

УДК 524.338.5-337; 520.85

ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ОБОЛОЧКАХ АЕ/ВЕ-ЗВЕЗД ХЕРБИГА МЕТОДОМ ПОЛЯРИМЕТРИИ

© 2021 Н. Г. Бескровная^{1*}, М. А. Погодин¹, Н. Р. Ихсанов¹¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2021 года; после доработки 10 августа 2021 года; принята к публикации 10 августа 2021 года

В статье обсуждается методика исследования локальных газовых неоднородностей в оболочках молодых звезд, используя многоцветные поляриметрические наблюдения. В основе рассматриваемого нами метода лежит сравнение наблюдаемых временных треков изменения параметров Стокса на плоскости (q , u) с теоретическими, рассчитанными в рамках простой модели неоднородности, представляющей струю газа с локальным магнитным полем во вращающейся оболочке молодой звезды. В расчетах учитываются процесс однократного рассеяния излучения в электронном газе и фарадеевский поворот плоскости поляризации при распространении излучения в среде с магнитным полем. Результаты расчетов демонстрируют сильную зависимость параметров Стокса от наклона орбиты к лучу зрения и от параметров магнитного поля неоднородности. Влияние последнего на поляризацию возрастает по мере роста длины волны излучения. Описывается применение метода к исследованию неоднородностей в оболочках звезд Хербига AB Aur и HD 163296.

Ключевые слова: звезды: переменные: T Tauri, Herbig Ae/Be—звезды: магнитное поле—техники: поляриметрические

1. ВВЕДЕНИЕ

Ае/Ве-звезды Хербига составляют подкласс молодых звезд с массой $M = 2-10M_{\odot}$ (Joy 1945, Herbig 1960). Подобно звездам типа Т Тельца, Ве-звездам на более поздней стадии эволюции (Tarasov 2017) и пекулярным В[e]-объектам (Miroshnichenko et al. 2020), они окружены газовыми оболочками со сложной асимметричной структурой, дифференциальным вращением и локальными неоднородностями.

Первые свидетельства существования азимутальных неоднородностей струйного типа в оболочках Ае/Ве-звезд Хербига обсуждались в работах французских исследователей (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986; 1989; 1991). Они показали, что у трех наиболее изученных звезд этого подкласса, АВ Aur, HD 163296 и HD 250550, отчетливо наблюдается циклическая переменность околозвездных линий. Период переменности, определенный по линиям Са II, составлял 30–40 часов. Несколько большая величина периода, 45–50 часов, была обнаружена при использовании линий Mg II, что, по-видимому, указывало на дифференциальный характер вращения оболочки. Действительно,

область образования линий Са II расположена, как правило, ближе к звезде, чем область образования линий Mg II, расположенная в периферийных частях оболочки.

Исследования быстрой переменности эмиссионных профилей линии H α в спектре А0-звезды Хербига HD 163296 проводились также в рамках комплексной программы спектрального, фотометрического и поляриметрического исследования параметров околозвездных областей молодых звезд, инициированной в Пулковской обсерватории в середине 1980-х годов прошлого века. В ходе них были, в частности, обнаружены быстрые изменения интенсивности в области голубой Р Суг-абсорбции на профиле H α без заметного смещения вдоль шкалы лучевых скоростей (так называемые «стоячие волны» на дифференциальных спектрах) (Pogodin 1994a; b; c). Наиболее вероятной причиной такого рода переменности является присутствие во вращающейся оболочке неоднородностей типа струйных истечений газа, ориентированных в радиальном направлении (Beskrovnaya et al. 1995b). Дальнейшие исследования молодых звезд в рамках пулковской программы показали, что «стоячие волны» на дифференциальных спектрах наблюдаются практически у всех изучаемых объектов с Р Суг профилями бальмеровских линий.

*E-mail: beskrovnaya@yahoo.com

Это позволяет предположить, что азимутальная неоднородность ветра Ae/Ве-звезд Хербига является общим свойством объектов этого подкласса (Beskrovnaya et al. 1995a; b; 1996; 1998; 1999, Pogodin 1995; 1996a; b, Beskrovnaya and Pogodin 1996, Pogodin and Vieira 1997, Vieira et al. 1999). Свидетельства образования в звездном ветре неоднородностей, имеющих форму истекающих газовых струй, отмечались также в работах Beskrovnaya et al. (1995b) и Pogodin et al. (2019), представляющих результаты анализа позиционных изменений локальных спектральных деталей на профилях линий (главным образом, H α), формирующихся в оболочках, соответственно, AV Aug и HD 37806 на временном масштабе порядка суток.

Одной из особенностей локальных неоднородностей в околозвездных оболочках является относительно продолжительное время их существования. Наблюдаемая спектральная картина позволяет утверждать, что геометрические и динамические параметры струйных истечений в оболочке не претерпевают значительных изменений на масштабах времени вплоть до нескольких суток. Это более чем на порядок превышает ожидаемое время флуктуаций плотности в оболочке и указывает на присутствие дополнительного фактора, ответственного за стабилизацию струйных истечений, наиболее вероятным из которых является магнитное поле.

Измерение магнитного поля методом спектрополяриметрии на основе анализа зеемановского расщепления спектральных линий указывают на присутствие у ряда молодых звезд крупномасштабного магнитного поля (см., например, Hubrig et al. 2004, Wade et al. 2007, Alecian et al. 2013). Более сложной является задача об исследовании у этих объектов структуры локальных магнитных полей. Материал для такого анализа, в частности, получается по результатам наблюдений линейной поляризации излучения объектов, используя метод, предложенный в работе Gnedin and Silantev (1980; 1984). В основе метода лежит учет эффекта фарадеевского вращения плоскости линейной поляризации при рассеянии электромагнитной волны на свободных электронах в газовой среде с магнитным полем. Результаты апробации этого метода (Pogodin 1992, Beskrovnaya and Pogodin 1997) указывают на принципиальную возможность его использования для диагностики параметров локальных образований в оболочках молодых звезд в рамках модели локальной струи газа с магнитным полем в околозвездной оболочке, находящейся в состоянии осевого вращения (см. раздел 2). Метод построения теоретических фазовых зависимостей параметров Стокса q и u на основе этой модели описан в разделе 3. Результаты диагностики локальных неоднородностей, наблюдаемых у звезд

AV Aug и HD 163296, методом сравнения наблюдаемых кривых быстрой поляриметрической переменной этих объектов с теоретическими зависимостями представлены в разделе 4. Основные выводы и их краткое обсуждение приводятся в разделе 5.

2. МОДЕЛЬ ЛОКАЛЬНОЙ СТРУИ В ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКЕ

В основе используемого нами метода диагностики параметров локальных неоднородностей в околозвездной оболочке молодых звезд лежит принцип сравнения фазовых зависимостей параметров Стокса q и u , построенных на основе поляриметрических наблюдений этих объектов в оптическом диапазоне, с теоретическими зависимостями, рассчитанными на основе выбранной модели неоднородности. Теоретические расчеты, используемые в данной работе, проводились в рамках относительно простой модели, в которой локальная неоднородность представлена в форме магнитной газовой струи во вращающейся околозвездной оболочке. Как показали результаты многочисленных тестов, конкретная геометрическая модель неоднородности не столь важна. Метод позволяет оценить следующие параметры этой неоднородности: 1) среднюю плотность, 2) среднюю напряженность магнитного поля внутри неоднородности, 3) ее характерный размер, 4) ориентацию плоскости ее вращения относительно луча зрения и 5) период ее вращения. На результаты принципиально не влияет: 1) геометрическая форма неоднородности, которая может представлять из себя струю, истекающую из звезды или околозвездного диска, или гипотетическое замагниченное локальное газовое уплотнение, вращающееся вокруг звезды по некоторой орбите; 2) изменения плотности, напряженности и направления вектора магнитного поля внутри локального образования. Для более детального исследования природы подобного образования дополнительно потребуются данные параллельной спектроскопии. В результате была выбрана модель истекающей газовой струи. Исходно предложенная в работе Beskrovnaya and Pogodin (1997), эта модель основана на следующих предположениях:

- локальная неоднородность в оболочке моделируется в форме струи газа, которая ориентирована в радиальном направлении и расположена в экваториальной плоскости звезды;
- струя ограничена по широте, азимуту и длине и вращается вместе с околозвездной оболочкой (см. рис. 1);

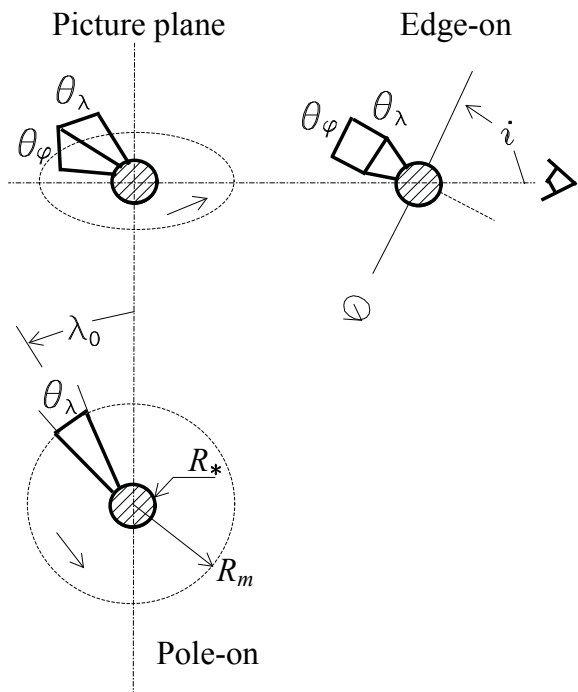


Рис. 1. Геометрическая модель вращающейся замагниченной струи в разных проекциях, использованная в нашей работе. Форма струи задается следующими условиями: $R_* < r \leq R_m$, $|\varphi| \leq 0.5\theta_\varphi$, $|\lambda' - \lambda_0| \leq 0.5\theta_\lambda$, где φ и λ' — соответственно, широта и азимут, а λ_0 — азимут центра струи.

- радиальное распределение электронной концентрации вдоль струи описывается следующим выражением: $n_e(r) = n_0(R_*/r)^2$;
- локальное магнитное поле неоднородности $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ направлено вдоль струи, и его радиальное распределение описывается уравнением

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B \left(\frac{R_*}{r} \right)^2 \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (1)$$

где расстояние r отсчитывается от центра звезды радиуса R_* в направлении единичного вектора \mathbf{r}/r .

Приведенные выше зависимости отражают сохранение массы и магнитного потока в истекающей струе и соответствуют структуре течений плазмы, наблюдаемой в хромосфере и нижней короне Солнца (см., например, Alissandrakis and Gary 2021).

Описанная выше модель положена в основу используемого нами численного кода, описанного в работе Beskrovnaya and Pogodin (1997), позволяющего исследовать изменения параметров линейной поляризации оптического излучения звезды, связанные с вращением локальной замагниченной

газовой конденсации в ее оболочке. Следует заметить, что эта программа была создана на основе численного кода, представленного в работе Pogodin (1992) для расчета параметров Стокса и их волновой зависимости для Ве-звезд с дипольным магнитным полем. Спектр линейной поляризации излучения звезды в этой программе рассчитывается с учетом фарадеевского поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, по мере того как он распространяется в околозвездной среде с магнитным полем. Физический механизм, ответственный за этот эффект, был предложен в начале 1980-х годов (Gnedin and Silantev 1980; 1984). Авторами было показано, что спектр линейной поляризации звезд, в газовых оболочках которых присутствует магнитное поле, существенным образом зависит от длины волны излучения и распределения магнитного поля и электронной плотности вдоль пути распространения излучения. В программе расчетов учитываются, в частности, следующие эффекты:

- электронное рассеяние в газовой оболочке, которое считается однократным, так как оболочка будет оптически тонкой при концентрациях n_e порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и размерах около 10^{12} см , типичных для Ве-звезд;
- фарадеевский поворот плоскости поляризации в присутствии магнитного поля;
- конечный (не точечный) размер звездного диска;
- влияние неполяризованного собственного излучения оболочки на спектр поляризации.

Процедура определения угла поворота плоскости поляризации, осуществляется методом численного интегрирования вдоль луча зрения. Это делает программу достаточно универсальной, то есть не зависящей от конкретного распределения магнитного поля и электронной плотности в оболочке и позволяет использовать ее для расчета фазовых зависимостей параметров линейной поляризации излучения звезд с локальными неоднородностями в оболочках.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ФАЗОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В основе моделирования поляризационных свойств излучения звезды в принятой нами модели лежит расчет поляризационных параметров Стокса. Для их определения мы использовали методику, описанную в работах Gnedin and Silantev (1984) и Pogodin (1992). В частности, нами использовалась система координат с осью Z , направленной на наблюдателя (рис. 2). Параметры Стокса F_I , F_Q , F_U

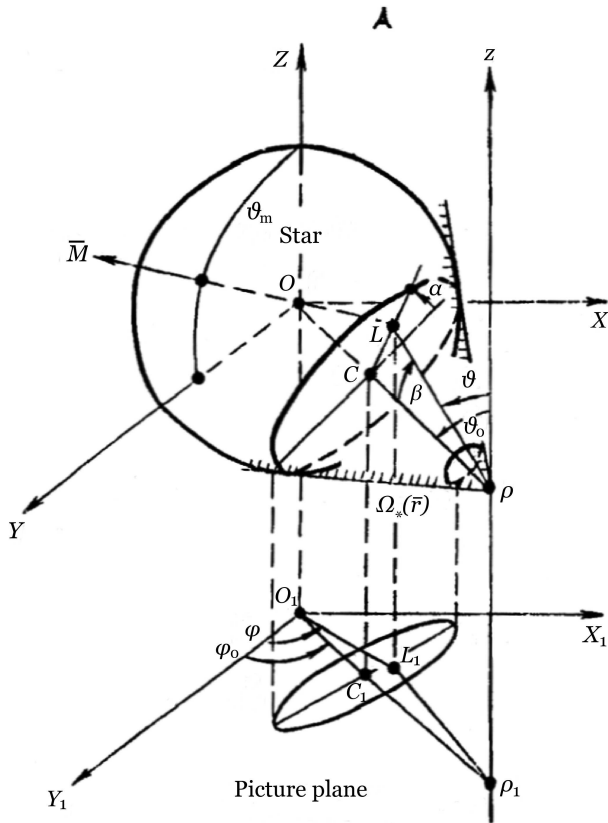


Рис. 2. Системы цилиндрических (ρ, φ, z) и декартовых (x, y, z) координат, использованные для численного интегрирования параметров Стокса по всему объему оболочки, и система угловых координат $(\vartheta, \alpha, \beta)$, введенная для интегрирования по различным направлениям внутри телесного угла $\Omega_*(\mathbf{r})$ в каждой точке оболочки.

определялись путем численного интегрирования по всему объему струи

$$F_k(\lambda) = \int_{\Sigma} ds \int_z dF_k(\lambda, \rho), \quad (2)$$

где $k = I, Q, U$, и для длины волны принято стандартное обозначение λ . Параметр Σ обозначает площадь сечения струи в картинной плоскости и $\rho = \mathbf{r} - \mathbf{z}$ является вектором проекции \mathbf{r} на картинную плоскость.

Элементарные параметры Стокса dF_k в выражении (2) вычисляются путем численного интегрирования в телесном угле $\Omega_*(\mathbf{r})$, под которым виден звездный диск из данной точки, определяемой век-

тором \mathbf{r} , следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned} dF_I(\rho, \lambda) &= \frac{3}{16\pi} \sigma_e n_e(\mathbf{r}) I_*(\lambda) \\ &\times \int_{\Omega_*(\mathbf{r})} (1 + \cos^2 \vartheta) d\omega, \\ dF_Q(\rho, \lambda) &= \frac{3}{16\pi} \sigma_e n_e(\mathbf{r}) I_*(\lambda) \\ &\times \int_{\Omega_*(\mathbf{r})} \sin^2 \vartheta \cos 2(\varphi + \psi) d\omega, \\ dF_U(\rho, \lambda) &= \frac{3}{16\pi} \sigma_e n_e(\mathbf{r}) I_*(\lambda) \\ &\times \int_{\Omega_*(\mathbf{r})} \sin^2 \vartheta \sin 2(\varphi + \psi) d\omega, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где

$$\left\{ \begin{aligned} d\omega &= 2\pi \sin \beta d\beta d\alpha, \\ \cos \vartheta &= \sin \beta \sin \alpha \sin \vartheta_0 + \cos \vartheta_0 \cos \beta, \\ \cos(\varphi - \varphi_0) &= \frac{\cos \beta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta_0 \sin \beta \sin \alpha}{\sin \vartheta}. \end{aligned} \right.$$

Здесь $I_*(\lambda)$ — интенсивность излучения звезды на длине волны λ , а σ_e — сечение томпсоновского рассеяния.

Величина угла фарадеевского поворота плоскости поляризации, выраженная в радианах, может быть получена из выражения

$$\psi(z, \rho) = 0.4\lambda^2 \sigma_e \int_z^{z_1} n_e(\mathbf{r}) B_z(\mathbf{r}) dz, \quad (4)$$

где длина волны λ представлена в микронах и проекция вектора магнитного поля на ось \mathbf{z} , B_z , измеряется в гауссах. Через z и z_1 обозначены z -координата вектора \mathbf{r} и, соответственно, z -координата конца интегрирования вдоль оси \mathbf{z} для каждой заданной точки ρ на картинной плоскости.

Нормированные параметры Стокса q и u вычислялись по формулам:

$$\left\{ \begin{aligned} q(\lambda) &= \frac{F_Q(\lambda)}{(F_I(\lambda) + F_*(\lambda))} \times 100\%, \\ u(\lambda) &= \frac{F_U(\lambda)}{(F_I(\lambda) + F_*(\lambda))} \times 100\%, \end{aligned} \right. \quad (5)$$

где поток излучения от звезды определялся выражением

$$F_*(\lambda) = \int_{\Sigma_*} I_*(\lambda) ds.$$

Здесь Σ_* обозначает площадь диска звезды.

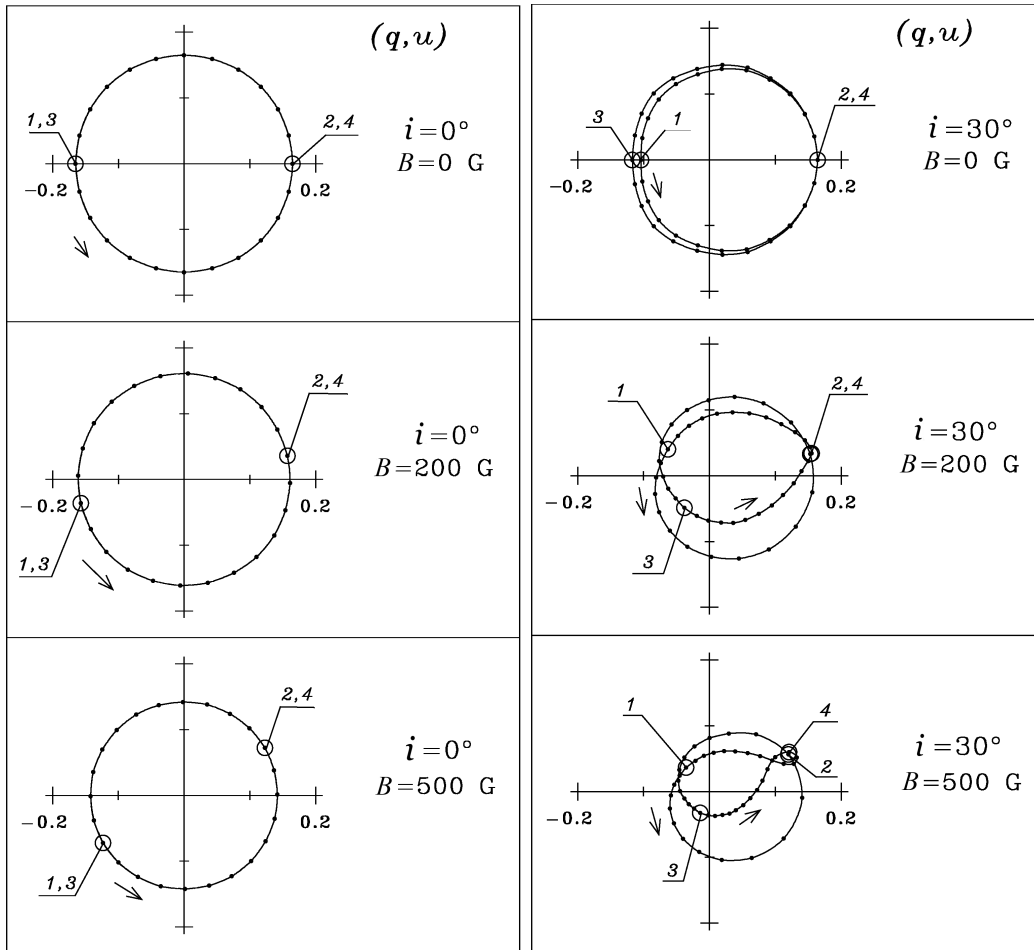


Рис. 3. Теоретические треки параметров Стокса q (ось абсцисс) и u (ось ординат), рассчитанные для модели вращающейся замагниченной струи для $i = 0^\circ$ (слева); $i = 30^\circ$ (справа) и различных значений магнитного поля вблизи поверхности звезды B [Гс]. Значения и масштаб по осям абсцисс и ординат одинаковый. Большими светлыми кружками обозначены положения на треке, соответствующие фазам вращения струи: 0 (1); 0.25 (2); 0.5 (3); 0.75 (4). Стрелки указывают направление движения по треку с увеличением фазы.

На основе этих уравнений нами были рассчитаны изменения параметров линейной поляризации в зависимости от 1) фазы вращения струи, то есть ориентации оси симметрии струи относительно луча зрения, 2) угла наклона плоскости вращения струи к картинной плоскости, и 3) для разных величин магнитного поля струи.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют треки изменений параметров q и u на плоскости (q, u) при полном повороте струи вокруг звезды. Расчеты выполнены для следующих значений параметров модели: $R_* = 1.8 \times 10^{11}$ см, $R_m = 3R_*$, $\theta_\varphi = \theta_\lambda = 30^\circ$, $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$. Результаты вычислений представлены для следующих четырех значений угла наклона оси вращения к лучу зрения: $i = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ и трех значений магнитного поля вблизи поверхности звезды: $B_0 = 0, 200, 500$ Гс. Для определенности была выбрана фиксированная длина волны $\lambda = 1$ мкм.

Следует заметить, что поскольку угол ψ является инвариантом относительно произведения $\lambda^2 \mathbf{B}$, где \mathbf{B} — характерная величина магнитного поля в струе (см. формулу (4)), то зависимость трека от B при фиксированной длине волны λ отражает также его зависимость от λ при фиксированном значении B .

Анализ треков на рис. 3 и 4 показывает, что их форма определяется, прежде всего, следующими тремя основными факторами:

- фазовыми изменениями позиционного угла рассеивающей струи на картинной плоскости, что приводит к синусоидальным изменениям параметров Стокса с периодом $P_{\frac{1}{2}}$ вдвое меньшим, чем период вращения P_S ;
- модуляцией параметров Стокса, связанной с фазовыми изменениями проекции магнитного поля на луч зрения с периодом $P = P_S$;

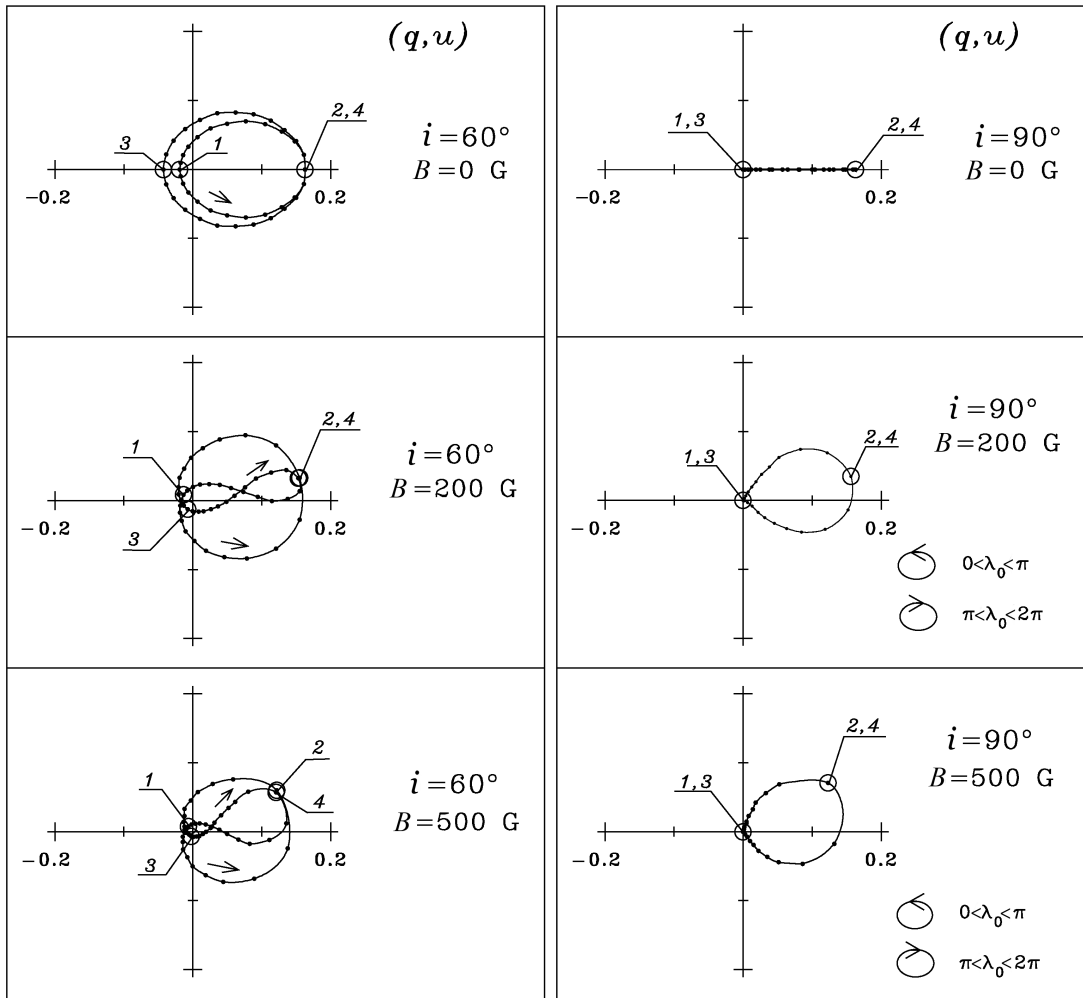


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для $i = 60^\circ$ (слева) и $i = 90^\circ$ (справа)

- экранированием струи звездным диском на некоторых фазах ее вращения.

Как видно на рис. 3 (левая панель), когда плоскость орбиты струи перпендикулярна лучу зрения ($i = 0^\circ$), треки треки имеют форму окружности с двумя оборотами против часовой стрелки за период вращения. Присутствие магнитного поля не изменяет форму трека, а проявляется только в уменьшении амплитуды, связанным с дополнительной деполаризацией излучения, а также с фазовым сдвигом движения вдоль трека.

При увеличении угла наклона оси вращения i влияние магнитного поля на форму трека становится гораздо сильнее (см. рис. 3, правая панель и рис. 4, левая панель). В случае движения струи в направлении от наблюдателя эффекты, связанные с перераспределением электронной плотности и магнитного поля в проекции на картинную плоскость и на луч зрения, действуют в противоположных направлениях, что приводит к сложной форме трека типа восьмерки. При движении струи

в направлении к наблюдателю оба эффекта оказывают одинаковое воздействие на форму трека, которая приближается к окружности с движением вдоль трека против часовой стрелки. Наконец, когда орбита вращающейся струи ориентирована «с ребра» ($i = 90^\circ$), фазовые изменения параметра u полностью контролируются магнитным полем. Треки напоминают окружности, которые обходятся против часовой стрелки, когда струя движется на наблюдателя, и по часовой стрелке, когда она от него удаляется (рис. 4, правая панель).

Таким образом, результаты модельных расчетов позволяют сделать следующие выводы:

- Поляриметрические наблюдения можно рассматривать как один из наиболее эффективных методов исследования неоднородностей струйного типа во вращающихся оболочках молодых звезд. Присутствие такой неоднородности с характерной величиной концентрации газа n_e равной примерно 10^{12} см^{-3} в оболочке звезды, вращающейся с периодом 1–2 суток, будет

проявляться в форме циклической переменности параметров Стокса с амплитудой 0.1–0.2%. Исследование подобной переменности вполне доступно современной поляриметрической аппаратуре.

- Форма треков циклических изменений параметров линейной поляризации q и u позволяет независимо определить ориентацию орбиты неоднородности (угол i) и период ее вращения.
- Поскольку эффект фарадеевского вращения плоскости поляризации пропорционален λ^2 , влияние магнитного поля на форму треков оказывается сильнее в более длинноволновой области спектра. Поэтому использование многоцветной поляриметрии позволяет обнаруживать в околозвездной среде магнитные поля с напряженностью порядка 100 Гс и оценивать их базовую конфигурацию.

Таким образом, диагностика околозвездных локальных магнитных полей может проводиться в рамках поиска систематических изменений амплитуды быстрой поляриметрической переменности и формы трека на плоскости (q, u) в зависимости от длины волны. Следует отметить, что результаты наших расчетов в первую очередь зависят от полного числа свободных электронов, сконцентрированных в локальной неоднородности, а не от ее формы и/или от распределения электронной плотности внутри нее. Однако вид (q, u) -треков чувствителен к конфигурации локального магнитного поля неоднородности. В рассмотренной нами модели был использован простейший случай такой конфигурации, в котором истечение газа в струе происходит вдоль силовых линий магнитного поля, вытянутых в радиальном направлении. Возможность существования локальных неоднородностей такого типа в околозвездных оболочках Ae/Be-звезд Хербига ранее обсуждалось в работах Praderie et al. (1986), Catala et al. (1986). Возможность применения описанного метода к исследованию конкретных объектов мы кратко описываем в следующем разделе.

4. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА К ИНТЕРПРЕТАЦИИ НАБЛЮДЕНИЙ

В этом разделе мы обсуждаем возможность использования вышеописанного метода для интерпретации результатов поляриметрических наблюдений двух молодых звезд. Продолжительный поляриметрический ряд для первой из звезд, AB Aur, был получен в течение одной ночи в фильтре В. Анализ этих данных в совокупности с результатами спектроскопических наблюдений этого объекта, проводившихся параллельно с поляриметрией, позволяют выделить в ее оболочке неоднородности

струйного типа. Однако отсутствие информации о волновой зависимости параметров поляризации не позволило нам выполнить оценку величины магнитного поля в струе. В случае второго объекта, звезды HD 163296, измерения поляризации проводились параллельно в нескольких фильтрах, что позволило не только установить наличие неоднородности в оболочке звезды, но и оценить величину ее локального магнитного поля.

4.1. AB Aur

Для исследования неоднородностей в оболочке АО-звезды Хербига AB Aur мы использовали результаты, полученные в течение комплексной программы наблюдений этой звезды, проводившейся с декабря 1993 г. по январь 1994 г. Программа включала в себя спектральные наблюдения в области линии H α , выполненные на 2.6-метровом телескопе ЗТШ в обсерватории КрАО, и одновременные с этим поляриметрические наблюдения на телескопе АЗТ-11 с 5-канальным *UBVRI*-поляриметром в обсерватории КрАО и на телескопе Цейсс-1000 с одноканальным поляриметром в обсерватории САО РАН. Подробная информация об этих наблюдениях, включая результаты и детали исследования, приведены в работе Beskrovnaya et al. (1995b). Особый интерес для нашего анализа представляет сопоставление результатов параллельной спектроскопии и поляриметрии в ночь 9/10 января 1994 г., когда был получен наиболее продолжительный временной поляриметрический ряд в фильтре В, и параметры Стокса имели заметный временной ход. На рис. 5а показаны эти изменения, аппроксимированные полиномами второго порядка. Каждый из них проведен по 22 точкам, из которых 16 получены в САО РАН, а оставшиеся шесть, представляющие собой последовательные усреднения 30 точек (то есть по пять точек), получены в КрАО. Обращает на себя внимание хорошее соответствие результатов поляриметрических измерений, выполненных на разных инструментах в обсерваториях, расположенных на значительном удалении и разных высотах.

Анализ результатов спектральных наблюдений, выполненных в течение 5–10 января 1994 г., указывает на периодическое появление в голубой части профиля эмиссионной линии H α дополнительной эмиссионной детали. Период ее появления согласуется с периодом вращения звезды $P = 32.3$ часа, определенным ранее в работе Catala et al. (1986). Временной ход лучевой скорости, соответствующей положению длинноволнового края этой эмиссионной детали на максимальном уровне, который в течение ночи 9/10 января составил 0.75 от уровня непрерывного спектра, приведен на рис. 5б. В работе Beskrovnaya et al. (1995a) было показано,

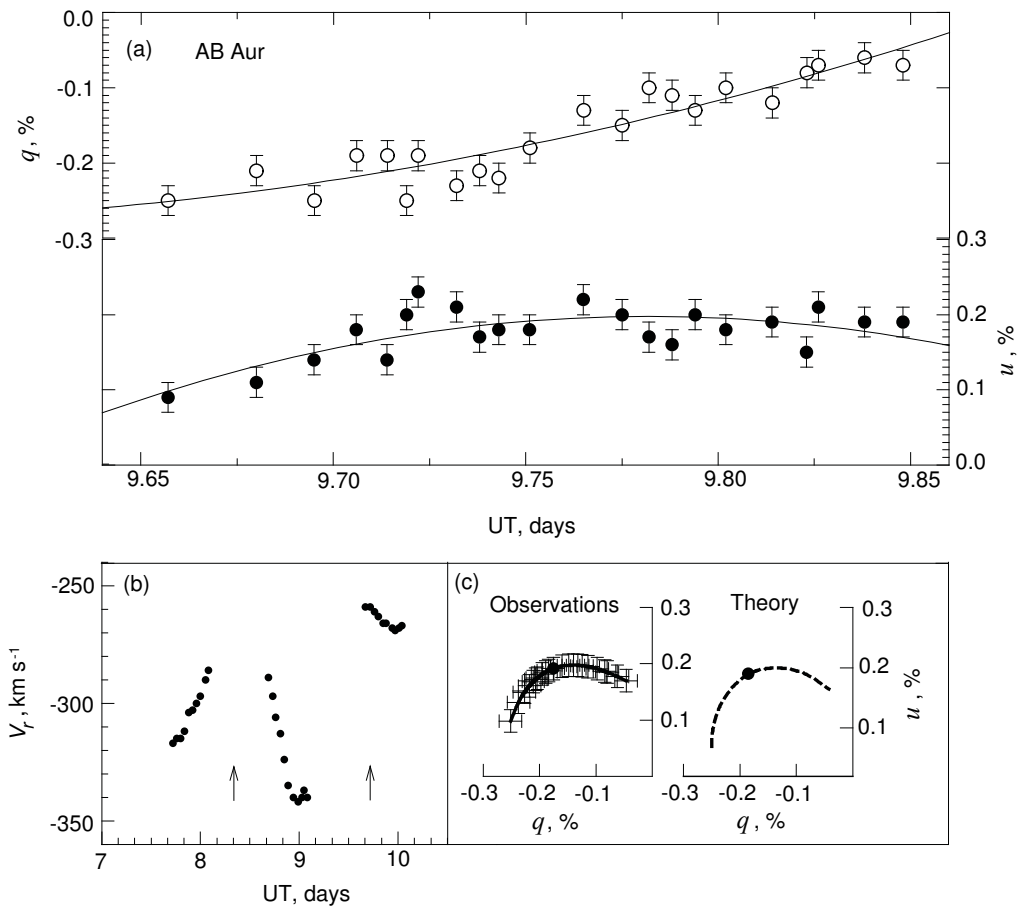


Рис. 5. (а) — тренды поляризационных параметров q и u в фильтре B , построенные по объединенным результатам наблюдений АВ Аур в КрАО и САО в ночь 9/10 января 1994 г. (б) — фрагмент кривой изменений лучевой скорости длинноволнового края локальной эмиссионной детали в профиле линии $H\alpha$ в спектре АВ Аур, измеренной на уровне 0.75 от уровня непрерывного спектра. Стрелками показаны положения локальных максимумов этой кривой, соответствующих моментам пересечения луча зрения вращающейся струей. (с) — сравнение наблюдаемого тренда (слева) и тренда, рассчитанного по модели вращающейся струи (справа), на плоскости (q, u) . По осям абсцисс и ординат отложены параметры q и u соответственно. Темным кружком отмечен ожидаемый момент прохождения гипотетической вращающейся струи через луч зрения.

что одной из возможных причин появления такой детали может быть наличие в оболочке звезды азимутальной неоднородности типа газовой струи. Максимумы интенсивности, показанные стрелками на рис. 5b, в этом случае должны соответствовать моментам прохождения струи через луч зрения.

Тренд изменений параметров Стокса на плоскости (q, u) , построенный по результатам поляризметрических наблюдений в ночь 9/10 января, имеет вид арки, напоминающей вершину эллипса (рис. 5с, слева). Черный кружок на самой вершине соответствует моменту прохождения гипотетической газовой струи через луч зрения, который был определен по спектральным данным вышеописанным методом.

Для проверки гипотезы о связи наблюдаемой

картины с наличием в оболочке звезды неоднородности струйного типа нами была предпринята попытка построения теоретического тренда изменений параметров Стокса на плоскости (q, u) , вызванного такой неоднородностью. В своих расчетах мы использовали следующие входные данные: фазовый интервал равный 0.15, соответствующий продолжительности наблюдательного сета в 0.2 суток и величина магнитного поля была положена равной нулю, вследствие отсутствия признаков селективных эффектов в наблюдаемой переменности. Полученный нами теоретический трек, наилучшим образом согласующийся с наблюдениями, показан на рис. 5с (справа). Он был получен для $i = 60^\circ$ и при условии $S n_0 = 4.5 \times 10^{10} \pi R_*^2 \text{ см}^{-1}$, где n_0 — электронная концентрация в основании

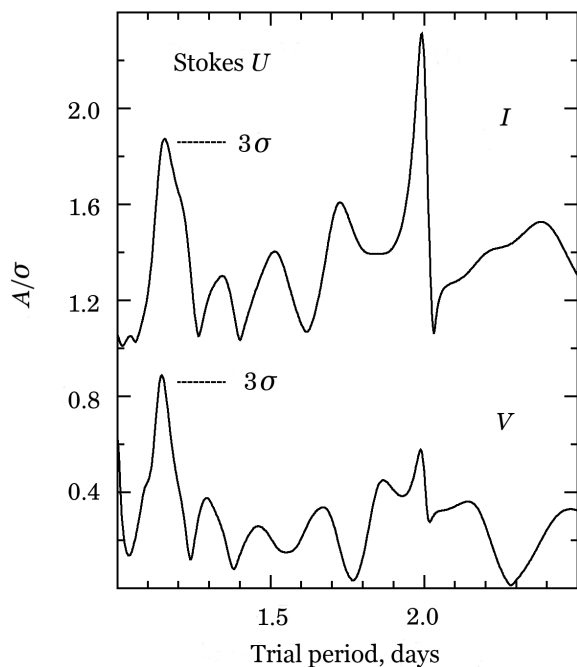


Рис. 6. Периодограммы циклических изменений параметра Стокса u , наблюдаемых в фильтрах V и I у HD 163296 в июле 1995 г. (Beskrovnaya et al. 1998). Обозначение (f) — «false» соответствует ложному периоду $P = 2$ суток, являющемуся результатом скажкости временного ряда. Единственный период около $1^{\text{d}}.15$ наблюдается на обеих периодограммах для фильтров V и I .

струи, а S — площадь основания струи около поверхности звезды. Таким образом, описанный нами поляриметрический метод позволяет получить дополнительные веские аргументы в пользу справедливости гипотезы о присутствии газовой струи в околозвездной оболочке AB Aur, исходно сформулированной на основании результатов спектральных наблюдений.

4.2. HD 163296

Вторым объектом нашего исследования является В8е–А2е-звезда Херbiga HD 163296. Признаки сильного звездного ветра, как и присутствие околозвездной оболочки с азимутальными неоднородностями в этом объекте, исходно обсуждались в статье Catala et al. (1989). Выводы этой работы были в дальнейшем подтверждены исследованиями, описанными в работах Baade and Stahl (1989), Pogodin (1994b) и Beskrovnaya et al. (1998), указывающих также на достаточно сложную картину неоднородностей в оболочке, окружающей эту звезду.

Используемые нами наблюдения этого объекта были выполнены в Южно-Африканской Обсерватории (SAAO) в июле 1995 г. в рамках широкой программы поляриметрического исследования пекулярных и молодых звезд ранних спектральных

классов (Yudin and Evans 1998). В ходе наблюдений был использован УСТ-поляриметр Кроппера (Cropper 1985), установленный на 0.75-метровом телескопе. Вся первичная обработка материала осуществлялась в Кильском университете с помощью программ, разработанных специально для этого инструмента в SAAO. Всего с 17 по 31 июля 1995 г. в течение 12 ночей было получено более 50 индивидуальных поляриметрических измерений HD 163296 в каждой из трех полос, близких к стандартным VRI .

Результаты периодограммного анализа, представленные в статье Beskrovnaya et al. (1998), указывают на присутствие циклической переменности параметров поляризации. Авторами этой работы была, в частности, выявлена переменность с относительно большим периодом, составляющим 15 дней. Более детальные исследования, проведенные нами методом периодограммного анализа, описанного в работе Schöller et al. (2016), позволили выявить наличие более короткого периода, $P = 1.149 \pm 0.006$ дней, сравнимого с половиной ожидаемого периода вращения звезды $P_{\text{rot}} = 55$ часов. Соответствующие периодограммы параметра Стокса u , измеренные в фильтрах V и I , показаны на рис. 6. Используемый нами метод основан на синусоидальной аппроксимации фазовых зависимостей измеряемых величин наблюдательного ряда, рассчитываемых для разных значений пробного периода P в диапазоне от 1 до 2.5 суток с использованием метода наименьших квадратов. Ординатой в данном случае является величина A/σ представляющая собой отношение амплитуды синусоиды к среднеквадратическому отклонению всех точек ряда от синусоиды. Для оценки значимости найденных периодов строилась так называемая шумовая периодограмма, где все измеряемые величины заменялись на набор случайных чисел, а даты оставались теми же, что и даты наблюдений. Такая процедура повторялась 200 раз. Вычислялась усредненная шумовая периодограмма и дисперсия отклонений индивидуальных шумовых периодограмм от средней. Значимость 3σ конкретного периода P , найденного на основной периодограмме, означала, что величина $A/\sigma(P)$ равна $A/\sigma(P)$ шумовой периодограммы плюс утроенная дисперсия разброса шумовых периодограмм.

Попытка интерпретировать выявленную нами поляриметрическую переменность HD 163296 с периодом $P = 1^{\text{d}}.15$ в рамках модели газовой магнитной струи в околозвездной оболочке, вращающейся с периодом 55 часов, привела к следующим результатам. На рис. 7 (справа) показаны расчетные кривые изменения параметров поляризации q и u в фильтрах V и I в сравнении

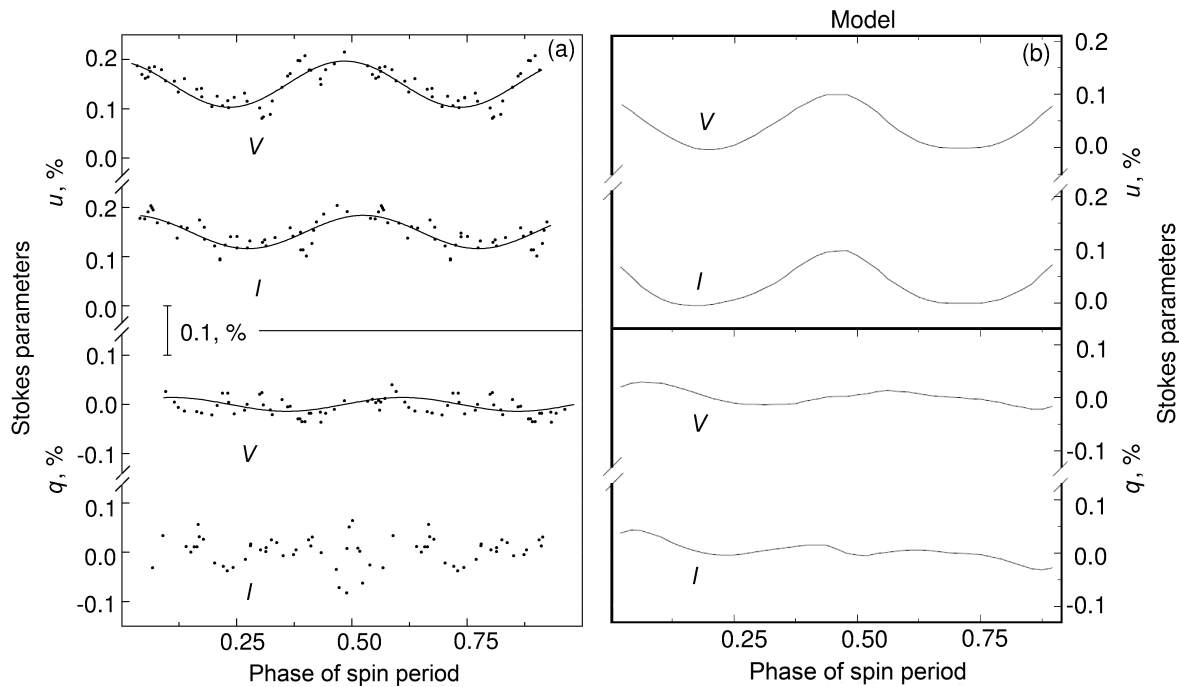


Рис. 7. HD 163296: сравнение наблюдаемых (слева) и теоретических (справа) фазовых изменений параметров u и q в фильтрах V и I . Наблюдаемые зависимости были построены для периода $1^{\text{d}}15$, а теоретические кривые были рассчитаны для модели замагниченной газовой струи, вращающейся с периодом $2^{\text{d}}3$ (55 часов). Параметры модели приведены в тексте.

с наблюдаемыми фазовыми изменениями этих параметров (рис. 7, слева). Параметры принятой нами модели были следующие: внешняя граница струи $R_m = 2.30R_*$, что соответствует расстоянию, на котором плотность магнитной и кинетической энергии вращения выравниваются при следующих принятых значениях $B_0 = 120$ Гс, $n_0 = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $V_{\text{rot}}(R_*) = 120 \text{ км с}^{-1}$, $i = 78^\circ$. Геометрические параметры струи были приняты такими же, как в наших расчетах, описанных в разделе 3.

Сравнение наблюдаемых поляризационных параметров излучения с результатами модельных расчетов, представленных на рис. 7, указывает на удовлетворительное соответствие амплитуды и фазового сдвига синусоидальных изменений параметров q и u в фильтре V . Исчезновение второй гармоники 55-часового периода изменений параметра q в полосе I может быть интерпретировано в рамках принятой нами модели значительным усилением влияния магнитного поля на величину параметров Стокса в длинноволновой области оптического спектра. Хорошо известно, что линейная поляризация Ae/Be-звезд Хербига многокомпонентна. На ее волновую зависимость влияет присутствие пыли с ориентированными частицами, концентрация вещества к плоскости экватора и другие факторы. В данной статье

анализируется только одна из компонент, связанная с вращением замагниченной азимутальной неоднородности и демонстрирующая циклическую переменность параметров Стокса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные нами оценки параметров неоднородностей указывают, что поляризационный метод является одним из эффективных инструментов изучения структуры околозвездных оболочек молодых звезд. В частности, ожидаемая амплитуда модуляции параметров линейной поляризации, связанная с орбитальным вращением неоднородностей струйного типа составляет 0.1–0.2%, что без труда может быть измерено современной поляризационной аппаратурой. Влияние локальных магнитных полей на форму треков на плоскости (q, u) становится существенным в длинноволновой области оптического спектра при напряженности магнитного поля порядка 100 Гс. В этой связи, многоцветная поляриметрия может считаться перспективной для определения напряженности и конфигурации магнитного поля в околозвездном пространстве. Хотелось бы так же отметить важность дополнительных спектральных наблюдений объектов исследования, параллельных поляризационным. Такая комплексная программа позволяет изучить природу околозвездных неоднородностей более детально.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-780 «Экзопланеты-4».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Alecian, G. A. Wade, C. Catala, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **429** (2), 1001 (2013).
2. C. E. Alissandrakis and D. E. Gary, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **7**, 77 (2021).
3. D. Baade and O. Stahl, *Astron. and Astrophys.* **209**, 268 (1989).
4. N. G. Beskrovnaya and M. A. Pogodin, *Astrophys. Lett. Commun.* **34**, 321 (1996).
5. N. G. Beskrovnaya and M. A. Pogodin, in *Proc. Conf. on Stellar Magnetic Fields, Nizhnij Arkhyz, 1996* (SAO RAS, Nizhnij Arkhyz, 1997), pp. 89–97.
6. N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, I. D. Najdenov, and I. I. Romanyuk, *Astrophys. and Space Sci.* **224** (1-2), 429 (1995a).
7. N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, I. D. Najdenov, and I. I. Romanyuk, *Astron. and Astrophys.* **298**, 585 (1995b).
8. N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, I. D. Najdenov, and I. I. Romanyuk, *Lecture Notes in Physics*, **465**, 384 (1996).
9. N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, R. V. Yudin, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **127**, 243 (1998).
10. N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, A. S. Miroshnichenko, et al., *Astron. and Astrophys.* **343**, 163 (1999).
11. C. Catala, P. Felenbok, J. Czarny, et al., *Astrophys. J.* **308**, 791 (1986).
12. C. Catala, T. Simon, F. Praderie, et al., *Astron. and Astrophys.* **221**, 273 (1989).
13. C. Catala, J. Czarny, P. Felenbok, et al., *Astron. and Astrophys.* **244**, 166 (1991).
14. M. Cropper, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **212**, 709 (1985).
15. Y. N. Gnedin and N. A. Silantev, *Sov. Astron. Lett.* **6**, 190 (1980).
16. I. N. Gnedin and N. A. Silantev, *Astrophys. and Space Sci.* **102** (2), 375 (1984).
17. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl.* **4**, 337 (1960).
18. S. Hubrig, M. Schöller, and R. V. Yudin, *Astron. and Astrophys.* **428**, L1 (2004).
19. A. H. Joy, *Astrophys. J.* **102**, 168 (1945).
20. A. S. Miroshnichenko, S. V. Zharikov, D. Korčaková, et al., *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso* **50** (2), 513 (2020).
21. M. Pogodin, *Sov. Astron. Lett.* **18**, 437 (1992).
22. M. Pogodin, *Astrophys. and Space Sci.* **224** (1-2), 539 (1995).
23. M. Pogodin, *J. Korean Astron. Soc. Suppl.* **29**, S259 (1996a).
24. M. Pogodin, *Lecture Notes in Physics*, **465**, 377 (1996b).
25. M. Pogodin and S. Vieira, *IAU Symp.* **182**, 244 (1997).
26. M. A. Pogodin, *ASP Conf. Ser.* **62**, 103 (1994a).
27. M. A. Pogodin, *Astron. and Astrophys.* **282**, 141 (1994b).
28. M. A. Pogodin, *IAU Symp.* **162**, 386 (1994c).
29. M. A. Pogodin, O. V. Kozlova, I. Y. Alekseev, and S. E. Pavlovskiy, *Astrophysics* **62** (1), 18 (2019).
30. F. Praderie, T. Simon, C. Catala, and A. M. Boesgaard, *Astrophys. J.* **303**, 311 (1986).
31. M. Schöller, M. A. Pogodin, J. A. Cahuasquí, et al., *Astron. and Astrophys.* **592**, A50 (2016).
32. A. E. Tarasov, *Astrophysics* **60** (2), 273 (2017).
33. S. L. A. Vieira, M. A. Pogodin, and G. A. P. Franco, *Astron. and Astrophys.* **345**, 559 (1999).
34. G. A. Wade, S. Bagnulo, D. Drouin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **376** (3), 1145 (2007).
35. R. V. Yudin and A. Evans, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **131**, 401 (1998).

Polarimetric Studies of Azimuthal Magnetic Inhomogeneities in the Envelopes of Herbig Ae/Be Stars

N. G. Beskrovnaya¹, M. A. Pogodin¹, and N. R. Ikhsanov¹

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140 Russia

We discuss a technique for studying local gas inhomogeneities in the envelopes of young stars based on multicolor polarimetric observations. The method considered is based on the comparison of the observed time tracks of the variations in the Stokes parameters in the (q, u) plane with the theoretical tracks computed in terms of a simple inhomogeneity model in the form of a gaseous stream with local magnetic field in the rotating envelope of a young star. The computations take into account the process of single scattering of radiation in the electron gas and the Faraday rotation of the polarization plane during propagation of radiation in a medium with magnetic field. The results of our computations depend strongly on the orbital inclination of the inhomogeneity to the line of sight and on the parameters of its magnetic field, whose influence on the polarization parameters increases with wavelength of radiation. The application of the method to the study of inhomogeneities in the envelopes of Herbig stars AB Aur and HD 163296 is described.

Keywords: *stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be—stars: magnetic field—techniques: polarimetric*