

УДК 524.3-337; 524.35

# ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. I.

© 2021 Ю. В. Глаголевский<sup>1\*</sup><sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 26 мая 2021 года; после доработки 15 июля 2021 года; принята к публикации 15 июля 2021 года

Рассмотрено поведение магнитных звезд вблизи Линии нулевого возраста Главной последовательности (ZAMS). Показано, что наиболее вероятной причиной отрицательных результатов поиска магнитных полей у звезд НАеВе-типа является турбулентия, вызванная горением дейтерия. Исследованы изменения магнитного поля и других свойств звезд по мере их продвижения вдоль эволюционного трека.

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

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В предлагаемой работе мы продолжаем обсуждение вероятного эволюционного пути магнитных и немагнитных химически пекулярных (CP) звезд. Эволюция на ранних стадиях была рассмотрена в работе Glagolevskij (2021a). В данной статье мы рассматриваем эволюцию после выхода звезд на линию нулевого возраста Главной последовательности (ZAMS). В результате полученных новых данных в ближайшее время надеемся более отчетливо представить себе этот промежуток эволюции. Для этого, разумеется, в первую очередь необходимо дополнительное накопление наблюдательных данных. Магнитные звезды очень индивидуальны по своим свойствам. Из-за большого разброса величин магнитного поля и других параметров многие зависимости достаточно убедительны только при усреднении большого количества данных, поэтому приходится получать эти зависимости методом скользящего среднего или искать средние величины в узких диапазонах параметров. Иногда мы получаем не зависимость, а скорее тенденцию ее изменения. Приведенные в этой работе зависимости построены в основном по данным работы Glagolevskij (2019). В отличие от предыдущих наших статей, посвященных отдельным проблемам (Glagolevskij 2014a; 2017; 2019; 2020a; b; 2021b), в этой работе мы старались рассмотреть последовательно цепочку данных, взаимосвязанных эволюционно. В частности, в работе Glagolevskij (2017) приводятся веские доводы против гипотез формирования магнитных полей CP-звезд путем динамомеханизма. По сравнению с результатами работы

Glagolevskij (2014a) в данной статье сделаны заметные изменения. В процессе накопления данных о магнитных звездах становится очевидным фундаментальное значение процесса потери момента вращения протозвездных облаков с помощью избирательного по отношению к углу  $\alpha$  механизма (этот процесс можно назвать  $\alpha$ -эффектом), предложенного Mouschovias and Paleologou (1979) ( $\alpha$  — угол между направлением силовых линий магнитного поля и плоскостью экватора вращения). Другой важнейший момент касается вековой внутренней динамической стабильности, возникающей в результате медленного вращения CP-звезд, а также стабильности их атмосфер, приводящей к характерным химическим аномалиям. Один из фундаментальных процессов в формировании магнитных структур в звездах — это омическая диссипация магнитных полей, а также действие натяжения силовых линий. Мы делаем попытку из накопленных к настоящему времени данных наблюдений получить представление о всем пути формирования и эволюции магнитных CP-звезд в надежде, что предлагаемая схема эволюции послужит основой для дальнейших исследований.

Любой сценарий формирования магнитных звезд должен объяснить основные свойства исследуемых звезд (Glagolevskij 2017), которые заключаются в следующем:

- 1) магнитные и немагнитные CP-звезды вращаются в четыре раза медленнее нормальных звезд;
- 2) магнитные силовые линии ориентированы преимущественно в плоскости экватора вращения под углом  $\alpha = 0-20^\circ$ ;

\*E-mail: glagol@sao.ru

- 3) доля магнитных и немагнитных CP-звезд составляет порядка 10% относительно нормальных;
- 4) доля тесных двойных среди магнитных звезд много меньше, чем среди нормальных и немагнитных Am-звезд;
- 5) доля тесных двойных среди немагнитных Am-звезд составляет почти 100%;
- 6) магнитные звезды вращаются твердотельно;
- 7) магнитные и немагнитные CP-звезды Am-, HgMn-,  $\lambda$  Boo-, Ba-типов наряду с одинаковыми свойствами имеют существенные различия (например, по химическим аномалиям);
- 8) помимо магнитных структур, описываемых центральным диполем, существуют более сложные конфигурации, описываемые смещенным из центра звезды диполем, двумя и тремя диполями;
- 9) химические аномалии у магнитных звезд распределены по поверхности неоднородно, у немагнитных CP-звезд — однородно.

В значительной степени эти свойства рассмотрены нами ранее. Важный момент состоит в том, что все данные, приведенные в этой работе, не противоречат реликтовой гипотезе происхождения магнитных звезд. Поле, наблюдаемое у звезд Главной последовательности, совершенно определено является остатком поля, присутствовавшего в протозвездных облаках и впоследствии усиленного (сжатого) в результате коллапса. Это значит, что ранние предположения о полном разрушении реликтового магнитного поля в нестационарной стадии Хаяши оказываются преувеличенными. Тем не менее очевидно, что в нестационарной фазе эволюции реликтовое магнитное поле сохраняется только частично. Если бы не действие нестационарной фазы и амбиполярной диффузии, магнитное поле звезд было бы на два порядка сильнее. Мы ссылаемся на ряд ранних работ Паркера и других авторов, из которых видно, что многие теоретические предсказания прекрасно укладываются в рамки современных наблюдательных данных. Предлагаемая работа представляет большое количество сведений о свойствах магнитных и немагнитных химически пекулярных звезд (CP).

## 2. НАЧАЛЬНАЯ ГЛАВНАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ

В наших предыдущих статьях (Glagolevskij 2016b; 2021a) и у Mouschovias and Paleologou (1979) предварительно рассматривалась эволюция магнитного поля в магнитных протозвездах в течение гравитационного коллапса, в нестационарной фазе, в аккреционной фазе, соответствующих

магнитным звездам разных масс  $M_{\odot}$ . Был прослежен путь молодой лучистой звезды от начала ее формирования  $t = 0$  до выхода ее на ZAMS. В этот период происходит релаксация магнитного поля, запутанного и ослабленного в предыдущей нестационарной фазе в течение отпущенного для этого времени  $t_{zams}$ , представленного в таблице 1. В нестационарной фазе магнитные силовые линии, как предсказывается Moss (2004), Dudorov (1990), оказываются запутанными в жгуты, ячейки, волокна и т.д. В этот период в протозвезде возникают области за ударными и ионизационными фронтами, которые искажают и ослабляют реликтовое магнитное поле. В результате оно приобретает двухкомпонентную структуру, состоящую из реликтовой крупномасштабной полоидальной фракции, которая сохраняется навсегда вследствие больших размеров намагниченной области, и мелкомасштабной фракции, в которой неоднородности намагничены во всех направлениях и которая практически исчезает («выгорает») в период «до ZAMS» в основном за счет омической диссипации. Кроме того, в момент  $t = 0$  в магнитной «радиативной» (не конвективной) звезде формируется конвективное ядро и аккреционный диск. Конвективное ядро оказывается погруженным в первоначальную реликтовую полоидальную магнитную структуру и оно искажает начальную конфигурацию магнитного поля вокруг себя. Интересным представляется тот факт, что стабильность молодой звезды, проявляющаяся как отсутствие конвекции, сосуществует с крайней нестабильностью ее окружения вследствие аккреционных воздействий. Очевидно, что омическая диссипация мелких неоднородностей магнитного поля внутри лучистой молодой звезды сопровождается значительными локальными токами и джоулевым нагревом.

С точки зрения реликтовой гипотезы в течение жизни магнитной протозвезды магнитное поле имеет полоидальную форму. Звезды Главной последовательности имеют основную магнитную конфигурацию, в достаточном приближении описываемую виртуальным магнитным диполем. Moss (2004) предполагал, что в радиативной молодой звезде поле должно диффундировать в более однородную геометрию, а Parker (1979, т. I, стр. 365) считал, что вышедшее за пределы звезды магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, поэтому оно принимает замкнутую форму диполя. Таким образом, предполагался один из фундаментальных процессов в формировании магнитных звезд, который обеспечивается тем, что магнитные структуры испытывают омическую диссипацию за время, пропорциональное  $t \sim 4\pi\sigma^2$ , где  $\sigma$  — электропроводность,  $l$  — характерный размер магнитной неоднородности. Это значит, что

**Таблица 1.** Возрасты CP-звезд на разных этапах эволюции. Здесь  $t_{\text{zams}}$  — возраст звезд на ZAMS,  $t_{\text{max}}$  — предельный возраст звезд данного типа пекулярности,  $T$  — возраст звезды в момент наступления максимума распределения числа звезд  $N(R/R_z)$ ,  $\Delta$  — доля времени пребывания звезд на Главной последовательности до наступления максимума,  $M_{\odot}$  — средняя масса звезд в единицах массы Солнца

Тип	$t_{\text{zams}}$ , лет	$t_{\text{max}}$ , лет	$T$ , лет	$\Delta$	$M_{\odot}$
SrCrEu	$2 \times 10^8$	$1.6 \times 10^9$	$6.3 \times 10^8$	0.50	2.2
Si	$2 \times 10^7$	$6 \times 10^8$	$1.6 \times 10^8$	0.33	3.4
He-w	$2 \times 10^6$	$3 \times 10^8$	$8.9 \times 10^7$	0.30	4.0
He-r	$1.6 \times 10^6$	$6.3 \times 10^7$	$2.2 \times 10^7$	0.65	6.0
Am	$3.3 \times 10^8$	$9 \times 10^8$	$6.3 \times 10^8$	0.47	2.5

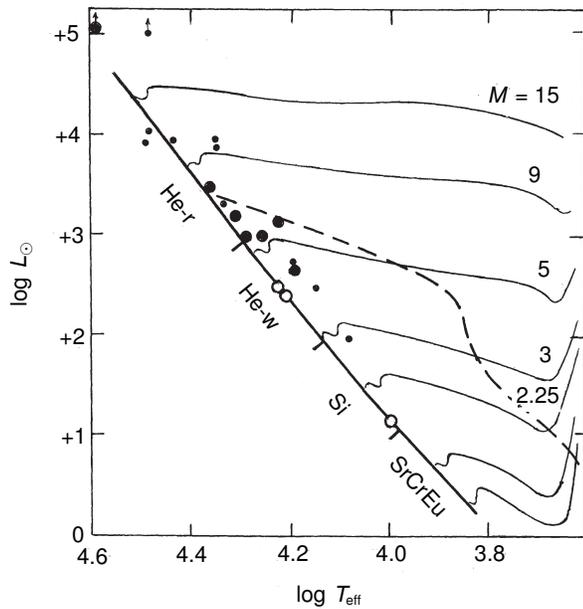
магнитная структура размером со звезду вследствие высокой проводимости вещества должна существовать в течение  $10^{10}$ – $10^{11}$  лет. Релаксация сложных структур происходит также вследствие натяжения силовых линий с силой  $F = AB^2/4\pi$ , где  $A$  — поперечное сечение магнитной трубки,  $B$  — напряженность магнитного поля. Следовательно, любые магнитные неоднородности со временем исчезают, остается основная реликтовая крупномасштабная долгоживущая полоидальная составляющая, которую мы наблюдаем и которая в звездной фазе описывается магнитным диполем. У некоторых звезд обнаруживаются следы структур среднего размера, которые не успевают разрушиться в течение всей жизни звезд на Главной последовательности (Kochukhov et al. 2004). Одновременно следует серьезно относиться к замечаниям Бэбкока и Матисса (Babcock 1951, Mathys et al. 1997) о том, что по форме спектральных линий не заметно, чтобы на наблюдаемые крупномасштабные дипольные структуры магнитного поля налагалось мелкомасштабное поле. Спектроскописты это свойство хорошо знают. В то же время моделирование показывает (Glagolevskij and Nazarenko 2019, Glagolevskij 2020b), что крупномасштабные структуры магнитного поля, описываемые одним, двумя или тремя магнитными диполями у некоторых звезд продолжают существовать до конца пребывания звезды на Главной последовательности, т.е. вплоть до предельного для магнитных звезд возраста  $t = 10^9$  лет.

Одной из главных проблем является то, что многочисленные наблюдения показывают отсутствие в аккреционной фазе (звезды AeBe Хербига (HAeBe)) сильных магнитных полей, таких как у CP-звезд Главной последовательности (Glagolevskij and Chountonov 1997; 1998; 2001,

Glagolevskij 2021a). Верхний предел величин продольного магнитного поля у примерно 10% звезд HAeBe-типа равен  $B_e = 355$  Гс, он получен на основании данных для 13 звезд, у которых величина  $B_e$  превышает  $2\sigma$  (Alecian et al. 2009). По статистическому соотношению для среднего поверхностного магнитного поля получается, что  $B_s = 2.2 \times \langle B_e \rangle \simeq 0.78$  кГс (Glagolevskij 2020a), где  $\langle B_e \rangle$  — среднеквадратическая величина поля. В то же время быстрое вскрытие сильных магнитных полей на ZAMS (Glagolevskij 2019; 2021a) показывает, что HAeBe-звезды на самом деле обладают значительным полем. К моменту выхода звезды на ZAMS прекращается аккреция, верхний слой атмосферы стабилизируется, становится видимой фотосфера звезды, вскрывается сформировавшееся к этому моменту дипольное магнитное поле (см. разделы 7 и 8).

Важнейший этап эволюции магнитных звезд состоит в том, что в результате медленного вращения атмосфера звезды стабилизируется, создаются условия, благоприятствующие диффузии химических элементов под действием гравитации, лучевого давления и ветра (Michaud 1970), приводящей к химическим аномалиям. Abt (1965) высказал предположение, что именно медленное вращение является критическим свойством, позволяющим появляться химическим аномалиям. Это предположение подтверждается всеми последующими исследованиями. У магнитных звезд диффузия ионов управляется магнитным полем, у немагнитных Am-и других CP-звезд диффузия происходит свободно. Важное замечание сделал Паркер о том, что в стабильных, не конвективных Ap-звездах плавучесть магнитного поля практически отсутствует (Parker 1979, т.1, стр. 203), поэтому в твердотельно вращающихся Ap-звездах поле является реликтовым. Теперь очевидно также то, что медленное вращение приводит к твердотельному вращению магнитных (и немагнитных CP-звезд), как это показано Glagolevskij and Nazarenko (2019).

Другой важнейший этап эволюции магнитных звезд заключается в том (Bertout and Yorke 1978, Palla and Stahler 1993), что молодые звезды с малой массой (Si+SrCrEu-типа) почти полностью освобождаются от окружающей их оболочки и становятся «видимыми на «линии рождения» задолго до прихода на ZAMS и начала горения водорода. Сжатие звезд в этот период продолжается. У звезд с относительно большой массой горение водорода начинается в момент прекращения аккреции и даже до него. Это значит, что наиболее массивные (He-r и He-w)-звезды становятся «видимыми» после того, как они пришли на ZAMS (рис. 1). Точка пересечения «линии рождения» с ZAMS приходится примерно на  $T_{\text{eff}} = 25\,000$  К (Palla and



**Рис. 1.** Эволюционные треки НАеВе звезд разных масс. Штриховая линия — «линия рождения». Малые черные кружки — звезды post-НАеВе; большие черные кружки — магнитные звезды post-НАеВе; большие белые кружки — магнитные НАеВе-звезды.

Stahler 1990). Примеры сформировавшихся магнитных звезд, находящихся вблизи ZAMS, приведены в таблице 2. Оказалось, что НАеВе-звезды HD 200775, V380 Ori и HD 101412 уже обладают достаточно сильным дипольным магнитным полем. Моделирование продемонстрировало, что они направлены к наблюдателю полюсом вращения (Glagolevskij 2012; 2014b). Это означает, что аккреционный диск практически не экранирует звезду. Эти звезды не вышли еще на ZAMS и в их атмосфере пока не появились химические аномалии. Как показано ниже, для этого звезде необходимо время более  $10^6$  лет. Звезду HD 37022 (O-типа) (Wade et al. 2006) тоже не относят к CP-типу, но она имеет заметное магнитное поле. В таблице 2 и далее в статье величина  $R/R_z$  — радиус звезды по отношению к ее радиусу на ZAMS ( $\lg(R/R_z) = 1/2(\lg g_{zams} - \lg g)$ ,  $R_z$  — радиус звезды на ZAMS, где  $R/R_z = 1$ ) (Zboril et al. 1997). Этот параметр используется вместо возраста или  $\lg g$ , потому что многие свойства магнитных звезд зависят непосредственно от радиуса, который на Главной последовательности постепенно увеличивается. Кроме того, он дает представление о том, насколько далеко звезда отошла от ZAMS и насколько увеличился ее размер в момент наблюдений.

Звезда HD 200775 (НАеВе) демонстрирует переменную эмиссию в линии  $H\alpha$ , что указывает на наличие значительной оболочки (Miroshnichenko

et al. 1998). Спектр звезды «виден» сквозь оболочку. Несмотря на то, что ее  $T_{\text{eff}} = 17000$  К меньше границы «линии рождения», она ведет себя как более массивный объект. Это значит, что граница «линии рождения», на которой звезды теряют оболочку, может колебаться в довольно широком диапазоне масс.

Возникает главный вопрос: почему многочисленные поиски сильного магнитного поля у звезд НАеВе привели к отрицательному результату, хотя многие из этих объектов оказываются достаточно близко к ZAMS, и их полоидальное магнитное поле должно было бы уже сформироваться, как было показано выше. Очевидно, что существует некоторый фактор, который не позволяет «видеть» магнитное поле до прихода звезд на ZAMS. Вероятнее всего, это поверхностная неустойчивость, которая исчезает только на ZAMS. В работе Palla and Stahler (1990) предполагается существование слоевого горения остаточного дейтерия, которое возбуждает внешнюю конвекцию. По утверждению авторов этой работы, конвекция исчезает, когда дейтерий израсходуется при подходе звезды к ZAMS. Таким образом, эта гипотеза логично объясняет причину отсутствия сильного магнитного поля у звезд НАеВе.

Shevchenko (1989) ввел термин post-AeBe-звезд Хербига для объектов, которые являются экстремально молодыми звездами и на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находятся вблизи ZAMS (рис. 1). Они наблюдаются в поглощающих облаках, имеют инфракрасные избытки цвета в области  $1.2\text{--}10 \mu\text{m}$  и обладают слабой эмиссией в  $H\alpha$ . Среди 27 таких звезд (Glagolevskij 1996) семь являются хорошо известными объектами He-r и He-w-, а также O-типа (таблица 2) (Michaud et al. 1987). Они обозначены на рис. 1 большими черными кружками. Маленькими кружками обозначены другие post-AeBe звезды Хербига из Glagolevskij (1996), у которых химические аномалии не обнаружены. Штриховой линией указана «линия рождения», в окрестностях которой звезды освобождаются от основной массы окружающего их газо-пылевого облака и становятся видимыми (Palla and Stahler 1990).

Из таблицы 2 и рис. 1 следует, что все post-AeBe-звезды относятся к массивным объектам. Часть из них находится заведомо в той области диаграммы Герцшпрунга-Рессела, в которой они уже должны быть видимыми, так как они имеют величины  $\lg T_{\text{eff}} \leq 4.4$  и  $R/R_z \sim 1.0\text{--}1.4$ . Вокруг звезд с более высокими температурами должно быть еще довольно плотное газо-пылевое образование. Шесть post-AeBe-объектов с  $\lg L \geq 3.5$  находятся в состоянии «до линии рождения». Таким образом, в соответствии с результатами работы Palla and Stahler (1990), звезды с  $\lg L \leq 3.5$  становятся

Таблица 2. Примеры магнитных звезд, находящихся вблизи ZAMS

Звезда	Тип	$\lg L_{\odot}$	$\lg T_{\text{eff}}$ , K	$B_s$ , G	$R/R_z$	Наблюдения	Модель
HD 200775	HAeBe	+2.5	4.23	1500	1:	a (Alecian et al. 2009)	A (Glagolevskij 2012)
V380 Ori	HAeBe	+2.4	4.19	2110	1:	b (Alecian et al. 2008)	A (Glagolevskij 2012)
HD 37022	O	+5.0	4.59	361	1.1	c (Wade et al. 2006)	B (Glagolevskij 2016a)
HD 101412	HAeBe	+1.2	3.98	535	1.0	d (Leone and Catanzaro 2001)	C (Glagolevskij 2014b)

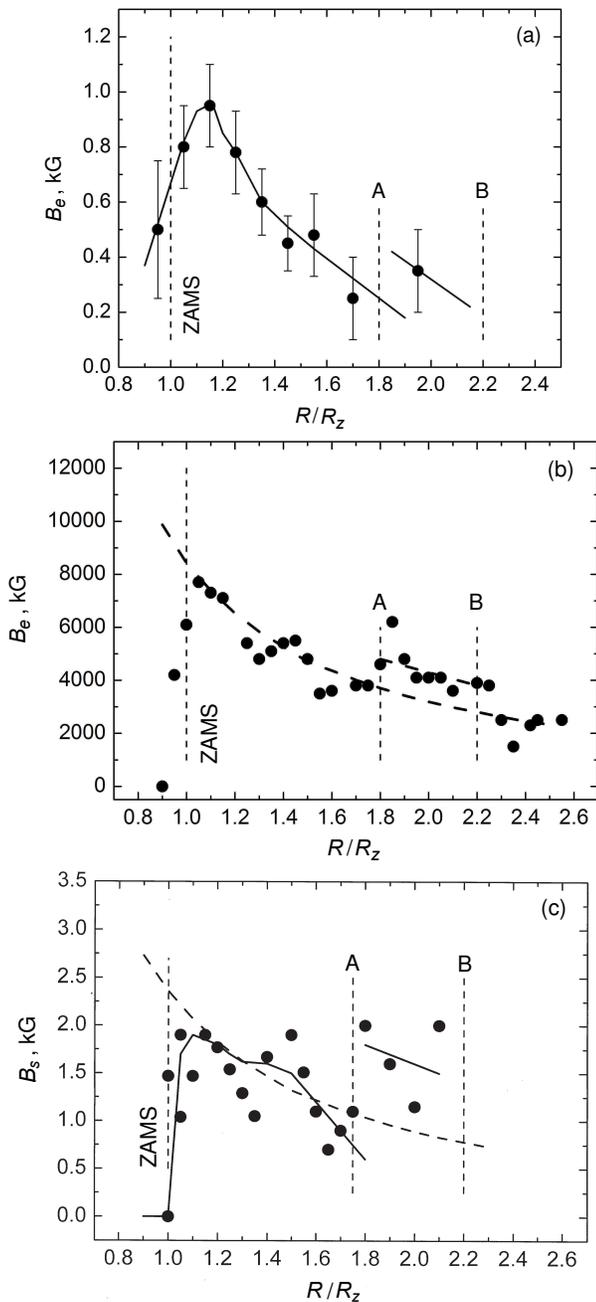
Таблица 3. Post-AeBe-звезды

Звезда	Тип	$\lg T_{\text{eff}}$	$\lg L_{\odot}$	$B_s$ , G	$R/R_z$
HD 594	—	4.20	+2.7	—	—
HD 627	—	4.10	2.0	—	—
HD 23632	—	4.17	2.5	—	—
HD 36540	He-w	4.20	2.5	1030	1.11
HD 36629	He-w	4.31	3.0	4570	1.15
HD 36958	He-w	4.22	3.2	вероятно	1.00
HD 36982	He-w	4.37	3.5	вероятно	1.00
HD 37020	—	4.51	5.9	—	—
HD 37021	—	4.33	3.3	—	—
HD 37022	O	4.59	5.0	361	1.08
HD 37023	—	4.35	5.0:	—	—
HD 37058	He-w	4.29	3.2	2665	1.42
HD 37061	—	4.44	4.0	—	—
HD 37129	He-w	4.25	3.1	weak	1.38
HD 52942	—	4.36	3.9	—	—
HD 53623	—	4.45	3.9	—	—
HD 52942	—	4.36	3.9	—	—
V361 Ori	—	4.19	2.5	—	—

видимыми до выхода на ZAMS, хотя вокруг них еще наблюдаются остатки оболочки. Характерные химические аномалии возникают в звездах со стабильной атмосферой и наличием магнитного поля, поэтому признаки He-g- и He-w-аномалий в звездах являются одновременно признаками наличия у них магнитного поля (см. раздел 6). Возникает вопрос, почему среди post-AeBe-объектов нет звезд Si- и SrCrEu-типов с  $\lg T_{\text{eff}} \leq 4.1$  (а также Am-типов). Это маломассивные звезды, которые находятся между «линией рождения и ZAMS и должны быть «видимыми» в течение длительного

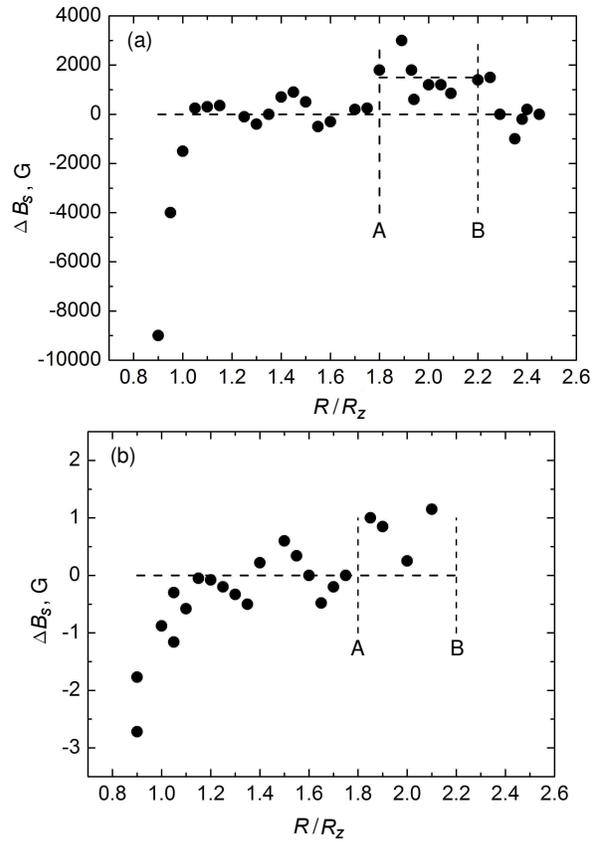
времени. Это значит только одно: оболочка у них уже рассеялась настолько, что они уже не имеют признаков post-AeBe. Время  $t_{\text{zams}}$  у таких звезд многократно превышает такое же время для массивных звезд, поэтому релаксация магнитного поля должна произойти у них в значительно большей степени, а магнитное поле должно было бы наблюдаться в период эволюции «до ZAMS». Тем не менее область между линией рождения и ZAMS заполнена звездами HAeBe, у которых наблюдаются лишь следы магнитного поля. Сильное магнитное поле у них обнаруживается только на ZAMS, поэтому приходится снова предполагать наличие поверхностной неустойчивости, которая экранирует внутренние области в период эволюции между «линией рождения» и ZAMS. В частности, звезда HD 182255 (He-w+Si) (Glagolevskij 1996) является примером объекта, наблюдаемого в момент «вскрытия» магнитного поля на ZAMS (см. раздел 8). Кажется непонятным, как связан момент исчезновения неустойчивости с моментом возгорания водорода, но снова вспомним, что в работе Palla and Stahler (1990) предполагается существование слоевого горения остаточного дейтерия, которое возбуждает внешнюю конвекцию. Конвекция исчезает, когда дейтерий израсходуется при подходе к ZAMS. У некоторых HAeBe-звезд наблюдаются признаки того, что магнитное поле локально «прорывается» сквозь турбулентный слой (Pogodin 1985, Miroshnichenko et al. 1998, Glagolevskij 2021a). На ZAMS кончается сжатие, загорается водород и начинает расти радиус. В этот момент выгорает дейтерий, исчезает конвекция. Связаны ли эти события или это случайное совпадение? Судя по массивным звездам, возгорание водорода никак не связано с исчезновением оболочки. Очевидно, эти события близки по времени случайно. Поставка дейтерия на поверхность происходит из оболочки. Такова возможная кажущаяся связь момента исчезновения нестационарности с моментом загорания водорода.

Вторая проблема состоит в том, что магнитное поле массивных звезд обнаруживается на ZAMS через  $t_{\text{zams}} = 1.6 \times 10^6$  лет, тогда как возраст маломассивных звезд в этот момент равен  $2 \times 10^8$  лет



**Рис. 2.** Изменение магнитного поля по мере продвижения вдоль эволюционного трека: (а) — зависимость получена по среднеквадратическим величинам магнитного поля  $\langle B_e \rangle$ ; (б) — зависимость получена по величинам среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  для (Si+SrCrEu)-звезд; (с) — то же для (He-r+He-w)-звезд.

(таблица 1). Очевидно одно: у маломассивных объектов магнитное поле сформировалось за тот же срок, но его оказалось возможным увидеть только на ZAMS, когда исчезает поверхностная конвекция. Таким образом, начало формирования магнитной звезды приходится в тот момент, когда

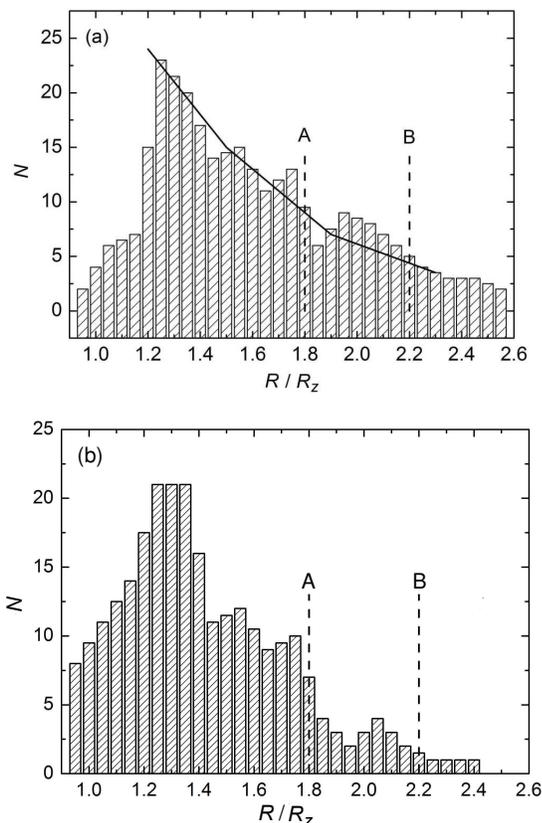


**Рис. 3.** Изменение магнитного поля без влияния эволюционного роста радиуса: (а) — (Si+SrCrEu)-звезды; (б) — (He-r+He-w)-звезды.

1) загорается водород, 2) прекращаются горение дейтерия и конвекция, 3) звезда начинает увеличиваться в размерах, 4) стабилизируется атмосфера, 5) начинается диффузия химических элементов, 6) становится видимым магнитное поле, 7) полностью прекращается аккреция. Очевидно, что у Am-звезд (и других немагнитных CP-звезд) имеют место те же события, кроме появления магнитного поля. В результате стечения ряда обстоятельств ZAMS оказывается местом формирования типичных свойств магнитных (и не магнитных) CP звезд во всем диапазоне масс (рис. 1–2).

### 3. НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОСЛЕ ZAMS

Динамическая стабильность атмосферы в медленно вращающихся магнитных и немагнитных Am-звездах создает условия для возникновения диффузии химических элементов под действием гравитации, лучевого давления и ветра (Michaud 1970, Michaud et al. 1987, Vauclair et al. 1979; 1991). В магнитных звездах ионы движутся вдоль силовых линий, формируя на поверхности неоднородности химсостава. В Am-звездах диффузия происходит



**Рис. 4.** Распределение магнитных звезд поперек полосы Главной последовательности (вдоль эволюционного трека): (a) — SrCrEu-звезды, (b) — He-r-звезды.

свободно, поэтому химические аномалии распределены равномерно по поверхности. Основываясь на теории меридиональной циркуляции Michaud (1982) предполагал, что в Ap- и Am-звездах диффузия может происходить только при скорости вращения звезды менее  $90\text{--}100\text{ км с}^{-1}$ . При больших скоростях должна возникать меридиональная циркуляция, нарушающая условия диффузии.

Одной из важнейших задач физики магнитных звезд является изучение изменения магнитного поля в течение эволюции на Главной последовательности. На рис. 3 показано изменение магнитного поля звезд с возрастом (Glagolevskij and Gerth 2003), точнее, в зависимости от эволюционного изменения относительного радиуса  $R/R_z$ . Магнитные звезды имеют очень большой разброс величин магнитного поля, поэтому зависимости  $B_s(R/R_z)$  строились методом скользящего среднего. При построении первой зависимости на рис. 3а использовались средние квадратические величины магнитного поля  $\langle B_e \rangle$  (Glagolevskij and Kopylov 1988). Для построения рис. 3b и 3c взяты величины среднего поверхностного магнит-

ного поля  $B_s$  Glagolevskij (2019). Зависимость на рис. 3b соответствует маломассивным звездам (Si+SrCrEu)-типа. Хорошо видно, что магнитное поле после ZAMS быстро растет вплоть до  $R/R_z = 1.05$  (см. также Glagolevskij and Gerth (2003). Зависимость на рис. 3c построена для массивных звезд (He-r+He-w)-типа (Glagolevskij 2020a). Поле растет до  $R/R_z \approx 1.15$ , но различие в положении максимумов в сравнении с предыдущим случаем находится в пределах ошибок. Штриховой кривой на рис. 3b показана степенная зависимость, построенная по участку  $R/R_z = [1.05; 1.8]$ . В диапазоне  $R/R_z = 1.8\text{--}2.2$ , отмеченном вертикальными линиями A и B, звезда испытывает внутреннюю перестройку. Радиус ее в этот момент уменьшается, а магнитное поле увеличивается примерно в 1.2 раза. У массивных (He-r+He-w)-звезд (см. рис. 3c) изменение магнитного поля в период внутренней перестройки кажется более значительным, чем у (Si+SrCrEu)-звезд, но разброс точек слишком велик вследствие малого количества данных. Согласно теории, процесс внутренней перестройки продолжается около  $10^6$  лет.

После преодоления максимума зависимости  $B_s(R/R_z)$  магнитное поле звезд всех типов уменьшается, как предполагается, вследствие преобладающего действия эволюционного увеличения радиуса (о других причинах — далее). После максимума поле уменьшается пропорционально примерно  $R^{-2}$  вплоть до  $R/R_z \approx 1.8$ . Важно заметить, что если бы структура магнитного поля соответствовала структуре теоретического диполя, то изменение поля было бы пропорционально  $R^{-3}$ . Но реальная структура магнитного поля несколько отличается от теоретической (Glagolevskij 2021a), поэтому зависимость оказывается ближе к квадратической. На ход зависимости незначительно влияет также усиление поля за счет продолжающихся омических потерь остатков неоднородностей магнитного поля. Этот фактор приводит к тому, что отношение крупномасштабной и мелкомасштабной фракций магнитного поля постепенно растет, вплоть до конца жизни звезды.

На рис. 4 приведены зависимости  $\Delta B_s(R/R_z)$ , которые получаются из рис. 3b, 3c после исключения влияния изменения поля за счет эволюционного увеличения радиуса, т.е. за счет квадратической зависимости. Иными словами, если бы радиус с возрастом не изменялся, то наблюдалось такое изменение  $B_s$ , как показано на рис. 4. Максимум величины поля на  $R/R_z = 1.05$  (рис. 3) означает, что оно возникает примерно через 15–25% времени эволюции на Главной последовательности (максимальный возраст (Si+SrCrEu)-звезд равен  $10^9$  лет). К этой оценке следует относиться как

верхнему пределу, потому что существует естественная ширина полосы ZAMS. Кроме того, на ширину влияют ошибки величин  $R/R_z$  ( $\sigma = \pm 0.05$ ); метод скользящего среднего тоже уширяет полосу ZAMS. Такие эффекты «размазывают» зависимость  $B_s(R/R_z)$  вблизи ZAMS. Это значит, что рост магнитного поля происходит на самом деле быстрее. После ZAMS магнитное поле возрастает фактически от нуля вследствие действия двух факторов: в первую очередь, из-за внезапного раскрытия внутренних областей звезды, имеющих уже сформировавшееся магнитное поле, и во вторую очередь, в результате постепенной релаксации мелких структур под действием продолжающихся омической диссипации и натяжения силовых линий. Роль второго фактора после ZAMS уже незначительна. Он активно действует после формирования молодой лучистой звезды в фазе HАеВе.

#### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД ВДОЛЬ ЭВОЛЮЦИОННОГО ТРЕКА ПОЛОСЫ ГП

Следующим шагом изучения поведения магнитных звезд является анализ их распределения  $N(R/R_z)$  поперек полосы Главной последовательности, точнее, вдоль эволюционного трека. Эти распределения, как и изменение магнитного поля, подобны для звезд всех типов пекулярности (Glagolevskij and Chountonov 2001, Glagolevskij and Gerth 2003, Glagolevskij 2020a; 2021a). На рис. 2а приводится распределение, построенное для наиболее многочисленных мало массивных (Si+SrCrEu)-звезд, на рис. 2б соответственно для массивных (He-r+He-w)-звезд (Zboril et al. 1997). Данные для построения зависимостей взяты из существующих каталогов. Число звезд сильно меняется по мере продвижения вдоль эволюционного трека. Так же, как и магнитное поле, число  $N(R/R_z) = 0$  вблизи ZAMS, затем оно растет до максимума, находящегося на  $R/R_z \simeq 1.25$ , после чего  $N$  начинает уменьшаться. В области  $R/R_z = 1.8-2.2$  наблюдается второй максимум, который возникает потому, что звезда на эволюционном треке делает «зигзаг» проходя эту область трижды (на рис. 2б это не заметно из-за слишком малого числа звезд). В результате в этой фазе происходит накопление звезд. В процессе внутренней перестройки радиус звезды уменьшается, и поле растет примерно в 1.2 раза.

Проблема в том, что максимум  $N$  распределения достигается существенно позднее, чем максимум магнитного поля. Он наступает спустя  $\Delta t \simeq 50\%$  времени пребывания звезды на Главной последовательности (таблица 1), а максимум магнитного поля отмечается менее чем через

15–25% этого времени. В таблице дан возраст  $T$ , при котором фиксируется максимальное число наблюдаемых звезд. Различие положения максимумов требует своего объяснения. Количество звезд  $N$  зависит от интенсивности спектральных критериев, по которым звезду относят к химически пекулярным объектам. Интенсивность критерия, в свою очередь, зависит от содержания химических элементов. Существует сильная зависимость степени химических аномалий от величины магнитного поля, как будет показано в следующем разделе. Чем сильнее критерий, тем больше вероятность отнести звезду к СР-объекту. В соответствии с этой зависимостью, при увеличении магнитного поля  $B_s$  число  $N$  растет после ZAMS и уменьшается после максимума. Магнитное поле  $B_s$  к концу жизни звезды на Главной последовательности падает примерно в 2.5 раза (рис. 3) в основном из-за увеличения радиуса. В результате ослабевают химические аномалии, уменьшаются интенсивности критериев пекулярности, падает вероятность отбора СР-звезд, величина  $N$  уменьшается. Кроме того, химические аномалии зависят от величин  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , которые изменяются в течение эволюции. Следует также учитывать, что скорость эволюционного движения звезд поперек полосы Главной последовательности постепенно увеличивается, количество  $N$  дополнительно на зависимости постепенно уменьшается. На распределение  $N(R/R_z)$  влияет также эффект наблюдательной селекции: нормальное число звезд с сильными химическими аномалиями и недостаток со слабыми. Таковы в общих чертах могут быть причины наблюдаемого распределения магнитных звезд вдоль эволюционного трека Главной последовательности.

#### 5. ВЕРОЯТНАЯ ПРИЧИНА РАЗЛИЧИЯ МОМЕНТОВ МАКСИМУМОВ

Максимум распределения  $N(R/R_z)$  приходится на тот момент, когда  $B_s$  уже уменьшается до 75%. После этого различие постепенно уменьшается и зависимости становятся одинаковыми, когда  $B_s/B_s(\text{max}) = 0.5$  и  $N/N(\text{max}) = 0.5$ . Максимальное запаздывание происходит в начале жизни звезды на Главной последовательности. Различие по времени между максимумами для (Si+SrCrEu)-звезд оказывается порядка  $\Delta t \sim 2 \times 10^8$  лет, для (He-r+He-w)-звезд  $\Delta t \sim 10^7$  лет. Наиболее вероятная причина различия моментов максимумов состоит в том, что магнитное поле растет быстро, а поверхностная диффузия химических элементов — процесс медленный, и он напрямую зависит от величины магнитного поля (см. раздел 6). Мишо предполагает, что время диффузии разных химических элементов

составляет порядка  $10^4$ – $10^6$  лет (Michaud et al. 1987, Michaud 1976a, Michaud et al. 1976b). Это много меньше величин  $t_{\text{zams}} = 10^6$ – $10^8$  лет, приведенных в таблице 1. Такой результат интересен для теории диффузии и требует дополнительного исследования.

### 6. ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ АНОМАЛЬНОСТИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ОТ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим эту задачу в связи с изучением распределения звезд  $N(R/R_z)$  на рис. 2. Эта проблема была предварительно исследована Glagolevskii (1994), Glagolevskii et al. (1990), Zboril et al. (1994), Glagolevskij (2007a), Glagolevskii and Chuntunov (2002), Bychkov et al. (2003; 2009) и др. Уже в работе Cramer and Maeder (1980) была замечена связь величины параметра  $Z$  Женевской фотометрии с величиной магнитного поля. Параметр  $Z$  является мерой интенсивности депрессии  $\lambda$  5200 Å, которая возникает в результате переналожения спектральных линий, усиленных из-за химических аномалий. Этот параметр является, таким образом, мерой степени аномальности (металличности) химсостава. В указанных выше работах изучалась связь величины параметра  $Z_0 = Z_{\text{CP}} - Z_{\text{norm}}$  с величиной среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$ . Эта связь наблюдается совершенно отчетливо. Она показывает только слабое повышение содержания  $Z_0 = -0.01$  у звезд с нулевым магнитным полем (рис. 5), которое растет с увеличением магнитного поля. При достижении  $B_s \approx 5$  кГс зависимость практически перестает расти вследствие полного, как предполагается, подавления микротурбулентности в атмосферах магнитных звезд (Glagolevskii 1994, Glagolevskij 2007a). В этих работах показано также, что имеется аналогичная зависимость от величины бальмеровского скачка, интенсивности депрессии  $\lambda$  5200 Å и степени аномальности химического состава. В работах (Glagolevskij and Chountunov 2001, Glagolevskij 1997) замечено, что интенсивность депрессии  $\lambda$  5200 Å изменяется в зависимости от  $R/R_z$  подобно распределению звезд  $N(R/R_z)$  для звезд всех масс одинаково, то есть наблюдается максимум вблизи  $R/R_z \sim 1.5$ . Из сказанного следует, что на распределение магнитных звезд  $N(R/R_z)$  влияет зависимость  $N$  от степени химических аномалий. Такое предположение было сделано уже в разделе 4.

При рассмотрении зависимостей на рис. 5 и рис. 6 можно было бы сделать вывод, что существуют звезды, у которых  $B_s \approx 0$  Гс, а диффузия химических элементов происходит без влияния магнитного поля, причем возникает слабая

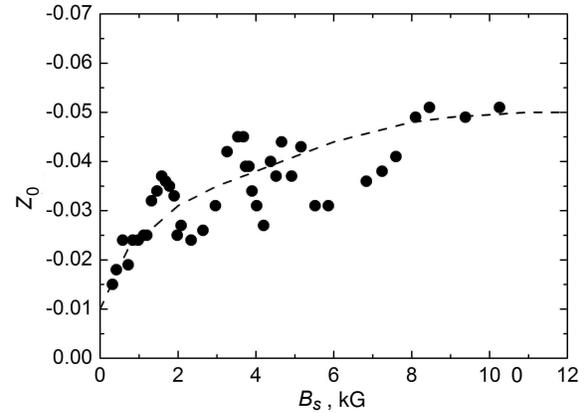


Рис. 5. Зависимость содержания химических элементов (металличность)  $Z_0(B_s)$  от величины среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  для мало массивных звезд SrCrEu-группы.

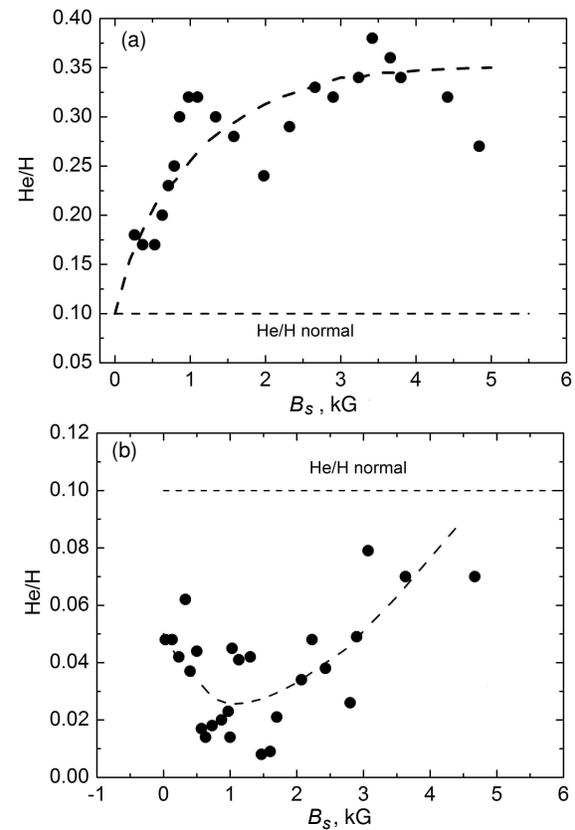


Рис. 6. Зависимость содержания He/H от величины магнитного поля  $B_s$ : (a) — звезды He-g, (b) — звезды He-w.

аномалия химического состава ( $Z_0 = -0.01$ ). В таком случае диффузия происходит только в результате стабильности звезды, возникающей при медленном вращении. Тогда возникает вопрос, почему при  $B_s = 0$  Гс Ар-звезда не превращается в Ам-объект? Очевидно, признак Ам свидетель-

ствует о полном отсутствии магнитного поля. Тогда при каком уровне  $B_s$  происходит этот переход? В настоящее время можно считать, что это  $B_s \geq 0-10$  Гс (Glagolevskii and Chuntunov 2002, Augière et al. 2010, Glagolevskij et al. 2004a). При существующих методах измерения магнитного поля такую величину зафиксировать невозможно (см. раздел 8, обсуждение параметров звезды HD 10221). Но можно предположить, что наличие признака Ар-звезды является также признаком существования поля.

Вернемся к рис. 5, на котором представлена зависимость  $Z_0(B_s)$  для маломассивных звезд SrCrEu-типа (Glagolevskii and Kopylova 1990, Glagolevskij 2007a). Заметно, что при нулевом поле величина  $Z_0 \simeq -0.01$ , то есть существует только слабая аномальность химического состава вследствие, вероятно, разрушающего влияния микротурбуленции. По мере роста магнитного поля микротурбуленция подавляется, и аномальность химического состава растет. Это свойство изучалось также Glagolevskii and Kopylova (1990), Zboril et al. (1994), Glagolevskij (2007a).

На рис. 6а приведена зависимость  $(\text{He}/\text{H})(B_s)$  для массивных звезд He-г-типа (Glagolevskii et al. 1990, Glagolevskii and Kopylova 1990, Glagolevskij 1998; 2020a). При  $B_s \simeq 0$  содержание гелия He/H близко к нормальной величине, затем оно растет с увеличением  $B_s$ . Как известно, диффузия гелия в He-г-звездах тоже контролируется действием гравитации, лучевого давления и особенно ветра (Michaud 1970, Michaud et al. 1987). Все эти процессы нарушаются нетепловыми движениями газа — микротурбуленцией. При  $B_s \simeq 0$  влияние микротурбуленции преобладает, содержание He нормально. Граница между звездами He-г- и He-w-типов приходится на  $T_{\text{eff}} \simeq 18\,000$  К, где наблюдаются звезды обоих типов (Egret and Jaschek 1985). При росте магнитного поля микротурбуленция подавляется, гелий начинает «выдуваться» ветром к поверхности, содержание He/H увеличивается (Lyubimkov 1995). Кроме того, ветер сильнее на полюсах (Mestel 1968), поэтому приполярные области должны обогащаться гелием сильнее. Таким образом, обогащение гелием поверхностных слоев звезды — процесс, зависящий от силы ветра, которая колеблется в значительной степени у разных звезд. Ветер усиливается с увеличением  $R/R_z$ , и он может иногда «выметать» гелий с поверхности, уменьшая его количество (Lyubimkov 1995). Сила ветра, зависящая от  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , и величина микротурбуленции, зависящая от величины магнитного поля, взаимодействуют сложным образом. Поэтому в этой области наблюдаются объекты со значительным полем и нормальным содержанием гелия (см. рис. 6б), когда эффекты гравитации

и силы ветра оказываются равными. Существуют объекты, у которых одна часть поверхности соответствует He-w-типу (между магнитными полюсами), а другая — He-г-типу (на магнитных полюсах). Такая ситуация возникает в тех случаях, когда магнитные полюса находятся на экваторе.

В звездах He-w-типа ветер слабый, и гелий «тонет» независимо от силы магнитного поля. Только когда звезда подходит к верхнему краю полосы Главной последовательности, ветер усиливается. Он препятствует гравитационной диффузии внутрь звезды, и величина He/H становится нормальной. Изучаемые зависимости на рис. 6 имеют сильный разброс данных, поэтому зависимости построены методом скользящего среднего. Нечеткость зависимостей можно объяснить тем, что на  $Z_0(B_s)$  и  $\text{He}/\text{H}(B_s)$  влияет не только величина магнитного поля  $B_s$ , но и сила ветра (зависящая от  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ ), ориентация магнитного поля, угол наклона звезды к лучу зрения  $i$ , величина микротурбуленции  $V_t$ . Кроме того, характерные химические элементы встречаются в широком диапазоне звездных масс и в разном соотношении содержания. Характерные признаки SrCrEu-, Si-, He-w-, He-г-типов могут быть разными у звезд с одинаковой массой. В результате исследования разных объектов различными методами получены данные, которые приводят к единому выводу — ветер играет значительную роль в формировании особенностей химического состава, особенно у массивных He-г- и He-w-звезд. Особенности диффузии химических элементов в области вертикальных и горизонтальных силовых линий, накопление их в поверхностных слоях подтверждают теорию диффузии (Michaud 1970).

## 7. ТУРБУЛЕНЦИЯ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ

Выше мы обсуждали, что наличие турбуленции в магнитных звездах после «вскрытия» является, вероятно, следствием горения дейтерия (Palla and Stahler 1993), которое прекращается на ZAMS. После ZAMS в атмосферах наблюдается микротурбуленция (нетепловые движения ионов), которая выявляется в результате спектроскопического исследования звезд (таблица 2) и подтверждается наличием зависимости степени аномальности (металличности) химсостава от величины магнитного поля (раздел 6). Непонятна природа микротурбуленции, особенно в случае магнитных звезд. Как говорилось выше, микротурбуленция практически подавляется магнитным полем при  $B_s \geq 5$  кГс. Согласно Parker (1979, т. I, стр. 410), магнитное поле стабилизирует турбуленцию и микротурбуленцию, поскольку магнитное давление изменяется как квадрат плотности. Он утверждает также, что

поле в верхних слоях атмосферы проходит через очень разреженный газ, который не воздействует на поле, и оно оказывается бессильным. Но поскольку наблюдается зависимость активности микротурбулентности от магнитного поля, это означает, что она происходит достаточно глубоко в атмосфере (раздел 8). В работе Michaud (1976a) показано, что эффективность диффузии зависит от вязкости вещества и степени турбулентности (микротурбулентности). Концентрация химических элементов  $C/C_0$  для звезд с одинаковой температурой и массой обратно пропорциональна величине  $D_t/D_d$ , где  $D_t$  — коэффициент турбулентного перемешивания, а  $D_d$  — коэффициент диффузии:

$$C/C_0 = \exp [10A((g_{\text{rad}} - g)/g)/(1 + D_t/D_d)],$$

где  $A$  — массовое число рассматриваемого атома,  $g$  — ускорение силы тяжести и  $g_{\text{rad}}$  — радиативное ускорение. Время появления химических неоднородностей оценивается как  $10^6$  лет, хотя по данным, представленным выше (раздел 5), это время, по-видимому, больше. Вдоль силовых линий движение ионов не подавляется. В поперечном направлении магнитное поле действует на ионы с силой, пропорциональной  $B^2/4\pi R$ , где  $R$  — локальная кривизна силовой линии. В результате возникает неравномерное распределение химических элементов по поверхности. Неоднородности магнитного поля на поверхности тоже участвуют в создании неравномерного распределения химических элементов. Поэтому химические аномалии могут распределяться по поверхности довольно сложным образом (Kochukhov et al. 2004).

В том слое атмосферы, в котором имеет место микротурбулентность, направление магнитных силовых линий искажается. В этих слоях деформируются также профили спектральных линий, которые измеряются наблюдателями. В зависимости от глубины залегания турбулентного слоя величина магнитного поля может быть переоценена или недооценена. По-видимому, этот эффект наблюдается при измерениях магнитного поля по спектральным линиям до бальмеровского скачка и после него (Ruser 1969), поскольку они формируются на разных оптических глубинах. Предполагаемый в этой работе аномальный градиент магнитного поля в стабильной звезде возникать не может. Из элементарных соображений следует, что на границе изменения магнитного поля силовые линии, соответствующие сильному полю, должны исчезать, что невозможно по законам физики. В соответствии с работой Parker (1979, т. I, стр. 362), магнитные силовые линии могут оканчиваться только на зарядах. Если зарядов нет, силовые линии нигде не оканчиваются. Они замыкаются на себе и не должны прерываться. В магнитных звездах силовые линии уходят в бесконечность. Появление резких

изменений направления силовых линий и величины магнитного поля ведет к неравновесному состоянию, изменяющемуся в режиме динамической диссипации. Это значит, что, если в результате каких-то нестационарных процессов возникает локальный аномальный градиент магнитного поля, то это приводит к сильному неравновесному состоянию, нарушению распределения давления, температуры, плотности и др. Возникает джоулева диссипация, и равновесное состояние восстанавливается. Постоянное неравновесное состояние необходимо чем-то поддерживать. Нестационарные явления на поверхности магнитных звезд наблюдаются только в момент перед их выходом на ZAMS. В разделе 8 показано, что магнитное поле не нарушает термодинамического равновесия в звездных атмосферах. Parker (1979, т. I, стр. 362) замечает также, что вышедшее за пределы звезды магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, поэтому оно принимает замкнутую форму диполя. У массивных звезд He-g- и He-w-типов есть ветер, который уносит часть силовых линий от поверхности звезды: такие силовые линии уходят в бесконечность.

В таблице 4 приведены результаты измерения микротурбулентности  $V_t$  у звезд разных типов пекулярности и приводятся величины магнитного поля из каталога Glagolevskij (2019). Магнитные звезды имеют низкие значения  $V_t$  в результате подавления ее магнитным полем. Возникает проблема значительной микротурбулентности в Am-звездах. Предположительно она возникает вследствие приливного взаимодействия в тесных двойных системах.

## 8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ГЛУБИНОЙ, СТРУКТУРА АТМОСФЕР МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

Эта проблема исследовалась, в частности, на примере нескольких звезд.

*HD 21699 (He-w).* Звезда спектроскопически исследована в работах Glagolevskii et al. (2005), Glagolevskij et al. (2009), Glagolevskij (2012), Leushin et al. (2011). Моделирование показало, что магнитный диполь смещен из центра звезды поперек оси на величину  $\Delta a = 0.4R_*$ , поэтому расстояние между магнитными полюсами  $140^\circ$  (рис. 7), и образуется общая сильно намагниченная область с одной стороны звезды (Shavrina et al. 2010). На магнитных полюсах возникает очень сильное магнитное поле  $B_p = 22\,000$  Гс, где силовые линии направлены преимущественно вертикально. Противоположная сторона с горизонтальными силовыми линиями имеет более слабое поле —  $B_s = 6000$  Гс. На фоне общего дефицита гелия замечено увеличение его содержания на магнитных полюсах вследствие влияния ветра, а кремний

Таблица 4. Микротурбуленция в Ар- и Ам-звездах

Звезда	Тип	$V_t$ , км с <sup>-1</sup>	Источник	Поле $B_s$ , Гс
HD 10221	Si+	1	(Glagolevskii et al. 2005)	~100
HD 21699	He-w	0.80	(Glagolevskij et al. 2004b)	6150
HD 37058	He-w	0.05	(Glagolevskij 2007b)	2665
HD 168785	He-w	1	(Leushin et al. 2011)	?
HD 212454	He-w	2	(Glagolevskij 2007b)	?
HD 217833	He-w	0.75	(Glagolevskij et al. 2004b)	4500
HD 220825	SrCrEu	0	(Ryabchikova et al. 1996)	678
HD 224926	He-w	0.50	(Glagolevskij 2007b)	~0
HD 116656	Am	2.5	(Glagolevskij et al. 2004a)	нет
	Am (среднее)	6	(Корюлов 1964)	нет
	Норм. среднее	2	(Корюлов 1964)	нет

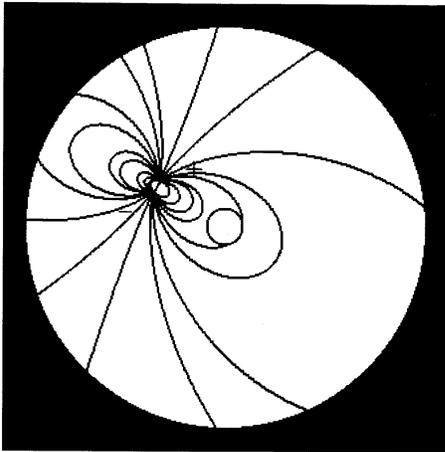


Рис. 7. Схема распределения силовых линий внутри звезды HD 21699.

концентрируется в области горизонтальных силовых линий, как и предсказывает теория диффузии (Michaud 1970, Michaud et al. 1987, Vauclair et al. 1979; 1991, Alecian and Vauclair 1981, Megessier 1984). Данная теория учитывает эффект гравитации, лучевого давления и ветра на атомы и ионы. Наблюдения показывают, что на распределение химических элементов по поверхности влияет не только величина магнитного поля, но также направление силовых линий и градиент температуры. На рис. 8а показано, как меняется содержание гелия в разных фазах вращения звезды. Вблизи магнитных полюсов содержание гелия максимально. Содержание кремния меняется противоположным образом (рис. 8б).

Рисунок 9а демонстрирует распределение кремния с глубиной. Кремний «тонет» под действием гравитации и накапливается на  $\tau_{5000} = 0.01 \sim 1$ . Фаза, наиболее близкая максимальному полю — это  $\Phi = 0.20$  (кривая 1). На рисунках приведены также зависимости для фаз  $\Phi = 0.22$  (кривая 2) и  $\Phi = 0.86$  (кривая 3). Зависимость, обозначенная квадратами, соответствует нормальному распределению кремния.

На рис. 9б показано распределение гелия звезды HD 21699 с глубиной в разных фазах периода вращения. На рисунке видно, что гелий «выдувается» ветром из глубинных слоев и накапливается в поверхностных слоях на  $\tau_{5000} \leq 1$ .

В работах Glagolevskij et al. (2009), Shavrina et al. (2010) для этой звезды с помощью двухслойной модели найдено, что граница содержания гелия приходится на  $\tau_{5000} \simeq 1$ , а кремния — в более широком диапазоне  $\tau_{5000} = 0.5-1.3$ . Этот результат качественно подтверждает неравномерность распределения химических элементов по глубине атмосферы. Подтверждается вывод о том, что кремний накапливается в области горизонтальных силовых линий, а содержание гелия, несмотря на общий дефицит, вследствие влияния ветра на полюсах выше примерно в 1.5 раза. Содержание обоих элементов увеличивается с глубиной.

В работе Glagolevskij et al. (2009) с использованием профилей линии H $\beta$  исследованы распределения температуры звезды HD 21699 с глубиной в магнитном полюсе и в области горизонтальных силовых линий. Различие оказалось в пределах ошибок. Это значит, что величина магнитного поля

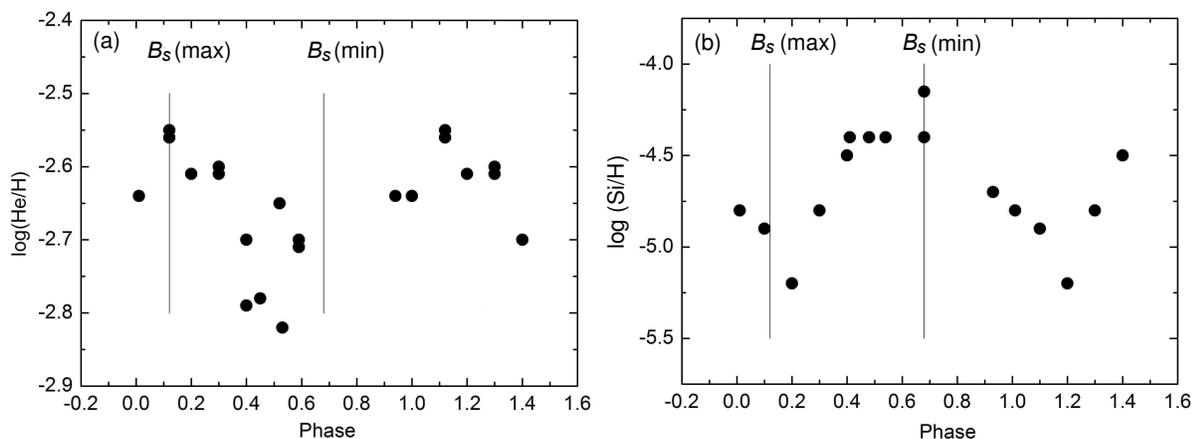


Рис. 8. Изменение содержания He (a) и кремния (b) с фазой периода вращения HD 21699.

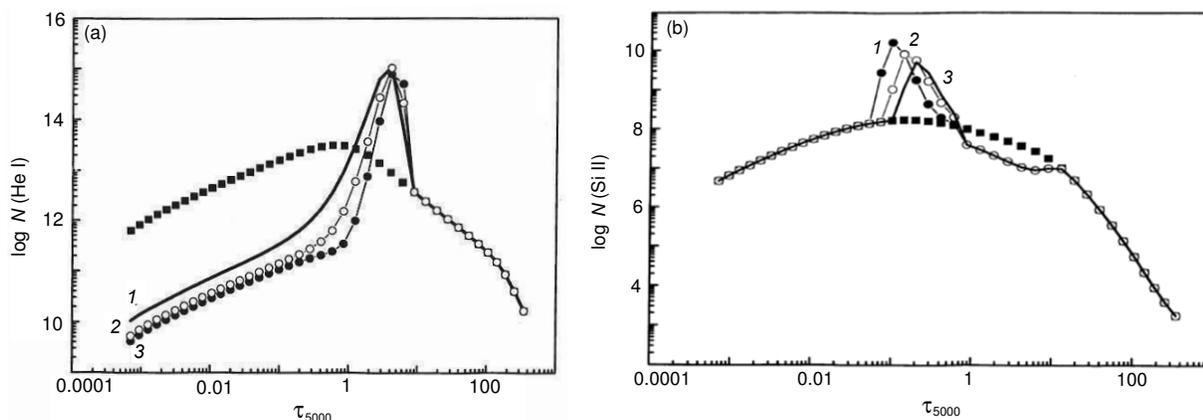


Рис. 9. Распределение He и Si с глубиной в атмосфере звезды HD 21699. (a) — распределение He в фазах 1 —  $\Phi = 0.20$ , 2 —  $\Phi = 0.22$ , 3 —  $\Phi = 0.86$ . (b) — распределение Si в тех же фазах. Квадраты — солнечное распределение элементов.

не влияет на распределение температуры. Полученные данные могут быть интересны для дальнейших исследований такого рода.

В связи со сказанным интересно вспомнить, что в работе Glagolevskij (1970) было показано, что соотношение между температурой возбуждения и ионизации, а также их отношение к эффективной температуре такое же, как у нормальных звезд. Следовательно, магнитное поле не влияет на физическое состояние звездного вещества, и нет нарушений термодинамического равновесия в звездных атмосферах, то есть магнитное поле, по-видимому, не влияет на модель атмосферы. Его роль сводится только к подавлению микротурбулленции и управлению движением ионов. Подробный анализ данной проблемы в работе Lyubimkov (1995) также показал, что включение магнитного поля в расчеты гидростатического равновесия не приводит к существенному изменению модели атмосферы.

*HD 168785 (He-r)*. В отличие от HD 21699 эта звезда относится к объектам с усиленными линия-

ми гелия, в ней большую роль играет действие ветра. Согласно Leushin et al. (2011), усиленные линии гелия можно объяснить как общим значительным, до  $[\text{He}] = +0.5$ , увеличением содержания ионов He I при однородном распределении, так и концентрацией его на глубине  $\tau_0 = 0.1$ . Этот результат не противоречит предположению, что скопление гелия в подповерхностном слое происходит вследствие выноса его под действием ветра (Michaud 1970).

*HD 35502 (He-w)*. В работе Leushin et al. (2011) найдено, что содержание (He-w+Si) увеличивается с глубиной. Shavrina et al. (2010) этот результат подтверждают.

*HD 10221 (Si+)*. Спектроскопическое исследование проведено Glagolevskij et al. (2005). Магнитное поле слабое,  $B_e \approx 100$  Гс, но химические аномалии характерны для звезд данного типа. Такие несоответствия для части звезд создают большой разброс на зависимости степени аномальности химического состава от магнитного поля. Более того, Hildebrandt (1975) отмечает заметную фотометрическую переменность звезды, указывающую на

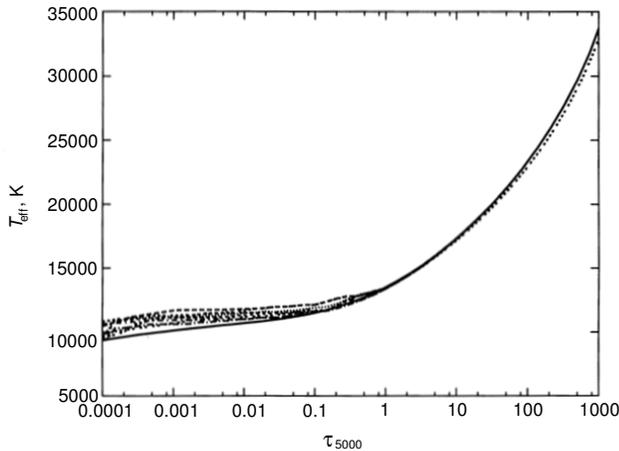


Рис. 10. Максимальное различие распределений температуры с глубиной звезды HD 182255 в разных фазах периода вращения.

неравномерное распределение химических элементов по поверхности, которое, несомненно, связано с распределением магнитного поля. Содержание Si падает к поверхности и увеличивается с глубиной с резким скачком 1.5 dex на оптической глубине  $\tau_{5000} = -0.3$ , подтверждающая теоретические расчеты Babu and Shylaja (1993).

Распределение химических элементов с глубиной в атмосфере исследовали также другие авторы: Wade et al. (2001) (HD 137909 (SrCrEu)), Ryabchikova et al. (2002) (HD 201601 (SrCrEu)), Ryabchikova et al. (2004) (HD 204411 (Si), HD 188041 (SrCrEu), HD 133792 (SrCrEu)), Glagolevskij et al. (2004b) (HD 217833 (He-w)) и др. Общий результат состоит в том, что скачок в содержании кремния варьируется в пределах 1.5–3 dex и происходит в подповерхностных слоях атмосферы.

*HD 182255 (He-w+Si)*. В работе Glagolevskij (1996) было высказано предположение о том, что звезда находится в состоянии «вскрытия» магнитного поля на ZAMS и начала формирования химических аномалий, поэтому она была изучена спектроскопически. Магнитное поле пока еще слабое,  $B_s \approx 100$  Гс ( $R/R_z = 1.1$ ,  $T_{\text{eff}} = 13420$  К), но химический состав уже типичен для магнитных звезд. Центральные области линий водорода  $H\beta$  изменяются с фазой периода вращения, а также в результате неправильной переменности вследствие нарушений структуры слоевого горения дейтерия. Исследование профилей линий водорода показало, что меняется распределение температуры с глубиной в атмосфере в разных фазах периода вращения (рис. 9). Содержание Si и He меняется с глубиной в атмосфере так же, как у HD 21699 и HD 168785. Гелий опускается вглубь у He-w-звезд

с поверхностных слоев, накапливаясь на  $\tau_{5000} \geq 1$ . В отличие от гелия кремний накапливается на  $\tau_{5000} 0.01 \sim 1$  за счет «всплывания» из более глубоких слоев.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в предыдущей статье (Glagolevskij 2021a) и в этой работе данные позволили объяснить основные свойства магнитных звезд, перечисленные во Введении.

1) Первый пункт объясняется потерей момента вращения магнитного протозвездного облака путем передачи его окружающим облакам (Mouschovias and Paleologou 1979). Потеря момента вращения происходит особенно эффективно в тех случаях, если магнитные силовые линии в протозвездном облаке параллельны ( $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ ) плоскости экватора вращения ( $\alpha$ -эффект). Избирательный по отношению к углу  $\alpha$  механизм обеспечивает требование пунктов 2) и 3) Введения. Не все магнитные протозвезды теряют момент вращения в достаточной степени, чтобы преодолеть критическую скорость  $V_c$  (Glagolevskij 2021a). Кроме того, значительная доля протозвезд не магнитная. Большой процент магнитных протозвезд имеет слишком большую начальную скорость вращения.

Медленное вращение приводит а) к наблюдаемой динамической стабильности внутри звезд и б) к поверхностной стабильности, которая необходима для обеспечения диффузии химических элементов. Наблюдаемая динамическая стабильность внутренних областей магнитных звезд (кроме конвективного ядра) означает твердотельное вращение магнитных (и, по-видимому, немагнитных) химически пекулярных звезд. Таким образом, подтверждается фундаментальное значение процесса потери момента вращения протозвездных облаков с помощью избирательного по отношению к углу  $\alpha$  механизма.

2) Следующий фундаментальный процесс в формировании магнитных структур звезд — это омическая диссипация магнитных полей и действие натяжения силовых линий. Наблюдаемые крупномасштабные долго живущие магнитные полюидальные структуры формируются при помощи именно этих двух механизмов преимущественно в аккреционной фазе до ZAMS. Отрицательный результат поиска сильных магнитных полей в молодых звездах НАеВе происходит вследствие экранирования окружающими нестационарными аккреционными облаками и наличия слоевой конвекции, происходящей в результате горения дейтерия. После прекращения того и другого на ZAMS поверхностный слой стабилизируется, и создаются условия диффузии химических элементов

под действием гравитации, лучевого давления и ветра.

3) Наблюдательные данные подтверждают современную теорию диффузии химических элементов. Эти действия приводят к слоевому распределению химических элементов в поверхностных областях. Роль магнитного поля в этом процессе сводится а) к подавлению микротурбуленции, нарушающей диффузию, и б) к управлению потоками ионов вдоль силовых линий. Этот процесс приводит к неоднородному распределению химических элементов по поверхности звезды. В немагнитных CP-звездах химические аномалии распределены равномерно по поверхности (п.5 Введения).

4) Полученные к настоящему времени наблюдательные и теоретические данные в комплексе хорошо соответствуют реликтовой гипотезе происхождения магнитных звезд. Независимо от сложности магнитного поля на ранних стадиях эволюции общий вектор представляет собой полоидальную структуру, которая, вследствие огромных размеров протозвезды и звезды и высокой проводимости вещества, сохраняется в течение всего времени существования этой магнитной структуры ( $10^{10} - 10^{11}$  лет).

5) После ZAMS начинается рост радиуса звезды, происходит изменение  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , сильно влияющее на поведение магнитного поля и химического состава. В фазе эволюции  $R/R_z = 1.8-2.2$  вследствие внутренней перестройки происходит изменение радиуса, величины магнитного поля, а также наблюдаются другие эффекты, которые будут рассмотрены подробно в следующей статье цикла.

6) Анализ наблюдательных данных показывает с большой долей вероятности существование связи между признаками Ap-звезд и наличием у них магнитного поля. Признаки Am-звезд указывают на полное отсутствие у них магнитного поля. Граница перехода составляет  $B_s < 0-10$  Гс.

7) Несмотря на динамическую стабильность магнитных (и немагнитных) CP-звезд, в их атмосферах наблюдается микротурбуленция, заметно влияющая на диффузию химических элементов. Очевидно, что магнитное поле подавляет микротурбуленцию тем сильнее, чем больше его напряженность, в результате с увеличением напряженности степень химических аномалий растет.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. A. Abt, Publ. Astron. Soc. Pacific **77** (458), 367 (1965).
2. E. Alecian, C. Catala, G. A. Wade, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. **385**, 391 (2008).
3. E. Alecian, G. A. Wade, C. Catala, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. **400** (1), 354 (2009).
4. G. Alecian and S. Vauclair, Astron. and Astrophys. **101**, 16 (1981).
5. M. Aurière, G. A. Wade, F. Lignières, et al., Astron. and Astrophys. **523**, id. A40 (2010).
6. H. W. Babcock, Astron. J. **56**, 116 (1951).
7. G. S. D. Babu and B. S. Shylaja, ASP Conf. Ser **44**, 126 (1993).
8. C. Bertout and H. W. Yorke, in *Proc. IAU Colloq. No. 52 on Protostars and Planets, Tucson, USA, 1978*, Ed. by T. Gehrels (Univ. Arizona Press, 1978), p. 648.
9. V. D. Bychkov, L. V. Bychkova, and J. Madej, Astron. and Astrophys. **407**, 631 (2003).
10. V. D. Bychkov, L. V. Bychkova, and J. Madej, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **394** (3), 1338 (2009).
11. N. Cramer and A. Maeder, Astron. and Astrophys. Suppl. **41**, 111 (1980).
12. A. E. Dudorov, *Итоги науки и техники. Серия Астрономия* **39**, 77 (1990).
13. D. Egret and M. Jaschek, Astrophysics and Space Science Library, **114**, 135 (1985).
14. Y. V. Glagolevskii, Astron. Zh. **71** (6), 858 (1994).
15. Y. V. Glagolevskii and G. A. Chuntunov, Astrophysics **45** (4), 408 (2002).
16. Y. V. Glagolevskii and F. G. Kopylova, in *Hot Chemically Peculiar and Magnetic Stars*, Ed. by G. Scholz, p. 62 (1990) (Potsdam obs. contr., No. 125).
17. Y. V. Glagolevskii, F. G. Kopylova, and L. S. Lyubimkov, Astrophysics **33** (3), 508 (1990).
18. Y. V. Glagolevskii, T. A. Ryabchikova, and G. A. Chuntunov, Astronomy Letters **31** (5), 327 (2005).
19. Y. V. Glagolevskij, Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs. **2**, 3 (1970).
20. Y. V. Glagolevskij, Bull. Spec. Astrophys. Obs. **41**, 80 (1996).
21. Y. V. Glagolevskij, in *Proc. Int. Conf. on Stellar Magnetic Fields, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1996*, Ed. by Y. Glagolevskij and I. Romanyuk (Spec. Astrophys. Obs., Nizhnij Arkhyz, 1997), pp. 84–88.
22. Y. V. Glagolevskij, Bull. Spec. Astrophys. Obs. **46**, 118 (1998).
23. Y. V. Glagolevskij, Astrophysical Bulletin **62** (3), 244 (2007a).
24. Y. V. Glagolevskij, Astrophysical Bulletin **62** (4), 319 (2007b).
25. Y. V. Glagolevskij, Astrophysics **55** (2), 169 (2012).
26. Y. V. Glagolevskij, Astrophysics **57** (3), 315 (2014a).
27. Y. V. Glagolevskij, Astrophysical Bulletin **69** (3), 305 (2014b).
28. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysical Bulletin **71** (1), 453 (2016a).
29. Y. V. Glagolevskij, Astrophysics **59** (2), 164 (2016b).

30. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 305 (2017).
31. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **74** (1), 66 (2019).
32. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **75** (2), 139 (2020a).
33. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **63** (3), 376 (2020b).
34. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 66 (2021a).
35. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 91 (2021b).
36. Y. V. Glagolevskij and G. A. Chountonov, in *Proc. Int. Conf. on Stellar Magnetic Fields, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1996*, Ed. by Y. Glagolevskij and I. Romanyuk (Spec. Astrophys. Obs., Nizhnij Arkhyz, 1997), pp. 116–121.
37. Y. V. Glagolevskij and G. A. Chountonov, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **45**, 105 (1998).
38. Y. V. Glagolevskij and G. A. Chountonov, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **51**, 88 (2001).
39. Y. V. Glagolevskij and E. Gerth, *ASP Conf. Ser.* **305**, 225 (2003).
40. *Magnetic stars. Proc. Int. Meet. on the problem "Physics and evolution of stars"*, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1987, Ed. by Yu. V. Glagolevskij and I. M. Kopylov (Nauka, Leningrad, 1988).
41. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysics* **62** (4), 491 (2019).
42. Y. V. Glagolevskij, V. V. Leushin, and G. A. Chountonov, *Astronomy Letters* **30** (12), 843 (2004a).
43. Yu. V. Glagolevskij, V. V. Leushin, A. G. Kevlishvili, et al., in *Proc. Int. Conf. on Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, Russia, 2003* (Nizhnij Arkhyz, 2004b), pp. 198–204.
44. Y. V. Glagolevskij, A. V. Shavrina, J. Sylvestre, et al., *Astrophysical Bulletin* **64** (2), 166 (2009).
45. G. Hildebrandt, *Astronomische Nachrichten* **295**, 277 (1975).
46. O. Kochukhov, S. Bagnulo, G. A. Wade, et al., *Astron. and Astrophys.* **414**, 613 (2004).
47. I. M. Kopylov, *Voprosy kosmogonii* **10**, 74 (1964).
48. F. Leone and G. Catanzaro, *Astron. and Astrophys.* **365**, 118 (2001).
49. V. V. Leushin, Y. V. Glagolevskij, and G. A. Chountonov, *Astrophysical Bulletin* **66** (1), 64 (2011).
50. L. S. Lyubimkov, *Khimicheskij sostav zvezd* (NPF "Astroprint", 1995), p. 116.
51. G. Mathys, S. Hubrig, J. D. Landstreet, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **123**, 353 (1997).
52. C. Megessier, *Astron. and Astrophys.* **138** (2), 267 (1984).
53. L. Mestel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **138**, 359 (1968).
54. G. Michaud, *Astrophys. J.* **160**, 641 (1970).
55. 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, 1976a), p. 81.
56. G. Michaud, *Astrophys. J.* **258**, 349 (1982).
57. G. Michaud, Y. Charland, S. Vauclair, and G. Vauclair, *Astrophys. J.* **210**, 447 (1976b).
58. G. Michaud, J. Dupuis, G. Fontaine, and T. Montmerle, *Astrophys. J.* **322**, 302 (1987).
59. A. S. Miroshnichenko, C. L. Mulliss, K. S. Bjorkman, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110** (750), 883 (1998).
60. 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).
61. T. Ch. Mouschovias and E. V. Paleologou, *Astrophys. J.* **230**, 204 (1979).
62. F. Palla and S. W. Stahler, *Astrophys. J.* **360**, L47 (1990).
63. F. Palla and S. W. Stahler, *Astrophys. J.* **418**, 414 (1993).
64. E. N. Parker, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
65. M. A. Pogodin, *Sov. Astron.* **29**, 531 (1985).
66. D. M. Pyper, *Astrophys. J. Suppl.* **18**, 347 (1969).
67. T. Ryabchikova, F. Leone, O. Kochukhov, and S. Bagnulo, 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. 580–586 (IAU Symp., Vol. 359).
68. T. A. Ryabchikova, V. M. Pavlova, E. S. Davydova, and N. E. Piskunov, *Astronomy Letters* **22**, 822 (1996).
69. T. Ryabchikova, N. Piskunov, O. Kochukhov, et al., *Astron. and Astrophys.* **384**, 545 (2002).
70. A. V. Shavrina, Y. V. Glagolevskij, J. Silvester, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **401** (3), 1882 (2010).
71. V. S. Shevchenko, *Zvezdy Ae/Be Herbig* (Astronomicheskij Inst. AN Uzbekskoj SSR, Tashkent, 1989) [in Russian].
72. S. Vauclair, N. Dolez, and D. O. Gough, *Astron. and Astrophys.* **252**, 618 (1991).
73. S. Vauclair, J. Hardorp, and D. M. Peterson, *Astrophys. J.* **227**, 526 (1979).
74. G. A. Wade, A. W. Fullerton, J. F. Donati, et al., *Astron. and Astrophys.* **451** (1), 195 (2006).
75. G. A. Wade, T. A. Ryabchikova, S. Bagnulo, and N. Piskunov, *ASP Conf. Ser.* **248**, 373 (2001).
76. 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).
77. M. Zboril, P. North, Y. V. Glagolevskij, and F. Betrix, *Astron. and Astrophys.* **324**, 949 (1997).

**Features of the Behavior of Magnetic Chemically Peculiar Stars on the Main Sequence. I.****Yu. V. Glagolevskij<sup>1</sup>**<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, 369167 Russia

The behavior of magnetic stars near the Zero Age Main Sequence (ZAMS) is considered. The paper shows that the most probable reason for the negative results of the search for magnetic fields in HAeBe stars is turbulence caused by the burning of deuterium. The magnetic field variability and other properties of stars are studied as they move along the evolutionary path.

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