

«Санкт-Петербургский государственный университет»

Косенков Илья Александрович

Выпускная квалификационная работа

*Поляриметрия маломассивных рентгеновских  
двойных*

Уровень образования: аспирантура

Направление: *03.06.01 «Физика и Астрономия»*

Основная образовательная программа: *МК.3007.2015 «Астрономия»*

Научный руководитель:

Профессор Гаген-Торн Владимир Александрович

Рецензент:

Профессор Гринин Владимир Павлович

Санкт-Петербург

2019

«St. Petersburg State University»

Ilia A. Kosenkov

Graduation thesis

*Polarimetry of low-mass X-ray binaries*

Education level: graduate school

Field of study: *03.06.01 «Physics and Astronomy»*

Main educational programme: *MK.3007.2015 «Astronomy»*

Supervisor:

Prof. Vladimir A. Hagen-Thorn

Reviewer:

Prof. Vladimir P. Grinin

St. Petersburg

2019

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Природа чёрных дыр</b>	<b>4</b>
2.1	Происхождение чёрных дыр . . . . .	5
2.2	Наблюдаемые проявления чёрных дыр и механизмы излучения . . . . .	7
2.3	Маломассивные рентгеновские двойные . . . . .	9
2.4	Поляризация излучения. Методы измерения . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Поляриметр</b>	<b>17</b>
<b>4</b>	<b>Переходные рентгеновские двойные с ЧД</b>	<b>19</b>
4.1	V404 Cyg . . . . .	19
4.2	MAXI J1820+070 . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Дискуссия</b>	<b>33</b>
5.1	Оценка значимости изменения поляризации . . . . .	33
5.2	Источник поляризации . . . . .	33
5.3	Перспективы . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>35</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>37</b>

# 1 Введение

Чёрные дыры – самые загадочные объекты во Вселенной. Чёрные дыры ответственны за наиболее яркие астрономические события, такие как килоновые, возникающие в результате столкновения чёрной дыры и нейтронной звезды, события приливного разрушения, являющиеся результатом уничтожения ближайшей звезды сверхмассивной чёрной дырой в центре галактики, и вспышки в рентгеновских двойных. Экзотические двойные системы, состоящие из двух чёрных дыр, являются источниками недавно открытых гравитационных волн.

Чёрные дыры играют ключевую роль в понимании процессов аккреции вещества на компактные объекты в присутствии сильного гравитационного поля. Вне зависимости от массы, аккреция на чёрные дыры приводит к формированию дисков и релятивистских потоков (джетов).

Процесс аккреции на компактные объекты до конца не изучен. Существует несколько несовместимых моделей, объясняющих наблюдаемые проявления аккреции (переменность кривых блеска и форму спектра). Несмотря на постоянный мониторинг известных рентгеновских двойных различными телескопами, фотометрических данных оказывается недостаточно, чтобы дать ответ, какая из моделей наиболее точно соответствует наблюдениям.

Поляризация излучения аккрецирующих чёрных дыр может пролить свет на природу процесса аккреции. Поляризация несёт в себе информацию об асферичности источника излучения и о направлении магнитных полей. Переменность поляризации связана с изменением геометрической формы и ориентации источника поляризованного излучения, что позволяет сделать вывод о физическом механизме, ответственном за возникновении поляризованного излучения, и о его роли в процессе аккреции.

В этой работе исследуется изменение поляризации двух рентгеновски двойных (V404 Cyg и MAXI J1820+070) в различных фазах активности. Используя звёзды поля для оценки межзвёздной поляризации, была вычислена собственная поляризация каждой из систем. Спектральные характеристики собственной поляризации позволяют сделать вывод об источниках поляризованного излучения в рентгеновских двойных. Поляриметрические наблюдения были проделаны с помощью специализированных поляриметров семейства *Dipol-2*, построенных в Обсерватории Туорла.

## 2 Природа чёрных дыр

Первое предположение о том, что во Вселенной могут существовать звёзды столь массивные, что даже свет не может покинуть их поверхность, было сделано в 1783 году Джоном Мичеллом, священником из деревни Торнхилл (Йоркшир, Великобритания), получившем геологическое образование в Кэмбридже (Pounds, 2014). В письме, направленном в Лондонское королевское общество, Мичелл также предположил, что двойные звёзды имеют общее происхождение, а не являются результатом взаимодействия двух звёзд, случайно оказавшихся на близком расстоянии

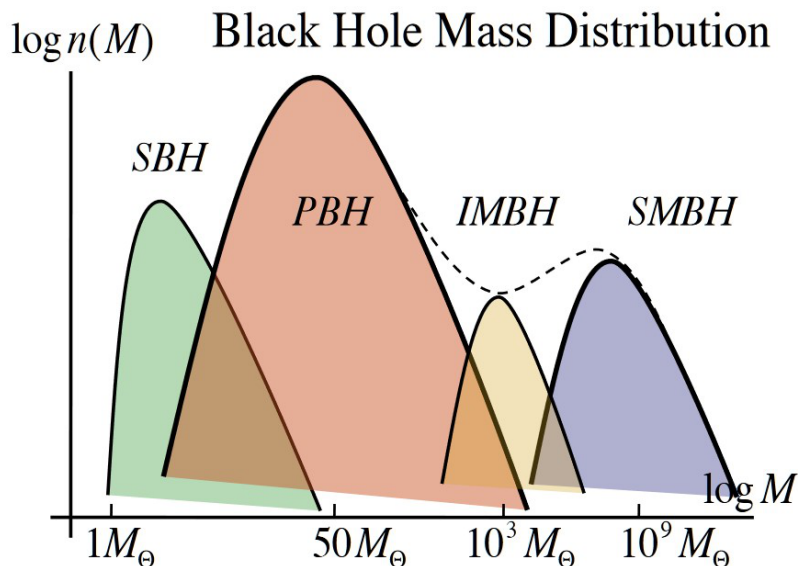


Рис. 1: Распределение масс ЧД. SBH – ЧД звёздных масс, PBH - первичные ЧД, IMBH – ЧД промежуточных масс, SMBH – сверхмассивные ЧД. Источник: [García-Bellido \(2017\)](#).

друг относительно друга ([Hockey et al., 2007](#)). Несмотря на в целом правильное предположение о поведении света у поверхности звёзд, физическая теория, корректно описывающая движение фотонов вблизи сверхмассивных объектов (и свойства самих объектов если такие действительно существуют), была разработана спустя два столетия. Чёрные дыры (ЧД) – так в 1965 году Джон Уиллер ([Hockey et al., 2007](#); [Pounds, 2014](#)) назвал особенные решения уравнений общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна ([Einstein, 1916, 1918](#); [Schwarzschild, 1916](#); [Kerr, 1963](#)). Первые объекты, подходящие под описание ЧД, были обнаружены в 60-х годах XX века.

Характерной чертой ЧД является наличие горизонта событий - воображаемой трёхмерной гиперповерхности, события внутри которой не способны повлиять на внешнего наблюдателя ([Frank et al., 2002](#)). Из ОТО следует, что горизонт событий ЧД с массой  $M$  имеет радиус  $R_{\text{Schw}} = 2GM/c^2$  (радиус Шварцшильда или гравитационный радиус, [Schwarzschild, 1916](#)). Величина гравитационного радиуса объекта с массой  $1M_{\odot}$  (где  $M_{\odot}$  – масса Солнца) составляет всего 3 км. Вместе с нейтронными звёздами (НЗ) и белыми карликами (БК), ЧД образуют семейство *компактных объектов*.

## 2.1 Происхождение чёрных дыр

Наиболее часто встречающиеся во Вселенной чёрные дыры можно разделить на две категории:

- ЧД звёздных масс (Галактические ЧД) являются продуктом эволюции массивных звёзд,
- Сверхмассивные ЧД в ядрах галактик.

В отличие от звёзд, размер и масса которых ограничивают продолжительность их жизни, массы ЧД различаются на многие порядки, а возраст наиболее массивных ЧД в ядрах галактик соизмерим с возрастом Вселенной. Распределение масс ЧД каждого типа представлено на Рис. 1.

Галактические ЧД возникают в результате взрыва сверхновой. В зависимости от массы исходной звезды, сценарий коллапса может различаться. Для звёзд с массой в диапазоне  $8 - 11M_{\odot}$  масса железного ядра примерно соответствует массе компактного объекта, возникающего после взрыва сверхновой (Woosley et al., 2002). Звёзды с массой  $11 - 20M_{\odot}$  приводят к образованию НЗ с массами, близкими к пределу Чандрассекара. В общем случае, звёзды с массами вплоть до  $25M_{\odot}$  могут оставлять после себя НЗ (Woosley et al., 2002). Однако, для формирования ЧД, масса оставшегося после взрыва вещества должна быть сравнима с пределом Оппенгеймера-Волкова ( $\approx 2.1M_{\odot}$ , Abbott et al., 2017a,b). При определённых условиях возможно возникновение ЧД внутри массивной звезды с последующей аккрецией части вещества оболочки на ЧД (на динамическом временном масштабе порядка нескольких десятков секунд, Woosley et al., 2002). Иной сценарий коллапса возникает в случае, если массивная звезда-предшественник имеет гелиевое ядро порядка  $40M_{\odot}$ . Коллапс такой звезды ускоряется за счёт производства электрон-позитронных пар, которые уносят значительную часть энергии, из-за чего производимой внутри звезды ядерной энергии становится недостаточно для сдерживания коллапса. Для образования столь массивного гелиевого ядра масса звезды должна превышать  $100M_{\odot}$ , из-за чего сохранение звезды и её ядра возможно только при металличности, значительно меньшей, чем солнечная (Heger and Woosley, 2002).

В сверхмассивных звёздах (с ядрами  $40 - 65M_{\odot}$ ) производство электрон-позитронных пар ведёт к масштабным выбросам вещества, не приводящим к полному разрушению звезды. Таким образом, массивные звёзды способны пережить несколько "пульсаций", после чего оставить после себя железное ядро, подобно тому как это делают значительно менее массивные звёзды (Woosley, 1986).

Наконец, экстремальный сценарий коллапса звёзд с массой в несколько сотен  $M_{\odot}$  приводит к образованию ЧД напрямую из гелиевого ядра. Столь сверхмассивные звёзды (с низкой металличностью) могли образоваться на ранних этапах развития Вселенной (Woosley et al., 2002; García-Bellido, 2017). Существование массивных ЧД необходимо для объяснения происхождения сверхмассивных ЧД в ядрах галактик (Robson, 1996).

Несмотря на тот факт, что сверхмассивные ЧД в центрах галактик выходят за рамки данной работы, свойства таких ЧД важны для построения унифицированной модели аккреции на компактные объекты. Механизм возникновения сверхмассивных ЧД до конца не ясен. Коллапс массивных звёзд или газовых облаков, взаимодействие первичных ЧД (Kesden and Hanasoge, 2011) или слияние галактик могут привести к возникновению достаточно массивной ЧД в центре галактики. Однако, как только ЧД возникла, начинается процесс поглощения окружающего вещества, что приводит к дальнейшему росту ЧД (первые прямые наблюдения аккреционного диска вокруг сверхмассивной ЧД в M87 с помощью *Event Horizon Telescope* подтверждают эту

гипотезу; см. Раздел 2.2 и [Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019](#)). Однако, темп роста через аккрецию имеет свои ограничения. Эддингтоновский масштаб  $t_E = \sigma_T c / (4\pi G m_p)$  представляет собой временной интервал, за который масса ЧД увеличивается в  $e$  раз и равен примерно  $4.4 \times 10^8$  лет ([Robson, 1996](#)). Учитывая эффективность излучения  $\eta$  ( $L = \eta \dot{M} c^2$ ), изменение массы ЧД со временем можно записать следующим образом:  $M = M_0 \exp(t / (\eta t_E))$  ([Robson, 1996](#)). Однако, такой темп роста массы ЧД плохо согласуется с существованием галактик и квазаров на больших красных смещениях (наиболее удалённая галактика обнаружена на  $z \approx 11.1$ , наиболее далёкий квазар с ЧД массой  $\approx 8 \times 10^8 M_\odot$  – на  $z \approx 7.5$ ; [Oesch et al. 2016](#); [Bañados et al. 2018](#)). Необходимо так же учитывать существование АЯГ с несколькими сверхмассивными ЧД в центре (как, например, OJ 287; [Hagen-Torn, 1980](#); [Sillanpaa et al., 1988](#)).

## 2.2 Наблюдаемые проявления чёрных дыр и механизмы излучения

Чёрные дыры – уникальные объекты. Несмотря на гигантскую массу, сосредоточенную внутри сферы небольшого радиуса, сами по себе ЧД ничего не излучают (не считая гипотетического процесса испарения, см. [Hawking, 1971, 1974](#)). ЧД возможно обнаружить только по воздействию на другие объекты – например, на звезды-компаньоны, если ЧД является частью кратной системы, или на окружающий газ.

Наиболее ярко проявляют себя двойные системы, где звезда-компаньон по той или иной причине заполняет свою полость Роша (например, в результате естественного процесса эволюции). Вещество из верхних слоёв атмосферы звезды-компаньона (именуемой в таком случае *донором*) перетекает в полость Роша ЧД через точку Лагранжа  $L_1$  ([Frank et al., 2002](#)). Тестовая частица, свободно падающая из точки  $L_1$  в гравитационном потенциале ЧД с заданным угловым моментом, движется по эллиптической орбите, расположенной в плоскости орбиты двойной системы. Поток частиц, проходящих через  $L_1$  и двигающихся в плоскости орбиты, в какой-то момент пересекает себя, что приводит к потере энергии. В отсутствие эффективного механизма диссипации углового момента, поток частиц занимает орбиту с наименьшей энергией при заданном угловом моменте – круговую орбиту. Радиус круговой орбиты (радиус *циркуляризации*) с угловым моментом равным угловому моменту, которым обладает поток вещества в точке  $L_1$ , примерно равен  $R_{\text{circ}}/a = (1 + q)(0.5 - 0.227 \log q)^4$  ([Frank et al., 2002](#)), где  $a$  – большая полуось,  $q$  – отношение масс звезды-компаньона и ЧД. Стоит отметить, что радиус циркуляризации всегда лежит внутри полости Роша ЧД. Таким образом, вещество, попадающее в полость Роша ЧД, образует кольцо, лежащее в плоскости орбиты системы.

Газ в кольце, образовавшемся в результате перетекания вещества со звезды-донора, теряет энергию из-за взаимодействия частиц друг с другом (столкновений, возникновения ударных волн и т.д.). Часть этой энергии излучается нагретым газом. Потеря энергии частицами приводит к уменьшению углового момента, однако характерный временной масштаб, на котором происходит изменение углового момента, гораздо больше масштаба, на котором происходит изменение энергии. В результате, частицы газа медленно приближаются к ЧД, двигаясь по спирали и находясь в

каждый момент времени на квази-круговой орбите, сохраняя таким образом кольцевую структуру. Угловой момент, который теряют частицы внутренней части кольца, переносится к наружной части, из-за чего внешняя область расширяется. Изначальное кольцо вещества с радиусом  $R_{\text{circ}}$  превращается в *аккреционный диск* (Frank et al., 2002).

Аккреционные диски можно условно разделить на две категории: тонкие ( $H \ll R$ , где  $H$  – толщина диска,  $R$  – радиус) и толстые диски ( $H \propto R$ ). Толстые диски предположительно встречаются в активных ядрах галактик (АЯГ), могут возникать на ранних этапах формирования звёзд или при столкновении звёзд в кратной системе. Аккреция вещества на ЧД в двойной системе приводит к формированию тонкого диска. Фундаментальная модель тонкого диска была представлена в 1973 году (Shakura and Sunyaev, 1973). Эта модель (а точнее, семейство моделей, характеризуемых параметром  $\alpha$ , который устанавливает связь между вязкостью  $\nu$  и параметрами диска:  $\nu = \alpha c_s H$ , где  $c_s$  – скорость звука) позволяет оценить темп выделения энергии и наблюдаемый спектр диска. Поведение диска зависит от темпа аккреции  $\dot{M}$ , который определяет скорость выделения энергии  $L = \eta \dot{M} c^2$ . Здесь  $\eta$  описывает эффективности энерговыделения процесса аккреции и лежит в диапазоне от 0.05 (стационарная ЧД) до 1 (Керровская ЧД со спином, близким к 1). Учитывая, что темп аккреции зависит от звезды-донора и может меняться со временем, возможен сценарий, когда  $L$  превосходит Эддингтоновский предел светимости ( $L_{\text{Edd}}/L_{\odot} = 3.3 \times 10^4 M/M_{\odot}$ ). В такой ситуации возможно образование узконаправленных потоков вещества в направлении, перпендикулярном к плоскости диска. Такие потоки (*джеты*) наблюдаются как в АЯГ (например, Bridle and Perley, 1984), так и в системах с Галактическими ЧД (например, V404 Cyg: Tetarenko et al. 2019b; Plotkin et al. 2019; Cyg X–1: Tetarenko et al. 2019a).

Спектр тонкого диска представляет собой комбинацию чёрнотельных спектров разных температур. Зависимость температуры от радиуса можно записать следующим образом (Frank et al., 2002):

$$T(R) = \left( \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3\sigma} \left( 1 - (R_{\text{in}}/R)^{1/2} \right) \right)^{1/4}, \quad (1)$$

где  $R_{\text{in}}$  – внутренний радиус. На значительном удалении от аккретора  $T_R \approx T_{\text{in}}(R/R_{\text{in}})^{-3/4}$ . Для стороннего наблюдателя, находящегося на расстоянии  $D$  и наблюдающего систему под углом  $i$  к оси диска, поток излучения на частоте  $\nu$  задаётся следующим соотношением:

$$F_{\nu} = \frac{2\pi \cos i}{D^2} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} B_{\nu}(T(R)) R dR. \quad (2)$$

Полученный квази-тепловой спектр на низких частотах описывается законом Рэлей-Джинса ( $F_{\nu} \propto \nu^2$ ), на средних частотах ( $kT(R_{\text{out}})/h \ll \nu \ll kT(R_{\text{in}})/h$ ) имеет наклон  $1/3$  ( $F_{\nu} \propto \nu^{1/3}$ ), а на высоких частотах – согласует с приближением Вина.

Таким образом, имея представления о форме спектра стандартного тонкого диска, о величине выделяемой в единицу времени энергии (сравнимой с Эддингтоновским пределом) и о размере излучающей области (наиболее горячие и яркие части диска находятся у внутреннего края), можно



сделать вывод, что наибольшая часть энергии высвечивается в области ультрафиолета и рентгена (Pounds, 2014). Наблюдения в этих диапазонах были невозможны до начал космической эры. Обнаружение первых ярких рентгеновских источников (Giacconi et al., 1962) привело к открытию рентгеновских двойных, включая известную систему Cyg X–1 (Bowyer et al., 1965; Overbeck and Tananbaum, 1968; Oda et al., 1971; Schreier et al., 1971; Braes and Miley, 1971; Hjellming and Wade, 1971), положив начало исследованиям ЧД и других компактных объектов.

Стоит отметить, что существует способ обнаружения компактных объектов в двойных системах, который не основывается на анализе наблюдаемого электромагнитного излучения. Гравитационные волны, предсказанные ещё Эйнштейном в начале XX века (Einstein, 1916, 1918), были впервые напрямую обнаружены в 2015 году (Abbott et al. 2016; косвенное подтверждение существования гравитационных волн было получено в 1970-х, Hulse and Taylor 1975; Taylor and Weisberg 1982). Детектор гравитационных волн Advanced-LIGO (Abramovici et al., 1992; Bartos et al., 2010) зарегистрировал возмущение пространства-времени, порождённое слиянием двух массивных ЧД на расстоянии 400 МПк. На сегодняшний день, совместными усилиями детекторов LIGO и VIRGO (Fröhlich et al., 1995) было обнаружено как минимум 11 слияний компактных объектов в двойных системах (The LIGO Scientific Collaboration et al., 2018), большинство из которых образованы массивными ЧД. В 2017 году впервые был зарегистрирован сигнал от слияния двух НЗ (Abbott et al., 2017a,b). В случае если удаётся зарегистрировать сигнал сразу на трёх интерферометрах (два LIGO и один VIRGO), данных может оказаться достаточно, чтобы точно указать положение источника на небе и использовать орбитальные рентген- и гамма-телескопы для обнаружения источника гравитационных волн. Слияние двух НЗ породило гамма-всплеск, который был зафиксирован лабораторией Fermi Gamma-ray burst monitor на борту INTEGRAL (Abbott et al., 2017a).

Несмотря на тот факт, что большинство звёзд в Галактике находятся в кратных системах, системы, состоящие из нескольких компактных объектов, довольно редки. Наблюдаемые слияния двух ЧД позволяют довольно точно измерить массу каждого объекта, массу образовавшейся в результате слияния ЧД и количество энергии, потерянное системой на излучение гравитационных волн. Результаты эксперимента LIGO/VIRGO указывают на существование Галактических ЧД с массой, достигающей  $50M_{\odot}$ , в составе двойных систем с суммарной массой  $\approx 80M_{\odot}$  (The LIGO Scientific Collaboration et al., 2018). С одной стороны, такие ЧД в несколько раз массивнее ЧД в составе двойных систем с нормальной звездой-донором, параметры которых определены из оптических наблюдений. С другой, массивные Галактические ЧД могут пролить свет на природу ЧД средних масс ( $10^2 - 10^5 M_{\odot}$ ), существование которых необходимо для объяснения природы сверхмассивных ЧД в центрах галактик на большом красном смещении (Lützendorf et al., 2013).

### 2.3 Маломассивные рентгеновские двойные

По оценкам, в нашей галактике существуют миллионы ЧД звёздных масс, однако известно несколько десятков систем, наличие ЧД в которых подтверждено динамически (Narayan and

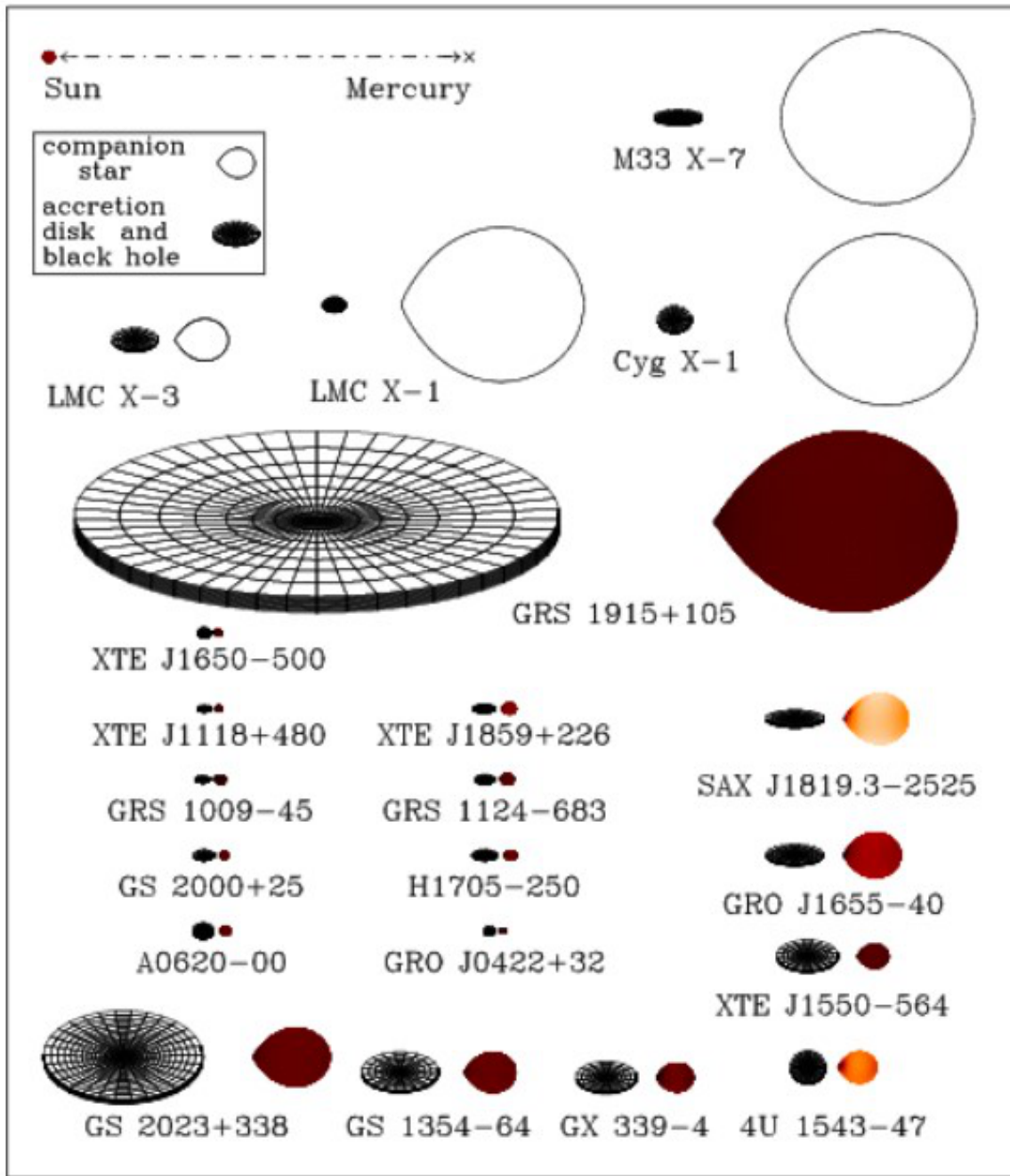


Рис. 2: Схематическое изображение части известных двойных систем с ЧД. Источник: [Narayan and McClintock \(2013\)](#).

McClintock, 2013). Такие системы проявляют себя как яркие источники рентгеновского излучения (Раздел 2.2) и делятся на две категории: массивные рентгеновские двойные (НМХВс, системы в которых звезда-донор массивнее ЧД-аккретора и  $q > 1$ ) и маломассивные рентгеновские двойные (LMXBs, системы с  $q < 1$ , далее ММРД). Учитывая, что ЧД – довольно массивные объекты, звёзды-доноры в ММРД системах обычно являются карликами поздних спектральных классов, в то время как в массивных двойных доноры – звёздами класса О/В (Рис. 2; McClintock and Remillard, 2006).

Часть рентгеновских двойных являются *переходными* – такие системы проявляют квази-периодическую активность. Основными чертами активности переходных рентгеновских двойных являются изменение спектров в широком диапазоне от радио до жёсткого рентгена и изменение светимости источника на несколько порядков в короткий промежуток времени (McClintock and Remillard, 2006). В зависимости от светимости, формы спектра в диапазоне 1 – 10 кэВ и наличия квази-периодических осцилляций (QPOs), фазы активности переходных двойных принято разделять на несколько категорий. Несмотря на обилие различных классификаций (см. например Homan and Belloni, 2005; McClintock and Remillard, 2006; Belloni, 2010), выделяют следующие фундаментальные *состояния* (McClintock and Remillard, 2006):

1. мягкое (soft), в котором доминирующим источником излучения является нагретый аккреционный диск;
2. жёсткое (hard), с характерным степенным спектром и быстрой переменностью;
3. спокойное (quiescent), состояние с наименьшей светимостью, в котором система находится между периодами активности.

Более детальные исследования диаграмм жёсткость–светимость (HID, рентгеновский аналог цветowych или ”цвет–звёздная величина” диаграмм) множества переходных систем позволяет расширить примитивную классификацию. В одной из версий расширенной классификации присутствуют следующие состояния (Belloni, 2010): жёсткое, промежуточное-жёсткое, промежуточное-мягкое, мягкое, аномальное состояния, а так же последовательные переходы между некоторыми из этих состояний. Типичные спектры переходного источника представлены на Рис. 3.

Стоит отметить, что большинство переходных систем большую часть времени находятся в спокойном состоянии, а временные интервалы между двумя последовательными вспышками могут составлять десятки лет (либо превышать возраст рентгеновской астрономии). С одной стороны, ярким примером является V404 Cyg, вспышки которой были зарегистрированы с интервалом в 27 лет (в 1989 и 2015 годах; Richter, 1989; Barthelmy et al., 2015). С другой – GX 339–4, вспышки которой происходят с интервалом в 2–3 года (Buxton et al., 2012). Таким образом, классификация состояний переходных двойных основывается преимущественно на наблюдениях GX 339–4 (McClintock and Remillard, 2006).

Спектральные состояние переходных систем отличаются геометрией внутренней части аккреционного диска. В жёстком состоянии (Рис. 4а) внутренняя граница диска находится сравнительно

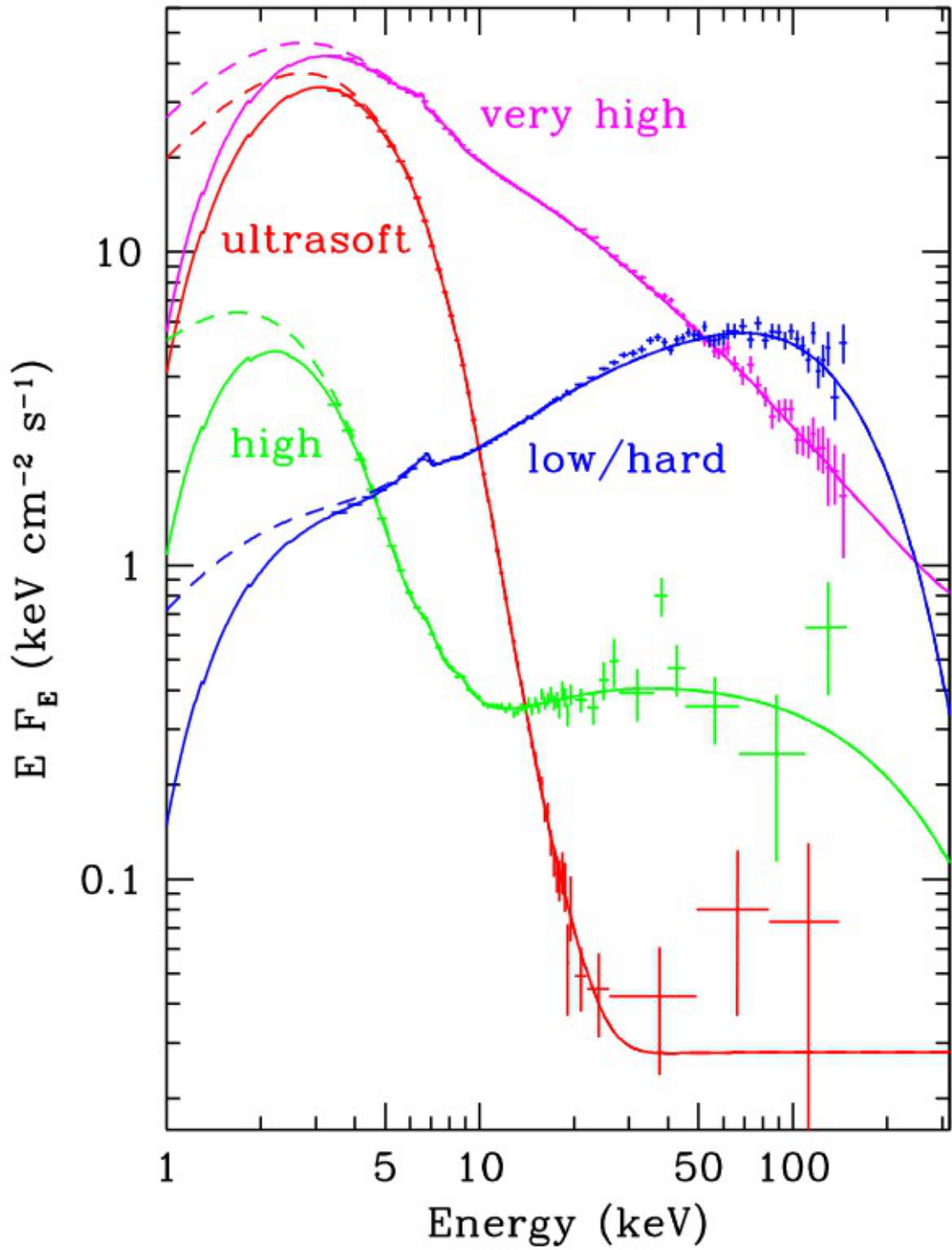


Рис. 3: Характерные спектры маломассивной рентгеновской двойной XTE J1550–564. Синим цветом показан спектр в жёстком состоянии, зелёным, красным и фиолетовым – спектр мягкого состояния в различных режимах. Источник: [Zdziarski and Gierliński \(2004\)](#)

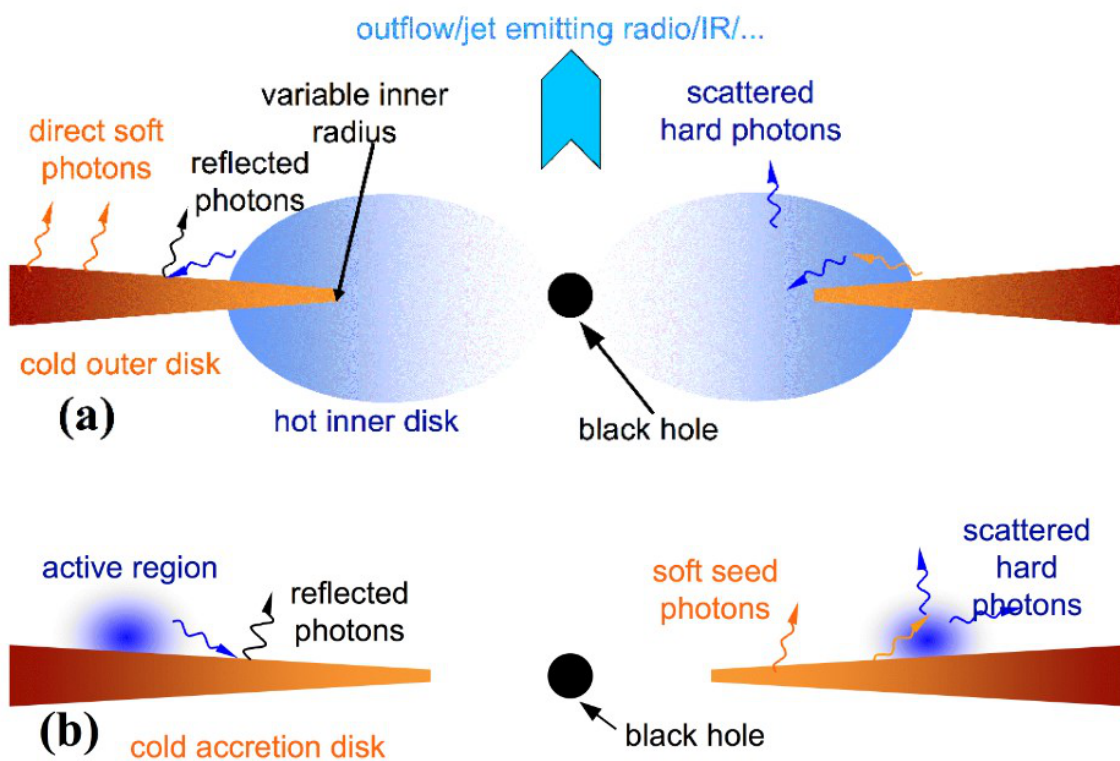


Рис. 4: Геометрия аккрецирующей ЧД и аккреционного диска. (а) жёсткое состояние, (б) мягкое состояние. Источник: [Zdziarski and Gierliński \(2004\)](#).

но далеко от последней стабильной орбиты. Непосредственно у ЧД существует аккреционный поток и/или горячая корона над диском. В жёстком состоянии в переходных системах часто наблюдаются релятивистские джеты (Tetarenko et al., 2019b), которые определяют радио спектры двойных (Blandford and Königl, 1979) и вносят вклад в излучение в рентгеновском диапазоне. Аккрецирующие ЧД звёздных масс демонстрируют стабильную корреляцию между светимостью в радио и рентгеновском диапазонах ( $L_{\text{радио}} \propto L_{\text{рентген}}^{0.7}$ , Gallo et al., 2003). Подобная связь между светимостями присутствует и среди сверхмассивных ЧД. Обобщённый закон связывает светимость в радио, рентгеновском диапазоне и массу ЧД и носит название ”фундаментальной плоскости активности ЧД” ( $\log_{10} L_{\text{радио}} \propto 0.6 \log_{10} L_{\text{рентген}} + 0.78 \log_{10} M$ , Merloni et al., 2003)

В мягком состоянии оптически толстый диск доминирует в ближнем инфракрасном, оптическом, ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах (Рис. 4b). Мягкие фотоны, испускаемые диском, подвергаются обратному Комптоновскому рассеянию в активных областях, после чего отражаются диском (Zdziarski and Gierliński, 2004).

Тем не менее, природа нетепловой компоненты, проявляющей себя в оптическом/ближнем-ИК (ОИК) диапазонах в жёстком состоянии, до сих пор не ясна. Среди предложенных моделей стоит выделить две, предсказания которых наиболее точно соответствуют наблюдаемым спектрам: синхротронное излучение джета (Uttley and Casella, 2014) или гибридного аккреционного потока (Poutanen and Veledina, 2014). В некоторых переходных системах ОИК спектры достаточно мягкие и соответствуют синхротронному излучению в оптически тонком режиме, что согласуется с моделью джета (например, MAXI J1836–194; Russell et al., 2014; Péault et al., 2019) В других – нетепловой ОИК спектр дополнительной компоненты оказывается достаточно жёстким или экстраполяция спектра джета из радио диапазона (где джет является доминирующим источником) в ОИК плохо согласуется с наблюдениями (SWIFT J1753.5–0127, Chiang et al., 2010; Kajava et al., 2016), что согласуется с моделью горячего аккреционного потока.

Выбор наиболее подходящей модели является нетривиальной задачей. С одной стороны, можно отследить изменение формы спектра нетепловой компоненты в ОИК диапазоне во время перехода из одного состояния в другое и определить источник нетеплового излучения (Poutanen et al., 2014). С другой – воспользоваться дополнительным источником информации о геометрии внутренней области диска, аккреционного потока и джета. Такую информацию можно извлечь из поляризационных наблюдений источника.

## 2.4 Поляризация излучения. Методы измерения

Поляризация – фундаментальное свойство фотонов. Поляризация излучения несёт в себе информацию о несимметричности или анизотропии источника (или среды, в которой распространяется излучение). В случае, когда источник является точечным (что верно для рентгеновских двойных в ОИК диапазоне, расположенных на расстояниях в несколько килопарсек), поляризация даёт возможность изучить его внутренне строение (Tinbergen, 2005).

Основными источниками поляризации излучения являются (Вошинников, 2007; Berdyugin

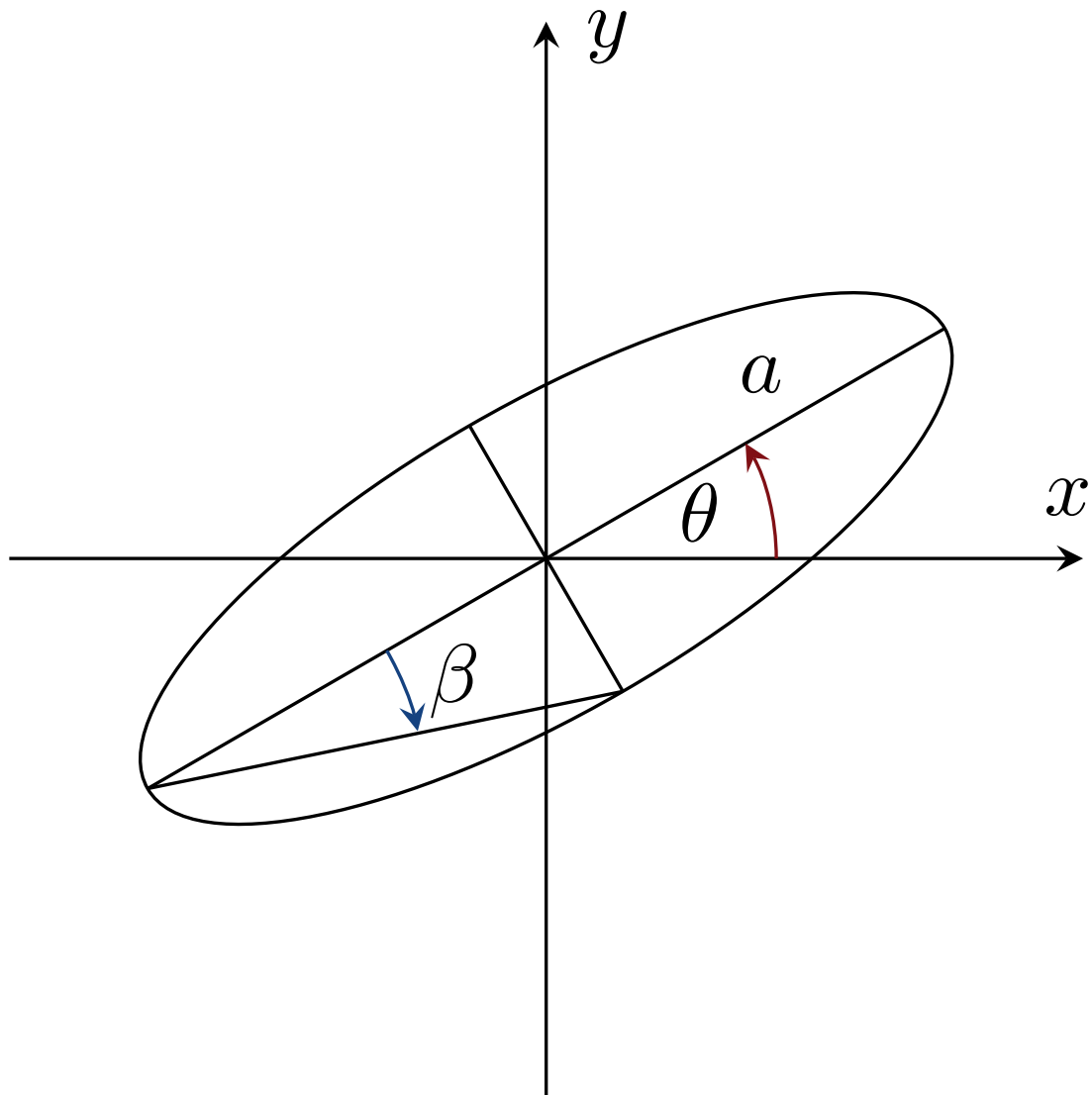


Рис. 5: Поляризационный эллипс.  $\theta$  определяет позиционный угол поляризации,  $\beta$  – эллиптичность (и долю круговой поляризации),  $a$  – интенсивность.

et al., 2019):

- отражение от твёрдых поверхностей,
- рассеяние на электронах, атомах, молекулах и частицах пыли,
- распространение фотонов в магнитном поле (эффекты Зеемана и Пашена-Бака),
- циклотронное/синхротронное излучение частиц, двигающихся с ускорением в магнитном поле.

Существует несколько способов описания поляризации света. Наиболее удобной с точки зрения наблюдений является параметризация Стокса (Chandrasekhar, 1946), которую можно пред-

ставить следующим образом (Tinbergen, 2005):

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \cos 2\theta \\ a^2 \cos 2\beta \sin 2\theta \\ a^2 \sin 2\beta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $a$ ,  $\tan \beta$ ,  $\theta$  это большая полуось, эллиптичность и поляризационный угол эллипса, соответственно (см. Рис. 5). Степень поляризации тогда можно определить как  $P = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}/I$  (Collett, 1992). Так как поляриметрические методы зачастую являются дифференциальными, для обозначения величины линейной поляризации используются нормализованные параметры Стокса  $q = Q/I$ ,  $u = U/I$  и  $v = V/I$ , такие что  $P = \sqrt{q^2 + u^2}$  при отсутствии круговой поляризации (Berdyugin et al., 2019). Нормализованные параметры Стокса не несут в себе информацию об интенсивности излучения источника, что позволяет различать изменение яркости источника при постоянной поляризации и изменение поляризации при постоянной яркости. Таким образом, для описания поляризации можно использовать интенсивность  $I$  и трёхмерный псевдовектор  $\hat{P} = (q, u, v) \in \mathbb{R}^3$ , каждая из компонент которого лежит в диапазоне  $[-1, 1]$ . Множество псевдовекторов  $\hat{P}$  полностью поляризованного излучения лежит на трёхмерной сфере единичного радиуса – сфере Пуанкаре (Воцинников, 2007).

Аналогично, линейную поляризацию ( $v = 0$ ) можно описать с помощью двумерного псевдовектора  $\hat{P} = (q, u) \in \mathbb{R}^2$ . Тогда угол поляризации определяется как  $\theta = 1/2 \arctan(u/q)$  (Ур. (3)).

Оптические системы для измерения поляризации обычно включают в себя модулятор, анализатор и детектор (Berdyugin et al., 2019). Модулятор это элемент, который может вносить дополнительную разность фаз в поляризованные компоненты излучения. Известными примерами являются четвертьволновая пластинка, превращающая (за счёт сдвига фаз) круговую поляризацию в линейную, полуволновая пластинка, вращающая плоскость поляризации (фактически, угол  $\theta$  линейной поляризации) и фото-/пьезо-электрические модуляторы, сдвиг фаз которых можно менять.

Существует два типа анализаторов. Однолучевые линейные анализаторы пропускают только фотоны с заданной линейной поляризацией, из-за чего интенсивность излучения, регистрируемого детектором, уменьшается в два раза. С одной стороны, это может быть ощутимой потерей в случае слабых и удалённых источников. С другой – однолучевые анализаторы подходят для измерения поляризации протяженных объектов. Анализатор такого типа используется, например, на космическом телескопе Хаббла (Berdyugin et al., 2019). Второй тип анализаторов разделяет фотоны на два перпендикулярно поляризованных луча и пропускает обе компоненты, что является преимуществом, если в роли детектора выступает ССД камера.

Последний элемент поляриметрической системы это детектор. В качестве детектора в ОИК диапазоне широкополосного поляриметра могут использоваться ССД камеры, фотоумножители, и, например, лавинные фотодиоды. В этом смысле, широкополосный поляриметр слабо отлича-



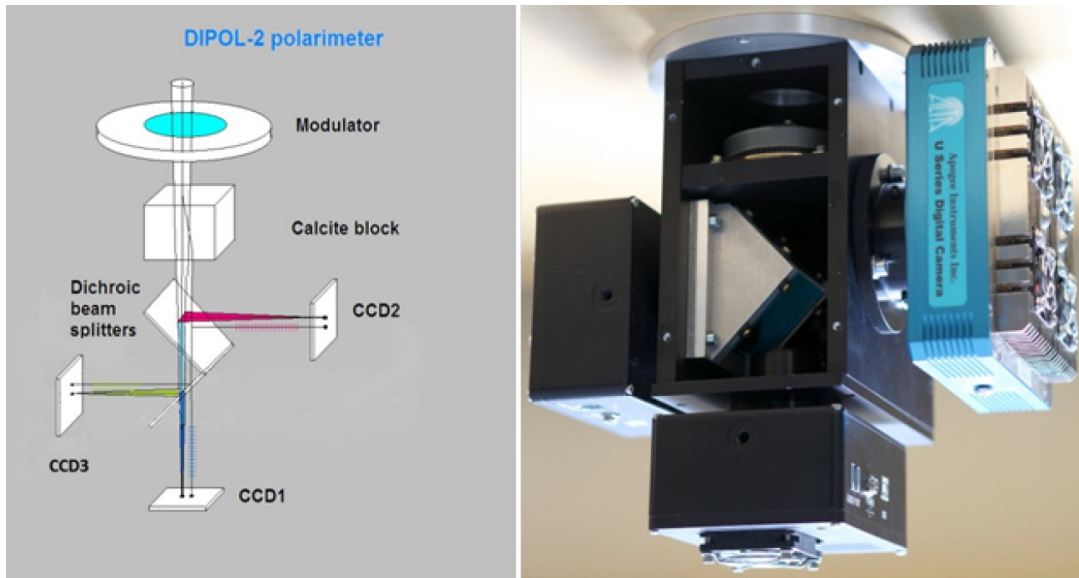


Рис. 6: Слева: схематичное изображение оптической системы поляриметра модели *Dipol-2*. Справа: фотография поляриметра *Dipol-2*, установленного на телескопе. Источник: [Berdyugin et al. \(2019\)](#).

ется от аналогичного детектора, рассчитанного на фотометрические наблюдения.

### 3 Поляриметр

Для наблюдения переходных рентгеновских двойных был использован поляриметр семейства *Dipol-2*, собранный в Обсерватории Туорла ([Piironen, 1973](#); [Piironen et al., 2014](#)). *Dipol-2* представляет собой двулучевой поляриметр, где в качестве детектора используются три ОИК ССД камеры (Рис. 6), работающих одновременно. Точность поляриметра достигает  $10^{-5}$  и на практике ограничивается фотонным шумом ([Kosenkov et al., 2017](#)). Анализатор *Dipol-2* разделяет пучок фотонов от удалённой звезды на два ортогонально поляризованных луча (обыкновенный и необыкновенный), смещённых друг относительно друга. В результате, на каждом снимке, полученном камерами, присутствует два изображения источника, каждое из которых имеет свою поляризацию. Кроме непосредственно цели, подобным образом расщепляются изображения всех попадающих в поле телескопа объектов, что позволяет измерять поляризацию звёзд поля одновременно с поляризацией целевого объекта наблюдений.

Для измерения линейной поляризации цели необходимо сделать четыре снимка при различном положении модулятора (полуволновая пластинка, меняющая плоскость поляризации). Как и в случае с фотометрическими наблюдениями, каждый снимок калибруется. Откалиброванные снимки позволяют измерить интенсивность изображений цели, образованных обыкновенным ( $I_o$ ) и необыкновенным ( $I_n$ ) лучами, методом апертурной фотометрии ([Berdyugin et al., 2019](#)).

Стоит отметить, что т.к. на каждом снимке в каждом пикселе присутствуют компоненты неба с перпендикулярной поляризацией (результат расщепления фона анализатором), апертурная фотометрия нивелирует вклад поляризации неба в измеряемые интенсивности. Таким образом, один снимок, полученный при положении модулятора  $\alpha$ , даёт одно значение  $Q_\alpha = I_n/I_0$ . Четыре последовательных снимка, полученные с шагом  $\Delta\alpha = 22.5^\circ$ , дают одно измерение линейной поляризации. Величины  $q$  и  $u$  можно получить следующим образом (Berdyugin et al., 2019):

$$Q_{\text{сумм}} = Q_\alpha + Q_{\alpha+22.5^\circ} + Q_{\alpha+45^\circ} + Q_{\alpha+67.5^\circ}, \quad (4)$$

$$q = \frac{Q_\alpha - Q_{\alpha+45^\circ}}{Q_{\text{сумм}}}, \quad (5)$$

$$u = \frac{Q_{\alpha+22.5^\circ} - Q_{\alpha+67.5^\circ}}{Q_{\text{сумм}}}. \quad (6)$$

Здесь  $\alpha$  - некий начальный угол. Легко показать, что если за исходное положение модулятора принять  $\alpha = 0^\circ$ , то за один оборот модулятора ( $0^\circ - 360^\circ$ ) поляриметр производит 16 снимков, а каждые 4 снимка дают одно независимое измерение поляризации. Один оборот модулятора называется циклом, и продолжительность поляриметрических наблюдений выражается в количестве таких циклов, выполненных для заданного объекта.

Несмотря на все преимущества поляриметра *Dipol-2*, основным его ограничением является временное разрешение. Минимальное время, за которое модулятор поворачивается на  $22.5^\circ$ , составляет несколько десятых секунды. В результате, вне зависимости от времени экспозиции, одно измерение поляризации выполняется не быстрее, чем за одну секунду. Таким образом, для *Dipol-2* недоступны наблюдения с субсекундным временным разрешением.

Очевидно, что одиночное измерение поляризации представляет собой небольшую ценность. Наиболее распространённым подходом при работе с *Dipol-2* является усреднение нескольких индивидуальных измерений поляризации с целью получения более точных результатов. Для усреднения наблюдений существует специализированный алгоритм, основная задача которого - фильтрация выбросов и оценка ошибок измерений. Так как в результате наблюдений вычисляются параметры Стокса  $q$  и  $u$ , получение ошибок на степень поляризации и угол поляризации требует дополнительных действий (Kosenkov et al., 2017). В общем случае, когда параметры Стокса измеряются практически одновременно, ошибка степени поляризации  $\sigma_{\hat{P}}$  выражается через ошибки параметров Стокса:

$$\sigma_{\hat{P}} = \sqrt{(\sigma_q^2 + \sigma_u^2)/2}, \quad (7)$$

что верно если  $\hat{P}/\sigma_{\hat{P}} \gg 1$ . В идеальных условиях  $\sigma_q = \sigma_u = \sigma_{\hat{P}}$ , а ошибка угла поляризации принимает вид  $\sigma_\theta = 28.65^\circ \sigma_{\hat{P}}/\hat{P}$  (Kosenkov et al., 2017).

Инструментальная поляризация определяется посредством наблюдения звёзд-стандартов. В выборке обычно присутствует несколько звёзд с высокой и постоянной поляризацией в ОИК диапазоне (больше 5%, взятые, например, из каталога *Nordic Optical Telescope*) и звёзды с нулевой поляризацией. Звёзды с большой поляризацией наблюдаются несколько раз за сезон, а стандарты нулевой поляризации – каждую ночь. Поляриметры *Dipol-2* довольно надёжны, а их оптические

характеристики практически не деградируют со временем. Таким образом, для предварительных оценок поляризации целевого объекта можно использовать калибровочные данные предыдущего сезона.

Всего было произведено три поляриметра модели *Dipol-2*. Они используются для изучения маломассивных рентгеновских двойных, двойных систем со звёздами раннего спектрального класса, новых звёзд, межзвёздной среды, Солнца и экзопланет (Berdyugin et al., 2019).

## 4 Переходные рентгеновские двойные с ЧД

### 4.1 V404 Cyg

V404 Cyg это маломассивная рентгеновская двойная, состоящая из ЧД с массой  $(8 - 12) M_{\odot}$  и звездой-донором спектрального класса К с массой  $(0.5 - 0.8) M_{\odot}$  (Shahbaz et al., 1994; Khargharia et al., 2010; Casares and Jonker, 2014). V404 Cyg – первая рентгеновская двойная, расстояние до которой было точно измерено методом радиоинтерферометрии (Miller-Jones et al., 2009). Двойная система была обнаружена еще в 1938 году в оптике (Nova Cyg). Nova Cyg вспыхивала несколько раз (1956 и 1989 годах, Richter, 1989). Во время вспышки 1989 года её удалось отождествить с рентгеновским источником GS 2023+338 (Makino et al., 1989).

В 2015 году произошла серия вспышек V404 Cyg. В пике активности V404 Cyg была самым ярким рентгеновским источником на небе (не считая Солнца), превосходя даже Крабовидную туманность. Благодаря координации нескольких обсерваторий, V404 Cyg наблюдалась в нескольких ОИК фильтрах практически во всех фазах в течение вспышки (Kimura et al., 2016). Поляриметрические наблюдения проводились в основном в начале вспышки, когда источник был наиболее ярким в оптике (Tanaka et al., 2016; Shahbaz et al., 2016; Itoh et al., 2017). Однако, результаты поляриметрии оказались противоречивыми (Kosenkov et al., 2017).

*Dipol-2* был задействован для наблюдения V404 Cyg вскоре после появления первых сообщений о начале вспышки. Поляриметр был установлен на 60-сантиметровом телескопе KVA в Observatorio del Roque de los Muchachos, Пальма, Испания и использовался для наблюдения V404 Cyg в течение 5 ночей 21–26 июня 2015 года в пике активности. Позднее поляриметр был перемещён на более крупный телескоп им. Уильяма Гершеля (4.2 м), с помощью которого V404 Cyg наблюдалась в спокойном состоянии 2–7 июля 2015 года (Kosenkov et al., 2017). Использование более крупного телескопа и уменьшение яркости источника примерно на 5 звёздных величин в каждом ОИК фильтре позволило обнаружить и отделить визуально близкую звезду ( $1.''4$ , Udalski and Kaluzny, 1991). Наконец, спустя почти год после окончания вспышки, поляризация V404 Cyg в спокойном состоянии была измерена с помощью другого экземпляра *Dipol-2*, установленного на 2.2-метровом телескопе Гавайского Университета, Мануа Кеа. Наблюдения продолжались две ночи (19 – 20 сентября 2016)

*Dipol-2* был задействован для наблюдений звёзд поля (в пределах  $10' \times 10'$  участка неба).

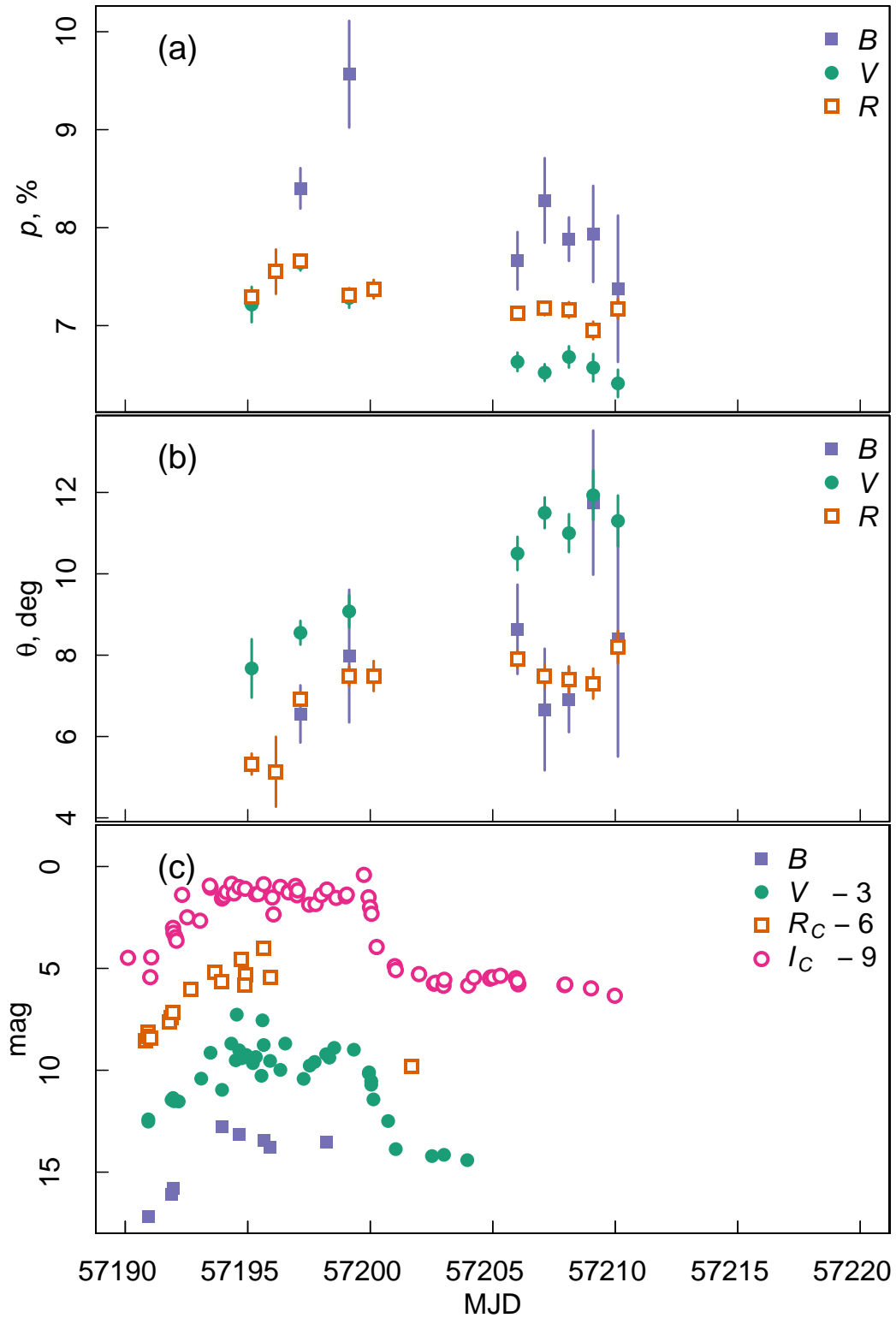


Рис. 7: Наблюдаемая поляризация и кривые блеска V404 Cyg. (a) степень поляризации в трёх ОИК фильтрах, (b) угол поляризации. Источник: [Kosenkov et al. \(2017\)](#). (c) кривые блеска V404 Cyg. Источник: [Kimura et al. \(2016\)](#).

Поляризация была измерена для 24 звёзд поля, некоторые до этого ни разу не наблюдались. Изучение звёзд поля необходимо для получения оценки межзвёздной поляризации в направлении V404 Cyg. Учитывая расстояние до рентгеновской двойной (2.4 кпк, [Miller-Jones et al., 2009](#)) и величину межзвёздного поглощения в фильтре  $V$  (2.8–4.4, [Shahbaz et al., 2003](#)), вклад поляризации межзвёздной среды в наблюдаемую поляризацию V404 Cyg должен быть значительным. Межзвёздное поглощение (и "красный" цвет звёзд позднего спектрального класса) затрудняет измерение поляризации в оптических фильтрах (особенно  $B$ ). В результате, поляризация многих звёзд поля измерена преимущественно в  $R$  и  $V$ .

Наблюдаемая поляризация V404 Cyg представлена на Рис. 7. Зависимость степени и угла поляризации от длины волны продемонстрирована на Рис. 8. На Рис. 8 также показана поляризация визуальной близкой звезды-компаньона, которая хорошо согласуется с поляризацией V404 Cyg в спокойном состоянии, что может указывать на межзвёздную природу поляризации переходной двойной. Если предположить, что звезда-компаньон не имеет собственной поляризации, то основной вклад в наблюдаемую в спокойном состоянии поляризацию вносит межзвёздная среда. Эта гипотеза подтверждается наблюдаемой поляризацией звёзд поля (Рис. 9), которая согласуется с поляризацией V404 Cyg в спокойном состоянии. Таким образом, поляризацию, измеренную в спокойном состоянии, можно использовать для оценки межзвёздной поляризации в направлении V404 Cyg. Учитывая, что поляризация во время вспышки отличается от поляризации в спокойном состоянии (Рис. 7), V404 Cyg проявляет собственную поляризацию во время активности ([Kosenkov et al., 2017](#)).

Стоит отметить, что поляризационный спектр как V404 Cyg, так и звёзд поля, имеет атипичную форму (Рис. 10). В общем случае поляризация межзвёздной среды описывается кривой Серковского ([Serkowski et al., 1975](#)):

$$\frac{P}{P_{\text{макс}}} = \exp\left(-K \log^2\left(\frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda}\right)\right), \quad (8)$$

где  $\lambda_{\text{макс}} \approx 0.55$  мкм. Кривая Серковского имеет только один глобальный максимум и не имеет локальных минимумов. В то же время, межзвёздная поляризация в направлении V404 Cyg демонстрирует характерный минимум в фильтре  $V$ . Учитывая значительное межзвёздное поглощение в этом направлении, можно предположить, что между наблюдателем и V404 Cyg находится несколько по-разному ориентированных поглощающих сред, суммарный вклад в поляризацию которых и наблюдается в спокойном состоянии V404 Cyg.

Рис. 11 демонстрирует усреднённую собственную поляризацию V404 Cyg во время активной фазы вспышки 2015 года. V404 Cyg обладает небольшой ( $\approx 1\%$ ), но статистически значимой поляризацией во всех ОИК фильтрах, а угол поляризации слабо зависит от длины волны. Несмотря на тот факт, что степень собственной поляризации остаётся постоянной, угол собственной поляризации меняется от ночи к ночи ([Kosenkov et al., 2017](#)). Изменение угла поляризации совпадает по времени с изменением угла ориентации джета ([Tetarenko et al., 2019b](#)).

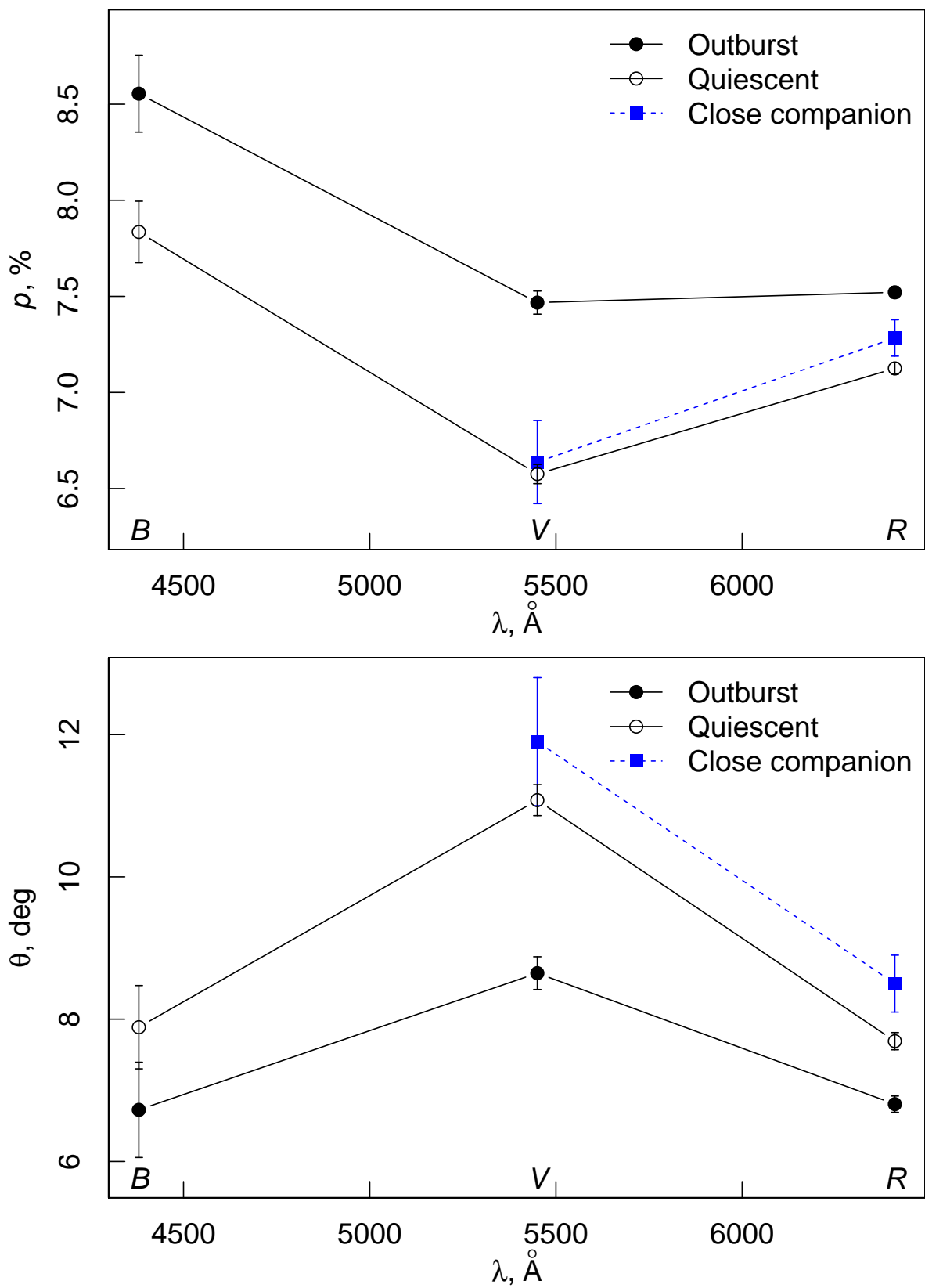


Рис. 8: Зависимость усреднённой наблюдаемой поляризации V404 Cyg в спокойном и активном состояниях (чёрные точки). Наблюдаемая поляризация визуальной-близкой звезды-компаньона (синие квадраты). Источник: [Kosenkov et al. \(2017\)](#).

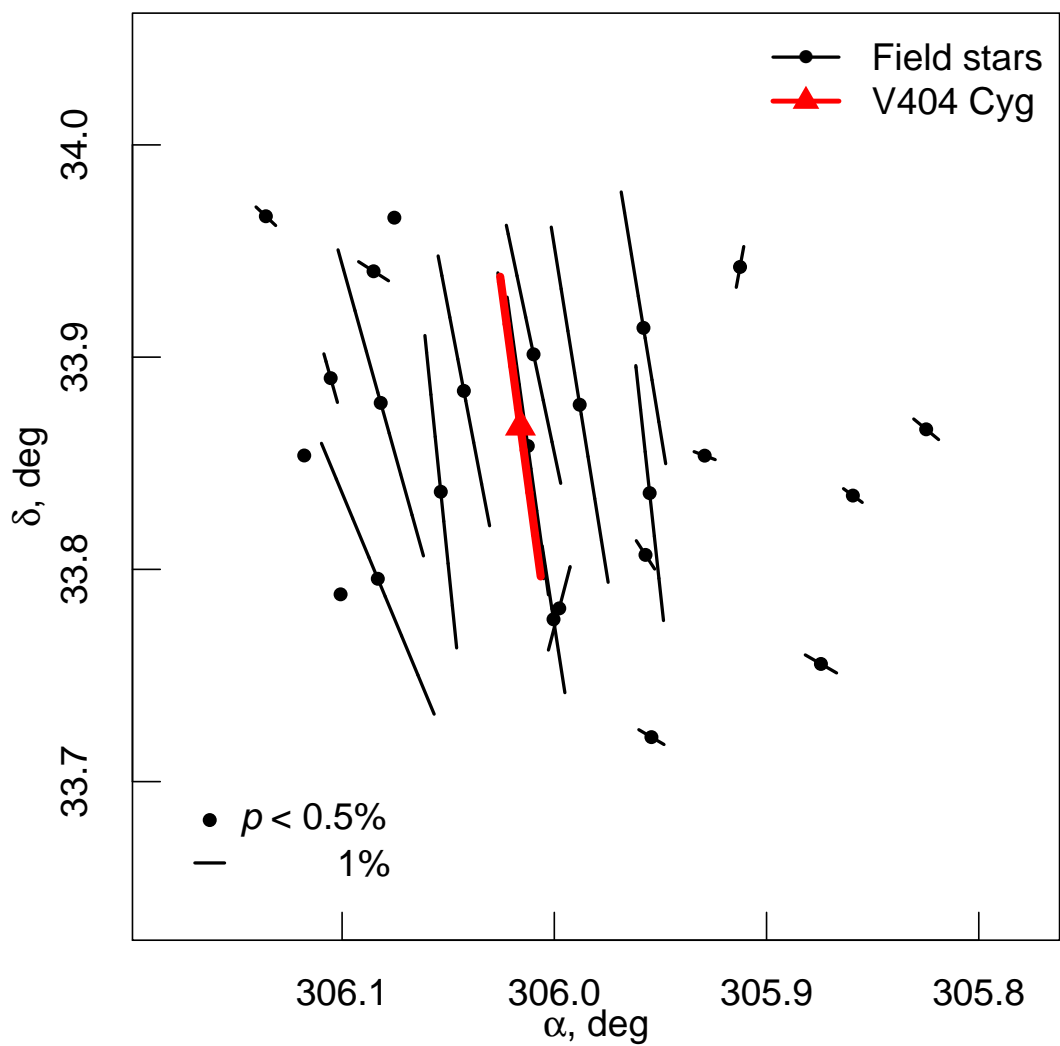


Рис. 9: Поляризация V404 Cyg в спокойном состоянии (красный треугольник) и звезд поля в фильтре  $R$ . Направление оси  $x$  – с востока на запад, оси  $y$  – с юга на север. Источник: [Kosenkov et al. \(2017\)](#).

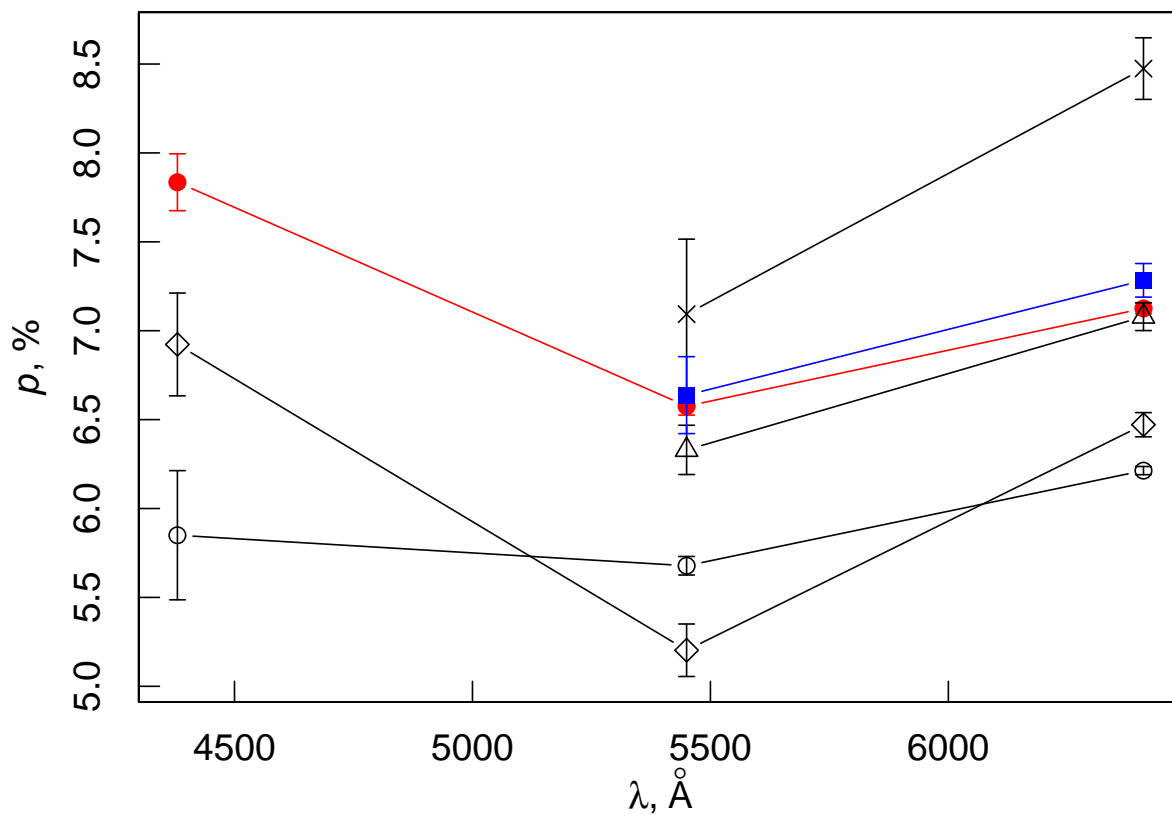


Рис. 10: Зависимость наблюдаемой степени поляризации V404 Cyg, звезды-компаньона и звёзд поля с высокой поляризации от длины волны. Источник: [Kosenkov et al. \(2017\)](#).



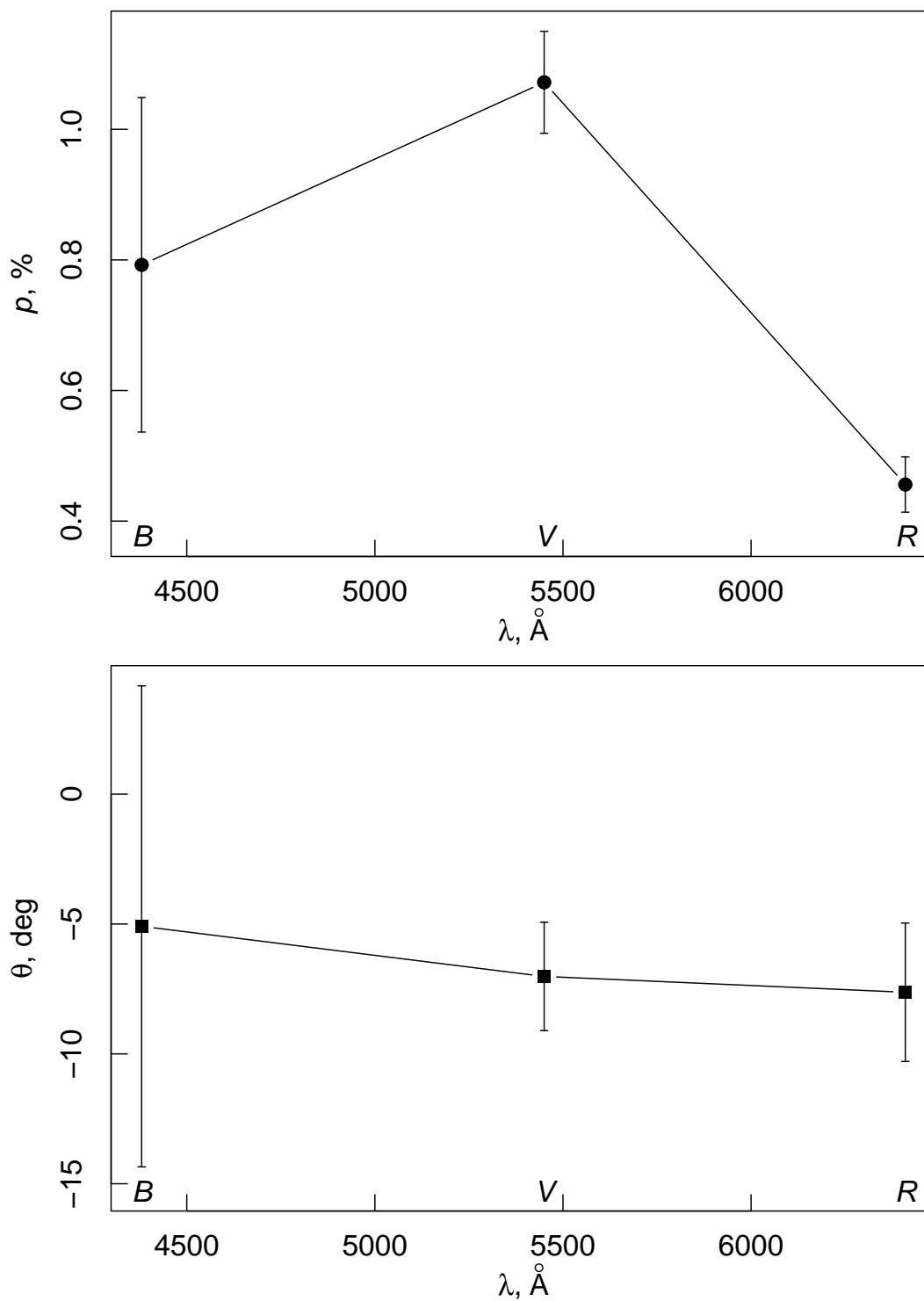


Рис. 11: Зависимость собственной степени поляризации и угла поляризации V404 Cyg от длины волны. Источник: [Kosenkov et al. \(2017\)](#).

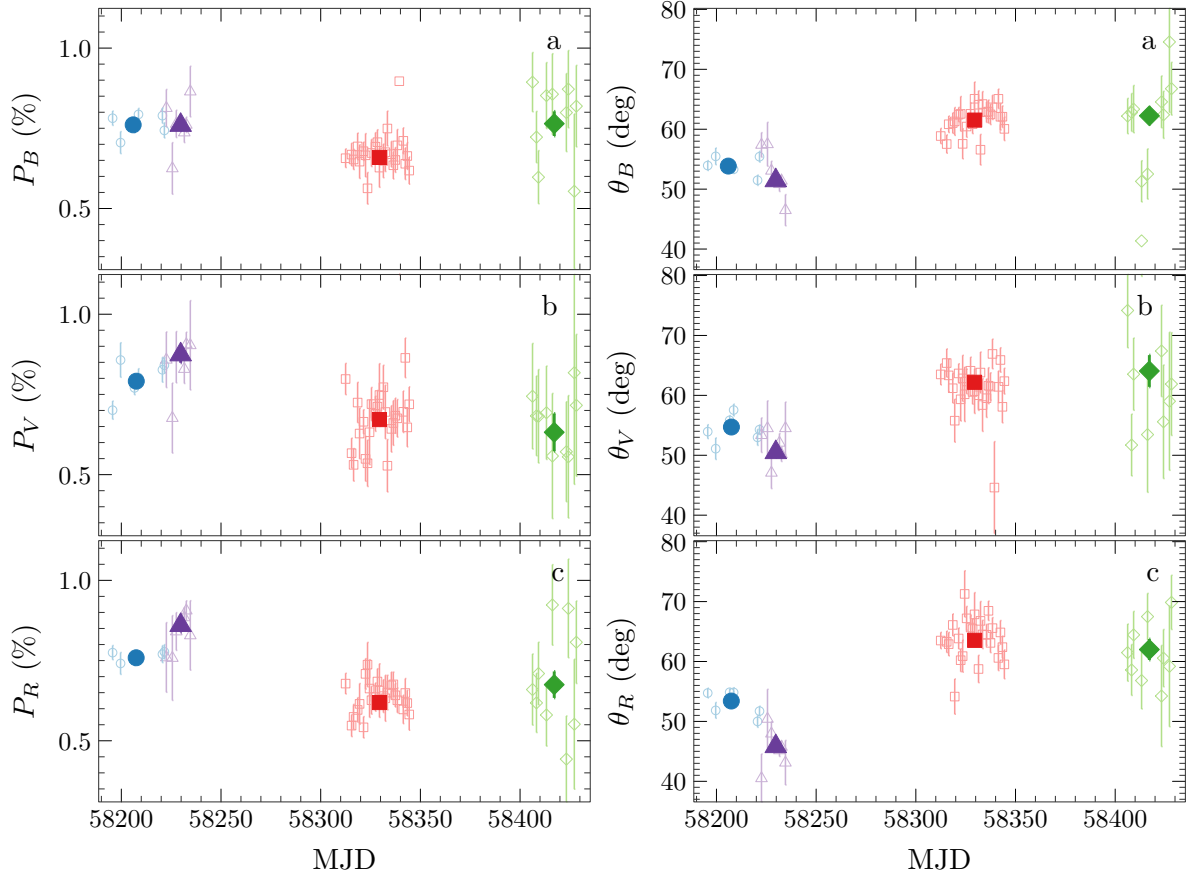


Рис. 12: Поляризация MAXI J1820+070. Синие кружки – начальное жёсткое, фиолетовые треугольник – переходное, красные квадраты – мягкое и зелёные ромбы – конечное жёсткое состояния. Заполненные символы соответствуют усреднённому значению.

## 4.2 MAXI J1820+070

MAXI J1820+070, в отличие от V404 Cyg, была впервые открыта в 2018 году. 11 марта вспышка была зафиксирована (Kawamuro et al., 2018) детектором MAXI (Matsuoka et al., 2009). Позднее этот рентгеновский источник был отождествлён с оптической переходной системой ASASSN–18eu (Denisenko, 2018; Tucker et al., 2018). Рентгеновская двойная MAXI J1820+070 находится на расстоянии  $3.9_{-1.9}^{+3.3}$  кпк (Gaia Collaboration et al., 2018; Gandhi et al., 2018). Поляриметрические наблюдения MAXI J1820+070 с помощью *Dipol-2* начались практически сразу после обнаружения объекта (Berdyugin et al., 2018). Поляризация MAXI J1820+070 была измерена в нескольких спектральных состояниях, включая начальное жёсткое, переход из жёсткого в мягкое, мягкое и конечное жёсткое состояния (Veledina et al., 2019).

Для наблюдения MAXI J1820+070 был задействован поляриметр *Dipol-2*, установленный на 60-сантиметровом телескопе в обсерватории Халеакала, Гавайи. Продолжительность наблюдений – 46 ночей в течение 2018 года, большая часть которых приходится на мягкое состояние. *Dipol-2* был откалиброван по наблюдениям 20 неполяризованных звёзд (Veledina et al., 2019).

Два поляризованных стандарта были использованы для определения нуля-пункта поляризационного угла. Изменение степени и угла поляризации MAXI J1820+070 представлены на Рис. 12. MAXI J1820+070 (как и V404 Cyg, см. Раздел 4.1) демонстрирует переменную поляризацию, зависящую от фазы вспышки. Стоит отметить заметное изменение поляризации в самом начале вспышки (синие и фиолетовые символы на Рис. 12), которое совпадает с началом переходной фазы и падением светимости в ОИК (Veledina et al., 2019). В то же время, поляризация в мягком состоянии и в конечном жёстком систематически меньше поляризации в начале вспышки. Это, вероятно, свидетельствует о том, что источником переменной ОИК поляризации является нетепловая компонента, наиболее ярко проявляющаяся себя на начальных этапах вспышки.

Вклад межзвёздной поляризации в наблюдаемую поляризацию MAXI J1820+070 оценивается по звёздам поля. Несмотря на относительно небольшое межзвёздное поглощение в направлении MAXI J1820+070 ( $A_V \approx 0.51$  при  $R_V = 3.1$  и  $E(B-V) = 0.163 \pm 0.007$ ; Baglio et al., 2018), величина поляризации межзвёздной среды может достигать  $P_{MЗС} < E(B-V) \times 9\% = 1.46\%$  (Serkowski et al., 1975). Всего наблюдалось 9 звёзд поля. Благодаря *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2018), параллаксы этих звёзд известны с высокой точностью. Из 9 звёзд 5 имеют величину параллакса, близкую к величине параллакса MAXI J1820+070. Таким образом, эти 5 звёзд находятся близко к MAXI J1820+070 в пространстве и (предполагая их неполяризованность) являются хорошими стандартами для оценки усреднённой межзвёздной поляризации в направлении MAXI J1820+070 на заданном расстоянии. Стоит отметить, что комбинация широкополосной поляриметрии *Dipol-2* и результатов проекта *Gaia* позволяет составлять трёхмерную карту распределения межзвёздной поляризации.

Рис. 13 демонстрирует усреднённую поляризацию MAXI J1820+070 в разных спектральных состояниях в трёх ОИК фильтрах на  $(q, u)$ -диаграмме ( $q$  и  $u$  – нормализованные параметры Стокса). Вместе с поляризацией MAXI J1820+070 Рис. 13 показывает средневзвешенную поляризацию 5 наиболее пространственно-близких звёзд поля. Из рисунка следует, что MAXI J1820+070 обладает небольшой переменной собственной поляризацией, наиболее ярко проявляющей себя в начале вспышки в жёстком состоянии.

Для вычисления собственной поляризации MAXI J1820+070 необходимо устранить вклад межзвёздной компоненты, вычтя оценку межзвёздной поляризации из наблюдаемой поляризации MAXI J1820+070. Зависимость степени и угла поляризации от длины волны представлена на Рис. 14. Изменение собственной поляризации между жёстким состоянием и началом перехода (синие и фиолетовые символы) в основном обусловлено изменением степени поляризации ( $\hat{P}$ ) при практически неизменном угле поляризации ( $\theta$ ). Наибольшие изменения наблюдаются в фильтре  $R$ ; именно в этом фильтре вклад в наблюдаемый ОИК поток вносит нетепловая компонента, которая претерпевает значительные изменения во время перехода между состояниями. Поляризация мягкого состояния (красные символы) и последнего жёсткого состояния (зелёные символы) значительно меньше поляризации в начале вспышки. В пределах  $2\sigma$  поляризация в этих двух состояниях одинакова во всех трёх фильтрах. Доступные данные не позволяют отве-

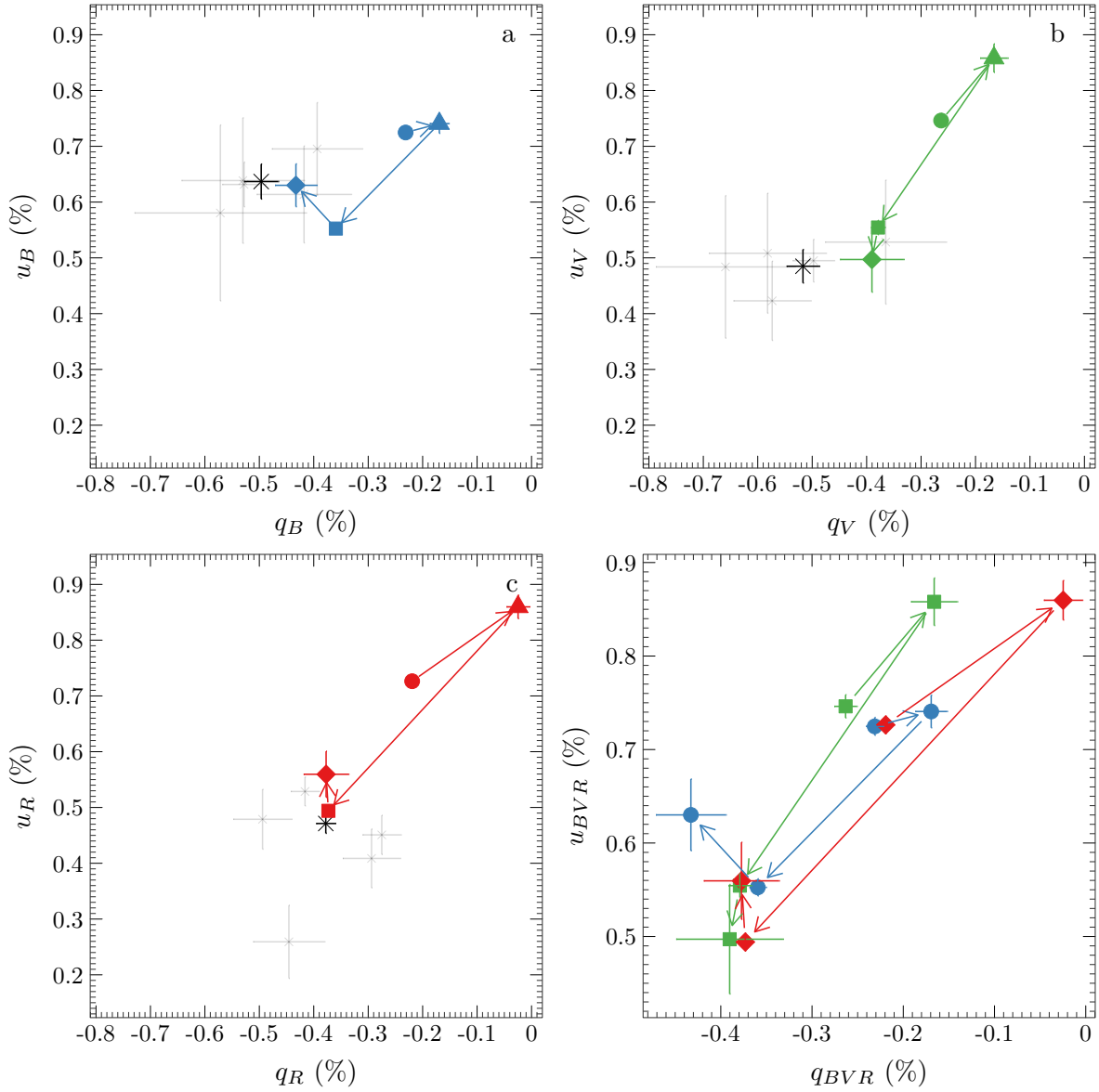


Рис. 13:  $q-u$  диаграммы MAXI J1820+070. Круги соответствуют начальному жёсткому, треугольники – переходному, квадраты – мягкому, ромбы – конечному жёсткому состояниям. Чёрными крестами обозначена поляризация звезд поля. Синий цвет соответствует фильтру  $B$ , зелёный –  $V$ , красный –  $R$ .

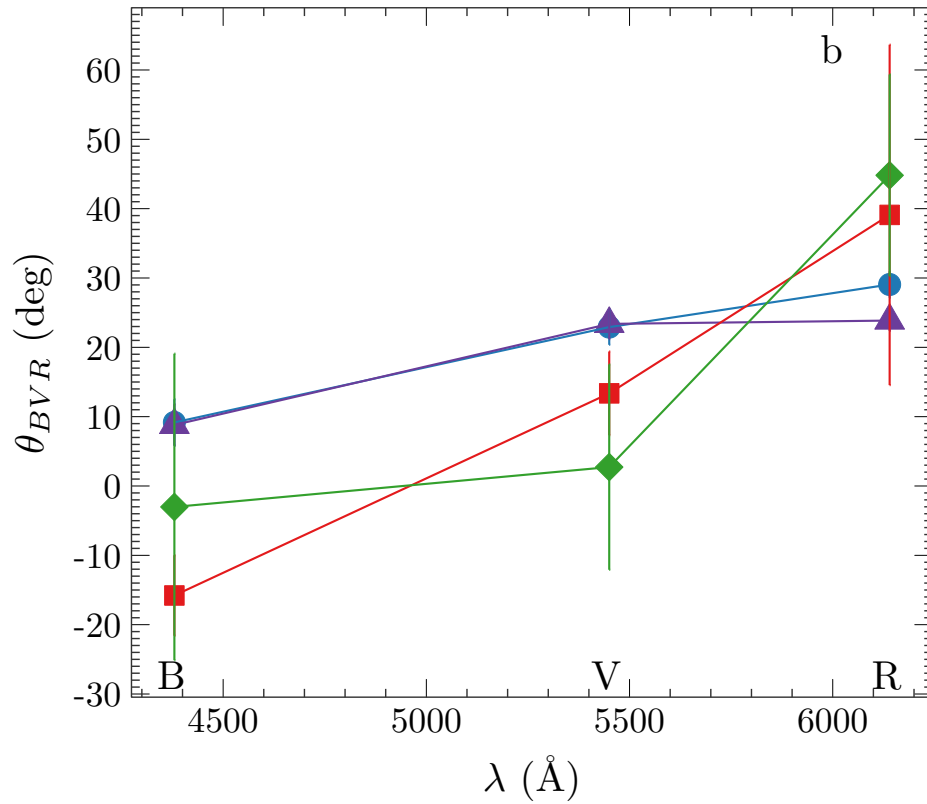
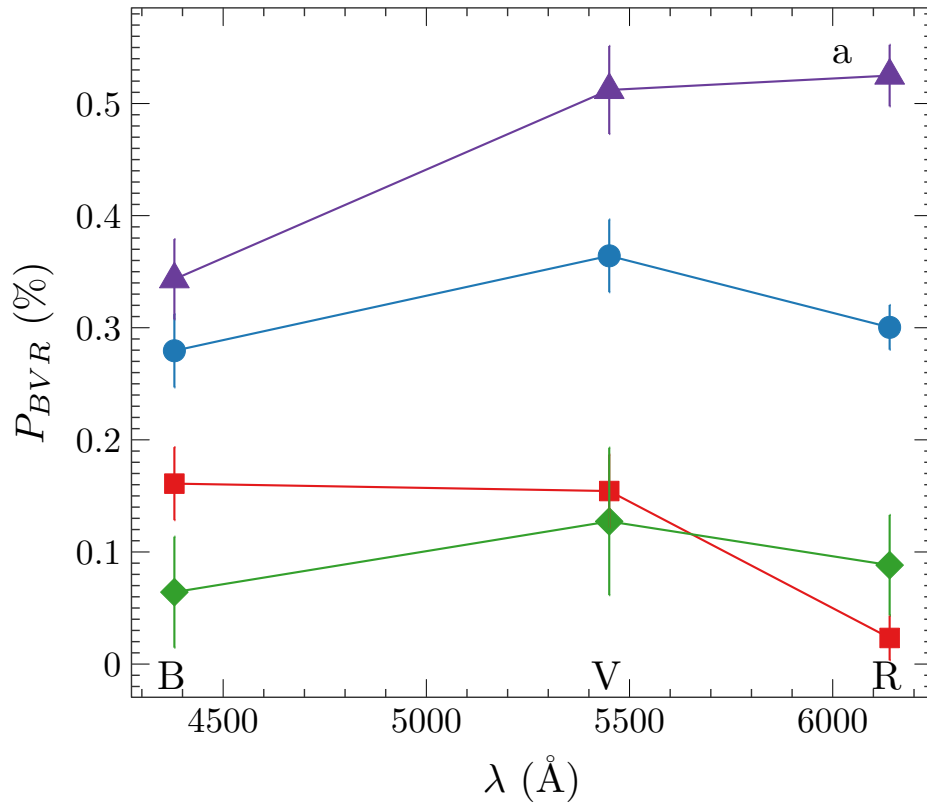


Рис. 14: Собственная поляризация MAXI J1820+070. Цвета и символы соответствуют различным состояниям (см. Рис. 12 для обозначений).

тить на вопрос, меняется ли угол поляризации от состояния к состоянию (из-за относительно больших ошибок на угол поляризации) и зависит ли угол от длины волны. Собственная поляризация MAXI J1820+070 демонстрирует свойства, схожие со свойствами поляризации V404 Cyg в периоды активности.

MAXI J1820+070 – новая рентгеновская двойная, вспышка которой длилась более 200 дней. Хотя MAXI J1820+070 и наблюдалась весь период активности в разных диапазонах, ОИК фотометрических данных недостаточно для моделирования аккреционных процессов, происходивших в системе. Поляриметрия с помощью *Dipol-2* позволяет извлечь информацию не только о поляризации, но и о яркости объекта. Оценить потоки в каждом ОИК фильтре можно методом дифференциальной фотометрии, сравнив изображение MAXI J1820+070 на снимке с изображением звезды поля, не являющейся переменной. В таком режиме фотометрические данные не калибруются, но данные *Dipol-2* позволяют отследить изменение потоков и цветов MAXI J1820+070 со временем. Стоит отметить, что результаты, полученные методом дифференциальной фотометрии после обработки одного изображения, могут быть недостоверными (из-за вклада модулятора и анализатора в регистрируемый поток). Более надёжные измерения получаются в результате усреднения измеренных потоков по 16 последовательным снимкам (соответствует одному обороту анализатора), или в результате усреднения потоков за всю ночь. На Рис. 15,16 представлены кривые блеска и эволюция цветов MAXI J1820+070 за время наблюдения *Dipol-2*. Рис. 15 показывает, что первый этап наблюдений приходится на пик ОИК яркости, после чего наступает период быстрого уменьшения яркости. Несколько точек, соответствующих мягкому состоянию, отслеживают постепенное уменьшение потоков в трёх ОИК фильтрах, связанное с охлаждением аккреционного диска. Наконец, последние несколько точек соответствуют конечному жёсткому состоянию, которое в ОИК характеризуется непродолжительным увеличением яркости, связанным с возникновением нетепловой компоненты. Это происходит незадолго до перехода в спокойное состояние, в котором MAXI J1820+070 более недоступна для наблюдений с помощью небольшого телескопа и поляриметра *Dipol-2*.

Наиболее важные результаты фотометрии показаны на Рис. 16. Изменение цвета напрямую отражает изменение наклона спектра между двумя фильтрами. Наиболее значительное (и показательное) изменение происходит с цветом  $B - R$ . Нетепловая компонента, проявляющая себя в начале и в конце вспышки, вносит наибольший вклад в ИК-фильтр, практически не затрагивая фильтр  $B$ .  $B - R$  позволяет отчётливо увидеть разницу между мягким состоянием и жёстким состоянием, а также значительные изменения потока при постоянном цвете в самом начале вспышки.

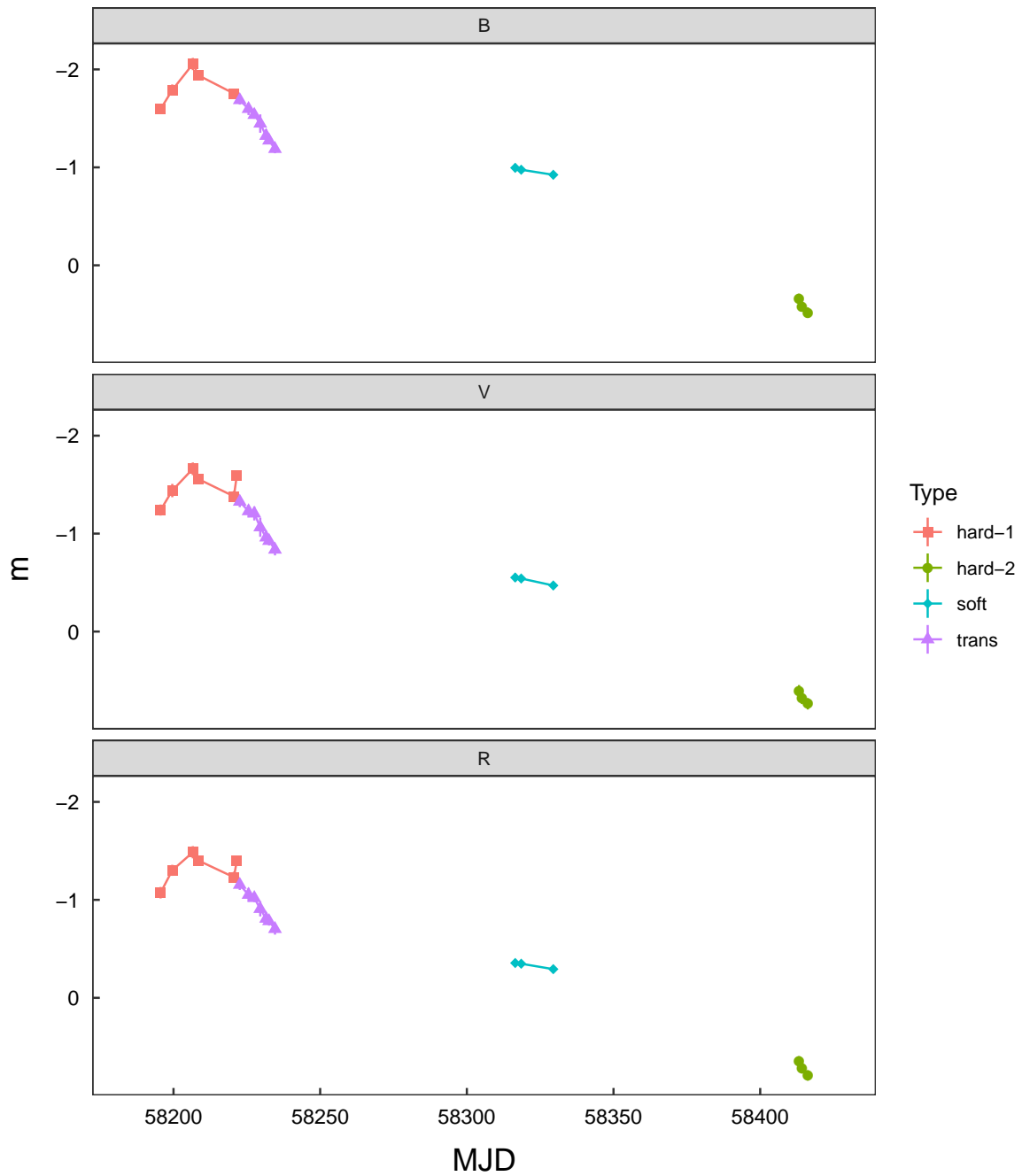


Рис. 15: Кривая блеска MAXI J1820+070, построенная по данным, полученным *Dipol-2*. Потoki не откалиброваны. Красный цвет соответствует начальному жёсткому, фиолетовый – переходному, голубой – мягкому, зелёный – конечному жёсткому состояниям.

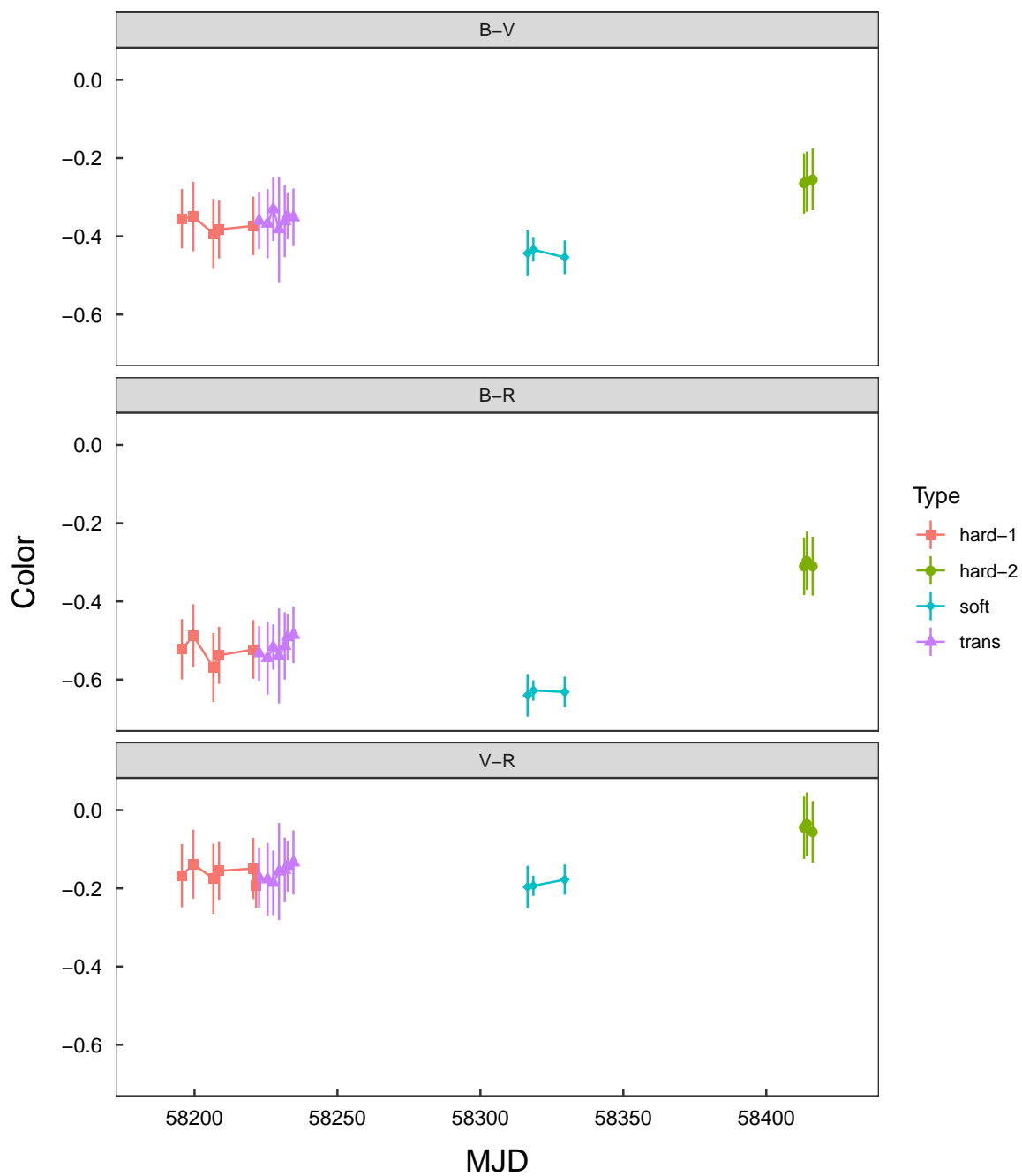


Рис. 16: Эволюция ОИК цветов MAXI J1820+070, построенная по данным, полученным *Dipol-2*. Цвета не откалиброваны, обозначения совпадают с обозначениями на Рис. 15.



## 5 Дискуссия

### 5.1 Оценка значимости изменения поляризации

Одна из проблем поляриметрии (наряду с корректной оценкой степени поляризации при значениях  $q$  и  $u$ , близких к 0) – это сравнение двух независимых измерений. Учитывая переменность наблюдаемой поляризации, возникает необходимость статистически подтвердить (или опровергнуть), что данные изменения являются результатом проявления физических процессов внутри источника, а не случайными флуктуациями. К сожалению, в отличие от фотометрических измерений, сравнивать отдельно  $\hat{P}$  и  $\theta$  невозможно, т.к. эти величины являются зависимыми и производными двух других зависимых величин,  $q$  и  $u$ . Для решения этой проблемы возможно применение  $t$ -теста, обобщённого на многомерный случай (Hotelling, 1931).

Применение обобщённого  $t$ -теста ( $t$ -квадрат) можно описать следующим образом. Пусть существует две выборки  $\{x_1 \dots x_{N_1}\} \in \mathbb{R}^k$  и  $\{y_1 \dots y_{N_2}\} \in \mathbb{R}^k$ . Тогда соответствующие средние значения вычисляются как  $\bar{x} = 1/N_1 \sum_{i=1}^{N_1} x_i$  и  $\bar{y} = 1/N_2 \sum_{i=1}^{N_2} y_i$ , а ковариационные матрицы – как  $\Sigma_x = 1/N_1 - 1 \sum_{i=1}^{N_1} (x_i - \bar{x})(x_i - \bar{x})^T$  и  $\Sigma_y = 1/N_2 - 1 \sum_{i=1}^{N_2} (y_i - \bar{y})(y_i - \bar{y})^T$ . Если

$$\Sigma = \frac{(N_1 - 1)\Sigma_x + (N_2 - 1)\Sigma_y}{N_1 + N_2 - 2},$$

то  $t$ -квадрат статистика Хотеллинга определяется как

$$t^2 = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} (\bar{x} - \bar{y})^T \Sigma^{-1} (\bar{x} - \bar{y}),$$

что, в свою очередь, можно связать с  $\mathcal{F}$ -распределением

$$\frac{N_1 + N_2 - k - 1}{(N_1 + N_2 - 2)k} \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} (\bar{x} - \bar{y})^T \Sigma^{-1} (\bar{x} - \bar{y}) \sim \mathcal{F}(k, N_1 + N_2 - 1 - k). \quad (9)$$

В случае поляриметрических измерений  $k = 2$  и Ур. 9 значительно упрощается. Обобщённый  $t$ -тест можно модифицировать для работы со средневзвешенным результатами (а именно так работает алгоритм усреднения *Dipol-2*). В случае реальных наблюдений корреляция между  $q$  и  $u$  невелика, из-за чего  $2 \times 2$  матрицы  $\Sigma_{x,y}$  превращаются практически в диагональные.

Обобщённый  $t$ -квадрат тест Хотеллинга был успешно применён для определения значимости переменности собственной поляризации V404 Cyg (Kosenkov et al., 2017) и MAXI J1820+070 (Veledina et al., 2019).

### 5.2 Источник поляризации

Собственная поляризация двух маломассивных переходных рентгеновских двойных может пролить свет на природу физического процесса, ответственного за возникновение ОИК поляризации. В первую очередь, стоит отметить, что собственная поляризация обеих систем – переменная во всех ОИК фильтрах. Зависимость степени поляризации от длины волны имеет характерный профиль с максимумом в окрестности фильтра  $V$  (у V404 Cyg и, в меньшей степени,

MAXI J1820+070), что нехарактерно для джета. Спектр джета довольно мягкий (и красный, см. [Gandhi et al., 2011](#); [Russell et al., 2013](#)), поэтому максимальная поляризация в жёстком состоянии ожидается в фильтре  $R$ , что не наблюдается. Тем не менее, если джет является источником поляризации в жёстком состоянии ([Zdziarski et al., 2014](#)), то поляризация его излучения может достигать 75% ([Rybicki and Lightman, 1979](#)) в зависимости от геометрии магнитного поля и формы распределения электронов.

Небольшая поляризация с аналогичным спектральным профилем наблюдается в Ве-звездах, в которых электронное рассеяние в околозвёздных дисках поляризует ОИК излучение вплоть до 1.5% ([Poeckert et al., 1979](#)). Хотя поляризация, возникающая в результате Томсоновского рассеяния, не зависит от длины волны, профиль поляризации изменяется из-за поглощения в Бальмеровской и Пашеновской сериях ([Nagirner, 1962](#); [Poeckert et al., 1979](#)).

Геометрия излучающей области и её оптическая толщина играют важную роль в поляризации излучения. Степень поляризации зависит от несферичности излучающей области. В случае оптически толстой оболочки, собственная поляризация может достигать 12%, а угол поляризации перпендикулярен оси диска ([Sobolev, 1963](#)). В оптически тонком случае поляризация может быть значительно больше и направление поляризации совпадает с осью диска ([Viironen and Poutanen, 2004](#)).

Собственная поляризация может также возникнуть при рассеянии в полярной области, если аккреционный поток является умеренно-релятивистским ([Beloborodov, 1998](#); [Beloborodov and Poutanen, 1999](#)). Лимб диска оказывается ярче в системе отсчёта, связанной с аккреционным потоком (из-за эффекта релятивистской абберации). Волновая зависимость поляризации может быть воспроизведена, если рассеянное излучение смещено в голубую область, а в красной области основной вклад вносит неполяризованный ветер, порождаемый аккреционным диском.

### 5.3 Перспективы

Вспышки рентгеновских двойных довольно сложно предсказать. Большинство систем вспыхивают один раз в несколько десятков (или даже сотен) лет и, фактически, наблюдались несколько раз за всю историю рентгеновских наблюдений. Всего известно около полусотни систем, и меньше чем в двадцати из них динамически подтверждено наличие ЧД ([Casares and Jonker, 2014](#); [Corral-Santana et al., 2016](#)). Наблюдение рентгеновских двойных в активной фазе – вопрос удачи. Положение системы на небе и доступность телескопов в соответствующем полушарии определяет возможность выполнения поляриметрических наблюдений.

Как показывают исследования, собственная поляризация рентгеновских двойных составляет несколько процентов в ОИК диапазоне, а большая часть наблюдаемой поляризации – это поляризация межзвёздной среды ([Kosenkov et al., 2017](#); [Veledina et al., 2019](#)). Для точной оценки собственной поляризации рентгеновских двойных использование звёзд поля в качестве стандартов недостаточно. Поляризация рентгеновских двойных, измеренная в спокойном состоянии, может служить нуль-пунктом при точных расчётах собственной поляризации этих систем в активной

фазе. Однако, в спокойном состоянии рентгеновские двойные – очень тусклые объекты, достигающие обычно 19–20 звёздных величин в фильтре *V*. Учитывая значительные расстояния до этих систем, межзвёздное поглощение делает невозможным наблюдение рентгеновских двойных в голубых фильтрах (например, *B*) с помощью небольших телескопов. Чтобы преодолеть данное ограничение, необходимо провести кампанию по мониторингу поляризации переходных систем с ЧД в ОИК в спокойном состоянии с использованием крупнейших телескопов (например, *VLT*) и широкополосных поляриметров, совместимых с *Dipol-2* (например, *FORS*). Для этих целей разработан и проходит тестирование новейший поляриметр *Dipol-UF*, превосходящий поляриметры *Dipol-2* по многим параметрам. *Dipol-UF* использует современные CCD камеры и специализированное программное обеспечение (разработанное в обсерватории Туорла), благодаря которому поляриметр способен выполнять как стандартные поляриметрические задачи, так и быстрые фотометрические (с миллисекундным разрешением) – одновременно в трёх ОИК фильтрах (Berdyugin et al., 2019). Фотометрический режим доступен благодаря специальной оптической системе *Dipol-UF*: модулятор и анализатор могут быть сдвинуты относительно оптической оси инструмента, превращая его в классический фотометр. *Dipol-UF* представляет собой компактный инструмент, который могут транспортировать один-два специалиста, рассчитанный не только на стационарную работу на небольшом телескопе, но и на работу в режиме гостевого инструмента в крупнейших обсерваториях мира. *Dipol-UF* будет задействован для наблюдения рентгеновских двойных, звёзд ранних спектральных классов и экзопланет.

## 6 Заключение

Поляризация рентгеновских двойных V404 Cyg и MAXI J1820+070 была измерена в разные периоды активности систем. Оба объекта демонстрируют переменную поляризацию во всех трёх ОИК фильтрах.

Межзвёздная поляризация в направлении каждой из систем была определена по поляризации звёзд поля. Поляризация некоторых звёзд была измерена впервые. И V404 Cyg, и MAXI J1820+070 демонстрируют небольшую (0.5 – 1.5 %) переменную собственную поляризацию. Угол собственной поляризации слабо зависит от длины волны.

Поляризация V404 Cyg в спокойном состоянии совпадает с поляризацией визуально-близкой звезды-компаньона (1.<sup>''</sup>4) в фильтрах *V* и *R*. Это свидетельствует о том, что основной вклад в наблюдаемую в спокойном состоянии поляризацию вносит межзвёздная среда. Угол собственной поляризации V404 Cyg в период активности меняется с  $\approx -31^\circ$  до  $0^\circ$  на масштабе нескольких дней. Такую же ориентацию имеют релятивистские джеты, наблюдаемые в этой системе. Форма спектральной зависимости степени поляризации от длины волны указывает на то, что источником поляризованного излучения является либо сплюснутая оболочка, либо рассеяние излучения диска умеренно-релятивистским полярным потоком.

Собственная поляризация MAXI J1820+070 в начале вспышки достигает 0.5%. В мягком со-

стоянии и ближе к концу вспышки собственная поляризация уменьшается, практически достигая нуля. Значительные изменения собственной поляризации совпадают с изменениями в наблюдаемых ОИК потоках MAXI J1820+070. Таким образом, уменьшение поляризации может быть связано с увеличением потока от неполяризованной компоненты. Учитывая, что основным источником ОИК излучения в жёстком состоянии является либо джет, либо аккреционный поток, наиболее вероятным механизмом возникновения поляризованного излучения является рассеяния излучения диска оптически тонким ветром.

## Список литературы

- Н. В. Вошинников. *Астрополяриметрия. Часть I*. 2007.
- B. P. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Letters*, 116(6):061102, Feb 2016. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
- B. P. Abbott et al. Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. *Astrophys. Journal Letters*, 848:L13, October 2017a. doi: 10.3847/2041-8213/aa920c.
- B. P. Abbott et al. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16):161101, October 2017b. doi: 10.1103/PhysRevLett.119.161101.
- Alex Abramovici, William E. Althouse, Ronald W. P. Drever, Yekta Gursel, Seiji Kawamura, Frederick J. Raab, David Shoemaker, Lisa Sievers, Robert E. Spero, Kip S. Thorne, Rochus E. Vogt, Rainer Weiss, Stanley E. Whitcomb, and Michael E. Zucker. LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. *Science*, 256(5055):325–333, Apr 1992. doi: 10.1126/science.256.5055.325.
- Eduardo Bañados, Bram P. Venemans, Chiara Mazzucchelli, Emanuele P. Farina, Fabian Walter, Feige Wang, Roberto Decarli, Daniel Stern, Xiaohui Fan, Frederick B. Davies, Joseph F. Hennawi, Robert A. Simcoe, Monica L. Turner, Hans-Walter Rix, Jinyi Yang, Daniel D. Kelson, Gwen C. Rudie, and Jan Martin Winters. An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5. *Nature*, 553(7689):473–476, Jan 2018. doi: 10.1038/nature25180.
- M. Cristina Baglio, Dave M. Russell, and Fraser Lewis. Optical observations of MAXI J1820+070 suggest it is a black hole X-ray binary. *The Astronomer’s Telegram*, 11418:1, Mar 2018.
- S. D. Barthelmy, A. D’Ai, P. D’Avanzo, H. A. Krimm, A. Y. Lien, F. E. Marshall, A. Maselli, and M. H. Siegel. Swift trigger 643949 is V404 Cyg. *GRB Coordinates Network*, 17929:1, Jan 2015.
- Imre Bartos, Rolf Bork, Maxim Factourovich, Jay Heefner, Szabolcs Márka, Zsuzsa Márka, Zoltán Raics, Paul Schwinberg, and Daniel Sigg. The Advanced LIGO timing system. *Classical and Quantum Gravity*, 27(8):084025, Apr 2010. doi: 10.1088/0264-9381/27/8/084025.
- T. M. Belloni. *States and Transitions in Black Hole Binaries*, page 53. 2010. doi: 10.1007/978-3-540-76937-8\_3.
- Andrei M. Beloborodov. Polarization Change Due to Fast Winds from Accretion Disks. *Astrophys. Journal*, 496(2):L105–L108, Apr 1998. doi: 10.1086/311260.
- Andrei M. Beloborodov and Juri Poutanen. On the Origin of Polarization near the Lyman Edge in Quasars. *Astrophys. Journal*, 517(2):L77–L80, Jun 1999. doi: 10.1086/312051.

- A. Berdyugin, A. Veledina, I. Kosenkov, J. Poutanen, S. Tsygankov, J. J. E. Kajava, M. Kagitani, and T. Sakanoi. First measurements of linear polarization of MAXI J1820+070. *The Astronomer's Telegram*, 11445:1, Mar 2018.
- Andrei Berdyugin, Vilppu Piirola, and Juri Poutanen. *Optical polarimetry: methods, instruments and calibration techniques*. 2019.
- R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. *Astrophys. Journal*, 232:34–48, Aug 1979. doi: 10.1086/157262.
- S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, and H. Friedman. Observational results of X-ray astronomy. *Annales d'Astrophysique*, 28:791, Feb 1965.
- L. L. E. Braes and G. K. Miley. Detection of Radio Emission from Cygnus X-1. *Nature*, 232:246, Jul 1971.
- Alan H. Bridle and Richard A. Perley. Extragalactic Radio Jets. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22:319–358, Jan 1984. doi: 10.1146/annurev.aa.22.090184.001535.
- M. M. Buxton, C. D. Bailyn, H. L. Capelo, R. Chatterjee, T. Dinger, E. Kalemci, and J. A. Tomsick. Optical and Near-infrared Monitoring of the Black Hole X-Ray Binary GX 339-4 during 2002-2010. *Astronomical Journal*, 143:130, June 2012. doi: 10.1088/0004-6256/143/6/130.
- J. Casares and P. G. Jonker. Mass Measurements of Stellar and Intermediate-Mass Black Holes. *Space Science Rev.*, 183:223–252, September 2014. doi: 10.1007/s11214-013-0030-6.
- S. Chandrasekhar. On the Radiative Equilibrium of a Stellar Atmosphere. XI. *Astrophys. Journal*, 104:110, Jul 1946. doi: 10.1086/144837.
- C. Y. Chiang, Chris Done, M. Still, and O. Godet. An additional soft X-ray component in the dim low/hard state of black hole binaries. *MNRAS*, 403:1102–1112, Apr 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.16129.x.
- Edward Collett. *Polarized light. Fundamentals and applications*. 1992.
- J. M. Corral-Santana, J. Casares, T. Muñoz-Darias, F. E. Bauer, I. G. Martínez-Pais, and D. M. Russell. BlackCAT: A catalogue of stellar-mass black holes in X-ray transients. *Astron. & Astrophys.*, 587:A61, Mar 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527130.
- D. Denisenko. Optical follow-up of MAXI J1820+070 and possible identity with ASASSN-18ey. *The Astronomer's Telegram*, 11400:1, Mar 2018.
- Albert Einstein. Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pages 688–696, Jan 1916.

- Albert Einstein. Über Gravitationswellen. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pages 154–167, Jan 1918.
- Event Horizon Telescope Collaboration et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *Astrophys. Journal*, 875(1):L1, Apr 2019. doi: 10.3847/2041-8213/ab0ec7.
- Juhan Frank, Andrew King, and Derek J. Raine. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. 2002.
- Claus Fröhlich, José Romero, Hansjörg Roth, Christoph Wehrli, Bo N. Andersen, Thierry Appourchaux, Vicente Domingo, Udo Telljohann, Gabrielle Berthomieu, Philippe Delache, Janine Provost, Thierry Toutain, Dominique A. Crommelynck, André Chevalier, Alain Fichot, Werner Däppen, Douglas Gough, Todd Hoeksema, Antonio Jiménez, Maria F. Gómez, José M. Herreros, Teodoro Roca Cortés, Andrew R. Jones, Judit M. Pap, and Richard C. Willson. VIRGO: Experiment for Helioseismology and Solar Irradiance Monitoring. *Solar Physics*, 162(1-2):101–128, Dec 1995. doi: 10.1007/BF00733428.
- Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. *Astron. & Astrophys.*, 616:A1, Aug 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201833051.
- E. Gallo, R. P. Fender, and G. G. Pooley. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. *MNRAS*, 344:60–72, September 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06791.x.
- P. Gandhi, A. W. Blain, D. M. Russell, P. Casella, J. Malzac, S. Corbel, P. D’Avanzo, F. W. Lewis, S. Markoff, M. Cadolle Bel, P. Goldoni, S. Wachter, D. Khangulyan, and A. Mainzer. A Variable Mid-infrared Synchrotron Break Associated with the Compact Jet in GX 339-4. *Astrophys. Journal*, 740:L13, Oct 2011. doi: 10.1088/2041-8205/740/1/L13.
- Poshak Gandhi, John A. Paice, Stuart P. Littlefair, Vik S. Dhillon, Paul Chote, and Tom R. Marsh. Red sub-second optical flaring in MAXI J1820+070 observed by ULTRACAM/NTT. *The Astronomer’s Telegram*, 11437:1, Mar 2018.
- Juan García-Bellido. Massive Primordial Black Holes as Dark Matter and their detection with Gravitational Waves. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 840 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012032, May 2017. doi: 10.1088/1742-6596/840/1/012032.
- Riccardo Giacconi, Herbert Gursky, Frank R. Paolini, and Bruno B. Rossi. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Phys. Rev. Letters*, 9(11):439–443, Dec 1962. doi: 10.1103/PhysRevLett.9.439.
- V. A. Hagen-Torn. OJ 287 - Polarization and photometric behavior during 1971-76 (Original paper in Russian). *Astrophys. & Space Science*, 73(2):279–294, Dec 1980.

- Stephen Hawking. Gravitationally collapsed objects of very low mass. *MNRAS*, 152:75, Jan 1971. doi: 10.1093/mnras/152.1.75.
- Stephen Hawking. Black hole explosions? *Nature*, 248(5443):30–31, Mar 1974. doi: 10.1038/248030a0.
- A. Heger and S. E. Woosley. The Nucleosynthetic Signature of Population III. *Astrophys. Journal*, 567(1):532–543, Mar 2002. doi: 10.1086/338487.
- R. M. Hjellming and C. M. Wade. Radio Emission from X-Ray Sources. *Astrophys. Journal*, 168:L21, Aug 1971. doi: 10.1086/180777.
- Thomas Hockey, Virginia Trimble, Thomas R. Williams, Katherine Bracher, Richard A. Jarrell, Jordan D. Marché, F. Jamil Ragep, Joann Palmeri, and Marvin Bolt. *The Biographical Encyclopedia of Astronomers*. 2007. doi: 10.1007/978-0-387-30400-7.
- Jeroen Homan and Tomaso Belloni. The Evolution of Black Hole States. *Astrophys. & Space Science*, 300:107–117, Nov 2005. doi: 10.1007/s10509-005-1197-4.
- Harold Hotelling. The generalization of student’s ratio. *Ann. Math. Statist.*, 2(3):360–378, 08 1931. doi: 10.1214/aoms/1177732979. URL <https://doi.org/10.1214/aoms/1177732979>.
- R. A. Hulse and J. H. Taylor. A deep sample of new pulsars and their spatial extent in the Galaxy. *Astrophys. Journal*, 201:L55–L59, Oct 1975. doi: 10.1086/181941.
- Ryosuke Itoh, Yasuyuki T. Tanaka, Koji S. Kawabata, Makoto Uemura, Makoto Watanabe, Yasushi Fukazawa, Yuka Kand a, Hiroshi Akitaya, Yuki Moritani, Tatsuya Nakaoka, Miho Kawabata, Kensei Shiki, Michitoshi Yoshida, Yumiko Oasa, and Jun Takahashi. A measurement of interstellar polarization and an estimation of Galactic extinction for the direction of the X-ray black hole binary V404 Cygni. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 69(2):25, Apr 2017. doi: 10.1093/pasj/psw130.
- J. J. E. Kajava, A. Veledina, S. Tsygankov, and V. Neustroev. The origin of seed photons for Comptonization in the black hole binary Swift J1753.5-0127. *Astron. & Astrophys.*, 591:A66, Jun 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527939.
- T. Kawamuro, H. Negoro, T. Yoneyama, S. Ueno, H. Tomida, M. Ishikawa, Y. Sugawara, N. Isobe, R. Shimomukai, T. Mihara, M. Sugizaki, S. Nakahira, W. Iwakiri, F. Yatabe, Y. Takao, M. Matsuoka, N. Kawai, S. Sugita, T. Yoshii, Y. Tachibana, S. Harita, K. Morita, A. Yoshida, T. Sakamoto, M. Serino, Y. Kawakubo, Y. Kitaoka, T. Hashimoto, H. Tsunemi, M. Nakajima, T. Kawase, A. Sakamaki, W. Maruyama, Y. Ueda, T. Hori, A. Tanimoto, S. Oda, T. Morita, S. Yamada, Y. Tsuboi, Y. Nakamura, R. Sasaki, H. Kawai, T. Sato, M. Yamauchi, C. Hanyu, K. Hidaka, K. Yamaoka, and M. Shidatsu. MAXI/GSC detection of a probable new X-ray transient MAXI J1820+070. *The Astronomer’s Telegram*, 11399:1, Mar 2018.
- Roy P. Kerr. Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. *Phys. Rev. Letters*, 11(5):237–238, Sep 1963. doi: 10.1103/PhysRevLett.11.237.



- Michael Kesden and Shравan Hanasoge. Transient Solar Oscillations Driven by Primordial Black Holes. *Phys. Rev. Letters*, 107(11):111101, Sep 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.107.111101.
- Juthika Khargharia, Cynthia S. Froning, and Edward L. Robinson. Near-infrared Spectroscopy of Low-mass X-ray Binaries: Accretion Disk Contamination and Compact Object Mass Determination in V404 Cyg and Cen X-4. *Astrophys. Journal*, 716(2):1105–1117, Jun 2010. doi: 10.1088/0004-637X/716/2/1105.
- Mariko Kimura, Keisuke Isogai, Taichi Kato, Yoshihiro Ueda, Satoshi Nakahira, Megumi Shidatsu, Teruaki Enoto, Takafumi Hori, Daisaku Nogami, Colin Littlefield, Ryoko Ishioka, Ying-Tung Chen, Sun-Kun King, Chih-Yi Wen, Shiang-Yu Wang, Matthew J. Lehner, Megan E. Schwamb, Jen-Hung Wang, Zhi-Wei Zhang, Charles Alcock, Tim Axelrod, Federica B. Bianco, Yong-Ik Byun, Wen-Ping Chen, Kem H. Cook, Dae-Won Kim, Typhoon Lee, Stuart L. Marshall, Elena P. Pavlenko, Oksana I. Antonyuk, Kirill A. Antonyuk, Nikolai V. Pit, Aleksei A. Sosnovskij, Julia V. Babina, Aleksei V. Baklanov, Alexei S. Pozanenko, Elena D. Mazaeva, Sergei E. Schmalz, Inna V. Reva, Sergei P. Belan, Raguli Ya. Inasaridze, Namkhai Tungalag, Alina A. Volnova, Igor E. Molotov, Enrique de Miguel, Kiyoshi Kasai, William L. Stein, Pavol A. Dubovsky, Seiichiro Kiyota, Ian Miller, Michael Richmond, William Goff, Maksim V. Andreev, Hiromitsu Takahashi, Naoto Kojiguchi, Yuki Sugiura, Nao Takeda, Eiji Yamada, Katsura Matsumoto, Nick James, Roger D. Pickard, Tamás Tordai, Yutaka Maeda, Javier Ruiz, Atsushi Miyashita, Lewis M. Cook, Akira Imada, and Makoto Uemura. Repetitive patterns in rapid optical variations in the nearby black-hole binary V404 Cygni. *Nature*, 529(7584):54–58, Jan 2016. doi: 10.1038/nature16452.
- Iliia A. Kosenkov, Andrei V. Berdyugin, Vilppu Piirola, Sergey S. Tsygankov, Enric Pallé, Paulo A. Miles-Páez, and Juri Poutanen. High-precision optical polarimetry of the accreting black hole V404 Cyg during the 2015 June outburst. *MNRAS*, 468(4):4362–4373, Jul 2017. doi: 10.1093/mnras/stx779.
- N. Lützgendorf, M. Kissler-Patig, K. Gebhardt, H. Baumgardt, E. Noyola, P. T. de Zeeuw, N. Neumayer, B. Jalali, and A. Feldmeier. Limits on intermediate-mass black holes in six Galactic globular clusters with integral-field spectroscopy. *Astron. & Astrophys.*, 552:A49, April 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220307.
- F. Makino, R. M. Wagner, S. Starrfield, M. W. Buie, H. E. Bond, J. Johnson, T. Harrison, and R. D. Gehrz. V404 Cygni = GS 2023+338. *International Astronomical Union Circular*, 4786:1, May 1989.
- Masaru Matsuoka, Kazuyoshi Kawasaki, Shiro Ueno, Hiroshi Tomida, Mitsuhiro Kohama, Motoko Suzuki, Yasuki Adachi, Masaki Ishikawa, Tatehiro Mihara, Mutsumi Sugizaki, Naoki Isobe, Yujin Nakagawa, Hiroshi Tsunemi, Emi Miyata, Nobuyuki Kawai, Jun Kataoka, Mikio Morii, Atsumasa Yoshida, Hitoshi Negoro, Motoki Nakajima, Yoshihiro Ueda, Hirotaka Chujo, Kazutaka Yamaoka, Osamu Yamazaki, Satoshi Nakahira, Tetsuya You, Ryoji Ishiwata, Sho Miyoshi, Satoshi Eguchi,

- Kazuo Hiroi, Haruyoshi Katayama, and Ken Ebisawa. The MAXI Mission on the ISS: Science and Instruments for Monitoring All-Sky X-Ray Images. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 61:999, Oct 2009. doi: 10.1093/pasj/61.5.999.
- J. E. McClintock and R. A. Remillard. *Black hole binaries*, pages 157–213. April 2006.
- Andrea Merloni, Sebastian Heinz, and Tiziana di Matteo. A Fundamental Plane of black hole activity. *MNRAS*, 345(4):1057–1076, Nov 2003. doi: 10.1046/j.1365-2966.2003.07017.x.
- J. C. A. Miller-Jones, P. G. Jonker, V. Dhawan, W. Brisken, M. P. Rupen, G. Nelemans, and E. Gallo. The First Accurate Parallax Distance to a Black Hole. *Astrophys. Journal*, 706(2):L230–L234, Dec 2009. doi: 10.1088/0004-637X/706/2/L230.
- D. I. Nagirner. On the polarization of light in stellar atmospheres. *Uchenye zapiski LGU (Transactions of Leningrad State University, in Russian)*, 307:79–87, 1962.
- Ramesh Narayan and Jeffrey E. McClintock. Observational Evidence for Black Holes. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1312.6698, Dec 2013.
- M. Oda, P. Gorenstein, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, H. Tananbaum, and R. Giacconi. X-Ray Pulsations from Cygnus X-1 Observed from UHURU. *Astrophys. Journal*, 166:L1, May 1971. doi: 10.1086/180726.
- P. A. Oesch, G. Brammer, P. G. van Dokkum, G. D. Illingworth, R. J. Bouwens, I. Labbé, M. Franx, I. Momcheva, M. L. N. Ashby, G. G. Fazio, V. Gonzalez, B. Holden, D. Magee, R. E. Skelton, R. Smit, L. R. Spitler, M. Trenti, and S. P. Willner. A Remarkably Luminous Galaxy at  $z=11.1$  Measured with Hubble Space Telescope Grism Spectroscopy. *Astrophys. Journal*, 819(2):129, Mar 2016. doi: 10.3847/0004-637X/819/2/129.
- James W. Overbeck and Harvey D. Tananbaum. Time Variations in Scorpius X-1 and Cygnus XR-1. *Astrophys. Journal*, 153:899, Sep 1968. doi: 10.1086/149714.
- M. Péault, J. Malzac, M. Coriat, T. D. Russell, K. I. I. Koljonen, R. Belmont, S. Corbel, S. Drappeau, J. Ferreira, P. O. Petrucci, J. Rodriguez, and D. M. Russell. Modelling the compact jet in MAXI J1836-194 with disc-driven shocks. *MNRAS*, 482:2447–2458, Jan 2019. doi: 10.1093/mnras/sty2796.
- V. Piirola. A double image chopping polarimeter. *Astron. & Astrophys.*, 27:383–388, Sep 1973.
- V. Piirola, A. Berdyugin, and Svetlana Berdyugina. DIPOL-2: a double image high precision polarimeter. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, volume 9147 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 91478I, Aug 2014. doi: 10.1117/12.2055923.
- R. M. Plotkin, J. C. A. Miller-Jones, L. Chomiuk, J. Strader, S. Bruzewski, A. Bundas, K. R. Smith, and J. J. Ruan. Radio Variability from a Quiescent Stellar-mass Black Hole Jet. *Astrophys. Journal*, 874(1):13, Mar 2019. doi: 10.3847/1538-4357/ab01cc.

- R. Poeckert, P. Bastien, and J. D. Landstreet. Intrinsic polarization of Be stars. *Astronomical Journal*, 84:812–830, Jun 1979. doi: 10.1086/112484.
- Ken Pounds. Searching for Black Holes in Space. The Key Role of X-Ray Observations. *Space Science Rev.*, 183(1-4):5–19, Sep 2014. doi: 10.1007/s11214-013-0011-9.
- J. Poutanen, A. Veledina, and M. G. Revnivtsev. Colours of black holes: infrared flares from the hot accretion disc in XTE J1550-564. *MNRAS*, 445:3987–3998, December 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1989.
- Juri Poutanen and Alexandra Veledina. Modelling Spectral and Timing Properties of Accreting Black Holes: The Hybrid Hot Flow Paradigm. *Space Science Rev.*, 183:61–85, September 2014. doi: 10.1007/s11214-013-0033-3.
- Gerold A. Richter. V404 Cyg - a Further Outburst in 1956. *Information Bulletin on Variable Stars*, 3362:1, Aug 1989.
- Ian Robson. *Active galactic nuclei*. 1996.
- D. M. Russell, S. Markoff, P. Casella, A. G. Cantrell, R. Chatterjee, R. P. Fender, E. Gallo, P. Gandhi, J. Homan, D. Maitra, J. C. A. Miller-Jones, K. O’Brien, and T. Shahbaz. Jet spectral breaks in black hole X-ray binaries. *MNRAS*, 429(1):815–832, Feb 2013. doi: 10.1093/mnras/sts377.
- T. D. Russell, R. Soria, C. Motch, M. W. Pakull, M. A. P. Torres, P. A. Curran, P. G. Jonker, and J. C. A. Miller-Jones. The face-on disc of MAXI J1836-194. *MNRAS*, 439:1381–1389, Apr 2014. doi: 10.1093/mnras/stt2480.
- George B. Rybicki and Alan P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.
- E. Schreier, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, and R. Giacconi. Further Observations of the Pulsating X-Ray Source Cygnus X-1 from UHURU. *Astrophys. Journal*, 170:L21, Nov 1971. doi: 10.1086/180833.
- K. Schwarzschild. On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein’s Theory. *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907*, 1916:189–196, Jan 1916.
- K. Serkowski, D. S. Mathewson, and V. L. Ford. Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. *Astrophys. Journal*, 196:261–290, Feb 1975. doi: 10.1086/153410.
- T. Shahbaz, F. A. Ringwald, J. C. Bunn, T. Naylor, P. A. Charles, and J. Casares. The mass of the black hole in V404 Cygni. *MNRAS*, 271:L10–L14, Nov 1994. doi: 10.1093/mnras/271.1.L10.
- T. Shahbaz, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, C. Zurita, C. A. Haswell, P. A. Charles, R. I. Hynes, and J. Casares. Multicolour observations of V404 Cyg with ULTRACAM. *MNRAS*, 346(4):1116–1124, Dec 2003. doi: 10.1111/j.1365-2966.2003.07158.x.

- T. Shahbaz, D. M. Russell, S. Covino, K. Mooley, R. P. Fender, and C. Rumsey. Evidence for magnetic field compression in shocks within the jet of V404 Cyg. *MNRAS*, 463(2):1822–1830, Dec 2016. doi: 10.1093/mnras/stw2171.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron. & Astrophys.*, 500:33–51, June 1973.
- A. Sillanpaa, S. Haarala, M. J. Valtonen, B. Sundelius, and G. G. Byrd. OJ 287: Binary Pair of Supermassive Black Holes. *Astrophys. Journal*, 325:628, Feb 1988. doi: 10.1086/166033.
- Viktor Viktorovich Sobolev. *A treatise on radiative transfer*. 1963.
- Y. T. Tanaka, R. Itoh, M. Uemura, Y. Inoue, C. C. Cheung, M. Watanabe, K. S. Kawabata, Y. Fukazawa, Y. Yatsu, T. Yoshii, Y. Tachibana, T. Fujiwara, Y. Saito, N. Kawai, M. Kimura, K. Isogai, T. Kato, H. Akitaya, M. Kawabata, T. Nakaoka, K. Shiki, K. Takaki, M. Yoshida, M. Imai, S. Gouda, Y. Gouda, H. Akimoto, S. Honda, K. Hosoya, A. Ikebe, K. Morihana, T. Ohshima, Y. Takagi, J. Takahashi, K. Watanabe, D. Kuroda, T. Morokuma, K. Murata, T. Nagayama, D. Nogami, Y. Oasa, and K. Sekiguchi. No Evidence of Intrinsic Optical/Near-infrared Linear Polarization for V404 Cygni during Its Bright Outburst in 2015: Broadband Modeling and Constraint on Jet Parameters. *Astrophys. Journal*, 823(1):35, May 2016. doi: 10.3847/0004-637X/823/1/35.
- J. H. Taylor and J. M. Weisberg. A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys. Journal*, 253:908–920, Feb 1982. doi: 10.1086/159690.
- A. J. Tetarenko, P. Casella, J. C. A. Miller-Jones, G. R. Sivakoff, B. E. Tetarenko, T. J. Maccarone, P. Gandhi, and S. Eikenberry. Radio frequency timing analysis of the compact jet in the black hole X-ray binary Cygnus X-1. *MNRAS*, 484(3):2987–3003, Apr 2019a. doi: 10.1093/mnras/stz165.
- A. J. Tetarenko, G. R. Sivakoff, J. C. A. Miller-Jones, M. Bremer, K. P. Mooley, R. P. Fender, C. Rumsey, A. Bahramian, D. Altamirano, S. Heinz, D. Maitra, S. B. Markoff, S. Migliari, M. P. Rupen, D. M. Russell, T. D. Russell, and C. L. Sarazin. Tracking the variable jets of V404 Cygni during its 2015 outburst. *MNRAS*, 482(3):2950–2972, Jan 2019b. doi: 10.1093/mnras/sty2853.
- The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, and et al. GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs. *arXiv e-prints*, November 2018.
- Jaap Timbergen. *Astronomical Polarimetry*. 2005.
- M. A. Tucker, B. J. Shappee, T. W. S. Holoiën, K. Auchettl, J. Strader, K. Z. Stanek, C. S. Kochanek, A. Bahramian, ASAS-SN, Subo Dong, J. L. Prieto, J. Shields, Todd A. Thompson, John F. Beacom, L. Chomiuk, ATLAS, L. Denneau, H. Flewelling, A. N. Heinze, K. W. Smith, B. Stalder, J. L. Tonry,

- H. Weiland, A. Rest, M. E. Huber, D. M. Rowan, and K. Dage. ASASSN-18ey: The Rise of a New Black Hole X-Ray Binary. *Astrophys. Journal*, 867(1):L9, Nov 2018. doi: 10.3847/2041-8213/aae88a.
- Andrzej Udalski and Janusz Kaluzny. CCD Photometry of the X-ray Nova V404 Cygni after the 1989 Outburst. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 103:198, Feb 1991. doi: 10.1086/132808.
- Phil Uttley and Piergiorgio Casella. Multi-Wavelength Variability. Accretion and Ejection at the Fastest Timescales. *Space Science Rev.*, 183:453–476, Sep 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0072-4.
- Alexandra Veledina, Andrei V. Berdyugin, Ilia A. Kosenkov, Jari J. E. Kajava, Sergey S. Tsygankov, Vilppu Piirola, Svetlana V. Berdyugina, Takeshi Sakanoi, Masato Kagitani, Vadim Kravtsov, and Juri Poutanen. Evolving optical polarisation of the black hole X-ray binary MAXI J1820+070. *Astron. & Astrophys.*, 623:A75, Mar 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201834140.
- K. Viironen and J. Poutanen. Light curves and polarization of accretion- and nuclear-powered millisecond pulsars. *Astron. & Astrophys.*, 426:985–997, Nov 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20041084.
- S. E. Woosley. Nucleosynthesis and Stellar Evolution. In Jean Audouze, C. Chiosi, and S. E. Woosley, editors, *Saas-Fee Advanced Course 16: Nucleosynthesis and Chemical Evolution*, page 1, Jan 1986.
- S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74:1015–1071, November 2002. doi: 10.1103/RevModPhys.74.1015.
- A. A. Zdziarski and M. Gierliński. Radiative Processes, Spectral States and Variability of Black-Hole Binaries. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 155:99–119, Jan 2004. doi: 10.1143/PTPS.155.99.
- Andrzej A. Zdziarski, Patryk Pjanka, Marek Sikora, and Lukasz Stawarz. Jet contributions to the broad-band spectrum of Cyg X-1 in the hard state. *MNRAS*, 442(4):3243–3255, Aug 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1009.