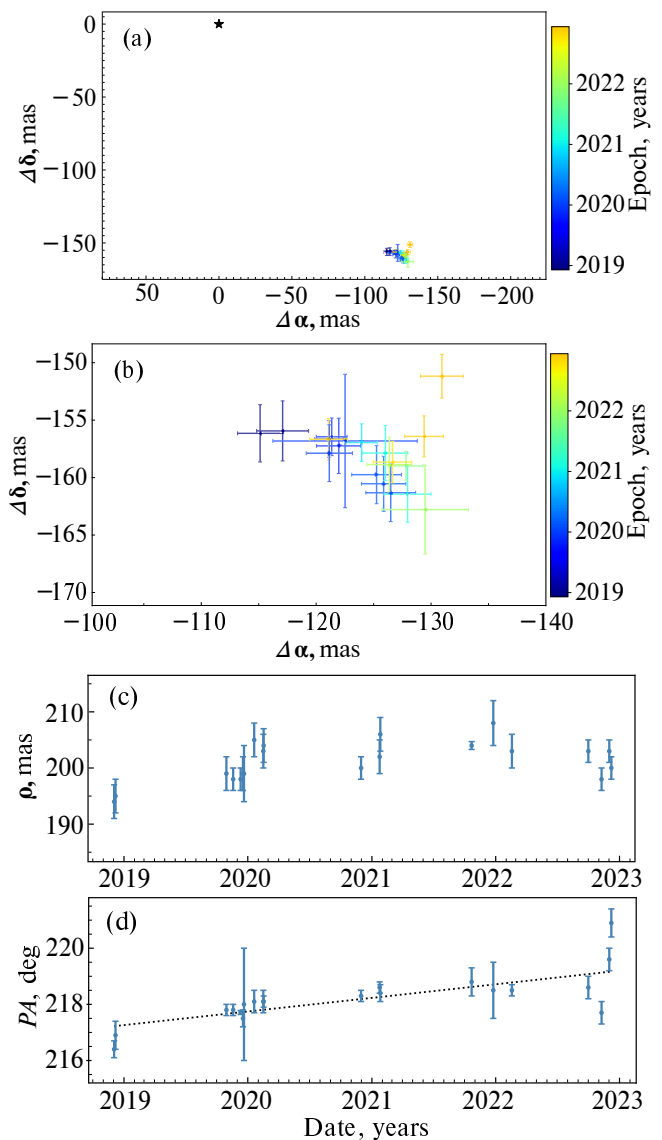
ORCA-Quest в спекл-интерферометрии. Работа выполнялась в контексте модернизации прибора «спекл-поляриметр», установленного на 2.5-м телескопе. Мы приводим подробное описание прибора, а также методики спекл-интерферометрии, применяемой нами для характеристики двойных источников. Нами было выполнено исследование основных характеристик детектора — шума считывания, темнового тока, скорости регистрации. Было показано, что эти характеристики находятся в пределах, заявленных производителем. Распределение шума считывания является нормальным вплоть до трех среднеквадратических отклонений.



**Рис. 24.** Кривая блеска NSV 16694 и ее компонентов в фильтре  $I_c$ . Центр полупрозрачной полосы соответствует среднему взвешенному значению звездной величины компонента в данном фильтре. Полуширина полосы равна взвешенному среднеквадратическому отклонению.

Ранее в спекл-поляриметре применялся EMCCD детектор Andor iXon 897, поэтому CMOS Hamamatsu ORCA-Quest был рассмотрен в сравнении с этим детектором. В спекл-интерферометрии основной наблюдаемой величиной является спектр мощности изображения, усредненный по некоторой серии кадров. В качестве основной метрики сравнения детекторов было выбрано отношение  $S/N$  в среднем спектре мощности. Простая аналитическая модель показывает, что для ярких объектов разница между CMOS и EMCCD практически отсутствует, поскольку в этом случае доминирующий вклад в шум обеспечивает атмосферный шум, также называемый спекл-шумом. Атмосферный шум от свойств детектора не зависит. Для слабых объектов CMOS обеспечивает в 1.5–2 раза лучшее отношение  $S/N$  в сравнении с EMCCD, благодаря отсутствию у первой СИС-шума (паразитного заряда).

Нами был проведен также детальный количественный анализ выигрыша от применения CMOS-матрицы с помощью численного моделирования регистрации данных методом Монте-Карло. Численная модель учитывает все основные эффекты, влияющие на работу в режиме спекл-интерферометрии: распространение света через турбулентную атмосферу, регистрацию в телескопе, шум считывания, СИС-шум, фотонный шум, шум усиления. Модель была верифицирована нами на данных полученных со спекл-поляриметром. В



**Рис. 25.** Относительное положение компонент NSV 16694 по всем наблюдениям в фильтре  $I_c$ . По позиционному углу наблюдается тренд. Линейный взвешенный МНК дает скорость изменения позиционного угла  $0^{\circ}.48 \pm 0^{\circ}.07$  в год.

процессе верификации были обнаружены вибрации телескопа, приводящие к дрожанию изображения с амплитудой до  $0''.08$  и характерной частотой 40–60 Гц. Вибрации существенно снижают отношение  $S/N$  в спектре мощности при спекл-интерферометрических наблюдениях.

Многие CMOS-детекторы, в частности, детектор, рассмотренный в данном исследовании, работают в режиме скользящего затвора, то есть строки считываются по очереди. С помощью численного моделирования мы показываем, что применение скользящего затвора не оказывает суще-

ственного влияния на измерения методом спекл-интерферометрии.

Некоторые особенности Hamamatsu ORCA-Quest, которые были обнаружены нами, заслуживают особого упоминания. Так, детектор показывает значительную нелинейность, достигающую 15–20% в области малых потоков. Процедура коррекции позволяет снизить нелинейность до 1–2% в областях сигнала больше, чем  $1 e^-$ . Шум считывания в разных пикселях не является статистически независимым, что вызывает появление артефакта в среднем спектре мощности, требующего коррекции.

В качестве примера астрофизической задачи мы приводим обзор исследования 25 переменных молодых звезд на предмет двойственности. Из них 23 объекта оказались одиночными, приведены пределы обнаружения вторичных компонентов. Двойственность была обнаружена у *VM And* и *NSV 16694*. У *VM And* разделение составляет 273 мсд, позиционный угол  $249^\circ$ , двойная, вероятно, представляет собой гравитационно-связанную пару. Переменность *VM And* обусловлена вариациями блеска главного компонента. Для *NSV 16694* разделение оказалось равным 202 мсд, позиционный угол  $218.2^\circ$ . Компоненты *NSV 16694* показывают синхронные колебания блеска, что заставляет предположить, что как минимум одна из них представляет собой компактную отражательную туманность.

Среди других задач, решаемых на приборе с помощью спекл-интерферометрии, — уточнение орбиты двойного астероида *Kalliope-Linus* (Emelyanov et al., 2019), уточнение орбиты молодой двойной *ZZ Tau* (Belinski et al., 2022), проверка на двойственность звезд с экзопланетами, найденными с помощью космического аппарата *TESS* (Cabot et al., 2021; Knudstrup et al., 2022).

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА СКОЛЬЗЯЩЕГО ЗАТВОРА НА ОЦЕНКУ КОНТРАСТА

Эффект скользящего затвора является следствием немгновенного последовательного считывания строк изображения. Четные и нечетные строки считываются одновременно, но при этом считывание каждой пары таких строк занимает некоторое время и каждая следующая пара строк считывается с небольшой задержкой по сравнению с предыдущей парой. В стандартном и низкошумящем режиме считывания время, затрачиваемое на пару строк, равно 7.2 мкс и 172.8 мкс соответственно.

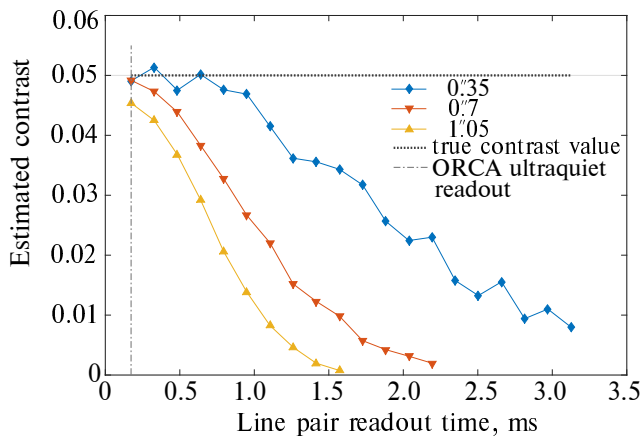
К примеру, взяв угловой масштаб равным  $0.02/\text{пкс}$  и разделение между двумя звездами равным  $1''$ , получим, что изображение одного компонента будет отставать от изображения второго на

4.3 мс в низкошумящем режиме считывания в том случае, если звезды сориентированы параллельно направлению считывания. Это значение совпадает по порядку величины со временем атмосферной когерентности. Поэтому необходимо смоделировать влияние этого эффекта на эффективность спекл-интерферометрической оценки контраста.

Для этого мы сгенерировали 20 серий для трех различных разделений между компонентами, варьируя время считывания пары строк. К каждой серии применялась стандартная спекл-интерферометрическая обработка, из которой получались оценки контраста. Параметры модели, используемой для генерации серий следующие:

- Разделения между компонентами  $0.35''$ ,  $0.7''$ ,  $1.05''$ , отношение потоков компонент — 0.05. Звезды сориентированы в направлении считывания.
- Два фазовых экрана на высотах 0 м и 10 000 м, движущихся в перпендикулярных направлениях.
- Скорость ветра  $10 \text{ м с}^{-1}$ .
- Качество изображения  $1''$ .
- Нет дрожаний телескопа.
- Нулевой дефокус.
- Фильтр с бесконечно узкой полосой пропускания.
- Рассматриваемая длина волны 822 нм.
- Длительность экспозиции 22 мс.
- Интервал между кадрами возрастает вместе с увеличением времени считывания.
- Аберрации телескопа учтены.
- Фотонный шум и шум считывания учтен. СКО шума считывания  $0.27 e^-$ . Коэффициент преобразования  $0.11 e^-/\text{ADU}$ .
- Размер кадра  $256 \times 256$ . Угловой масштаб  $0.0205/\text{пкс}$ .
- Сэмплинг во времени равен времени считывания пары строк.
- Генерировалось 1000 кадров для каждой серии.

Из рис. А.1 видно, что эффект скользящего затвора явно влияет на спекл-интерферометрическую оценку контраста. Чем длиннее время считывания и чем больше расстояние между компонентами, тем сильнее недооценивается контраст. Однако, даже если предположить сценарий, когда разделение между компонентами  $1''$  и использован низкошумящий режим считывания, то даже в этом случае недооценка контраста составит всего 10%. Для больших разделений контраст может быть получен уже без использования спекл-интерферометрии при помощи аппроксимации ФРТ на усредненном изображении.



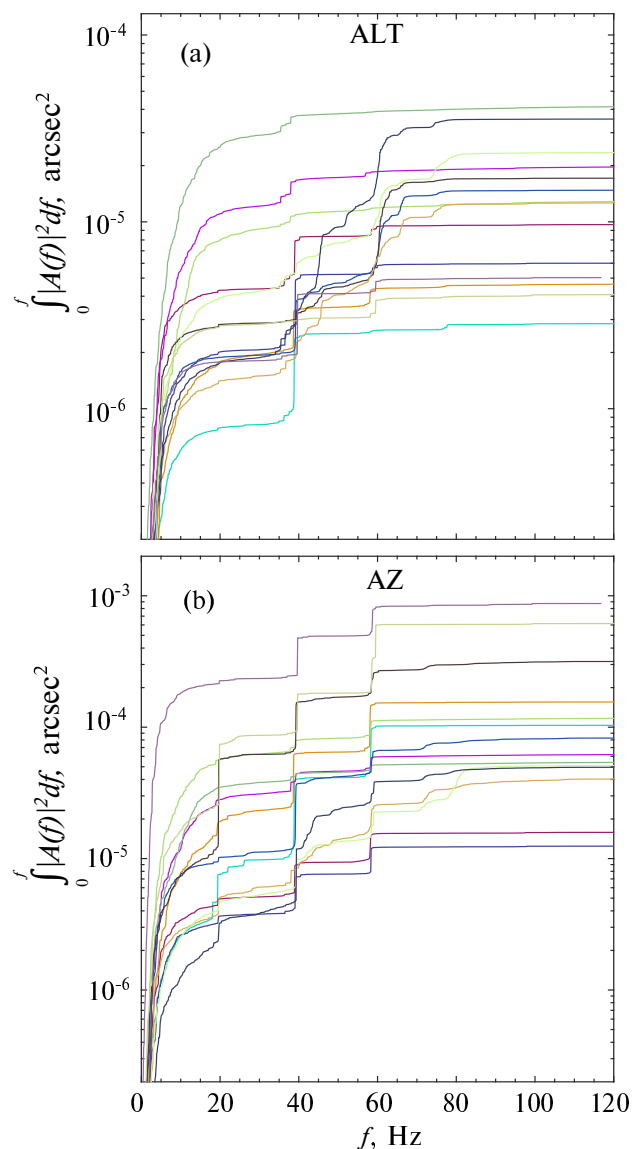
**Рис. А.1.** Оценка контраста из обработки модельных серий при разных временах считывания пары строк и разных разделениях между компонентами. Вертикальная штрихпунктирная линия соответствует низкошумящему режиму считывания детектора.

## ПРИЛОЖЕНИЕ В ВИБРАЦИЯ ТЕЛЕСКОПА

В ходе сравнения (см. рис. 20) реальных и модельных спектров мощности выяснилось, что высокочастотная область модельных спектров при прочих равных выше, чем в реальных наблюдениях. Мы предположили, что этот избыток объясняется отсутствием учета колебаний телескопа в модели. Эту гипотезу мы проверяли следующим образом. При достаточно хорошем ( $\beta < 1''$ ) качестве атмосферы в разные дни на разных высотах и азимутах снимались яркие звезды с малой экспозицией и высокой частотой считывания кадров. Величина электронного усиления выбиралась в зависимости от яркости объекта. Так, по нашим оценкам, частота считывания и экспозиция, необходимые для проверки гипотезы, должны быть соответственно равны 500 Гц и 0.002 с.

К полученным сериям применялась следующая обработка. Выполнялась кросс-корреляция каждого  $(i+1)$ -го кадра с  $i$ -м. Отсюда мы получали смещения каждого следующего кадра относительно предыдущего, то есть зависимость смещения от времени. Далее производилась фильтрация скользящим средним с величиной окна 0.1 с, то есть по 50 измерениям. Затем из исходных смещений вычитались отфильтрованные, чтобы исключить смещения связанные с атмосферными эффектами.

Спектральный анализ полученных данных (см. рис. В.1) показывает, что амплитуда колебаний по азимуту действительно больше, чем по высоте, и достигает  $j_{\text{tel}} \approx 0''.08$ . На графике доминируют гармоники на частотах 20, 40, 60 Гц. Значимой корреляции этих амплитуд со скоростью ветра не обнаружилось. Тем более, что наблюдения производились в четыре разных дня с разными погодными условиями.



**Рис. В.1.** Кумулятивные спектры мощности (то есть интеграл спектра мощности  $|A(f)|^2$  по частоте от нуля до частоты) дрожания телескопа по высоте и по азимуту (в картинной плоскости), единицы измерения — угловая секунда в квадрате. Друг на друга наложено 14 графиков для разных серий с разными условиями и экспозициями (от 1 мс до 4 мс).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Сотрудники Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ способствовали сборке, наладке и применению спекл-поляриметра на 2.5-м телескопе. Авторы благодарны Анастасии Федотовой и Анастасии Балуте за помощь в юстировке спекл-поляриметра. Комментарии рецензента позволили улучшить представление результатов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РФФ 20-72-10011 и программой развития МГУ.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Assémat, R. Wilson, and E. Gendron, *Optics Express* **14** (3), 988 (2006).
2. A. G. Basden and C. A. Haniff, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **347** (4), 1187 (2004).
3. A. Belinski, M. Burlak, A. Dodin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **515** (1), 796 (2022).
4. S. H. C. Cabot, A. Bello-Arufe, J. M. Mendonça, et al., *Astron. J.* **162** (5), id. 218 (2021).
5. A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (4), 5524 (2019).
6. B. Efron and R. J. Tibshirani, *An Introduction to the Bootstrap, Ser. Monographs on Statistics and Applied Probability* (Chapman and Hall, New York, 1993).
7. N. V. Emelyanov, B. S. Safonov, and C. D. Kupreeva, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **489** (3), 3953 (2019).
8. E. M. Johansson and D. T. Gavel, *SPIE Conf. Proc.*, **2200**, p. 372 (1994).
9. C. Fabricius, X. Luri, F. Arenou, et al., *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A5 (2021).
10. R. Genet, D. Rowe, C. Ashcraft, et al., *J. Double Star Observations* **12** (3), 270 (2016).
11. V. P. Grinin, E. A. Kolotilov, and A. Rostopchina, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **112**, 457 (1995).
12. K. B. W. Harpsøe, M. I. Andersen, and P. Kjægaard, *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A50 (2012).
13. F. Hormuth, W. Brandner, S. Hippler, and T. Henning, *J. Physics Conf. Ser.* **131** (1), 012051 (2008).
14. S. B. Howell, *Handbook of CCD Astronomy* (Cambridge, U.K.; New York, Cambridge University Press, 2000).
15. X. Jingsong, *Optical Engineering*, **53**, id. 016110 (2014).
16. E. Knudstrup, L. M. Serrano, D. Gandolfi, et al., *Astron. and Astrophys.* **667**, id. A22 (2022).
17. A. L. Kraus, M. J. Ireland, L. A. Hillenbrand, and F. Martinache, *Astrophys. J.* **745** (1), article id. 19 (2012).
18. A. Labeyrie, *Astron. and Astrophys.* **6**, 85 (1970).
19. N. M. Law, C. D. Mackay, and J. E. Baldwin, *Astron. and Astrophys.* **446**, 739 (2006).
20. E. A. Magnier, A. W. Volp, K. Laan, et al., *Astron. and Astrophys.* **352**, 228 (1999).
21. A. F. Maksimov, Y. Y. Balega, V. V. Dyachenko, et al., *Astrophysical Bulletin* **64**, 296 (2009).
22. M. G. Miller, *J. Opt. Soc. Amer.* **67**, 1176 (1977).
23. H. Ngo, H. A. Knutson, S. Hinkley, et al., *Astrophys. J.* **827** (1), article id. 8 (2016).
24. A. Oscoz, R. Rebolo, R. López, et al. *SPIE Conf. Proc.*, **7014**, article id. 701447 (2008).
25. J. C. Owens, *Applied Optics* **6** (1), 51 (1967).
26. G. Pojmanski, *Acta Astronomica* **52**, 397 (2002).
27. S. A. Potanin, I. A. Gorbunov, A. V. Dodin, et al., *Astronomy Reports* **61** (8), 715 (2017).
28. M. Poxon, *J. Amer. Assoc. Var. Star Observers* **43** (1), 35 (2015).
29. B. S. Safonov, P. A. Lysenko, and A. V. Dodin, *Astronomy Letters* **43** (5), 344 (2017).
30. N. J. Scott, S. B. Howell, E. P. Horch, and M. E. Everett, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **130** (987), 054502 (2018).
31. N. Takato and I. Yamaguchi, *J. Opt. Soc. Am. A* **12** (5), 958 (1995).
32. A. A. Tokovinin, *Zvezdnye interferometry (Stellar interferometers)* (Nauka, Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoy literatury, Moskva, USSR, 1988) [In Russian].
33. A. Tokovinin, R. Cantarutti, R. Tighe, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122**, 1483 (2010).
34. A. Vallenari et al. (Gaia Collab.), *arXiv e-prints astro-ph/2208.00211* (2022).
35. R. Wasson, J. Goldbaum, P. Boyce, et al., *J. Double Star Observations* **13** (2), 242 (2017).
36. C. Watson, A. A. Henden, and A. Price, *VizieR Online Data Catalog B/vsx* (2014).
37. D. M. Winker, *J. Opt. Soc. Amer.* **8** (10), 1568 (1991).
38. F. Zagaria, C. J. Clarke, G. P. Rosotti, and C. F. Manara, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **512** (3), 3538 (2022).



## Speckle Interferometry with CMOS detector

I. A. Strakhov<sup>1</sup>, B. S. Safonov<sup>1</sup>, and D. V. Cheryasov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Sternberg Astronomical Institute Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

In 2022, a deep modernization of the speckle polarimeter (SPP)—the facility instrument of the 2.5-m telescope of the Caucasian Observatory of the SAI MSU was carried out. During the upgrade, the shortcomings of the previous version of the instrument were eliminated, and CMOS Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP was used as the main detector. In this paper, we present a description of the instrument, as well as study some features of the CMOS detector and ways to take them into account in speckle interferometric processing. Quantitative comparison of CMOS and EMCCD in the application to speckle interferometry is performed using numerical simulation of the radiation detection process. Speckle interferometric observations of 25 young variable stars are given as an example of astronomical results. It was found that BM And is a binary system with a separation of 273 mas. The variability of the system is determined by the brightness variations of the main component. A binary system was also found in NSV 16694 (TYC 120-876-1). The separation of this system is 202 mas.

Keywords: *techniques: high angular resolution—binaries: visual*