

УДК 524.3-337; 524.35

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. III

© 2022 Ю. В. Глаголевский^{1*}¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 19 апреля 2022 года; после доработки 5 мая 2022 года; принята к публикации 15 июня 2022 года

Исследуются структуры магнитного поля химически пекулярных магнитных звезд. Отмечается большое разнообразие структур и параметров магнитных конфигураций, связанных с таким же разнообразием начальных условий в протозвездных облаках. Есть основания предполагать, что в нестационарной фазе эволюции уничтожение магнитного поля не происходит, условия позволяют сохраниться начальным крупномасштабным конфигурациям. Как бы не было запутано магнитное поле в протозвезде, общий вектор всегда соответствует полоидальному полю, которое слабое по отношению к локальным величинам. Мелкомасштабные конфигурации к моменту выхода звезды на ZAMS разрушаются, в основном, в результате омической диссипации за время, пропорциональное l^2 , где l — характерный размер неоднородности магнитного поля. Благодаря действию омической диссипации и натяжения силовых линий магнитные конфигурации упрощаются до структуры полоидального поля, описывающегося в достаточном приближении магнитным диполем. Благодаря высокой проводимости звездной материи магнитные конфигурации практически не изменяются в течение всего пребывания на главной последовательности, теоретически вследствие громадных размеров звезды и высокой проводимости плазмы магнитное поле способно сохраниться до возраста 10^{10} – 10^{11} лет. Магнитная звезда вращается твердотельно.

Ключевые слова: *звезды: магнитное поле — звезды: химически пекулярные*

1. ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемая статья продолжает более ранние работы Glagolevskij (2021a; b; 2022b), в которых последовательно обсуждается возможная эволюция магнитных звезд в начальных стадиях, в период до ZAMS (Zero-Age Main Sequence) и вблизи ZAMS, а также в период эволюции на главной последовательности (ГП). Основная задача данной статьи заключается в обсуждении результатов исследования структур магнитных полей химически пекулярных звезд.

В указанной серии публикаций изучаются зависимости, которые построены по данным, приведенным в основном в работах Glagolevskij (2011; 2019; 2022a), где дано краткое описание методик получения рассматриваемых параметров. Это эффективные температуры T_{eff} , абсолютные болометрические величины M_{bol} , величины $\lg g$, радиусы (в R_{\odot}), возрасты $\lg t$, массы (в M_{\odot}) и средние поверхностные величины магнитного поля B_s .

*E-mail: glago1@sao.ru

2. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Многие авторы в разные годы склонялись к единому мнению, что структуры магнитных полей Ар-звезд имеют форму магнитного диполя (Babcock 1951, Deutsch 1970, Preston 1971). Теоретически это можно было предполагать. Например, Parker (1979) утверждал, что вышедшее за пределы звезды магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, поэтому оно принимает замкнутую форму диполя. В частности, на основе такого предположения были разработаны формулы Шварцшильда–Стаббса–Престона (Preston 1967, Schwarzschild 1950, Stibbs 1950) для определения величины магнитного поля в магнитных полюсах B_p (SSP), исходя из модели центрального диполя. Краткая история исследования магнитных структур приведена в работе Glagolevskij (2011).

На основе предположения о дипольной структуре была создана программа для моделирования магнитных полей с использованием наблюдаемых фазовых зависимостей продольного магнитного поля $B_e(\phi)$ или среднего поверхностного поля $B_s(\phi)$ (Gerth and Glagolevskij 2003b; 2004a, Gerth

et al. 1997, Glagolevskij 2011; 2016a, Glagolevskij and Nazarenko 2018; 2020). Поверхностное магнитное поле можно представить суммой векторных составляющих полей виртуальных магнитных монополей, из которых можно легко составить магнитные диполи и мультиполи в любом количестве, которые предполагаются в магнитных звездах. С помощью компьютерных программ строится векторное поле от этих источников, рассчитываются фазовые кривые, которые сравниваются с наблюдаемыми зависимостями. Путем варьирования параметров и итерационной оптимизации по методу наименьших квадратов можно добиться совпадения их в пределах 3σ . Таким образом, распределение магнитного поля выводится, исходя из расположения его источников, и рассчитывается для всего окружающего пространства, включая любую плоскость, поверхность сферы и др. Данные программы используются в качестве инструмента, который позволяет подгонять рассчитанные фазовые кривые к данным наблюдений. Таким образом, метод позволяет получить распределение магнитного поля по поверхности звезды, а также структуру магнитных силовых линий внутри звезды.

В процессе моделирования методом последовательных приближений выбирается напряженность поля монополей, положение и ориентация диполя, т. е. угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения α , расстояние монополей от центра звезды Δa и расстояние между монополями l в единицах радиуса звезды (Glagolevskij 2011), а также координаты монополей внутри звезды λ и δ подбираются так, чтобы вычисленная и наблюдаемая фазовые зависимости $B_e(\phi)$ или $B_s(\phi)$ оказались в пределах 3σ . Кроме того, данная методика позволяет получить величины поля на полюсах $B_p(+)$ и $B_p(-)$ и координаты магнитных полюсов на поверхности. Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения i вычисляется из $v \sin i$. В работе Gerth and Glagolevskij (2003a) обсуждается возможность исследования с помощью этой методики дипольных структур магнитного поля в поверхностных пятнах, типа солнечных.

При моделировании большого количества звезд оказалось, что форма наблюдаемых фазовых зависимостей $B_e(\phi)$ зависит только от положения и ориентации диполя внутри звезды и угла наклона звезды i . При этом возникают характерные поверхностные структуры, которые для значительного количества звезд можно описать двумя или тремя магнитными диполями внутри. Если точность или количество измерений недостаточны, структура магнитного поля не определяется. Такие данные наблюдений обрабатываются в предположении модели центрального диполя, но опыт показывает, что величина среднего поверхностного поля B_s получается такого же порядка, как при точном моде-

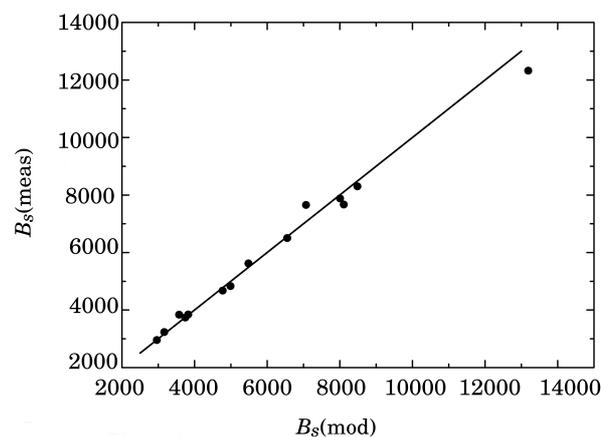


Рис. 1. Сравнение измеренных по расщеплению спектральных линий величин B_s (meas.) с теми, которые получены из моделей B_s (mod).

лировании. Подобных наблюдений, к сожалению, довольно много. Необходимо заметить, что вследствие неоднородного распределения химических элементов по поверхности фазовые зависимости $B_e(\phi)$ и $B_s(\phi)$, измеренные по линиям металлов, оказываются в некоторой степени искаженными. Поэтому моделирование предпочтительно в случаях, когда магнитное поле измерено по линиям водорода. Сравнение результатов моделирования по «водородным» и «металлическим» измерениям показывает, что различия B_s могут достигать иногда 20% (Glagolevskij 2022a).

Большое влияние на результат моделирования оказывает точность определения величин углов наклона звезд к лучу зрения i (Glagolevskij 2013c). Средняя ошибка за счет неточности угла i может достигать 20%. В работе Glagolevskij (2013c) сравниваются результаты моделирования по наблюдательным данным, полученным по линиям водорода и высокоточным LSD-методом¹ (Wade et al. 2000a) по линиям металлов. метод позволяет получать измерения с очень высокой точностью. В разделе 13 обсуждаются результаты такого сравнения. В этой же работе отмечается, что иногда значительные неопределенности возникают вследствие различия амплитуд и формы фазовых кривых, полученных разными авторами. Метод моделей дает значения средних поверхностных величин магнитного поля B_s , практически совпадающие с теми, которые измерены по расщеплению спектральных линий в неполяризованном свете (Freyhammer et al. 2008, Mathys and Lanz 1992), как это видно по рис. 1. Этот рисунок не только подтверждает правильность методики моделирования, он доказывает, что структура магнитного поля соответствует в достаточном приближении теоретическому магнитному

¹Метод Least-Squares Deconvolution.

Таблица 1. Параметры моделей для некоторых звезд с центральным диполем

Star, HD	B_s , G	$B_s(\text{mod})$, G	$B_p(\text{mod})$, G	$B_p(\text{SSP})$, G
2453	3737	3750	6550	4462
9996	4800	5200	8100	14700:
12288	7880	8080	13400	11620
192678	4668	4700	7300	—
201601	3846	3800	6210	4000

диполю. Это важнейший вывод для физики магнитных звезд. Второе важнейшее замечание состоит в том, что моделирование с использованием обеих фазовых зависимостей $B_e(\phi)$ и $B_s(\phi)$ возможно без знания угла i . Этот угол получается автоматически. При его правильном значении обе модельные фазовые зависимости совпадают с наблюдаемыми.

Один из способов реконструкции топологии магнитного поля звезд был разработан в работах Kochukhov et al. (2011), Kochukhov and Piskunov (2002), Piskunov and Kochukhov (2002). Вычисления выполняются с помощью методики DI Invers10, которая позволяет найти поверхностное распределение вектора магнитного поля и химического состава путем одновременного использования спектрополяриметрии профилей линий и фазовой кривой продольного магнитного поля $B_e(\phi)$. Распределение магнитного поля по поверхности звезды HD 37776, полученное этим способом, в основных чертах совпадает с нашими результатами моделирования (Glagolevskij and Nazarenko 2019a).

Применяемый иногда описательный, чисто математический метод разложения наблюдаемой фазовой зависимости магнитного поля $B_e(\phi)$ по сферическим гармоникам с центральными диполями, квадрупольями, октупольями и т.д. ограничен только поверхностью сферы, кроме того отсутствует физический смысл коэффициентов, неизвестна внутренняя структура поля, формирующая поверхностное распределение. Таким путем можно удовлетворительно описать форму фазовой зависимости, но не более. Предпринимались и попытки разложения с помощью синусоиды, но физического смысла такие результаты не имеют.

Опыт моделирования магнитных структур показывает, что примерно у 60% звезд структура магнитного поля описывается диполем, помещенным в центр звезды.

3. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ

Звезды с центральным диполем имеют синусоидальную форму фазовой зависимости $B_e(\phi)$

или $B_s(\phi)$. К этим звездам мы относим те объекты, у которых магнитные монополи находятся на расстоянии $\Delta a < 0.05 R_*$ от центра звезды. Такова средняя ошибка определения Δa . В эту категорию звезд обычно попадают объекты с измерениями магнитного поля по линиям водорода, или те, у которых неравномерное распределение химических элементов по поверхности на измерения влияет слабо. В таблице 1 и на рис. 1 показано сравнение результатов определения средних поверхностных величин магнитного поля B_s , выполненного непосредственно по зеемановскому расщеплению линий (Freyhammer et al. 2008, Mathys and Lanz 1992), с модельными оценками $B_s(\text{mod})$. Приведены также модельные величины поля на магнитных полюсах $B_p(\text{mod})$ (Glagolevskij 2011; 2019). Величины B_s и $B_s(\text{mod})$ хорошо согласуются между собой. Главный вывод, который можно сделать из многих аналогичных сравнений, заключается в отсутствии систематических различий между данными, полученными этими методами, что подтверждает их правильность. В последней колонке таблицы 1 даны величины $B_p(\text{SSP})$, рассчитанные по формулам Шварцшильда–Стиббса–Престона, которые можно сравнить с $B_p(\text{mod})$. Различия между отдельными звездами заметны, но систематических различий, как показала практика, нет. Среднее отношение $B_p/B_s \approx 1.6$, что близко к значению для теоретического диполя.

Таким образом, можно считать, что полученные сходные результаты, которые показывают, что, во-первых, рассмотренные методы как непосредственных измерений, так и моделирования не имеют систематических ошибок и дают результаты одного порядка, во-вторых, дипольное представление структуры магнитного поля подтверждается в достаточной степени. Полученные модельные параметры с успехом можно использовать при статистических исследованиях. Всегда можно подобрать параметры так, чтобы расхождение наблюдаемых фазовых зависимостей $B_s(\phi)$ и модельных $B_s(\text{mod})(\phi)$ не превышало 3σ .

В качестве примера приведен результат моделирования звезды HD 191612, имеющей структуру магнитного поля центрального диполя. Она изображена на рис. 2а. Показаны силовые линии

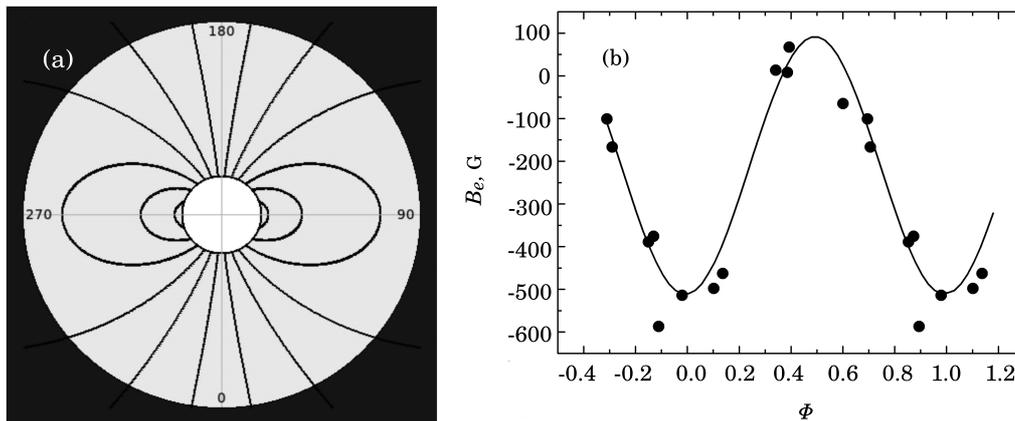


Рис. 2. (a) — распределение магнитного поля внутри звезды HD 191612 (модель центрального диполя). (b) — фазовая зависимость $B_e(\phi)$ звезды HD 191612. Точки — наблюдательные данные, сплошная кривая — модельная зависимость.

внутри звезды. Круг в центре — конвективное ядро, диаметр которого соответствует температуре звезды $T_{\text{eff}} = 35\,000$ К. На рис. 2b представлены наблюдаемые фазовые зависимости $B_e(\phi)$ для HD 191612 (Wade et al. 2011) и модельная кривая из статьи Glagolevskij and Nazarenko (2016) — точки и сплошная линия соответственно. Особых пояснений не требуется, но обращаем внимание на тот интересный факт, что виртуальный диполь находится внутри конвективного ядра, где полоидальное магнитное поле на самом деле не может существовать из-за турбулентности. Тем не менее, силовые линии вне ядра идут так, как будто диполь на самом деле находится внутри него. Этот вопрос будет обсуждаться далее (см. раздел 12).

Среди звезд, для которых структура магнитного поля определена, объектов с центральным диполем больше половины. Такое соотношение может служить признаком того, что в природе значительная доля протозвездных облаков имеют равномерную плотность в пределах, которые необходимы для формирования звезды, и полоидальное магнитное поле. Однако модели с центральным диполем могут получаться также в случаях, когда напряженность магнитного поля в протозвездном облаке пропорциональна плотности. Предполагается, что сложные структуры магнитного поля возникают в результате сжатия сложных протозвездных структур. Тот факт, что звезды с центральным диполем магнитного поля на всех предыдущих фазах эволюции не испытывают никаких искажений, свидетельствует об отсутствии на этих фазах крупномасштабных пертурбаций.

Попутное замечание заключается в следующем. В отличие от многодипольных моделей в случае центрального диполя величину l практически невозможно оценить вследствие слабого ее влияния, поэтому она задается как $l = 0.1R_*$

(Glagolevskij 2011). Можно спокойно пренебрегать этой величиной вплоть до $l = 0.3R_*$ при тех точностях, которые сейчас доступны. Очевидно, что при $l = 0$ величина магнитного поля в области диполя будет равна бесконечности.

4. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДИПОЛЯ, СМЕЩЕННОГО ВДОЛЬ ОСИ

Для звезд со смещенным диполем характерна фазовая зависимость $B_e(\phi)$ с одной острой и противоположной тупой полуволнами. Такие объекты впервые описали Престон и Ландстрит (Landstreet 1970, Preston 1967). Параметры моделей звезд со смещенным вдоль оси диполем представлены в таблице 2, а особенности их моделирования описываются в работах Gerth and Glagolevskij (2004b), Glagolevskij (2011; 2013b). Для звезд с нецентральной диполем кроме угла α важны два параметра Δa и l . Δa — это расстояние монополя от центра звезды в единицах радиуса звезды. Его величина достигает долей радиуса. Ось диполя проходит через центр звезды. Параметр l — это расстояние между монополями, которое тоже измеряется в долях радиуса звезды (Glagolevskij 2011). У некоторых звезд диполь смещен из центра звезды на величину до $\Delta a \approx 0.4R_*$. В случаях сильного смещения центр диполя и максимальная напряженность магнитного поля оказываются реально вне конвективного ядра. Независимо от места положения диполя внутри звезды структура магнитного поля всегда дипольная. Очевидно, это свойство связано с механизмом формирования магнитных структур: начальная конфигурация, какая бы она не была сложная, под действием двух основных механизмов — омического затухания и натяжения силовых линий — в конце концов, всегда превращается в полоидальную (приблизительно дипольную) структуру.

Таблица 2. Параметры моделей звезд со смещенным вдоль оси диполем

Star, HD	B_s , G	$B_s(\text{mod})$, G	$B_p(\text{mod})$, G	$B_p(\text{SSP})$, G	$\Delta a, R_*$
14437	7665	7712	[+22 160; -8900]	13 400	+0.15
116458	4676	4784	[+9511; -6210]	3654	+0.07
118022	2900	1271	[+2780; -1700]	3554	+0.20
126515	12322	13500	[+91 562; -6020]	7512	+0.24
147010	10600	12000	[+103 000; -7000]	—	+0.45
187474	5317	5500	[+6300; -11 600]	10 000	-0.10
188041	3636	3600	[+4850; -7400]	14 000	-0.07
200311	8568	8500	[+18 520; -11 420]	6810	+0.08
318107	13307	14340	[+33 500; -19 460]	—	+0.11

На рис. 3а показаны силовые линии внутри звезды HD 166473 ($T_{\text{eff}} = 7760$ K) в плоскости расположения диполя, а на рис. 3б — ее фазовая зависимость $B_s(\phi)$, построенная Glagolevskij and Nazarenko (2015) по данным из работы Mathys et al. (2007). Здесь хорошо виден «длинный» диполь, с центром, смещенным на $0.27R_*$ вдоль оси, причем расстояние между монополями $l = 0.2R_*$. Признак смещения диполя заметен на фазовой кривой «на глаз» — полуволна в сторону смещения более острая. Модель в данном случае построена по фазовой зависимости $B_s(\phi)$.

Магнитные структуры такого рода возникают вследствие неравномерного распределения магнитного поля в протозвездном облаке. Максимальная напряженность магнитного поля не совпадает с максимальной плотностью в звезде. Среди 23% звезд этого типа не все объекты действительно имеют смещенный диполь. Истинная структура магнитного поля получается только в случае измерений поля по линиям водорода. Если B_e измерялось по линиям металлов, то фазовые зависимости искажаются практически так, как будто это действительно смещенный диполь, и это трудно учесть (см. раздел 13). «Острая» полуволна получается в случае измерения поля по линиям металлов, сконцентрированных на магнитном полюсе. В результате такого искажения оказывается, что некоторые из звезд формально приписываются к типу «смещенный вдоль оси диполь». Но по опыту можно считать, что величины B_s и B_p при измерениях линий металлов, в среднем остаются близкими к «водородным» результатам.

5. СТРУКТУРА ПОЛЯ ДИПОЛЯ, СМЕЩЕННОГО ПОПЕРЕК ОСИ

В случае диполя, смещенного поперек оси, фазовая зависимость имеет характерный вид — как косозубая пила (рис. 4б). Таких объектов существенно меньше, чем со смещением вдоль оси

(Glagolevskij 2013c). Можно предположить, что они появляются в случае сложной структуры протозвездного облака, когда напряженность поля растет в сторону смещения диполя. И малое количество таких звезд обусловлено тем, что при таких условиях коллапс ионизованного газа поперек силовых линий происходит с трудом. В качестве примера приведем результат моделирования звезды HD 21699 ($T_{\text{eff}} = 9250$ K) (Glagolevskij and Chuntunov 2007), выполненного по наблюдениям из работы Brown et al. (1985). Заметим, что измерения магнитного поля получены по линии $H\beta$, поэтому они не искажены неравномерным распределением металлов по поверхности. На рис. 4а показано распределение силовых линий внутри звезды в плоскости положения оси диполя. Монополи смещены на величину $0.4R_*$, расстояние между монополями $l = 0.2R_*$. Максимальная напряженность магнитного поля не совпадает с максимальной плотностью звезды и находится вне конвективного ядра.

6. ДВУХДИПОЛЬНАЯ СТРУКТУРА

В случае двухдипольной структуры фазовая зависимость $B_e(\phi)$ имеет ангармоническую форму. Одним из примеров успешного моделирования может быть результат изучения одной из интереснейших звезд — HD 32633 ($T_{\text{eff}} = 9250$ K) (Glagolevskij 2013b). На рис. 5а показана схема распределения магнитного поля внутри звезды, построенная на основании наблюдаемой фазовой зависимости $B_e(\phi)$ (Borra and Landstreet 1980, Renson 1984, Wade et al. 2000b), показанной на рис. 5б. Фазовая зависимость моделируется при предположении двухдипольной структуры магнитного поля. Распределение силовых линий внутри звезды получено в плоскости основного, более сильного, диполя в работе Glagolevskij and Gerth (2008). Из этой схемы можно себе представить сложную структуру родительского

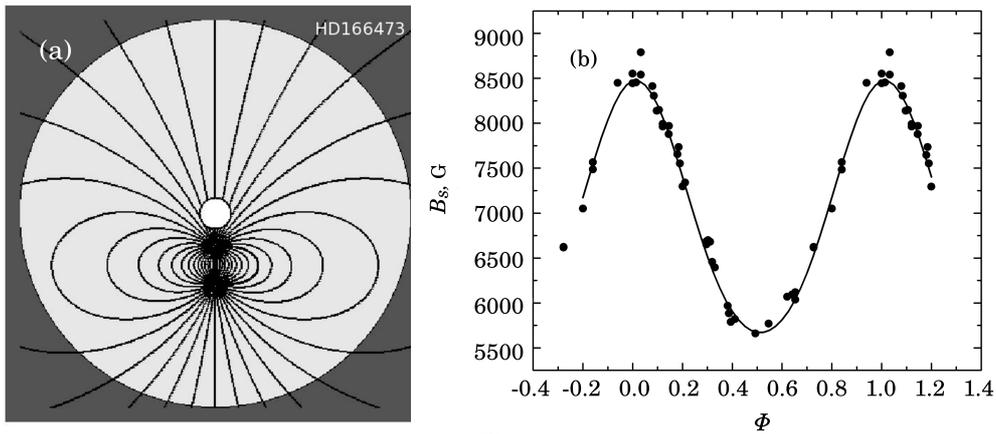


Рис. 3. (a) — распределение магнитного поля внутри звезды HD 166473 (модель смещенного вдоль оси диполя). (b) — фазовая зависимость $B_s(\phi)$ звезды HD 166473. Точки — наблюдательные данные, сплошная кривая — модельная зависимость.

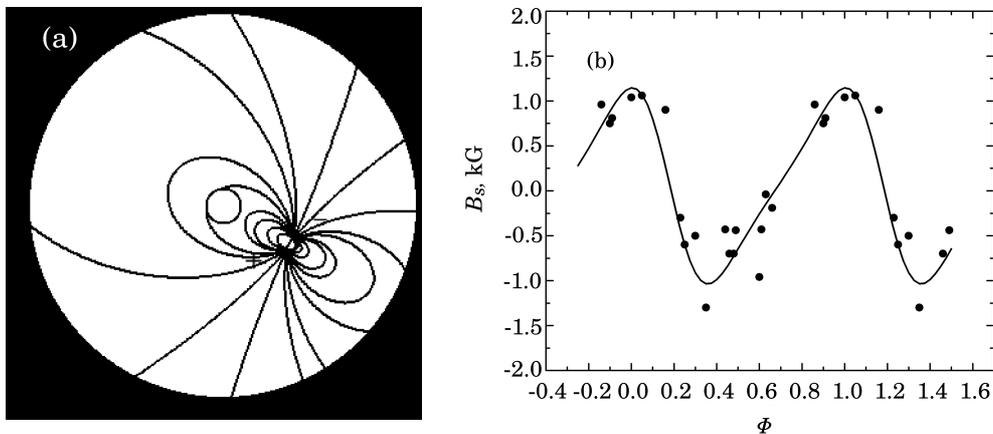


Рис. 4. (a) — распределение магнитного поля внутри звезды HD 21699 (модель смещенного поперек оси диполя). (b) — фазовая зависимость $B_e(\phi)$ звезды. Точки — наблюдательные данные, сплошная кривая — модельная зависимость.

протозвездного облака. Возможно также, что такая структура возникла в результате не разделившейся двойной системы, либо при столкновении двух протозвезд. На рис. 5b видно, что модельная фазовая зависимость достаточно хорошо соответствует наблюдениям (различие в пределах 3σ). Большой положительный максимум $B_e(\phi)$ сформирован сильным диполем, а слабый максимум формируется слабым диполем, он просто искажает распределение силовых линий сильного диполя. На рис. 5a хорошо видно, как складываются силовые линии от обоих диполей. Диполи имеют разную величину магнитного поля и ориентированы по отношению к экватору вращения по-разному (Glagolevskij and Gerth 2008).

Двухдипольные структуры разнообразны в том смысле, что диполи могут находиться в любом

месте внутри звезды и ориентируются они совершенно произвольно (Glagolevskij 2013b).

7. МНОГОДИПОЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ

Фазовая зависимость $B_e(\phi)$ в случае многодипольных структур имеет ангармоническую форму. Среди звезд со сложной структурой магнитного поля уверенно выделяются объекты, которые хорошо описываются трехдипольными конфигурациями. Наиболее изученная из них звезда HD 37766 (Glagolevskij and Nazarenko 2019a, Glagolevskij et al. 2013). Кроме нее известны еще две подобные звезды — HD 149438 и HD 18078 (Glagolevskij and Nazarenko 2017). По-видимому, реально существуют и более сложные структуры, но из-за малых амплитуд изменения магнитного поля в таких случаях, они не могут быть надежно определены

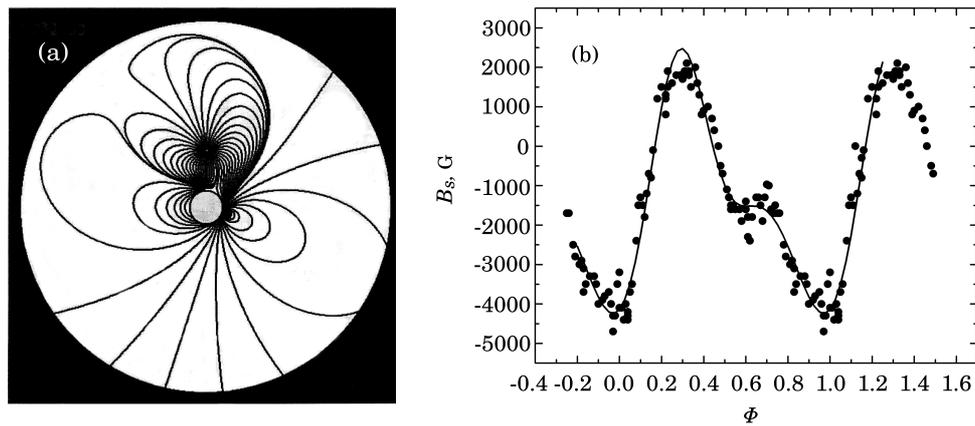


Рис. 5. (a) — распределение магнитного поля внутри звезды HD 32633 (модель с двумя диполями). (b) — фазовая зависимость $B_e(\phi)$ звезды HD 32633. Точки — наблюдательные данные, сплошная кривая — модельная зависимость.

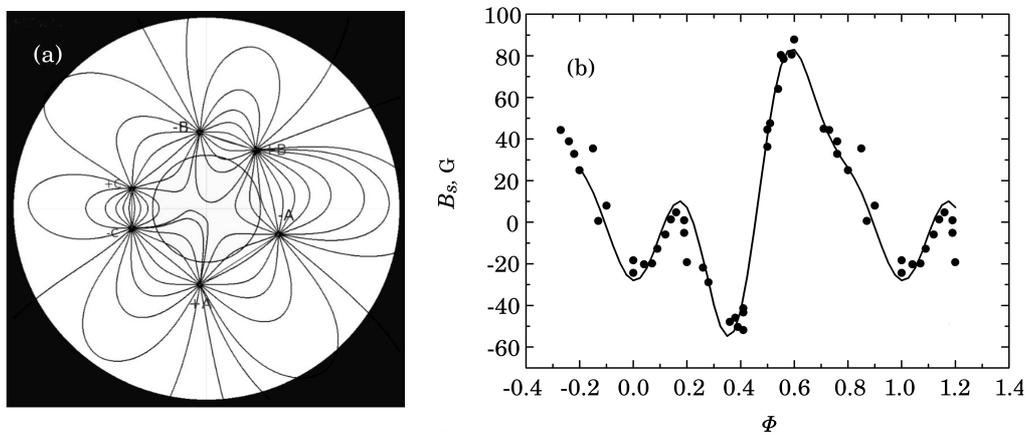


Рис. 6. (a) — распределение магнитного поля внутри звезды HD 149438 (модель с тремя диполями). (b) — фазовая зависимость $B_e(\phi)$ звезды HD 149438. Точки — наблюдательные данные, сплошная кривая — модельная зависимость.

и игнорируются. Такие объекты можно выявить по деформациям профилей спектральных линий (Kochukhov et al. 2004).

На рис. 6а показана схема распределения магнитного поля внутри звезды HD 149438, а на рис. 6б приведены наблюдаемая (точки) и вычисленная (сплошная линия) фазовые зависимости из работы Donati et al. (2006). Величина магнитного поля монополей в диполях разная и ориентированы они внутри звезды по-разному. На основании обсуждений, сделанных в следующем разделе, полагаем, что такие сложные конфигурации могли возникнуть только в начальных фазах эволюции, а именно из сложной структуры магнитного поля протозвездного облака. Следует заметить, что в случае трехдипольной структуры магнитного поля на видимой полусфере звезды одновременно видны магнитные полюса противоположной полярности.

Это значит, что происходит частичная компенсация напряженности соседних областей и зависимость $B_e(\phi)$ имеет заниженную амплитуду. При этом структура магнитного поля, по-видимому, мало искажается, но величины магнитного поля B_e могут быть занижены существенно. По этой причине, вероятно, не найдены еще звезды с более сложными структурами. Пока неясно, как велики искажения фазовых кривых в случае многодипольных структур вследствие неравномерного распределения химических элементов, но очевидно, что они меньше, чем в случае простых конфигураций.

8. МОДЕЛИРОВАНИЕ В СЛУЧАЕ ИЗВЕСТНЫХ $B_e(\phi)$ и $B_s(\phi)$

Этот случай интересен тем, что нет необходимости определять угол наклона оси вращения к

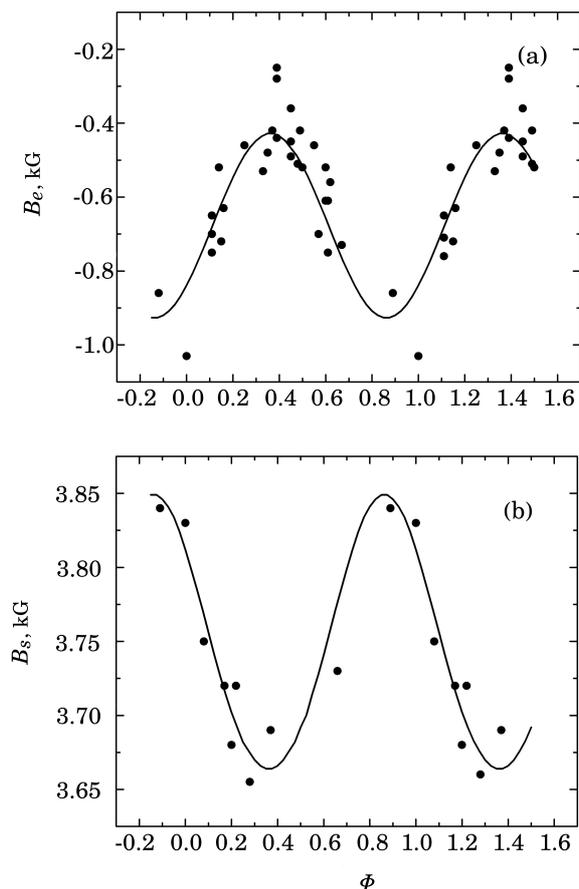


Рис. 7. Модели магнитного поля, построенные по фазовым кривым $B_e(\phi)$ (a) и $B_s(\phi)$ (b), обозначения прежние.

лучу зрения i . Если в методах определения $B_e(\phi)$ и $B_s(\phi)$, а также моделирования нет погрешностей, то вычисленные фазовые зависимости при правильном угле i должны совпасть. Приведем результаты такого подхода к исследованию звезды HD 2453 (Glagolevskij 2004). Звезда имеет очень большой период вращения $P = 556^{\text{d}}.87$ (Catalano and Renson 1984, Hubrig et al. 2000), поэтому $v \sin i \approx 0 \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, угол i из имеющихся данных оценить невозможно.

На рис. 7a приведена наблюдаемая фазовая зависимость $B_e(\phi)$ звезды HD 2453 (Babcock 1958, Mathys et al. 1997, Wolff 1975), а на рис. 7b — наблюдаемая зависимость $B_s(\phi)$ для нее (Mathys and Hubrig 1997), нанесенные точками. Методом последовательных приближений подобраны параметры (см. таблицу 3) так, чтобы измеренные величины отличались бы от вычисленных кривых в пределах 3σ (сплошные линии). В данном случае это произошло тогда, когда угол наклона оси вращения к лучу зрения оказался равным $i = 79^\circ$, а угол между осью диполя и плоскостью экватора враще-

ния $\alpha = 85^\circ$. Оказалось также, что диполь смещен вдоль его оси в сторону отрицательного монополя на величину $\Delta a = 0.09R_*$. Не исключено, что такая небольшая величина вызвана влиянием неравномерного распределения химических элементов по поверхности на фазовые зависимости. Во второй части таблицы приведены результаты моделирования при предположении центрального диполя. Если добиться хорошего совпадения зависимости $B_e(\phi)$, то модельная зависимость $B_s(\phi)$ получается, как показано на рис. 7b сплошной линией. Очевидно, что модель центрального диполя не подходит. Интересно, что величина магнитного поля на полюсах равна среднему значению поля в случае смещенного диполя. Остальные параметры изменились мало. Поскольку $\beta = 90^\circ - \alpha = 5^\circ$, то при такой конфигурации трудно ожидать потери момента вращения протозвездного облака с участием магнитного поля. Очевидно, мы имеем дело со звездой, которая изначально, в стадии протозвезды, вращалась медленно. Как правило, химические элементы концентрируются на магнитных полюсах и экваторе. Звезда видна с экватора, а магнитные полюса — на краю диска. Этим объясняется малая амплитуда $B_e(\phi)$ и малая амплитуда фотометрических изменений (Catalano and Renson 1998). Средняя величина $B_s = 3750 \text{ Гс}$ значительная.

9. ПОВЕРХНОСТНЫЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Обсуждая структурные особенности магнитных полей CP-звезд следует обратить внимание на попытки поиска особенностей поверхностных структур магнитного поля. В частности, предполагалось наличие аномального градиента магнитных полей в магнитных звездах (Romanyuk 1984, Wolff 1978). На примере звезд $\alpha^2 \text{ CVn}$, 78 Vir и $\beta \text{ CrV}$ было изучено изменение магнитного поля с фазой периода вращения, причем измерения были сделаны по спектрам в области до Бальмеровского скачка и после. Расчет делался на то, что формирование этих областей происходит на разных оптических глубинах, соответствующих различию уровней $\Delta H \approx 800\text{--}1000 \text{ км}$. С современной точки зрения магнитное поле имеет дипольную структуру. При радиусе звезды около $2\,000\,000 \text{ км}$ относительная толщина такого слоя составляет всего порядка $0.0005R_*$. При дипольной структуре магнитного поля напряженность в пределах этого слоя изменяется примерно на 0.004 (примерно 4 Гс), если принять во внимание реально наблюдаемый квадратический закон изменения поля с расстоянием и величину поля звезды $B_e = 1000 \text{ Гс}$ (Glagolevskij 2016a). Такую величину измерить практически было невозможно. Тем не менее, в работе Wolff (1978)

Таблица 3. Различие параметров звезды при разных предположениях модели

Смещенный диполь $i = 79^\circ$, $\Delta a = 0.09R_*$					Центральный диполь $i = 97.5^\circ$, $\Delta a = 0$				
Charge sign	λ , deg	δ , deg	α , deg	B_p , G	Charge sign	λ , deg	δ , deg	α , deg	B_p , G
+	0	+85	85	+4400	+	0	+85	85	+6000
-	180	-85	-	-7660	-	180	-85	-	-6000

Таблица 4. Сравнение основных параметров исследуемых звезд

HD	112413	137909
T_{eff} , К	11 280	7918
$v \sin i$, км с ⁻¹	24	3.5

констатируется, что для α^2 CVn (HD 112413) получены фазовые кривые изменений магнитного поля $B_e(\phi)$ в ультрафиолетовой и видимой области с разницей магнитного поля в двух слоях порядка 25% (250 Гс). Тем не менее, Вольф объясняет этот результат влиянием инструментального эффекта, имея в виду, что оценки магнитного поля разными авторами, т. е. разными методами измерения профилей линий, иногда значительно различаются.

Рассмотрим результат, полученный в работе Романуик (1984). Измерения магнитного поля по спектрам до скачка и после него тоже были сделаны у звезды α^2 CVn. На основании данных этой работы на рис. 8 построены зависимости $B_e(\phi)$, полученные методом скользящего среднего по трем измерениям. Действительно, различие амплитуд составляет 20%, что на основании предыдущих рассуждений соответствует примерно 200 Гс, огромной величине!

Сначала рассмотрим полученный результат с точки зрения Wolff (1978), что это инструментальный эффект. На рис. 8, как и в работе Вольф, заметно, что рассеяние точек на зависимости, соответствующей УФ-области спектра, больше. На точность измерения спектральных линий в УФ-области и ухудшение результата влияют следующие факторы:

- 1) слабый зеемановский эффект в этом диапазоне (зависимость от λ квадратическая);
- 2) слабые линии в этой области спектра;
- 3) много предельно слабых линий, сильное блендирование;
- 4) количество измеряемых линий меньше, потому что доступный диапазон длин волн короче;

- 5) набор характерных химических элементов в разных областях спектра может быть разным, что приводит к разным распределениям магнитного поля и, как следствие, к различиям оценок B_e .

Следующий момент, на который следует обратить внимание, это то, что у звезды β CrB (HD 137909), как оказалось, наблюдаемого у α^2 CVn (HD 112413) эффекта нет, т. е. у нее предполагаемый аномальный градиент магнитного поля отсутствует. Рассмотрим, чем эти звезды различаются. В таблице 4 приведены их основные параметры (Glagolevskij 2019, Shorlin et al. 2002).

Звезда HD 137909 холоднее, у нее богаче спектр, количество измеренных линий больше, точность измерения магнитного поля выше. Обе звезды принадлежат к SrCrEu-типу, т. е. различия в химического состава невелики. Скорость вращения HD 137909 почти на порядок меньше, следовательно, линии резкие и точность измерений выше. Учитывая сказанное, мы тоже склоняемся к мнению, что рассматриваемый эффект носит методический характер.

Несмотря на такой вывод, исследуем вариант возможного влияния микротурбуленции или турбуленции на измерения магнитного поля, если их распределение имеет слоевой характер. В данном случае имеется в виду тот же эффект, который происходит в фазе HАеВе, когда слоевое горение дейтерия приводит к турбуленции, подавляющей магнитное поле почти до нуля (Glagolevskij 2021a). В таком случае в верхнем слое атмосферы α^2 CVn, в котором происходит турбуленция, направления магнитных силовых линий искажаются, в результате продольная составляющая B_e уменьшается. Правда, на толщине атмосферы примерно 1000 км эту ситуацию трудно себе представить. Магнитное поле и турбуленция связаны между собой. Интенсивность микротурбуленции (и турбуленции) обратно пропорциональна величине магнитного поля вследствие подавления случайных движений плазмы, потому что магнитное давление изменяется как квадрат плотности (Parker 1979). Наличие зависимости аномальности химического состава от магнитного поля подтверждает существование динамической неустойчивости (Glagolevskij 1994a, Michaud 1975). Имеется в виду усиление

диффузии химических элементов при подавлении неустойчивости атмосферы магнитным полем. В работе Cramer and Maeder (1980) обнаружено, что интенсивность спектральных линий и зависящий от нее параметр Z Женевской фотометрии, прямо пропорциональны величине магнитного поля и даже была сделана попытка поиска звезд с сильными магнитными полями с помощью соответствующей калибровки. В работе Glagolevskij (1994b) были найдены зависимости $Z(B_s)$, бальмеровского скачка $D(B_s)$ и степени аномальности химического состава $P(B_s)$ от среднего поверхностного магнитного поля. Все эти зависимости показывают прямую корреляцию содержания химических элементов, т.е. интенсивности спектральных линий, с увеличением магнитного поля (рис. 9a,b (Glagolevskij 2007, Glagolevskij et al. 1998)), что связывалось с наличием процесса подавления микро- и турбулентции магнитным полем (Glagolevskii 1994a). На рис. 9a показана зависимость $Z_0(B_s)$, где $Z_0 = Z - Z(\text{normal})$ — параметр Женевской фотометрии, зависящий от интенсивности спектральных линий, а на рис. 9b показана зависимость содержания гелия от B_s (Glagolevskij 1996, Glagolevskij et al. 1990, Zboril et al. 1994). Здесь Z — параметр магнитной звезды, а $Z(\text{normal})$ — тот же параметр для нормальной звезды. В результате уменьшения микро- и турбулентции усиливается диффузия, химические аномалии увеличиваются. Оказалось также, что аномальность химического состава растет вплоть до величины магнитного поля порядка 4–5 кГс, после чего микро- и турбулентция полностью подавляются и зависимость исчезает (Glagolevskii 1994a).

Чтобы магнитное поле у звезды α^2 CVn изменилось на 20%, необходимо значительное увеличение интенсивности турбулентции (см. рис. 9). Однако несостоятельность такого предположения заключается в том, что на самом деле микро- и турбулентция в магнитных звездах практически нулевая (Glagolevskij 2022b), так как она подавляется магнитным полем. Таким образом, рассматриваемый эффект относится скорее к подавлению турбулентности. Кроме того известно, что микро- и турбулентция увеличивает интенсивность спектральных линий, а турбулентция уширяет их. При увеличении микро- и турбулентции должен обогатиться химический состав, но который у α^2 CVn обычный для магнитных звезд (Glagolevskii et al. 1985). Таким образом, эффект микро- и турбулентции отпадает. Кстати, в книге Lyubimkov (1995) утверждается, что величина микро- и турбулентции v_t у звезд ГП слабо зависит от оптической глубины τ . В случае запутывания силовых линий турбулентцией в слое должно произойти ослабление диффузии химических элементов и

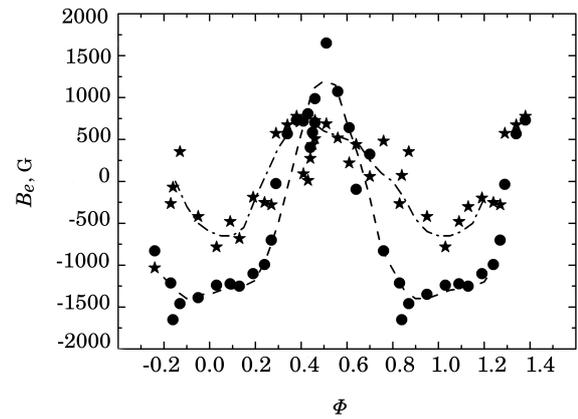


Рис. 8. Фазовые зависимости $B_e(\phi)$ для звезды HD 112413. Кружки — измерения по спектрам после бальмеровского скачка, звездочки — то же, но до бальмеровского скачка.

обеднение химического состава, чего на самом деле не наблюдается (Glagolevskii et al. 1985). Все эти рассуждения показывают сложность объяснения двадцатипроцентного ослабления магнитного поля в верхних слоях атмосферы физическими механизмами. Полезно вспомнить высказывание Паркера (Parker 1979) о том, что магнитное поле в верхних слоях атмосферы находится в очень разреженном газе, который не воздействует на поле: поле оказывается бессильным. Таким образом, эффект турбулентции в тонком верхнем слое атмосферы проблематичен. Важнейшее замечание состоит в том, что область спектра $\lambda \geq 6000 \text{ \AA}$ формируется на той же оптической толщине τ , что и область за бальмеровским скачком. Если бы существовал аномальный градиент поля, то наблюдался бы ход определяемой величины магнитного поля в зависимости от λ , на которой измеряются спектральные линии. Такого хода нет.

Нужно отметить, что переменное (в результате вращения звезды) аномальное распределение температуры с глубиной наблюдается в верхнем слое атмосферы HD 182255 (Glagolevskij et al. 2011) (рис. 10). Вследствие влияния покровного эффекта верхние слои охлаждаются, а внутренние перегреваются. Это хорошо прослеживается по виду профилей линий водорода, особенно H α . В результате область за бальмеровским скачком формируется при более низкой температуре. У звезды HD 182255 это различие достигает около 2000 К. Однако для влияния такого эффекта на величину магнитного поля в верхних слоях α^2 CVn причин нет.

Другим эффектом, который свидетельствует об особенностях условий в верхних слоях атмосфер магнитных звезд, является наличие послонной стратификации химических элементов (Babel and

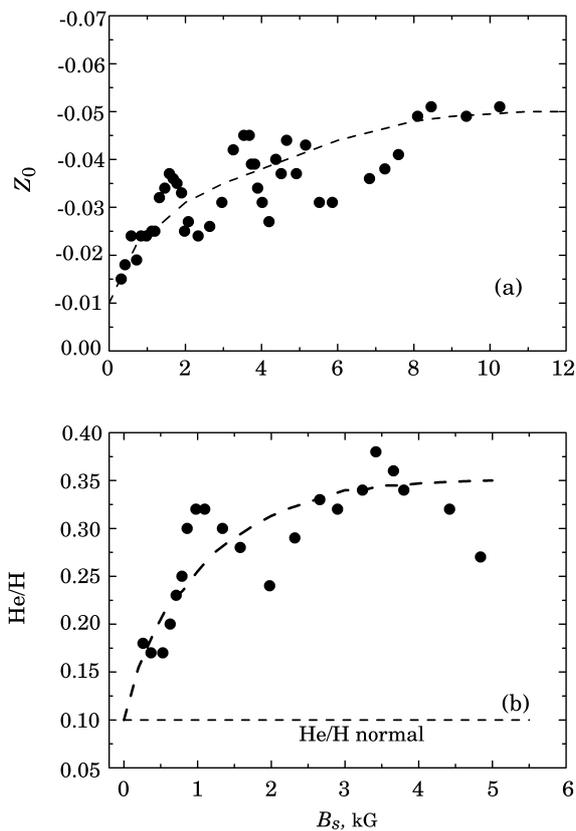


Рис. 9. Зависимость женевского параметра $Z_0(B_s)$ (a); зависимость содержания гелия $He/H(B_s)$ (b).

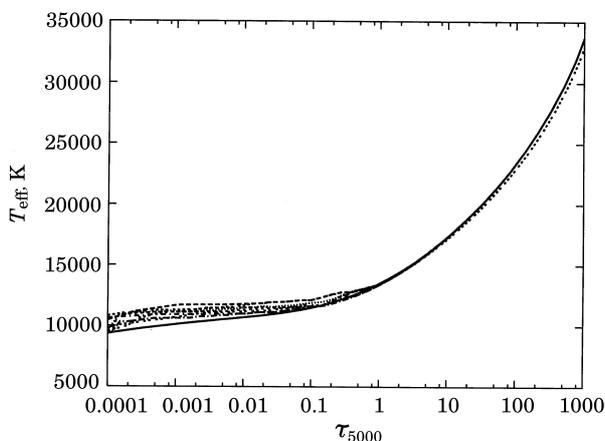


Рис. 10. Распределение температуры с глубиной в атмосфере звезды HD 182255 для разных фаз периода вращения.

Lanz 1992, Glagolevskii et al. 2005, Glagolevskij et al. 2009, Leushin et al. 2011, Ryabchikova et al. 2002). Магнитное поле взаимодействует только с ионами, поэтому какая-то стратификация могла бы быть только в случае значительного изменения степени ионизации по глубине атмосферы. Поскольку такого эффекта нет, то изменение содержания с

высотой в атмосфере никоим образом не повлияет на структуру магнитного поля.

Рассмотрим возможность существования аномального градиента магнитного поля в атмосферах магнитных звезд с точки зрения физики. На границе аномального изменения магнитного поля, т. е. на границе сильного в глубине и слабого поля на поверхности, силовые линии, соответствующие сильному полю, частично должны исчезать, что физически невозможно. В соответствии с законами физики (Parker 1979) магнитные силовые линии могут оканчиваться только на зарядах. Они замыкаются на себе и не должны прерываться. Такую ситуацию в случае предполагаемого аномального градиента магнитного поля невозможно придумать. Это значит также, что если в результате каких-то нестационарных процессов и возникает локальное нарушение структуры магнитного поля (например, запутывание), то это сопровождается сильным неравновесным состоянием, нарушением распределения давления, температуры, плотности и др. После прекращения этого состояния возникает омическая (джоулева) диссипация и равновесное состояние восстанавливается. Если бы существовала неоднородность магнитного поля на масштабе 1000 км, то такая неоднородность в результате омической диссипации исчезла бы уже за 10^3 – 10^4 лет. Постоянное неравновесное состояние необходимо чем-то поддерживать, но нестационарные явления на поверхности магнитных звезд не наблюдаются, наоборот, все данные свидетельствуют об особенной стабильности атмосфер магнитных звезд. В магнитных звездах не наблюдается нарушение термодинамического равновесия (Glagolevskij 1970). Parker (1979) замечает также, что магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, поэтому оно принимает замкнутую форму диполя. Правда, у массивных звезд He-γ-типа наблюдается значительный ветер, который уносит часть силовых линий за пределы поверхности звезды, и такие силовые линии уходят в бесконечность.

По результатам рассмотрения наблюдательных и теоретических данных в разделах 3–9 следует сделать вывод, что какие-либо отклонения структуры магнитного поля от дипольной в поверхностных слоях звезд отсутствуют.

10. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МОМЕНТ ВНУТРЕННЕЙ ПЕРЕСТРОЙКИ

Попытаемся выяснить, что происходит со структурой магнитного поля звезды в момент внутренней перестройки, то есть в диапазоне $R/R_z = 1.8$ – 2.2 (Glagolevskij 2021a). В этот период эволюции звезда уменьшается в размерах,

Таблица 5. Относительное количество звезд с центральным диполем $N(\text{cd})/N$ в разных диапазонах R/R_z

Диапазон R/R_z	1–1.8	1.8–2.2	>2.2
$N(\text{cd})/N$	0.50 ± 0.10	0.70 ± 0.30	0.67 ± 0.17

величина поверхностного магнитного поля увеличивается примерно в 1.2 раза. К сожалению, пока мы имеем недостаточное число изученных звезд в этом промежутке — всего 23. Тем не менее, предварительное представление об их поведении можно пытаться получить уже сейчас. Среди промоделированных объектов относительное количество звезд с центральным диполем во всех диапазонах R/R_z порядка $N(\text{cd})/N \approx 0.5–0.7$ (таблица 5), где $N(\text{cd})$ — число звезд с центральным диполем, N — число остальных звезд. Таким образом, со звездами в момент внутренней перестройки, по-видимому, ничего не происходит. Определенно об этом говорить пока рано, но делаем предварительный вывод, что дипольные структуры сохраняются до конца пребывания магнитных звезд на ГП, они не переходят друг в друга и не появляются другие, неизвестные. Очевидно, что в момент перестройки звезда просто сжимается к центру без искажения первоначальной структуры. Это значит также, что в момент перестройки звезда продолжает вращаться твердотельно.

11. УХОД МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД С ГП

Теоретически, при тех размерах, которые имеют звезды, магнитное поле может существовать в случае динамической стабильности в течение $10^{10}–10^{11}$ лет. Максимальный возраст магнитных звезд $t = 10^9$ лет (HD 101065, $t = 1.25 \times 10^9$ лет, $T_{\text{eff}} = 6500$ К, $B_s = 2300$ Гс, Glagolevskij (2019)). Это значит, что в течение всего времени жизни полный магнитный поток остается практически без изменений, что важно иметь в виду при теоретических исследованиях. Замечание Паркера (Parker 1979) состоит в том, что в стабильных не конвективных Ар-звездах плавучесть магнитного поля практически отсутствует. Поэтому в твердотельно вращающихся Ар-звездах магнитное поле является реликтовым.

Звезды эволюционируют до верхней границы ГП с достаточно сильным магнитным полем и не заметно, чтобы оно вблизи границы верхней части полосы ГП постепенно уменьшалось (см. рис. 2 в работе Glagolevskij (2021b)). На верхней границе полосы ГП радиус звезд увеличился по сравнению с максимумом вблизи ZAMS примерно в 2.5 раза. Средняя величина магнитного поля пограничных звезд всех типов пекулярности равна $B_s \approx 3500$ Гс.

На этой величине зависимость обрывается вследствие возникновения динамической неустойчивости.

В наших списках магнитные звезды имеют минимальные температуры $T_{\text{eff}} = 6500$ К, массы $M = 1.7M_{\odot}$, радиус $R = 2.2R_{\odot}$ и магнитное поле в среднем $B_s \approx 3500$ Гс (Glagolevskij 2015; 2016b). Ам звезды имеют $T_{\text{eff}} = 6500$ К и $R = 2.7R_{\odot}$, фактически то же самое. Более холодные объекты уже конвективные, возникновение конвекции ограничивает наличие магнитных и металлических звезд в сторону более низких температур. Эта граница достаточно резкая.

12. ВЛИЯНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ЯДРА НА СТРУКТУРУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Эта проблема практически никогда не обсуждается в литературе. Конвективное ядро искажает внутреннюю структуру магнитных полей. Размер конвективного ядра зависит от температуры и в случае горячих He-г-звезд он достигает $0.4R_*$. Мы обсуждаем обычно дипольную структуру по всему объему звезды, в то время как в центральных частях звезды в основном в случае модели центрального диполя магнитного поля нет, там конвективное ядро. При моделировании наличие силовых линий в области конвективного ядра подразумевается как продолжение структуры вне ядра. Реально структуру магнитного поля вблизи диполя можно наблюдать только в тех случаях, когда диполь находится вне конвективного ядра (смещенный диполь). На ранних стадиях эволюции магнитные силовые линии пронизывают всю протозвезду вплоть до возникновения конвективного ядра. Хорошо известно (Parker 1979), что магнитные силовые линии не должны прерываться. Поэтому реальные силовые линии вблизи ядра обходят его, сжимаясь. Это должно повышать напряженность поля в этой области и создавать неустойчивое состояние, результат которого неизвестен. Неизвестно также, какова скорость вращения конвективного ядра. Скорее всего, вращение происходит синхронно со всем объемом, иначе произошло бы закручивание силовых линий и возникла бы генерация переменного магнитного поля. Правда, за время жизни звезды это поле вряд ли успеет всплыть на поверхность (Parker 1979). В самом ядре вследствие высокой проводимости магнитное поле в хаотически перемешиваемой жидкости тоже хаотически перемешивается. Появляется много эффектов: турбулентная диффузия, возбуждение нового поля и др. В быстро вращающихся телах может возникать циклоническая турбулентность, но в медленно вращающихся магнитных звездах это, по-видимому, не происходит. Parker (1979) утверждает, что в мелкомасштабной турбулентности (как в

ядре) может играть роль усиление магнитного поля, но омическая диссипация не дает неограниченно расти мелкомасштабным полям. Растущее мелкомасштабное поле подавляет турбулентцию посредством омической диссипации.

Если магнитное поле сформировалось в конвективном ядре звезды (Schuessler and Paehler 1978) посредством турбулентного альфа-динамо, то диффузия его у звезд с массой $M = 1.5\text{--}5 M_{\odot}$ (в зависимости от напряженности поля ядра) до первого появления на поверхности путем всплытия оказывается порядка времени жизни на ГП. Поэтому трудно ожидать наложения нового поля на старую конфигурацию. В момент формирования $t = 0$ в лучистой молодой звезде реликтовое магнитное поле состояло из двух фракций — крупномасштабной полоидальной, которую мы наблюдаем сейчас, и мелкомасштабной, которая к моменту выхода звезды на ГП исчезает под действием омической диссипации и натяжения силовых линий. В момент образования конвективного ядра область вне его остается без изменения вследствие вмерзности поля и динамической стабильности звезды. Именно окружающая ядро область звезды описывается магнитным диполем. Такова в общих чертах возможная ситуация с конвективным ядром.

13. ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ

В результате неоднородного распределения химических элементов по поверхности фазовые зависимости $B_e(\phi)$, измеренные по линиям металлов, оказываются иногда искаженными (Wolff 1978).

Особенно велико влияние концентрации химических элементов на магнитных полюсах, где поле больше, турбулентция ослаблена, диффузия сильнее. Диффузия ионов свободно происходит вдоль силовых линий. Наблюдаемый эффект может быть более или менее выраженным в зависимости от ориентации звезды к наблюдателю. В указанных работах отмечается, что значительные неопределенности модельных параметров бывают вследствие различия амплитуд и формы фазовых кривых, полученных разными авторами. Измерения по линиям водорода не зависят от неравномерного распределения химических элементов по поверхности, поэтому интересно сравнить результаты моделирования, полученные по «металлическим» (M) и «водородным» (H) измерениям.

В таблице 6 приведены данные моделирования звезд, полученные этими двумя методами (Glagolevskij 2013c). Указаны номер звезды (1), метод измерения магнитного поля (2), литературный источник измеренных величин (3), амплитуда $B_e(\phi)$ (4), величина среднего поверхностного

магнитного поля, определенного по «металлическим» измерениям (5), величины магнитного поля на полюсах, полученные по линиям водорода (6), величина смещения монополей из центра звезды согласно модели (7). Сравнение результатов по «водородным» и «металлическим» измерениям $B_s(H)/B_s(M)$ (см. столбец (8) таблицы 6) показывает, что различия B_s могут достигать иногда 20%. Тем не менее, средняя величина $B_s(H)/B_s(M) = 0.97$. Это значит, что систематического различия между измерениями по линиям водорода и линиям металлов не существует. Важно заметить, что большая часть H-измерений в таблице 6 приводит к моделям центрального диполя. Поэтому в ряде случаев лучшее совпадение с моделью смещенного вдоль оси диполя обусловлено просто эффектом неравномерного распределения химических элементов. К звездам с центральным диполем могут быть отнесены и звезды с M-измерениями. Например, в списке звезд со смещением $\Delta a \leq 0.05$, приведенном в работе Glagolevskij (2013c), кроме звезд, измерения для которых получены по линиям водорода, оказалось три «M»-звезды. Таким образом, к модели центрального диполя иногда приводят и измерения по линиям металлов. Все зависит от положения диполя внутри звезды и ориентации звезды по отношению к наблюдателю.

В таблице 1 в работе Glagolevskij (2013d) приведены результаты исследований звезд со смещением вдоль оси диполем. Для половины из 23 звезд измерения сделаны по линиям водорода, все эти звезды принадлежат к типу «смещенный вдоль оси диполь». Эти данные подтверждают реальное существование звезд такого типа.

Приведенный анализ показывает, каково влияние неравномерного распределения химических элементов по поверхности на модельную оценку B_s . При достаточно большом количестве данных при построении разного рода зависимостей этим влиянием можно пренебречь, но разброс точек увеличивается. Приходится считаться с тем, что какое-то количество звезд отнесено к звездам со смещенными вдоль оси диполями вследствие влияния неравномерного распределения химических элементов по поверхности. Частично этим объясняется тот факт, что число звезд со смещением диполя вдоль магнитной оси относительно велико — на самом деле у некоторых из них конфигурация магнитного поля имеет структуру центрального диполя.

В работе Glagolevskij (2013c) сравниваются результаты моделирования по наблюдательным данным, полученным по линиям водорода (Wade et al. 2000a), с теми, которые получены методом LSD по линиям металлов, но с очень высокой точностью,

Таблица 6. Сравнение результатов измерения магнитного поля LSD- и H-методами

Star	Method	Ref	A, G	$B_s(M)$, G	$B_s(H)$, G	$\Delta a, R_*$	$B_s(H)/B_s(M)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
HD 24712	(M) Mg	[1]	1120	1262	± 1866	0.0	1.23
	(M) TiCrFe	[1]	1120	1262	± 1866	0.0	1.23
	(M) EuGd	[1]	850	1367	± 1975	0.0	1.14
	(H)	[2]	850	1556	± 2270	0.0	
HD 32633	(M)	[3]	8200	9526	[+16700; -15020]	0.2	0.94
	(M)	[4]	7500	8902	[+15594; -13896]	0.2	1.01
	(M)	[5]	6600	8180	[+14394; -12682]	0.2	1.10
	(H)	[6]	7600	8970	[+15705; -14010]	0.2	
HD 40312	(M)	[5]	500	338	[+ 405; -743]	0.1	1.04
	(H)	[6]	730	351	± 553	0.0	
HD 83368	(M)	[7]	1600	630	± 938	0.0	1.00
	(M)	[8]	1600	630	± 930	0.0	1.00
	(H)	[9]	1600	634	± 935	0.0	
HD 112413	(M)	[10]	1300	1040	[+2911; -858]	0.2	0.97
	(H)	[5]	2150	1058	± 1568	0.0	0.96
	(H)	[11]	2057	1013	[+183; 3-1352]	0.05	
HD 119419	(M)	[12]	5350:	2620	± 4110	0.1:	0.70
	(H)	[13, 14]	2700:	1830	± 2870	0.1:	
HD 122532	(M)	[14]	1650	1064	± 3197	0.0	1.00
	(H)	[15]	1650	1064	± 3197	0.0	1.00
	(H)	[13]	1650	1064	± 3197	0.0	
HD 125248	(M)	[7]	3600	1450	± 2170	0.0	1.55
	(M)	[16]	3600	1450	± 2170	0.0	1.55
	(H)	[6]	5600	2175	± 3197	0.0	
HD 125823	(He)	[17]	1100	554	± 842	0.0	0.70
	(H)	[18]	900	386	± 581	0.0	

[1] — Preston (1972); [2] — Ryabchikova et al. (1997); [3] — Preston and Stepien (1968);
 [4] — Renson (1984); [5] — Wade et al. (2000b); [6] — Borra and Landstreet (1980);
 [7] — Mathys and Hubrig (1997); [8] — Mathys (1991); [9] — Thompson (1983);
 [10] — Borra and Landstreet (1977); [11] — Bychkov et al. (2005); [12] — Mathys (1995);
 [13] — Bohlender et al. (1993); [14] — Thompson et al. (1987); [15] — Glagolevskij (2017b);
 [16] — Landstreet et al. (1975); [17] — Wolf and Morrison (1974); [18] — Borra et al. (1983).

Таблица 7. Сравнение результатов моделирования звезд по LSD- и H-измерениям

Star, HD	B_s, G	$\Delta\alpha, R_*$	Метод	$B_s(H)/B_s(LSD)$
32633	10278	0.10	LSD	1.12
	11500	0.6	H	
40312	333	0.10	LSD	1.96
	650	0.20	H	
62140	1566	0.05	LSD	1.00
	1566	0.05	H	
65339	13110	0.42	LSD	1.04
	13700	0.45	H	
112185	96	0.1	LSD	3.33:
	330	0.0	H	
112413	1040	0.20	LSD	2.5
	2600	0.10	H	
118022	1271	0.09	LSD	1.00
	1270	0.10	H	
137909	5620	0.18	LSD	1.00
	5620	0.3	H	

порядка 10–80 Гс (Wade et al. 2000a). Этот результат чрезвычайно интересен. Из данных таблицы 6 мы получили, что в среднем $B_s(H)/B_s(M) = 0.97$, в то время как из таблицы 7 среднее отношение $B_s(H)/B_s(LSD) = 1.44$. Этот результат является важнейшим для статистических исследований. Выше мы видели, что в среднем величины $B_s(H)$ равны $B_s(M)$, в то время как $B_s(LSD)$ систематически меньше. Этот факт совершенно непонятен.

Металлы концентрируются либо на магнитных полюсах, либо на магнитном экваторе (Glagolevskij et al. 2013), причем набор характерных химических элементов может быть разным. Поскольку магнитное поле интегрируется по видимой полусфере, средний химический состав и магнитное поле будет зависеть от ориентации звезды относительно линии зрения. В некоторых случаях, в зависимости от ориентации звезды, неравномерное распределение химических элементов по поверхности не сказывается на модели, и выбор делается в пользу центрального диполя. Слабое влияние эффекта бывает тогда, когда характерные химические элементы концентрируются не на магнитных полюсах, а в широкой экваториальной области при соответствующей ориентации звезды. В каталоге величин B_s (Glagolevskij 2019) содержатся данные,

которые по возможности получены по измерениям, выполненным по линиям водорода.

14. ПРЕИМУЩЕСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Проблема ориентации магнитных структур внутри звезды важная среди других, потому что она связана с формированием магнитных звезд на ранних стадиях эволюции. Этот вопрос мы освещали во многих наших работах подробно, поэтому приведем только основные моменты. Preston (1967) впервые обнаружил, что магнитные диполи имеют преимущественную ориентацию в пределах $\alpha \approx 0-20^\circ$, где α — угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения. Наши последние данные (Glagolevskij 2013a; 2019; 2022a) показывают распределение, приведенное на рис. 11. В диапазоне $\alpha = 0-20^\circ$ количество звезд на 1° в шесть раз больше, чем в диапазоне $\alpha = 20-90^\circ$. В случае равномерного распределения диполей это соотношение было бы около трех. Преимущественная ориентация магнитных структур связана с механизмом потери момента вращения с участием магнитного поля, который имеет свойство избирательности по отношению к углу α (Mouschovias and Paleologou 1979). Момент вращения более эффективно передается окружающим облакам в тех случаях, когда магнитные силовые линии находятся в плоскости экватора вращения протозвездного облака.

Малое число звезд с большими углами $\alpha = 20-90^\circ$ можно объяснить разнообразием начальных условий в процессе потери момента вращения, несущественным влиянием нестабильной фазы, а также тем, что некоторое количество протозвезд изначально имело малую скорость вращения и практически не участвовало в процессе «магнитного торможения» (Glagolevskij 2021a; b).

15. ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Интересно, что Cowling (1945) еще в 1945 г. предположил, что вследствие высокой проводимости плазмы в звездах время омического затухания будет сравнимо с временем жизни звезды на ГП. В работах Glagolevskij (2020), Glagolevskij and Nazarenko (2019b) подробно рассматривается проблема стабильности магнитных структур. Максимальное время жизни на ГП у холодных звезд SrCrEu-типа достигает $\lg t = 9.0-9.1$. На таких временах изменения могли бы быть заметными. Однако, как показано в этих работах, расстояния магнитного монополя от центра звезды $\Delta\alpha$ и углы α с возрастом не меняются. Другим признаком стабильности конфигураций является то, что звезды

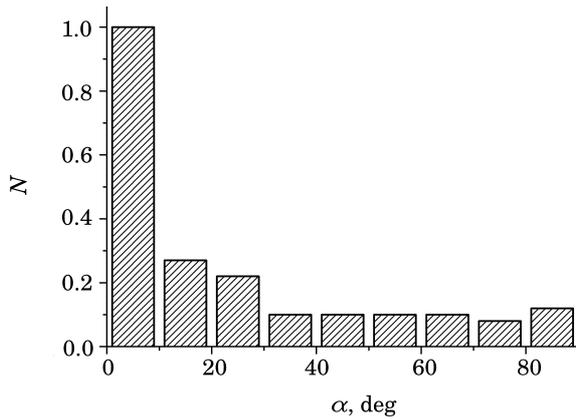


Рис. 11. Распределение магнитных звезд по величине угла α .

разных типов структур (таблица 8) встречаются во всем диапазоне возрастов. Они не переходят друг в друга. Особенно показательны такие данные для звезд с центральным диполем, а их относительное количество велико. Еще один признак вековой стабильности магнитных структур заключается в том, что распределения $N(\alpha)$ для долгоживущих холодных звезд и короткоживущих горячих объектов имеют одинаковый вид (Glagolevskij 2016b, Glagolevskij and Nazarenko 2017). Такая стабильность указывает на отсутствие внутри звезды (исключая конвективное ядро) движения масс, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбуленция и др.

Согласно выводам работы Glagolevskij (2014), сохранение структуры центрального диполя в течение всего времени эволюции является одним из главных признаков твердотельного вращения магнитных звезд и вековой стабильности магнитных структур, вплоть до конца пребывания на ГП.

16. РАЗНООБРАЗИЕ СТРУКТУР

Данная проблема подробно рассматривалась в работах Glagolevskij (2014; 2021a; b) и др. Наблюдается очень большое разнообразие величин и структур магнитного поля в разных звездах, а также их параметров вследствие большого разнообразия начальных условий в родительских протозвездных облаках. Анализ условий эволюции показывает, что магнитные звезды не могли приобрести наблюдаемые сейчас структуры магнитных полей в поздних стадиях эволюции. Предполагается, что если протозвездное облако намагничено неравномерно, то при сжатии при условии вмороженности магнитного поля внутри протозвезды и, затем, звезды, неоднородности сохраняются. Получаются структуры смещенного из центра диполя или

двух- и трехдипольные конфигурации. Если протозвездное облако намагничено равномерно, или напряженность поля пропорциональна плотности, то возникает звезда с магнитным диполем в центре. Таких случаев больше половины. В пределах наших современных представлений наблюдаемые крупномасштабные структуры, по-видимому, не могут формироваться ни в нестационарной фазе, ни в HaeBe-фазе (Glagolevskij 2021a; b; 2022b). Можно ожидать некоторого искажения структур в момент их предполагаемого негомологического и анизотропного сжатия в нестационарной фазе эволюции. Однако влияние этой фазы эволюции на формирование крупномасштабных, несимметричных относительно центра структур сомнительно, потому что нестационарные процессы происходят симметрично относительно плотного ядра протозвезды, а не в отдельных областях протозвезды вне центра плотности, как это реально наблюдается в случаях много дипольных структур. Несколько циклов сферического сжатия коллапсирующего протозвездного облака происходит вследствие ионизации гелия и легких элементов. В этот момент начинает формироваться ядро с массой около $0.01M_{\odot}$ (Schulz 2005). Степень ионизации всего 10^{-7} , тем не менее, она достаточно велика, чтобы вызвать амбиполярный дрейф вещества, который ослабляет связь коллапсирующего вещества с магнитным полем. Нейтральный газ просачивается через силовые линии, магнитное поле сжимается меньше, обеспечивая более слабое поле в будущей звезде. Частично общий магнитный поток ослабляется в нестационарной фазе. Тем не менее, в работах Dudorov (1990), Moss (2004) предполагается, что в нестационарной фазе протозвездное облако приобретает сложную структуру вокруг центрального ядра, она выглядит как слой, волокна, оболочки, течения, струи, возникают области за ударными и ионизационными фронтами. В ядре продолжает эволюционировать, сжиматься и все еще сохраняется основная, полоидальная составляющая магнитного поля B_0 . Также Moss (1989; 2004) предполагает, что турбуленция уменьшает характерные размеры магнитных структур с последующим разрушением вследствие неустойчивости. Поле закручивается в жгуты, которые сопротивляются дальнейшему искажению и распаду поля. Полный вектор магнитного поля молодой протозвезды после неустойчивой фазы $B = B_p + \Sigma B_i$, где B_p — крупномасштабная полоидальная составляющая, а B_i — величины поля мелкомасштабных неоднородностей. Мелкие неоднородности со временем, до ZAMS, исчезают вследствие омической диссипации и натяжения силовых линий. В результате остается долгоживущая полоидальная крупномасштабная составляющая B_p (Glagolevskij 2021b), которая в фазе звезды описывается теоретическим магнитным диполем.

Таблица 8. Основные магнитные структуры

Структура	Доля звезд, %
Центральный диполь	29
Смещенный вдоль оси диполь	23
Смещенный поперек оси диполь	7
Двух-трехдипольная структура	15
Точная структура не определена	26

Но самое важное замечание состоит в том, что большое количество звезд с центральным диполем пережило нестационарную фазу, и все другие фазы, без признаков искажения. Крупномасштабная дипольная конфигурация остается неизменной. Тем более, нет причин подозревать крупномасштабные искажения структур в аккреционной фазе NaеVe , когда молодая радиативная магнитная звезда находится в стационарном состоянии внутри внешней аккреционной оболочки. Среди звезд, у которых определен тип структуры, объектов с центральным диполем большое количество — 60%. Одновременно это значит, что такие звезды возникли либо из протозвездного облака с однородным магнитным полем, либо в случае, если поле было пропорционально плотности. Учитывая сказанное, остается признать единственный вариант — в процессе эволюции остается та структура магнитного поля, которая была у родительской протозвезды до нестационарной фазы. Создается впечатление, что в ранних стадиях эволюции степень нестационарности вполне умеренная. Ранние предположения о том, что в фазе Хаяши реликтовое магнитное поле должно разрушиться кажутся несостоятельными. Parker (1979) замечает также, что магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, поэтому оно принимает замкнутую форму диполя. Это значит, что сложные и несимметричные наблюдаемые конфигурации продолжают изменяться в сторону упрощения со скоростью обратно пропорциональной квадрату их характерного размера.

17. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методика моделирования при предположении дипольной структуры магнитного поля с успехом была использована при изучении практически всех звезд, приведенных в каталоге Vukob et al. (2005) и в некоторых других источниках с целью уточнения структур магнитного поля, определения величин B_s и других параметров магнитных звезд, приведенных в Glagolevskij (2019). С помощью разработанной методики удалось «оживить» значительное количество наблюдательных данных по

фазовым зависимостям $B_e(\phi)$ и $B_s(\phi)$, опубликованных в литературе. В процессе моделирования было изучено значительное число звезд с разными структурами магнитного поля, типичные из них представлены в таблице 8 (Glagolevskij 2014, Leushin et al. 2011).

Перечислим основные особенности магнитных структур, которые мы рассмотрели в настоящей статье, а также в работах Glagolevskij (2017a), Glagolevskij and Nazarenko (2018; 2020). Они заключаются в следующем:

1. Одним из важных результатов моделирования является то, что структуры магнитного поля в пределах точности измерений описываются произвольно ориентированными виртуальными магнитными диполями. Наблюдается преимущественное направление силовых линий параллельно экваториальной плоскости, связанное с механизмом потери момента вращения на самых ранних стадиях эволюции. Получаемые конфигурации не соответствуют модели с теоретическим точечным диполем, имеющим атомные размеры, когда напряженность магнитного поля в месте диполя приближалась бы к бесконечности. Оказалось, что в модельных диполях расстояние l между виртуальными монополями в разных случаях оказывается сравнимым с радиусом звезды, практически $l \approx 0.05-0.4R_*$ (Glagolevskij 2011). Такие случаи мы условно называем «длинным диполем». Опыт моделирования определенно показывает, что это свойство лучше всего проявляется в случаях 3 и 4 моделей (таблица 8). Это значит, что структура поля в месте виртуального диполя — полоидальная. Отклонение структуры магнитного поля от теоретического диполя приводит к тому, что изменение магнитного поля при эволюционном изменении радиуса звезды (рис. 9 в работе (Glagolevskij 2021c)) происходит не в кубической степени, а в степени около 2.

2. К основным результатам исследования структур магнитного поля и параметров магнитных звезд относится тот факт, что наблюдается очень большое разнообразие величин и параметров дипольных магнитных структур, возникающее, очевидно, вследствие сложности начальных условий и «запутанности» родительских протозвездных облаков. Маловероятно, что эти свойства магнитные протозвезды и звезды могли приобрести в поздних стадиях эволюции. С точки зрения реликтовой теории происхождения магнитных звезд, протозвездное облако при сжатии сохраняет внутри себя неоднородности. Получаются структуры смещенного из центра диполя или двух- и трехдипольные конфигурации. Если протозвездное облако намагничено равномерно, или напряженность поля пропорциональна плотности, то возникает звезда с магнитным диполем в центре. Таких случаев больше половины, что важно для теории происхождения и эволюции

магнитных звезд и изучения физических условий в протозвездных облаках.

3. Некоторые магнитные звезды демонстрируют очень быстрые изменения B_e в отдельных фазах периода вращения, например, HD 149438 (рис. 6). Для того, чтобы описать такие вариации при моделировании, необходимо предполагать значительные смещения монополей к поверхности звезды. Такие смещения иногда достигают величины $\Delta a \approx 0.6R_*$. Этот результат свидетельствует о наличии значительных деформаций магнитных силовых линий внутри звезды, релаксация которых не успела завершиться к настоящему времени.

4. Модельные магнитные силовые линии сходятся в местах расположения виртуальных монополей. Параметры диполя выбираются так, чтобы распределение и направление силовых линий в верхних слоях звезды совпадали бы с наблюдаемыми силовыми линиями. Практически во всех случаях наблюдаемая и модельная фазовые зависимости не различаются более чем на 3σ во всех фазах периода вращения, даже в таких случаях, когда измерения магнитного поля выполнены с предельной точностью $\sigma = \pm 5$ Гс (Glagolevskij 2013c). В отличие от моделей 3 и 4, модели 1 и 2 очень слабо зависят от величины l . Поэтому точных величин l для этих моделей мы не знаем и при моделировании задаем $l = 0.1-0.2$.

5. В случае нецентральных однодипольных структур смещение диполей наблюдается преимущественно вдоль оси, вероятно потому, что коллапс протозвезд легче происходит вдоль силовых линий. По этой причине моделей со смещением диполя поперек оси мало. Этот пример служит дополнительным признаком в пользу предположения о формировании магнитных звезд в период протозвездного коллапса. Бывают случаи, когда неравномерное распределение химических элементов по поверхности приводят к фазовой зависимости, похожей на случай смещения диполя вдоль оси. Около 1/3 звезд такого типа, магнитное поле которых измерено по линиям металлов, по-видимому, относится к этой группе формально. Многочисленные измерения магнитных полей по линиям водорода тоже приводят к моделям смещенных вдоль оси диполей, что подтверждает реальность таких структур

6. Оси диполей в случае сложных двух- и трехдипольных структур направлены перпендикулярно радиусам звезды. Расчеты показывают, что намагниченные области при коллапсе протозвезд вытягиваются в направлении, перпендикулярном радиусу вследствие влияния градиента плотности.

7. В многодипольных структурах диполи направлены всегда разными знаками друг к другу: вероятно на ранних стадиях эволюции такие конфигурации более устойчивы.

8. В моделях со смещенным из центра звезды диполем максимальная напряженность поля не совпадает с максимальной плотностью в звезде. Это означает, что в таких случаях магнитное поле в протозвездных облаках было непропорционально плотности.

9. Конвективное ядро при его формировании нарушает начальное распределение магнитного поля. Магнитные силовые линии обходят ядро, ступаясь вокруг него. Физические условия в этом слое необходимо исследовать теоретически.

10. Одним из интереснейших проявлений свойств магнитных звезд мы считаем их долю среди нормальных звезд, равную 10%. Согласно выводам цитированных выше работ, по-видимому, это связано

- 1) с избирательностью механизма потери момента вращения намагниченных протозвездных облаков по отношению к углу α (Mouschovias and Paleologou 1979), который можно назвать α -эффектом в эволюции магнитных звезд. Момент вращения более эффективно передается окружающим облакам в тех случаях, когда магнитные силовые линии находятся в плоскости экватора вращения протозвездного облака.
- 2) 10%-я доля связана также с тем, что в достаточной степени теряют момент вращения с участием магнитного поля только самые «медленные» ротаторы из начального распределения протозвездных облаков (Glagolevskij 2021b; c; 2022b). Некоторое количество таких облаков практически не вращается, из них формируются магнитные звезды с периодами вращения сотни и тысячи дней.

11. Одно-, двух- и трехдипольные конфигурации не меняются в течение всей жизни звезды на ГП (Glagolevskij and Nazarenko 2019b). Особенно интересен факт векового сохранения структур магнитного поля типа «центральный диполь». Нет признаков трансформации таких структур в ходе эволюции в более сложные конфигурации. Фундаментальные механизмы омической диссипации и натяжения силовых линий в условиях высокой электропроводности создают условия упрощения магнитных конфигураций и их вековой стабильности. Структуры размером со звезду теоретически могут существовать $10^{10}-10^{11}$ лет. Наличие значительного количества звезд со структурой магнитного поля центрального диполя свидетельствует об отсутствии крупномасштабных деформирующих процессов в ранних фазах эволюции. В нестационарной фазе происходит серия сжатий, теоретически симметричных относительно центра. В фазе

НаеВе (Ае/Ве-звезды Херbiga) в звездах происходит лучистый перенос энергии, они не конвективны. При таких условиях в ней формируется крупномасштабная полоидальная структура магнитного поля, в то время как мелкомасштабная составляющая исчезает вследствие омической диссипации и натяжения силовых линий.

12. К моменту выхода звезд на ГП мелкомасштабная фракция магнитного поля практически исчезает. Babcock (1951), Mathys et al. (1997) отмечают, что по форме спектральных линий не заметно, чтобы на наблюдаемые крупномасштабные дипольные структуры магнитного поля налагалось мелкомасштабное поле. С другой стороны, по результатам прецизионных измерений все же можно подозревать наличие следов структур среднего размера, которые не успевают разрушиться в течение значительной части жизни звезд на ГП. Такие структуры вызывают деформации профилей спектральных линий на величину порядка 1% (Donati et al. 2006).

13. Ориентирование магнитных осей преимущественно в направлении параллельно плоскости экватора вращения происходит в соответствии с теорией потери момента вращения (Mouschovias and Paleologou 1979). Потеря момента вращения с участием магнитного поля происходит более эффективно в случае малого угла α .

14. Многие быстро вращающиеся магнитные протозвезды, которые не смогли преодолеть критическую скорость вращения V_c , сохраняют магнитное поле в виде тороидальной структуры, иногда очень сильное, концентрирующееся в глубоких слоях. Таких звезд, по-видимому, большинство, если учесть, что только 10% звезд становятся магнитными. С другой стороны, на примере Am-звезд видно, что многие из объектов сформировались из ненамагниченных протозвезд. Это значит, что многие протозвездные облака не намагничены.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. W. Babcock, *Astron. J.* **56**, 116 (1951).
2. H. W. Babcock, *Astrophys. J. Suppl.* **3**, 141 (1958).
3. J. Babel and T. Lanz, *Astron. and Astrophys.* **263**, 232 (1992).
4. D. A. Bohlender, J. D. Landstreet, and I. B. Thompson, *Astron. and Astrophys.* **269**, 355 (1993).
5. E. F. Borra and J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **212**, 141 (1977).
6. E. F. Borra and J. D. Landstreet, *Astrophys. J. Suppl.* **42**, 421 (1980).
7. E. F. Borra, J. D. Landstreet, and I. Thompson, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 151 (1983).
8. D. N. Brown, S. N. Shore, and G. Sonneborn, *Astron. J.* **90**, 1354 (1985).
9. V. D. Bychkov, L. V. Bychkova, and J. Madej, *Astron. and Astrophys.* **430**, 1143 (2005).
10. F. A. Catalano and P. Renson, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **55**, 371 (1984).
11. F. A. Catalano and P. Renson, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **127**, 421 (1998).
12. T. G. Cowling, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **105**, 166 (1945).
13. N. Cramer and A. Maeder, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **41**, 111 (1980).
14. A. J. Deutsch, *Astrophys. J.* **159**, 985 (1970).
15. J. F. Donati, I. D. Howarth, M. M. Jardine, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **370** (2), 629 (2006).
16. A. E. Dudorov, in *Itogi nauki i tekhniki. Seriya Astronomiya*, 39, 77 (1990).
17. L. M. Freyhammer, V. G. Elkin, D. W. Kurtz, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **389** (1), 441 (2008).
18. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, in *ASP Conf. Ser.*, vol. 305, p. 203 (2003a).
19. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **56**, 25 (2003b).
20. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, in *Proc. Int. Meeting on Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, Spec. Astrophys. Obs. RAS, Russia, 2003*, Ed. by Yu. Glagolevskij, D. Kudryavtsev, I. Romanyuk (Spec. Astroph. Obs. RAS, Nizhnij Arkhyz, 2004a), p. 152.
21. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, *Proc. IAU Symp. No. 224*, Ed. by J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, and W. W. Weiss (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004b), 629.
22. E. Gerth, Y. V. Glagolevskij, and G. Scholz, in *Proc. Int. Meeting on Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, Spec. Astrophys. Obs. RAS, Russia, 1996*, Ed. by Yu. Glagolevskij, I. Romanyuk (Spec. Astroph. Obs. RAS, Nizhnij Arkhyz, 1997), p. 67.
23. Y. V. Glagolevskii, *Astron. Zh.* **71** (6), 858 (1994a).
24. Y. V. Glagolevskii, N. E. Piskunov, and V. L. Khokhlova, *Soviet Astronomy Letters* **11**, 154 (1985).
25. Y. V. Glagolevskii, T. A. Ryabchikova, and G. A. Chountonov, *Astronomy Letters* **31** (5), 327 (2005).
26. Y. V. Glagolevskij, *Astrofiz. Issled. (Izvestiya Spetsial'noj Astrofiz. Obs.)* **2**, 3 (1970).
27. Y. V. Glagolevskij, in *Proc. Intern. Conf. on Chemically Peculiar and Magnetic Stars on and Close to Upper Main Sequence, Tatranska Lomnica, 1993*, Ed. by J. Zverko and J. Ziznovsky (Tatranska Lomnica, 1994b), p. 102.
28. Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **41**, 80 (1996).
29. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **47** (4), 487 (2004).

30. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **62** (3), 244 (2007).
31. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **66** (2), 144 (2011).
32. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **56** (2), 173 (2013a).
33. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **68** (3), 338 (2013b).
34. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **68** (1), 78 (2013c).
35. Y. V. Glagolevskij, *Astronomy Reports* **57** (1), 56 (2013d).
36. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **69** (3), 305 (2014).
37. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **58** (1), 29 (2015).
38. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **71** (1), 43 (2016a).
39. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **59** (2), 164 (2016b).
40. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 305 (2017a).
41. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **72** (4), 418 (2017b).
42. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **74** (1), 66 (2019).
43. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **63** (3), 376 (2020).
44. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 303 (2021a).
45. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (4), 435 (2021b).
46. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 91 (2021c).
47. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **77** (2), 167 (2022a).
48. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **65** (2), 203 (2022b).
49. Y. V. Glagolevskij and G. A. Chuntunov, *Astrophysics* **50** (3), 362 (2007).
50. Y. V. Glagolevskij and E. Gerth, *Astrophysical Bulletin* **63** (3), 259 (2008).
51. Y. V. Glagolevskij, E. Gerth, G. Hildebrandt, and G. Scholz, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* **27** (3), 461 (1998).
52. Y. V. Glagolevskij, F. G. Kopylova, and L. S. Lyubimkov, *Astrofizika* **33**, 363 (1990).
53. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **70** (1), 89 (2015).
54. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **71** (4), 453 (2016).
55. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **72** (4), 411 (2017).
56. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **73** (2), 201 (2018).
57. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysics* **62** (2), 210 (2019a).
58. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysics* **62** (4), 491 (2019b).
59. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **75** (4), 440 (2020).
60. Y. V. Glagolevskij, A. B. Shavrina, and G. A. Chuntunov, *Astrophysical Bulletin* **66** (2), 161 (2011).
61. Y. V. Glagolevskij, A. V. Shavrina, G. A. Chuntunov, and D. A. Lyashko, *Astrophysical Bulletin* **68** (4), 454 (2013).
62. Y. V. Glagolevskij, A. V. Shavrina, J. Sylvestre, et al., *Astrophysical Bulletin* **64** (2), 166 (2009).
63. S. Hubrig, P. North, and G. Mathys, *Astrophys. J.* **539** (1), 352 (2000).
64. O. Kochukhov, S. Bagnulo, G. A. Wade, et al., *Astron. and Astrophys.* **414**, 613 (2004).
65. O. Kochukhov, A. Lundin, I. Romanyuk, and D. Kudryavtsev, *Astrophys. J.* **726** (1), 24 (2011).
66. O. Kochukhov and N. Piskunov, *Astron. and Astrophys.* **388**, 868 (2002).
67. J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **159**, 1001 (1970).
68. J. D. Landstreet, E. F. Borra, J. R. P. Angel, and R. M. E. Illing, *Astrophys. J.* **201**, 624 (1975).
69. V. V. Leushin, Y. V. Glagolevskij, and G. A. Chuntunov, *Astrophysical Bulletin* **66** (1), 64 (2011).
70. A. S. Lyubimkov, *Khimicheskij sostav zvezd: Metody i rezul'taty analiza*, Ed. by A. A. Boyarchur (NPF «Astroprint», Odessa, 1995) [in Russian].
71. G. Mathys, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **89**, 121 (1991).
72. G. Mathys, *Astron. and Astrophys.* **293**, 746 (1995).
73. G. Mathys and S. Hubrig, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **124**, 475 (1997).
74. G. Mathys, S. Hubrig, J. D. Landstreet, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **123**, 353 (1997).
75. G. Mathys, D. W. Kurtz, and V. G. Elkin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **380** (1), 181 (2007).
76. G. Mathys and T. Lanz, *Astron. and Astrophys.* **256**, 169 (1992).
77. G. Michaud, in *Proc. IAU Colloq. No. 32 on Physics of Ap Stars*, Vienna, Austria, 1976, Ed. by W. W. Weiss, H. Jenkner, and H. J. Wood (Universitätssternwarte, Wien, 1976), p. 81.
78. D. Moss, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **236**, 629 (1989).
79. D. Moss, in *Proc. IAU Symp. No. 224 on The A-Star Puzzle*, Ed. by J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, and W. W. Weiss, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2004), pp. 245-252 (IAU Symp., Vol. 359).
80. T. C. Mouschovias and E. V. Paleologou, *Astrophys. J.* **230**, 204 (1979).
81. E. N. Parker, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
82. N. Piskunov and O. Kochukhov, *Astron. and Astrophys.* **381**, 736 (2002).
83. G. W. Preston, *Astrophys. J.* **150**, 547 (1967).
84. G. W. Preston, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **83** (495), 571 (1971).
85. G. W. Preston, *Astrophys. J.* **175**, 465 (1972).
86. G. W. Preston and K. Stepien, *Astrophys. J.* **151**, 577 (1968).
87. P. Renson, *Astron. and Astrophys.* **139**, 131 (1984).
88. I. I. Romanyuk, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal* **10**, 443 (1984).
89. T. Ryabchikova, N. Piskunov, O. Kochukhov, et al., *Astron. and Astrophys.* **384**, 545 (2002).

90. T. A. Ryabchikova, J. D. Landstreet, M. J. Gelbmann, et al., *Astron. and Astrophys.* **327**, 1137 (1997).
91. M. Schuessler and A. Paehler, *Astron. and Astrophys.* **68** (1-2), 57 (1978).
92. N. S. Schulz, *From Dust To Stars Studies of the Formation and Early Evolution of Stars* (Berlin, Springer, 2005).
93. M. Schwarzschild, *Astrophys. J.* **112**, 222 (1950).
94. S. L. S. Shorlin, G. A. Wade, J. F. Donati, et al., *Astron. and Astrophys.* **392**, 637 (2002).
95. D. W. N. Stibbs, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **110**, 395 (1950).
96. I. B. Thompson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **205**, 43P (1983).
97. I. B. Thompson, D. N. Brown, and J. D. Landstreet, *Astrophys. J. Suppl.* **64**, 219 (1987).
98. G. A. Wade, J. F. Donati, J. D. Landstreet, and S. L. S. Shorlin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **313** (4), 851 (2000a).
99. G. A. Wade, J. F. Donati, J. D. Landstreet, and S. L. S. Shorlin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **313** (4), 851 (2000b).
100. G. A. Wade, I. D. Howarth, R. H. D. Townsend, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **416** (4), 3160 (2011).
101. S. C. Wolff, *Astrophys. J.* **202**, 127 (1975).
102. S. C. Wolff, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **90**, 412 (1978).
103. S. C. Wolff and N. D. Morrison, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **86** (514), 935 (1974).
104. M. Zboril, Y. V. Glagolevskij, and P. North, in *Proc. Int. Conf. on Chemically Peculiar and Magnetic Stars, Tatranska Lomnica, Slovak Republic, 1993*, Ed. by J. Zverko and J. Ziznovsky, p. 105 (Astron. Inst. Slovak Academy Sciences, Tatranska Lomnica, 1994).

Features of the behavior of magnetic chemically peculiar stars on the Main Sequence. III

Yu. V. Glagolevskij

¹Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

The structures of the magnetic field of the chemically peculiar magnetic stars are being investigated. There is a wide variety of structures and parameters of magnetic configurations associated with the same variety of initial conditions in the protostellar clouds. There is reason to believe that the destruction of the magnetic field does not occur in the non-stationary phase of evolution, the conditions allow the initial large-scale configurations to be preserved. No matter how entangled the magnetic field in the protostar is, the common vector always corresponds to the the poloidal field, which is weak in relation to local values. Small-scale configurations by the time the star reaches the ZAMS are destroyed as a result, mainly, of the ohmic dissipation in a time proportional to l^2 , where l is the characteristic size of the magnetic field inhomogeneity. Owing to the action of the ohmic dissipation and the tension of field lines, the magnetic configurations are simplified to the structure of a poloidal field, described in a sufficient approximation by a magnetic dipole. Due to the high conductivity of stellar matter, the magnetic configurations practically do not change during the entire stay on the Main Sequence, theoretically, due to the huge size of the star and the high conductivity of the plasma, the magnetic field can persist until the age of 10^{10} – 10^{11} years. The magnetic star rotates solidly.

Keywords: *stars: magnetic field—stars: chemically peculiar*