

О ВОЗМОЖНОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД α^2 CVn И β CrB

И. И. Романюк

Исследованы магнитные поля химически пекулярных звезд α^2 CVn и β CrB в спектральной области 3300–4000 Å. Наблюдения зеемановских спектров выполнены на 6-м телескопе с ахроматическим анализатором круговой поляризации.

Для звезды β CrB подтверждается найденный ранее в [28] сдвиг фазы на 0.15 периода при измерениях магнитного поля в спектральных областях с длиной волны больше и меньше волны бальмеровского скачка 3647 Å.

Для звезды α^2 CVn найдено уменьшение величины и амплитуды изменений поля на участке спектра с коротковолновой стороны от скачка, по сравнению с более длинноволновой областью, что может служить указанием на существование радиального градиента магнитного поля. Измерения, выполненные по линиям отдельных химических элементов, показывают, что магнитное поле, определенное по железу и хрому, уменьшается при $\lambda < 3647$ Å, а для линий титана уменьшение поля не просматривается.

Magnetic fields of the chemically peculiar stars α^2 CVn and β CrB have been investigated in the spectral range 3300–4000 Å. Observations of Zeeman spectra have been carried out at the 6-meter telescope with the achromatic analyzer of circular polarization.

The phase shift by 0.15 period, found earlier in [28] at the magnetic field measurements in the spectral ranges with the wavelength larger and smaller than the wavelength of Balmer jump 3647 Å is confirmed for β CrB.

For α^2 CVn a decrease of the field value and variation amplitude on the spectral interval only at the short-wave side from the jump is found, that can be an indication for existence of the magnetic field radial gradient.

The measurements made from the lines of some chemical elements show that the magnetic field, defined from the iron and chromium lines decreases at $\lambda < 3647$ Å, and for titanium lines no field decrease is noticed.

Для объяснения наблюдаемых свойств химически пекулярных звезд была предложена модель наклонного ротатора [1, 2], в которой период магнитных, спектральных и фотометрических изменений есть период вращения звезды, имеющей глобальное магнитное поле и неоднородную структуру атмосферы. Поле принималось дипольным; ось вращения звезды и ось диполя составляли некоторый угол β . По мере накопления материала и увеличения точности наблюдений начали выявляться расхождения между наблюдаемыми кривыми изменения магнитного поля реальных звезд и возможностями их моделирования простым диполем. Поэтому в литературе обсуждаются также варианты нецентрального либо смещенного диполя, смеси диполя с квадруполем, комбинации полоидального и тороидального поля [3].

С высокой степенью надежности установлено, что распределение элементов по поверхности химически пекулярной звезды крайне неоднородно: имеются области повышенной концентрации («пятна» химического состава) того либо другого элемента, где содержание может в десятки и сотни раз превышать среднее для всей звезды значение. Были разработаны методы построения карт распределения различных химических элементов [4–6], имеется много наблюдательных работ, в которых подробно исследовано поведение линий различных атомов и ионов в разных фазах периода вращения звезды, например [7–10]. Карта распределения элементов по поверхности изменяется от звезды к звезде, но периодичность всех изменений у одной и той же звезды, как правило, не нарушается. Например, многолетние исследования яркой химически пекулярной

звезды α^2 CVn показывают, что период фотометрических и спектральных изменений, определенный Фарнсворот [11], сохраняется неизменным уже более 50 лет.

Исследования магнитной переменности существенно более сложны, чем исследования спектральной и фотометрической переменности. Они требуют специального поляризационного оборудования и высокого спектрального разрешения, поэтому могут быть выполнены только на крупнейших телескопах. В связи с этим ощущается недостаток высокоточных магнитных наблюдений, необходимых для модельных построений.

Фотоэлектрические определения магнитного поля, полученные из наблюдений круговой поляризации в крыльях водородных линий, показывают, что кривые изменения магнитного поля с периодом вращения звезды близки к синусоидальным. Измерения, проведенные фотографическим способом по линиям металлов, как правило, дают магнитные кривые, в той или иной степени отличающиеся от синусоидальных. Точность определения величины поля невысокая, ошибки измерений обычно составляют десятки процентов от определяемой величины. Малое количество наблюдений и невысокая их точность не позволяют утверждать, что кривые магнитного поля имеют надежно установленную тонкую структуру, т. е. из наблюдаемых магнитных кривых можно судить только об общей, глобальной структуре магнитного поля звезды.

Предположение о существовании достаточно мелкомасштабных, локальных неоднородностей магнитного поля [12] привлекательно, так как при определенных условиях может возникнуть магнитная сепарация химических элементов.

Движение атомов в атмосфере звезды с сильным магнитным полем зависит от степени неоднородности магнитного поля. Однородное поле не препятствует тепловому движению нейтральных атомов; ионы и электроны могут двигаться только вдоль силовых линий!

В неоднородном магнитном поле B с градиентом ∇B на каждый нейтральный атом или ион действует сила $F = \mu \times \nabla B$. Магнитный момент μ равен произведению магнетона Бора μ_B ($0.927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс) на магнитное квантовое число M и на фактор Ланде g [13]. При больших градиентах поля парамагнитные атомы будут двигаться под действием силы F в направлении возрастания магнитного поля, а диамагнитные — в направлении уменьшения, независимо от знака поля. Принимая атмосферу типичной магнитной звезды за парамагнитный газ, Бэбкок [14] рассчитал, что при больших градиентах (порядка 100 Гс/км) возможна магнитная сепарация химических элементов. Редкоземельные элементы, хром и марганец имеют большие магнитные моменты, и сила F на них действует более эффективно чем на другие атомы. Замечательная корреляция между пекулярным содержанием некоторых химических элементов и их магнитными свойствами заставляет предполагать возможность существования неоднородных магнитных полей в атмосферах магнитных звезд. Однако из имеющихся наблюдений не следует, что в атмосферах звезд существуют градиенты магнитного поля, на два порядка превышающие градиенты в солнечных пятнах.

Методы обнаружения тонкой структуры магнитного поля. Минимальные размеры деталей, видимых на картах распределения химического состава, составляют примерно 20° [3], или несколько сот тысяч километров для типичной Ар-звезды. По-видимому, это предел при существующем спектральном разрешении. Размеры самых крупных солнечных пятен на порядок меньше. Магнитное поле пятен (из-за малой площади по сравнению со всей поверхностью) не вносит заметного вклада в общее магнитное поле. В работе [15] при исследовании спектральных особенностей Солнца как звезды было обнаружено изменение эквивалентных ширин линий редкоземельных элементов. Они растут с увеличением результирующего поля флоккулов и общего поля Солнца. Не было найдено корреляции между изменениями эквивалентных ширин линий редких земель и какими-либо локальными образованиями на Солнце. Авторы [15] предполагают, что усиление линий редкоземельных элементов, возможно, происходит в образованиях типа узелков хромосферной сетки, имеющих повышенную яркость

и большее, по сравнению с невозмущенной хромосферой, магнитное поле. По площади узлы хромосферной сетки составляют заметную долю поверхности.

Рассмотрим некоторые возможные методы обнаружения тонкой структуры магнитного поля у Ар-звезд.

1. Детальное изучение профилей линий и распределения круговой и линейной поляризации по профилю спектральной линии [16]. Поиск мелких, поляризованных деталей в профилях спектральных линий [17].

2. Высокоточные наблюдения магнитного поля и поиск повторяющихся тонких особенностей кривых изменения поля с фазой периода. Ренсон [18] обнаружил для звезды HD 133029 деталь, которая, по его мнению, не объясняется обычными моделями поля.

3. Комплексные измерения магнитного поля, лучевых скоростей и эквивалентных ширин по компонентам линий, если они выделяются; измерения этих величин по линиям различных химических элементов в разных стадиях ионизации. Попытки выявить различия приводят как к положительным, так и к отрицательным результатам [19, 20].

Построив кривые изменения лучевых скоростей по компонентам отдельных линий, можно с точностью порядка 0.01 по фазе периода вращения звезды найти координаты долготы пятен по моменту прохождения их через центральный меридиан звезды [8]. Хотя методика, применяемая в [3], очень информативна, она трудоемка и сложна в исполнении, поэтому картографирование поверхности выполнено только для некоторых звезд. В то же время имеется большое количество наблюдений, результаты которых представлены в виде кривых изменения магнитных полей, лучевых скоростей и эквивалентных ширин линий вращающейся звезды. Они успешно используются для первичного моделирования неоднородностей поверхности, хотя исследования показывают, что не всегда удается подобрать модель для объяснения всех особенностей наблюдаемых кривых [20].

4. Исследования магнитных полей по линиям, образующимся на разных уровнях по высоте в атмосфере звезды. Удобнее всего для этой цели измерять магнитное поле в спектральной области с длиной волны несколько больше 3646 Å и сравнивать с результатами измерений на длинах волн меньше длины волны бальмеровского скачка $\lambda_B = 3646$ Å. Разница в геометрических глубинах образования линий по разные стороны от скачка составляет примерно 10^3 км [21]. Получение зеемановских спектров в области скачка весьма затруднительно, поэтому наблюдения проводятся с таким спектральным разрешением, что измерять поле можно только по всей линии целиком, без разделения ее на компоненты. Так как толщина атмосферы очень мала по сравнению с размерами всей звезды, то чисто дипольное магнитное поле не должно показывать сколько-нибудь заметного радиального градиента. Предварительные измерения зеемановских спектров, полученные нами на 6-м телескопе, представлены в [22]. Они показывают существование различий в величине поля по разные стороны от скачка, которые могут быть интерпретированы как наблюдательное проявление его радиального градиента. В настоящей работе приведены подробные сведения об исследовании магнитного поля пекулярных звезд α^2 CVn и β CrV по линиям различных химических элементов, образующихся на разных уровнях по высоте в атмосфере.

Наблюдения. Наши наблюдения магнитных полей звезд α^2 CVn и β CrV были проведены в 1979—1984 гг. на Основном звездном спектрографе 6-м телескопа САО АН СССР с ахроматическим анализатором круговой поляризации, в качестве фазосдвигающих элементов которого используются ромбы Френеля [23]. В отличие от классических слюдяных анализаторов ахроматический анализатор позволяет работать одновременно в широкой спектральной области (3000—7000 Å).

Для поисков радиального градиента поля мы применили такую комбинацию камеры и решетки, чтобы на одной пластинке была получена спектральная область 3300—4000 Å при обратной линейной дисперсии 6.7 Å/мм. Поскольку линии, по которым измеряется поле, с длиной волны больше и меньше 3646 Å расположены на одной пластинке и экспонируются одновременно, то многие

систематические погрешности, связанные с различными позиционными, фотометрическими и поляризационными эффектами, исключаются, так как на длинноволновый и коротковолновый концы спектрограммы они должны влиять одинаково. Наблюдения проводились только при очень хорошей прозрачности атмосферы, в нóчи с изображениями не хуже 3". Использовались фотопластинки Кодак Па-О. С 1982 г. они очуствлялись в водороде. Время экспонирования примерно на порядок больше, чем в обычной фотографической области спектра при том же разрешении (из-за большого поглощения атмосферы и оптики анализатора). Для исследования правильности сдвига фаз анализатора на длинах волн короче бальмеровского скачка, а также для постоянного контроля за работой анализатора было решено наблюдать одновременно две магнитные звезды для поиска радиального градиента их поля; в этом случае возникала надежда исключить возможные инструментальные эффекты.

Измерения. Все зеемановские спектры, как α^2 CVn, так и β CrV, были измерены на приборе «Астроспидометр» конструкции Ю. Ф. Антропова [24]. Каждая спектрограмма измерялась дважды: сначала эмульсией вверх на столике измерительного прибора, потом по тем же линиям эмульсией вниз. В среднем на каждой пластинке измерялось 80—120 линий поглощения в спектре звезды и около 20 эмиссионных линий спектра сравнения. Для измерений выбирались симметричные, по возможности не блендированные, линии.

Если между величиной поля, полученной из измерений пластинки в двух положениях, возникали различия, превышающие некоторый критерий (обычно 2σ , т. е. около 300—400 Гс), то измерения считались неудовлетворительными и во внимание не принимались. Как правило, такие ситуации возникали при измерениях недодержанных спектров.

Так как зеемановское расщепление линий пропорционально квадрату длин волн, то точность определения магнитного поля в области короче бальмеровского скачка (с центром на $\lambda_{\text{ц}}=3500 \text{ \AA}$) ниже, чем в области спектра с длиной волны больше 3646 \AA (в нашем случае с центром на $\lambda_{\text{ц}}=3800 \text{ \AA}$). Кроме того, из-за увеличивающегося поглощения в коротковолновой области в атмосфере и оптике анализатора плотность спектра на пластинке падает с уменьшением длины волны, что ухудшает точность наведения на центр тяжести линий.

Точность измерений также зависит и от ширины линий в спектре; поэтому для звезды β CrV с узкими и резкими линиями она получилась выше, чем для α^2 CVn. Факторы Ланде измеряемых линий были найдены нами ранее [25].

Магнитное поле β CrV. Магнитное поле этой пекулярной звезды ($m_V=3^{\text{m}7}$) впервые измерил Бэбкок [26]. Оно оказалось знакопеременным, изменяющимся по синусоидальному закону с периодом около 18.5 дней. Пределы изменения эффективного магнитного поля B_e от -600 до $+700$ Гс. Престон [27] обнаружил по расщепленным зеемановским компонентам очень сильное поверхностное поле B_s , достигающее 6 кГс. Вольф [28] провела магнитные измерения трех

ТАБЛИЦА 1

Дата	Фаза	$B_e^{3800} \pm \sigma$	$B_e^{3500} \pm \sigma$	$\Delta B_e \pm \sigma$
2444329.38	0.973	-640 ± 130	-850 ± 280	-210 ± 310
4423.43	0.060	-50 ± 120	-220 ± 450	-170 ± 470
4589.63	0.050	$+510 \pm 120$	-230 ± 180	-740 ± 220
4712.32	0.687	-220 ± 120	-160 ± 220	$+60 \pm 250$
4712.35	0.688	-260 ± 110	-440 ± 180	-180 ± 210
5414.29	0.658	-520 ± 120	-730 ± 200	-210 ± 230
5419.62	0.946	-320 ± 100	-310 ± 110	$+10 \pm 140$
5465.23	0.413	$+530 \pm 110$	$+240 \pm 150$	-290 ± 180
5466.41	0.477	$+510 \pm 110$	$+450 \pm 130$	-60 ± 170
5466.43	0.478	0 ± 110	-20 ± 170	-20 ± 220
5496.39	0.098	$+300 \pm 170$	$+180 \pm 340$	-120 ± 380
5497.43	0.155	$+980 \pm 110$	$+350 \pm 200$	-630 ± 240
5498.50	0.213	$+650 \pm 100$	$+680 \pm 200$	$+30 \pm 220$
5499.25	0.253	$+560 \pm 100$	$+720 \pm 170$	$+160 \pm 190$
5499.26	0.254	$+420 \pm 110$	$+600 \pm 150$	$+180 \pm 180$
5953.19	0.808	-240 ± 90	-270 ± 150	-30 ± 180

звезд: α^2 CVn, β CrB и 78 Vir. В случае β CrB она не нашла различий в величине и амплитуде изменений магнитного поля и на этом основании сделала вывод о ненаблюдаемости радиального градиента поля для этой звезды. Вольф, однако, заподозрила смещение максимумов положительной полярности на 0.15 по фазе периода [28, 29]. Объяснения такому смещению не приводятся. Мы провели обработку 16 зеemanовских спектров β CrB. Ее результаты представлены в табл. 1. В колонках табл. 1 приведены: юлианская дата наблюдений; фаза периода, определенная по элементам Престона [30] ($JD=2434217^d50+$

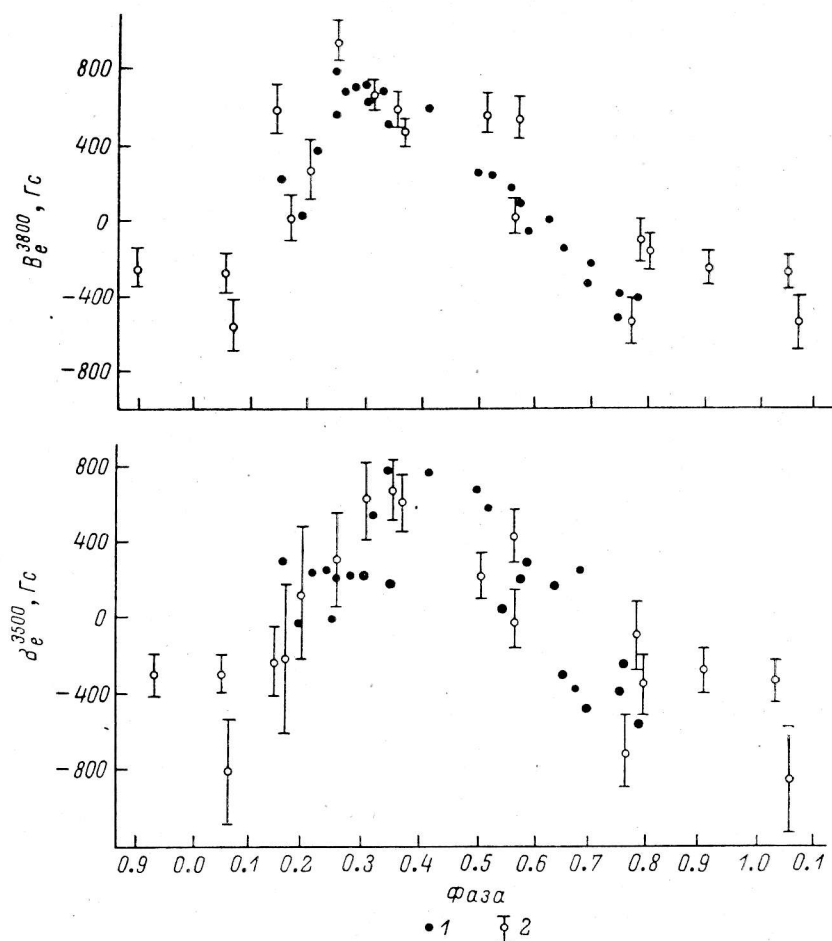


Рис. 1. Магнитное поле β CrB.

1 — измерения Вольф [28]; 2 — наши измерения.

$+18^d487 E$); B_e^{3800} — измеренная в обычной фотографической области спектра величина магнитного поля и ее средняя квадратическая ошибка σ ; B_e^{3500} — измеренная величина поля для спектральной области короче бальмеровского скачка со средней квадратической ошибкой σ ; $\Delta B_e = B_e^{3500} - B_e^{3800}$ с ее средней квадратической ошибкой σ . Средняя квадратическая ошибка σ во всех случаях определялась из внутренней сходимости измерений поля.

На рис. 1 показано сравнение наших измерений магнитного поля с результатами Вольф [28]. Наилучшее согласие между наблюдениями получается в том случае, если наши измерения сместить на 0.1 по фазе периода по сравнению с эфемеридами [30]. Можно предположить две причины такого рассогласования по фазе: 1) период изменений магнитного поля известен неточно; 2) β CrB — двойная звезда с периодом около 10.5 лет, она хорошо разделяется методами спекл-интерферометрии [31]. Выполнив сдвиг наших измерений на 0.1 периода, находим достаточно хорошее согласие с результатами, представленными в [28].

Формы кривых изменения магнитного поля в разных спектральных областях похожи, однако на наших кривых, так же как и у Вольф, наблюдается сдвиг фазы максимума положительной полярности на 0.15 по фазе между кривыми поля в фотографической и ультрафиолетовой спектральных областях. Статистическая достоверность, определенная только из наших наблюдений достаточно низкая в связи с малым количеством наблюдений, поэтому утверждать о реальности различий в максимуме со всей уверенностью нельзя. С другой стороны, случайное повторение такого явления представляется маловероятным. Выясним, не является ли сдвиг на 0.15 периода следствием того, что набор измеряемых линий до и после скачка сильно отличается по принадлежности к разным химическим элементам.

ТАБЛИЦА 2

Фаза	$B_{Fe}^{3800} \pm \sigma$	$B_{Fe}^{3500} \pm \sigma$	$B_{Cr}^{3800} \pm \sigma$	$B_{Cr}^{3500} \pm \sigma$	$B_{Ti}^{3800} \pm \sigma$	$B_{Ti}^{3500} \pm \sigma$
0.973	-0.3 ± 0.2	$+2.1 \pm 0.7$	-1.1 ± 0.3	—	$+0.3 \pm 0.3$	-0.2 ± 0.5
0.060	$+0.1 \pm 0.2$	-0.2 ± 0.5	—	-0.3 ± 1.1	-1.1 ± 0.6	$+1.0 \pm 0.8$
0.050	$+0.1 \pm 0.1$	$+1.2 \pm 0.3$	$+0.5 \pm 0.4$	-0.2 ± 0.3	$+0.6 \pm 0.2$	-1.1 ± 0.5
0.687	0 ± 0.2	-1.3 ± 0.7	-0.5 ± 0.3	$+1.2 \pm 0.6$	-0.2 ± 0.4	-0.1 ± 0.7
0.688	-0.2 ± 0.1	-0.4 ± 0.5	-0.5 ± 0.2	-0.1 ± 0.3	-0.5 ± 0.5	-0.6 ± 0.3
0.658	-0.7 ± 0.2	-3.0 ± 0.8	-1.1 ± 0.3	-1.5 ± 0.6	-0.9 ± 0.3	$+0.2 \pm 0.3$
0.946	-0.4 ± 0.1	-0.6 ± 0.2	$+0.1 \pm 0.3$	-1.0 ± 0.3	-0.7 ± 0.2	-0.8 ± 0.3
0.413	$+0.2 \pm 0.2$	$+0.9 \pm 0.4$	$+0.7 \pm 0.5$	$+0.6 \pm 0.3$	$+0.4 \pm 0.2$	-0.1 ± 0.2
0.477	$+0.5 \pm 0.2$	-0.3 ± 0.3	$+1.0 \pm 0.3$	$+0.7 \pm 0.3$	0 ± 0.2	-0.4 ± 0.2
0.478	0 ± 0.1	-0.2 ± 0.5	$+0.3 \pm 0.2$	$+0.2 \pm 0.4$	-0.2 ± 0.2	$+0.1 \pm 0.6$
0.098	$+0.1 \pm 0.2$	-1.4 ± 0.7	$+0.1 \pm 0.2$	-0.5 ± 0.7	0 ± 0.3	$+1.4 \pm 0.4$
0.155	$+0.8 \pm 0.2$	$+0.5 \pm 0.6$	$+0.5 \pm 0.2$	$+0.4 \pm 0.5$	$+0.6 \pm 0.2$	-0.2 ± 0.4
0.213	$+0.5 \pm 0.2$	$+0.7 \pm 0.5$	$+0.8 \pm 0.1$	$+0.7 \pm 0.6$	$+0.4 \pm 0.3$	-0.1 ± 0.4
0.253	$+0.1 \pm 0.2$	$+3.7 \pm 0.7$	$+1.4 \pm 0.4$	$+0.6 \pm 0.3$	$+1.0 \pm 0.4$	$+0.3 \pm 0.3$
0.254	$+0.7 \pm 0.1$	-0.6 ± 0.5	-0.9 ± 0.4	$+0.5 \pm 0.5$	$+0.1 \pm 0.1$	$+0.8 \pm 0.2$
0.808	-0.1 ± 0.1	$+0.4 \pm 0.6$	-0.4 ± 0.2	-0.4 ± 0.3	-0.8 ± 0.2	-0.1 ± 0.2

В табл. 2 приведены измерения магнитного поля B , выполненные по линиям отдельных химических элементов: железа — B_{Fe} , хрома — B_{Cr} и титана — B_{Ti} . Другие обозначения те же, что и для табл. 1. Величины поля по отдельным элементам в табл. 2 даны в килогауссах. Проведем некоторые количественные оценки. Из-за достаточно малого количества измеряемых линий каждого элемента в отдельности существенно возрастает разброс, по сравнению с измерениями поля B_e по всем линиям. Для увеличения точности объединим измерения нескольких спектрограмм и найдем среднее значение магнитного поля по пяти измеренным спектрам в положительном экстремуме (фазы 0.15—0.45) и по пяти спектрам в фазе отрицательного поля (0.65—0.95). Фазы определялись по вышеопределенным элементам из [30]. В табл. 3 помещены результаты этих усреднений. Во всех случаях средняя квадратическая ошибка средней величины поля $\pm \sigma$ (в табл. 3) определялась по внутренней сходимости результатов измерений отдельных спектрограмм.

ТАБЛИЦА 3

Поле	Длина волны, А	Магнитное поле, Гс	
		положительный экстремум	отрицательный экстремум
$\overline{B_e}$	3800	$+630 \pm 100$	-310 ± 60
	3500	$+520 \pm 100$	-380 ± 100
$\overline{B_{Fe}}$	3800	$+450 \pm 140$	-280 ± 130
	3500	$+1040 \pm 710$	-990 ± 570
$\overline{B_{Cr}}$	3800	$+500 \pm 370$	-490 ± 190
	3500	$+570 \pm 50$	-350 ± 460
$\overline{B_{Ti}}$	3800	$+510 \pm 150$	-630 ± 130
	3500	$+170 \pm 190$	-260 ± 180

Из табл. 3 видно, что амплитуда изменения поля $\overline{B_e^{3800}}$ (среднего) равна $940 \text{ Гс} \pm 110 \text{ Гс}$, а поля $\overline{B_e^{3500}}$ — $900 \text{ Гс} \pm 130 \text{ Гс}$, т. е. различий не видно.

Будем искать величину $\overline{\Delta B_e}$, как среднее значение всех ΔB_e в фазах экстремумов магнитного поля (без изменения знака в фазе отрицательного поля и заменой знака в фазе положительного поля). Тогда положительный знак ΔB_e означает увеличение поля в глубину в атмосфере, а знак минус — уменьшение.

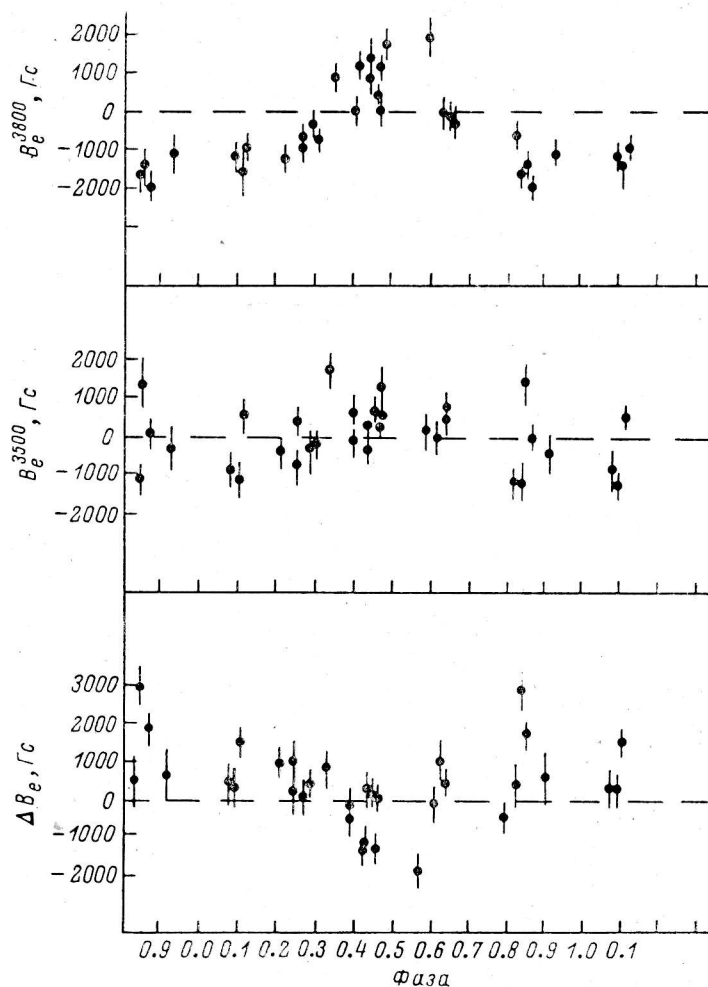


Рис. 2. Магнитное поле $\alpha^2 \text{ CVn}$.

Проведенные таким образом вычисления дают: $\overline{\Delta B_e} = \pm 20 \text{ Гс} \pm 80 \text{ Гс}$. Радиального градиента эффективного магнитного поля, определенного по всем линиям, для $\beta \text{ CrV}$ не обнаружено, что согласуется с выводом [28] и, кроме того, является доказательством правильности работы ахроматического анализатора круговой поляризации.

Теперь найдем величины $\overline{\Delta B}$ для железа, хрома и титана отдельно. Для линий железа $\overline{\Delta B_{\text{Fe}}} = -630 \text{ Гс} \pm 390 \text{ Гс}$. Для определения достоверности различия средних значений воспользуемся t -распределением Стьюдента. Для линий железа существуют признаки увеличения поля в ультрафиолетовой области, однако уровень значимости $p=87\%$ достаточно низок и не позволяет уверенно судить о реальности различий, может быть, они случайны. Линии хрома различий не показывают, а по линиям титана магнитное поле уменьшается при переходе в спектральную область с длиной волны меньше 3646 \AA . Достоверность различий в величине поля по линиям титана составляет $P=91\%$. Таким образом, линии железа и титана для звезды $\beta \text{ CrV}$ показывают (однако с низкой ста-

тистической достоверностью) противоположные по знаку градиенты поля с высотой в атмосфере, линии хрома градиента не дают. Вполне возможно, что все различия случайны, поэтому для β CgV необходимы дальнейшие наблюдения.

Магнитное поле α^2 CVn. Эта звезда в разное время изучалась по спектрам с высоким разрешением [5—8], было исследовано распределение элементов по ее поверхности. Сопоставление карт распределения химического состава из работ [3, 7, 8] с картой Пайпер [5] приводит к выводу, что основные черты распределения сохранились неизменными в течение примерно 20 лет. Небольшие различия вполне можно отнести за счет ошибок наблюдений и различий в методике обработки. Таким образом, можно сделать вывод, что в случае α^2 CVn «пятна» химического состава стабильны по крайней мере десятки лет.

В нашей предварительной работе [22] уже сообщалось о возможности существования радиального градиента магнитного поля звезды α^2 CVn. В настоящей работе будет рассмотрено поведение эффективного магнитного поля, измеренного как по всем линиям, так и по линиям отдельных элементов в спектральных областях по разные стороны от бальмеровского скачка.

ТАБЛИЦА 4

Дата	Фаза	$B_e^{3800} \pm \sigma$	$B_e^{3500} \pm \sigma$	$\Delta B_e \pm \sigma$
2444333.40	0.835	-1600±320	-1190±490	+410±590
4333.41	0.836	-1410±1230	+1470±450	+2880±490
4418.23	0.345	+950±340	+1740±450	+790±560
4422.26	0.083	-1200±220	-850±500	+350±550
4422.27	0.085	-1500±470	-1160±340	+340±580
4423.35	0.281	-420±310	-400±640	+20±710
4532.60	0.256	-1050±220	-820±440	+230±490
4532.62	0.258	-670±330	+380±280	+1050±430
4533.61	0.440	+920±210	-320±320	-1240±380
4533.62	0.441	+1430±230	+380±290	-1050±390
4534.61	0.623	+50±310	+70±370	+20±440
4563.58	0.920	-1020±290	-370±730	+650±790
4583.60	0.580	+1950±500	+170±350	-1780±610
4590.61	0.862	-1950±320	-70±220	+1880±390
4659.58	0.472	+1780±290	+580±520	-1200±600
4659.59	0.474	+1220±230	+1310±330	+90±400
4660.52	0.644	-80±370	+420±250	+500±450
4660.53	0.646	-260±360	+830±300	+1090±470
4661.45	0.809	-630±280	+1080±300	-450±410
4712.30	0.111	-970±150	+570±220	+1540±270
5303.54	0.211	-1290±210	-320±200	+970±290
5304.55	0.397	+1170±240	+680±430	-490±490
5304.56	0.398	+70±310	-90±250	-160±400
5414.25	0.453	+360±190	+650±320	+290±370
5414.26	0.455	-40±190	+290±290	+330±350
5752.48	0.294	-750±160	-270±190	+480±250

В табл. 4 приведены результаты измерений 26 зеемановских спектров этой звезды; обозначения те же, что и в табл. 1. Фазы периода определялись по эфемеридам [11] $JD = 2419869.72 \pm 5.46939E$.

Используем данные из табл. 4 для построения рис. 2. Обозначения здесь такие же, как и на рис. 1. Из рис. 2 видно, что величина магнитного поля и амплитуда его изменений существенно больше в обычной фотографической области по сравнению с ультрафиолетовой. Так же как и для β CgV, проведем количественную оценку различий, усреднив результаты измерений 20 зеемановских спектров: без изменения знака ΔB_e в фазах 0.8—0.3 и с обратным знаком в фазах 0.4—0.6. В результате вычислений получаем: $\Delta B_e = \pm 750 \text{ Гс} \pm 190 \text{ Гс}$. Со статистической точки зрения результат надежен, вероятность случайного отклонения среднего значения ΔB_e на такую величину не превышает 0.1 % по критерию Стьюдента.

Отметим, что в работе [28] также заподозрено уменьшение амплитуды изменений магнитного поля в спектральной области короче скачка. Таким образом,

достаточно уверенно выявляются различия в форме кривых изменения магнитного поля до и после бальмеровского скачка. Одним из вероятных объяснений является наличие радиального градиента магнитного поля $\alpha^2\text{CVn}$ с величиной порядка 1 Гс/км.

Чтобы избежать неопределенностей, связанных с неоднородным распределением элементов по поверхности, рассмотрим измерения магнитного поля отдельно по разным химическим элементам: железу, хрому и титану. Результаты измерений приведены в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

Фаза	$B_{\text{Fe}}^{3500} \pm \sigma$	$B_{\text{Fe}}^{3500} \pm \sigma$	$B_{\text{Cr}}^{3500} \pm \sigma$	$B_{\text{Cr}}^{3500} \pm \sigma$	$B_{\text{Ti}}^{3500} \pm \sigma$	$B_{\text{Ti}}^{3500} \pm \sigma$
0.835	-1.8±0.6	-2.1±0.8	-3.0±1.8	+0.6±0.6	-2.1±0.6	-4.1±1.5
0.836	-2.4±0.4	+0.5±0.6	+2.8±1.4	+3.1±0.6	-0.8±0.7	-1.0±0.9
0.345	+1.2±0.5	+1.7±0.6	+3.2±1.4	+2.4±0.6	+1.0±0.8	+0.6±1.7
0.081	-2.1±0.3	+0.6±0.8	—	-0.4±0.3	-2.1±0.3	-1.3±1.5
0.085	-1.4±0.4	-0.6±0.5	—	+1.5±0.5	-1.3±0.3	0±0.9
0.281	-0.7±0.5	—	+3.4±1.4	-0.0±0.7	-1.8±1.1	—
0.256	-2.3±0.5	+0.8±1.5	+4.0±1.0	+0.7±0.4	-1.6±0.3	-2.9±0.9
0.258	—	—	-0.2±1.8	-0.3±0.6	-2.3±0.6	+0.6±0.9
0.440	—	—	0±1.1	-0.4±0.5	+1.0±1.0	0±0.7
0.441	+1.0±0.2	+0.4±0.4	—	—	+2.7±0.5	0±0.9
0.623	—	+0.8±1.0	—	-0.8±0.6	+0.3±0.8	+2.3±0.7
0.920	—	—	+1.3±1.1	+0.8±0.4	—	—
0.580	+3.4±1.0	+1.5±0.8	—	-0.4±0.5	-0.6±1.4	+3.1±0.8
0.862	-1.1±0.7	+0.7±1.0	-3.1±0.3	-0.6±0.6	—	+0.2±0.6
0.472	+2.7±0.4	-1.1±0.5	-2.5±1.3	+1.1±0.6	—	—
0.474	+1.2±0.2	+1.6±1.0	-2.0±0.9	+0.4±0.5	+2.0±0.5	+2.0±1.4
0.644	-0.5±0.5	+1.5±2.0	-2.7±1.3	-0.1±0.2	—	+2.3±1.2
0.646	-0.2±0.5	+2.3±1.2	-1.8±1.2	+0.9±0.3	-0.6±0.8	-1.9±1.5
0.809	-0.7±0.5	-0.6±0.9	-3.9±1.2	-0.2±0.4	-0.8±0.8	-2.9±0.9
0.111	-1.4±0.4	+2.0±0.5	-1.1±1.0	-0.7±0.4	-0.9±0.3	-0.5±0.5
0.211	-2.9±0.3	-2.3±0.8	-0.3±0.7	0±0.3	-0.1±0.7	+0.3±0.5
0.397	-0.2±0.7	+0.8±0.5	—	+1.7±0.6	-0.9±0.6	+1.0±0.7
0.398	+0.8±1.0	-2.4±0.9	+1.0±1.0	-0.2±0.3	+0.6±0.3	-1.4±0.7
0.453	+1.0±0.6	0±0.5	—	-0.4±0.7	+1.6±0.7	+0.2±0.9
0.455	-0.8±0.3	+1.6±0.7	-1.7±1.6	-1.1±0.4	-0.6±0.4	+1.5±1.2
0.294	-0.8±0.2	-0.2±0.4	-0.4±0.6	-0.3±0.2	-0.3±0.5	-0.9±0.7

Обозначения те же, что и в табл. 2. Так же как и для βCrV , найдем усредненные значения B_{Fe} , B_{Cr} , B_{Ti} в фазах 0.8—0.3 и 0.4—0.6.

Результаты этих определений представлены в табл. 6.

ТАБЛИЦА 6

Поле	Длина волны, Å	Магнитное поле, Гс	
		положительный экстремум	отрицательный экстремум
$\overline{B_e}$	3800	+1070±240	-1110±120
	3500	+600±240	-410±240
$\overline{B_{\text{Fe}}}$	3800	+1430±600	-1580±200
	3500	+670±390	-160±420
$\overline{B_{\text{Cr}}}$	3800	-590±1150	-360±1020
	3500	+240±440	+410±350
$\overline{B_{\text{Ti}}}$	3800	+1000±480	-1320±210
	3500	+1050±450	-1210±490

Рассмотрим подробнее поведение магнитного поля, измеренного по отдельным химическим элементам раздельно, и сравним наши результаты с картами распределения элементов железного пика по поверхности $\alpha^2\text{CVn}$ [6]. В этой работе для каждого элемента показано по две карты, выполненные по двум разным линиям. Поскольку внутреннее согласие между ними очень хорошее,

для сравнения с нашими данными будем использовать только по одной карте для каждого элемента. Спектры, использованные в работе [6], получены на 6-м телескопе в 1981 г., что соответствует примерно середине наших наблюдений.

Ж е л е з о. Кривые магнитного поля B_{Fe}^{3800} и B_{Fe}^{3500} приведены на рис. 3, а, б. Из наших измерений следует, что по линиям железа величина магнитного поля в ультрафиолете уменьшается, так же как и общее поле B_e . Среднее значение этого уменьшения $\Delta B_{Fe} = +1130 \text{ Гс} \pm 440 \text{ Гс}$. Достоверность различий $p = 98 \%$. Из рис. 3, в видно, что железо концентрируется в двух протяженных размытых

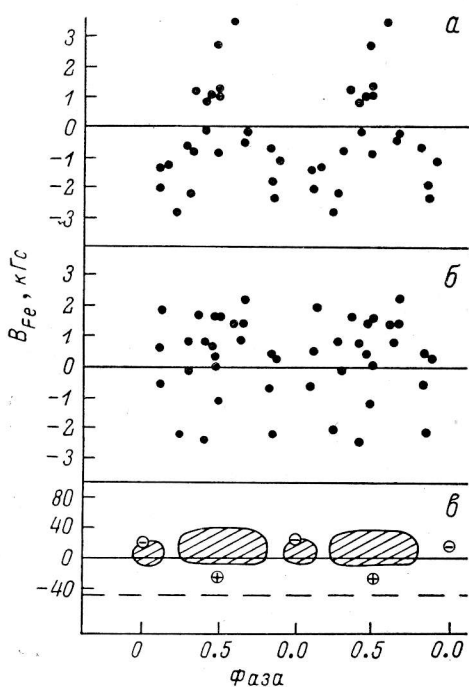


Рис. 3. Магнитное поле $\alpha^2 CVn$ по разным линиям железа.

а — B_{Fe}^{3800} ; б — B_{Fe}^{3500} ; в — карта распределения железа по поверхности $\alpha^2 CVn$ из [6]. На рис. 3—5 карты из [6] приведены схематично, изофоты соответствуют половине максимума локальной эквивалентной ширины.

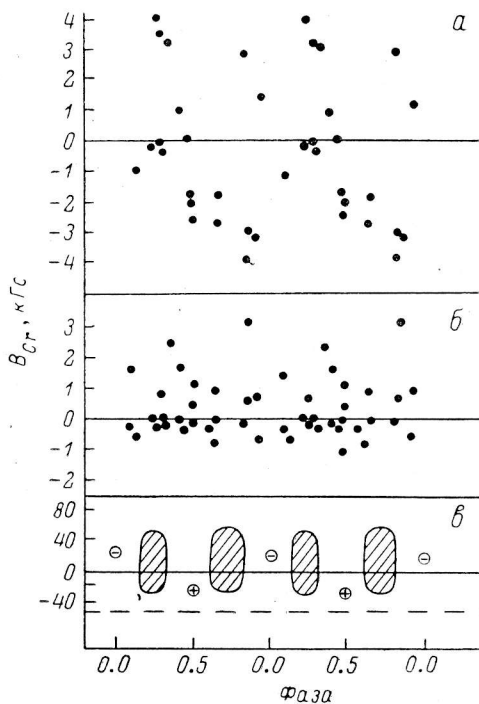


Рис. 4. Магнитное поле $\alpha^2 CVn$ по разным линиям хрома.

а — B_{Cr}^{3800} ; б — B_{Cr}^{3500} ; в — карта распределения хрома по поверхности $\alpha^2 CVn$ из [6].

областях. При пересечении центрального меридиана звезды центр пятна проходит в 10° от луча зрения. При такой конфигурации возможные эффекты, вызванные различием потемнения к краю в разных спектральных областях, не должны оказывать существенного влияния. Так как статистическая достоверность найденных различий достаточно высокая, имеются основания предполагать реальное увеличение поля в глубь атмосферы. Больший, чем для B_e , разброс вызван сравнительно малым количеством линий, которые удалось использовать для измерений.

Х р о м. На рис. 4 приведены кривые магнитного поля B_{Cr}^{3800} , B_{Cr}^{3500} , а также карта распределения хрома по поверхности $\alpha^2 CVn$ из [6]. Если проводить усреднение, как в табл. 6, то получим $\Delta B_{Cr} = -100 \text{ Гс} \pm 600 \text{ Гс}$, т. е. различий нет. Однако из рис. 4 видно, что максимум положительной поляризации смещен для линий хрома по сравнению с кривой поля B_e примерно на 0.2 по периоду. Учитывая это, проведем новое усреднение в фазах 0.6—0.1 и с обратным знаком в фазах 0.2—0.4. Результаты приведены в табл. 7.

Из табл. 7 видно, что после выполнения сдвига на 0.2 по периоду амплитуда изменений поля B_{Cr}^{3800} достигает 3 кГс, примерно так же, как изменяется поле по железу B_{Fe}^{3800} . В то же время магнитное поле, измеренное по линиям хрома в ультрафиолетовой спектральной области, изменений практически

ТАБЛИЦА 7

Поле	Длина волны, Å	Магнитное поле, Гс	
		положительный экстремум	отрицательный экстремум
\overline{B}_{Cr}	3800 3500	$+1530 \pm 730$ $\pm 500 \pm 360$	-1540 ± 950 $+490 \pm 380$

не показывает. Среднее значение $\overline{\Delta B}_{Cr} = +1710 \text{ Гс} + 440 \text{ Гс}$. Вероятность случайного отклонения среднего значения на такую величину по критерию Стьюдента не превышает 0.1%. О реальности различий в моментах максимума между кривыми поля B_{Cr}^{3800} и B_{Cr}^{3500} свидетельствует также уменьшение разброса; величина $\pm \sigma$ уменьшилась при усреднении со сдвигом от 600 до 410 Гс. Измерения магнитного поля, выполненные по линиям хрома в [5], показывают его сильные изменения. Сравнение с рис. 4, в показывает, что в районе полюсов магнитного диполя хрома нет. Этот элемент концентрируется в двух резких пятнах на магнитном экваторе. Такое избегание хромом магнитных полюсов хорошо согласуется с нашими измерениями поля в ультрафиолетовой области, и по-видимому, противоречит (в модели чисто дипольного поля) и нашим измерениям, и измерениям Пайпер [5] в обычной фотографической области. Вопрос ждет своего разрешения.

Титан. Измерения поля по линиям титана показаны на рис. 5, а, б, а карта его распределения по поверхности — на рис. 5, в. Из табл. 6 следует, что линии титана показывают одинаковое поле до и после бальмеровского скачка. На рис. 5, в видно, что концентрация титана усилена в трех пятнах, и эти области максимальной концентрации сдвинуты относительно областей концентрации железа. В районе полюсов диполя наблюдается увеличенное содержание титана.

Обсуждение результатов. В результате измерений зеемановских спектров в области 3300—4000 Å были получены фазовые кривые магнитного поля, относящиеся к двум разным уровням по высоте в атмосфере звезд β CrV и α^2 CVn. Ранее Вольф [28] измерила магнитные поля этих звезд по разные стороны от скачка. Поскольку в ее наблюдениях использовался классический (не ахроматический) анализатор круговой поляризации, Вольф при исследовании β CrV получала отдельно спектры в области 4300 и 3350 Å, в случае исследований α^2 CVn сравнивала свои измерения в области 3350 Å с результатами Пайпер [5], полученными по спектрам с более высоким спектральным разрешением в области после скачка. Поэтому, хотя Вольф и обнаружила небольшие различия в поведении фазовых кривых магнитного поля по разные стороны от скачка, она не смогла их отделить от методических неопределенностей.

Применяемая нами методика позволила исследовать магнитное поле до и после скачка по одному и тому же спектру, полученному с ахроматическим

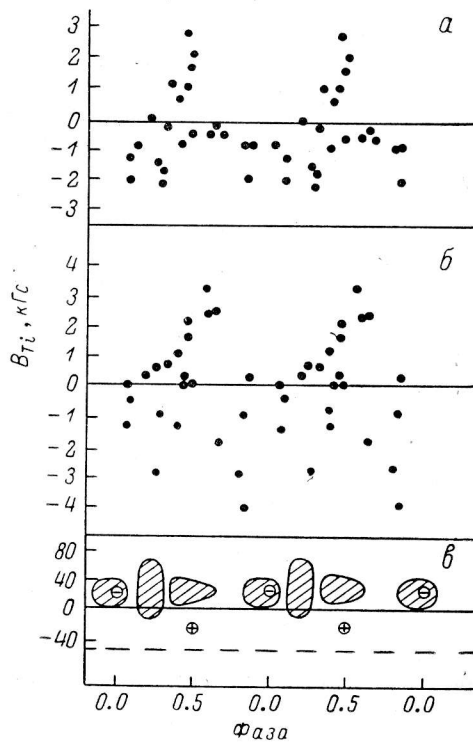


Рис. 5. Магнитное поле α^2 CVn по разным линиям титана.

а — B_{Ti}^{3800} ; б — B_{Ti}^{3500} ; в — карта распределения титана по поверхности α^2 CVn из [6].

зеemanовским анализатором, поэтому возможные методические причины, указанные Вольф [28], устранены. Таким образом, мы можем предполагать физическую реальность обнаруженных различий. На основании приведенных выше результатов измерений магнитного поля по разные стороны от бальмеровского скачка для звезд β CrV и α^2 CVn можно сделать следующие выводы.

1. Наилучшее согласие между нашими наблюдениями и данными [28] достигается в случае сдвига фазы всех наших наблюдений на 0.1; вероятно, что причиной подобных рассогласований является двойственность β CrV. Для звезды β CrV подтверждается обнаруженный ранее Вольф [28] взаимный сдвиг экстремумов положительной полярности магнитного поля на 0.15 периода.

2. Величина магнитного поля и амплитуда его изменений по разные стороны от скачка для β CrV одинаковы, т. е. радиальный градиент поля не обнаруживается. При измерениях поля по отдельным элементам линии хрома не показывают различий, линии железа дают уменьшение поля в глубину (с достоверностью $p=87\%$), а линии титана — его увеличение (с достоверностью $p=91\%$ по критерию Стьюдента). Статистическая значимость этих различий недостаточно высокая, кроме того, из-за медленного вращения звезды в ее спектре не видно расщепления линий на компоненты, и, следовательно, карты распределения химического состава по поверхности не могут быть построены. По этой причине в настоящее время нельзя дать определенный ответ на вопрос: наблюдаем ли мы тонкую и сложную структуры магнитного поля β CrV или различия вызваны инструментальными либо методическими причинами?

3. Для звезды α^2 CVn мы имеем совершенно другую картину поведения магнитного поля. Величина поля и амплитуда его изменений по разные стороны от скачка существенно различаются. Измерения поля, проведенные отдельно по линиям железа и хрома, так же как и поле B_0 по всем линиям, дают статистически значимые различия, указывающие, по-видимому, на увеличение магнитного поля в глубину в атмосфере α^2 CVn с градиентом порядка 1 Гс/км. Особенно большая разница возникает при измерениях поля по линиям хрома: магнитное поле B_{Cr}^{3500} изменяется от -1500 до $+1500$ Гс, а поле B_{Cr}^{3500} практически постоянно на уровне $+400-500$ Гс. В то же время линии титана не показывают радиального градиента. Ранее нами [32] было показано, что для звезды α^2 CVn магнитное поле, измеренное по ионам, больше, чем по линиям нейтральных атомов.

4. Причиной выявленных различий не могут быть ни инструментальные, ни измерительные ошибки. Разное поведение элементов железного пика α^2 CVn было отмечено еще в [8], различия в распределении железа, хрома и титана по поверхности этой звезды уверенно выявляются на картах [6] (рис. 3—5).

Неоднородность распределения химического состава на поверхности усложняет интерпретацию результатов измерений магнитного поля, так как эффекты различий в потемнении к краю по разные стороны от скачка могут исказить результат. С другой стороны, при использовании линий только одного элемента в каждом отдельном случае мы исследуем одну и ту же локализованную область поверхности, но на разных уровнях по высоте в атмосфере. При прохождении через центральный меридиан звезды пятна химического состава находятся практически на луче зрения (рис. 3, в; 4, в; 5, в), поэтому различие в величине потемнения к краю по разные стороны от скачка в этом случае не может повлиять на измерения магнитного поля.

5. Сравнение с картами распределения железа, хрома и титана для α^2 CVn показывает, что, возможно, существует связь между положением пятна химического состава по отношению к полюсу дипольного поля и величиной радиального градиента поля: если пятно увеличенного химического состава находится в одном из полюсов диполя — градиента нет, если пятен элемента нет на полюсах — возникают различия в величине поля до и после скачка.

При чисто дипольной структуре магнитного поля его поведение по разные стороны от скачка для всех звезд было бы одинаковым. Наши же исследования показывают, что некоторые характерные особенности магнитных полей звезд α^2 CVn и β CrV совершенно разные.

Измеряемые различия до и после скачка для α^2 CVn могут свидетельствовать о значимых изменениях поля на масштабах порядка 10^3 км по радиусу звезды.

Если масштабы горизонтальных неоднородностей такие же, то вполне можно ожидать сильных локальных магнитных полей. Опыт исследований Солнца показывает, что небольшое количество магнитных пятен с размером 10^4 км и величиной поля в них 10^6 Гс не проявятся во время обычных магнитных наблюдений.

Поиски тонкой структуры поля на магнитных звездах имеют важное значение, так как механизмы магнитной сепарации атомов и магнитного усиления линий эффективно могут работать только при существовании очень сильных магнитных полей, значительно больших, чем следует непосредственно из измерений. В работе [25] были показаны многочисленные факты, которые трудно поддаются объяснению без привлечения представлений о существовании сильных магнитных полей в атмосферах магнитных звезд.

Для более уверенной интерпретации наших наблюдений звезд α^2 CVn и β CrV по разные стороны от скачка необходимы специальные расчеты и моделирование, однако в качестве дискуссионного сделаем предположение: измеренные различия в величине поля до и после бальмеровского скачка могут быть указанием на существование радиального градиента магнитного поля; возможно, мы получили наблюдательное свидетельство тонкой структуры магнитного поля звезды α^2 CVn, существующей наряду с дипольной. При таком условии совместное действие механизмов магнитной сепарации элементов и магнитного усиления линий могут играть существенную роль в образовании аномалий химического состава по крайней мере для редкоземельных элементов, имеющих большие магнитные моменты атомов, сложную картину зеемановского расщепления линий и показывающих наибольшие аномалии в спектрах химически пекулярных звезд.

Автор выражает свою глубокую признательность Ю. В. Глаголевскому за постоянную многолетнюю поддержку настоящей работы и обсуждение текста статьи, И. М. Копылову — за ценные советы, Н. М. Чунаковой и В. Д. Бычкову — за помощь в наблюдениях, В. М. Максимовой — за очувствление фотопластинок, В. В. Соколову — за полезные дискуссии, участникам семинара отдела физики и эволюции звезд САО АН СССР — за критические замечания.

Литература

1. Stibbs D. W. N. A study of the spectrum and magnetic variable star HD 125248. — MNRAS, 1950, **110**, p. 395—404.
2. Preston G. W. The rotation of Ap-stars from the point of view of the rigid rotator model. — Proc. IAU Coll. Dordrecht: Stellar Rotation, 1970, p. 254—262.
3. Хохлова В. Л. — В кн.: Итоги науки и техники / Под ред. Р. А. Сюняева. М.: ВИНТИ, 1983, **24**, с. 233—280.
4. Deutsch A. J. Harmonic analysis of rigidly rotating Ap-stars. — Astrophys. J., 1970, **159**, p. 985—1000.
5. Ruper D. M. α^2 CVn and the oblique rotator model. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1969, **18**, p. 347—378.
6. Хохлова В. Л., Павлова В. М. Распределение элементов группы железа по поверхности магнитной звезды α^2 CVn. — Письма в АЖ, 1984, **10**, с. 377—387.
7. Картирование химических элементов на поверхности Ap-звезд / А. В. Гончарский, В. В. Степанов, Т. А. Рябчикова и др. — Астрон. журн., 1983, **60**, с. 83—91.
8. Кумайгородская Р. Н., Копылов И. М. Спектрофотометрическое исследование магнитопеременной звезды α^2 CVn по спектрограммам высокого разрешения. — Астрофиз. исслед., (Изв. САО), 1972, **4**, с. 50—68.
9. Спектроскопическое исследование магнитопеременной звезды 21 Per / Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова, В. С. Лебедев, Н. С. Полосухина. — Астрофизика, 1976, **12**, с. 631—646.
10. Preston G. V. Magnetic field measurements of HD 126515. — Astrophys. J., 1970, **160**, p. 1059—1070.
11. Farnsworth G. The period of α^2 Canum Venaticorum. — Astrophys. J., 1932, **76**, p. 313—314.
12. Babcock H. W. Remarks of stellar magnetism. — PASP, 1947, **59**, p. 112—124.
13. Jensen E. Distribution of the elements over the surface of the magnetic star. — Nature, 1962, **N 4829**, p. 668—669.
14. Babcock H. W. Concentration of the elements over the surface of a magnetic star. — Astrophys. J., 1963, **137**, p. 690—692.
15. Степанян Н. Н., Щербаклова З. А. Поиск линий, изменяющихся в спектре Солнца как звезды. — Изв. КрАО, 1977, **59**, с. 91—95.

16. Пискунов Н. Е., Хохлова В. Л. Использование профилей линейной поляризации спектральных линий для определения геометрии магнитного поля Ар-звезд. — Письма в АЖ, 1984, 10, с. 449—456.
17. Пустильник Л. А. Некоторые проблемы теории магнитных звезд. — Сообщ. САО, 1981, 32, с. 3—4.
18. Renson P. The magnetic field variations of HD 32633. — A peculiar newsletter, 1984, N 12, p. 4—5.
19. Бэбкок Г. У. — В кн.: Методы астрономии / Под ред. В. А. Хилтнера. М.: Мир, 1962, с. 100—116.
20. Магнитное поле и другие параметры пекулярной звезды HD 119213 / Ю. В. Глаголевский, И. И. Романюк, В. Д. Бычков и др. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1984, 18, с. 57—63.
21. Леушин В. В. Эквивалентные ширины и глубины образования линий в спектрах звезд с пекулярным химическим составом. — Сообщ. САО, 1972, 5, с. 18—45.
22. Романюк И. И. О возможном проявлении радиального градиента магнитного поля химически пекулярной звезды α^2 CVn. — Письма в АЖ, 1984, 10, с. 443—448.
23. Опыт применения ахроматического анализатора круговой поляризации 6-м телескопа / Ю. В. Глаголевский, И. Д. Найденов, И. И. Романюк и др. — Сообщ. САО, 1978, 24, с. 62—72.
24. Антропов Ю. Ф. — В кн.: Новая техника в астрономии / Под ред. Н. Н. Михельсона. М.: Наука, 1972, 4, с. 75—82.
25. Романюк И. И. О некоторых проявлениях магнитного усиления линий поглощения в спектрах пекулярных звезд. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1984, 18, с. 37—56.
26. Babcock H. W. A catalogue of magnetic stars. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1958, 30, p. 140—210.
27. Preston G. W. The mean surface field of magnetic stars. — Astrophys. J., 1971, 164, p. 309—315.
28. Wolff S. C. A search for radial gradients of the magnetic fields in the atmospheres of α^2 CVn, 78 Vir and β CrB. — PASP, 1978, 90, p. 412—417.
29. Wolff S. C. Magnetic field observational aspects. — In: Physics of Ap-stars., Vienna, 1976, p. 415.
30. Preston G. W. The magnetic field of β CrB. — Contribution of Lick Observatory, 1967, N 205, p. 111—121.
31. Balega Yu., Bonneau D., Foy R. Speckle-interferometric measurements of binary stars. II. — Astron. a. Astrophys. Suppl. Ser., 1984, 57, p. 31—36.
32. Романюк И. И. О существовании радиального градиента магнитного поля в атмосферах магнитных звезд. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1980, 12, с. 3—9.

Поступила в редакцию 16.11.84