

УДК 524.3

## Магнитное поле красных гигантов и сверхгигантов: обзор результатов спектрополяриметрических наблюдений

С. Плачинда<sup>1</sup>, В. Бутковская<sup>1</sup>, Д. Шуляк<sup>2</sup>, Н. Панков<sup>1</sup>, В. Цымбал<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН «Крымская астрофизическая обсерватория РАН», Научный, 298409, Крым  
*psi@craocrimea.ru*

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía – CSIC, Glorieta de la Astronomía s/n, Granada 18008, Spain  
*denis.shulyak@gmail.com*

<sup>3</sup> Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая, 48, Москва, 119017, Россия  
*vadim.tsymbal@gmail.com*

Поступила в редакцию 30 ноября 2021 г.

**Аннотация.** На сегодняшний день магнитные поля надежно зарегистрированы у разных классов звезд с конвективными оболочками – от молодых звезд типа Т Тау до сверхгигантов. Мы представляем обзор результатов высокоточных спектрополяриметрических наблюдений избранных одиночных гигантов и сверхгигантов спектральных классов F0–M0. Измерения магнитного поля этих объектов были начаты на 2.6-метровом телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории в 1989 году. На сегодняшний день слабые магнитные поля зарегистрированы почти у четырех десятков медленно вращающихся красных гигантов. Продольный компонент поля в некоторых случаях достигает нескольких десятков гаусс. Кроме того, магнитное поле в пределах 10 гаусс зарегистрировано у дюжины красных сверхгигантов из трех десятков исследованных объектов. В частности, у сверхгиганта  $\epsilon$  Gem было зарегистрировано магнитное поле, достигающее десятка гаусс. Поскольку магнитное поле вмерзено в плазму, ожидается, что после ухода с главной последовательности и превращения звезды в гигант или сверхгигант ее магнитное поле, при условии прекращения работы динамо-механизмов, не должно превышать одного гаусса, что во многих случаях существенно меньше наблюдаемых величин. Поэтому можно сделать вывод, что у гигантов и сверхгигантов с конвективными оболочками наиболее вероятным механизмом генерации и усиления магнитного поля является динамо.

**Ключевые слова:** звезды, гиганты, сверхгиганты, магнитное поле, конвекция, спектрополяриметрия

---

### 1 О спектрополяриметрических измерениях звездных магнитных полей: начальные условия

Сегодня присутствие магнитных полей установлено у многих классов звезд с конвективными оболочками: от молодых звезд типа T Tauri до сверхгигантов включительно. За три десятилетия накоплена обширная база измерений магнитного поля для звезд всех классов светимости, включая полностью или частично конвективные. Результаты и выводы, полученные разными авторами, позволяют утверждать, что в атмосферах звезд с конвективными оболочками генерация магнитного поля происходит на всех этапах эволюции. Динамо-процессы генерируют и усиливают магнитные поля, что приводит к формированию сложных неоднородных поверхностных магнитных структур, в том числе подобных активным областям на Солнце.

Детальные исследования крупномасштабных магнитных полей требуют высокоточных спектрополяриметрических наблюдений и новых методов анализа, которые должны быть чувствительны к существованию разных физических условий как на поверхности звезды, так и с глубиной в ее атмосфере.

Для получения надежных данных об индукции и геометрии глобального магнитного поля звезды, а также о магнитном поле в активных областях, требуется выполнение нескольких условий.

1. Контроль юстировки спектрополяриметра и корректности первичной обработки наблюдений.
2. Контроль нормализации к континууму поляризованных спектров, поскольку функция, выбранная для представления локального континуума, не должна искажать распределение поляризации в профилях спектральных линий.
3. Контроль наличия инструментальных выбросов, которые могут присутствовать в поляризационных спектрах.
4. Контроль статистических свойств наблюдаемых спектров и измеренного магнитного поля методом Монте-Карло (ПЗС-матрица является практически идеальным источником нормального распределения накопленного сигнала).
5. Выбор оптимального метода расчета параметров Стокса: LSD или SL и COALA (более подробное описание методов приведено ниже).

SL (Single Line) – разработанный и активно применяемый в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) метод измерения продольного магнитного поля по отдельным спектральным линиям (Butkovskaya, Plachinda, 2007). В дополнение к методу SL в КрАО был разработан метод нормализации поляризованных профилей COALA (COntour Algorithm of the Line Approximation), основанный на зависимости остаточной интенсивности наблюдаемых поляризованных профилей от их центральной остаточной интенсивности (Plachinda et al., 2019).

Метод LSD (Least Square Deconvolution) использует весь доступный набор спектральных линий и их бленд для получения взвешенных средних псевдопрофилей Стокса (Donati et al., 1997). Это позволяет существенно увеличить для данного спектрального материала отношение сигнал/шум и обнаруживать слабые магнитные поля до нескольких десятых гаусса. Преимущества и недостатки этого подхода изучаются и широко обсуждаются в литературе, например, Donati et al. (1997), Donati, Landstreet (2009), Sennhauser et al. (2009), Kochukhov et al. (2010), Tkachenko et al. (2013), Plachinda (2014), Wade et al. (2016), Plachinda et al. (2019), Ramírez Vélez (2020), Plachinda, Butkovskaya (2020), Plachinda et al. (2021). Применение метода LSD дает впечатляющие результаты в течение многих лет, тем не менее, он все еще имеет определенные ограничения (Plachinda et al., 2019; Plachinda, 2014):

1. Физические условия и геометрия магнитного поля звезды должны быть однородными на поверхности и с глубиной в атмосфере.
2. Псевдопрофили параметров Стокса всех используемых спектральных линий должны иметь одинаковую форму.
3. Взаимно ортогональные профили параметров Стокса одной и той же спектральной линии должны иметь одинаковую эквивалентную ширину.
4. В исходной версии LSD-профиль бленд спектральных линий был представлен линейной суммой компонент.
5. Метод применим только при использовании слабых линий и для анализа относительно слабых полей ( $B \lesssim 1500$  Гс; см., например, рисунок 6 в работе Ramírez Vélez, 2020).
6. Для вычисления магнитного поля средневзвешенные псевдопрофили Стокса интегрируются от континуума до континуума, то есть в результирующий профиль включены прилегающие к континууму области крыльев линий, которые определяются с большой погрешностью. Особенно это актуально для используемых бленд.

Основное преимущество метода LSD перед методом SL заключается в следующем. Поскольку LSD использует бленды вместе с неблендированными спектральными линиями, это позволяет получить максимально высокое отношение сигнал/шум для профилей Стокса. В отличие от LSD, методы SL и COALA обычно используют меньше линий, которые анализируются индивидуально, что дает меньшее отношение сигнал/шум и увеличивает ошибку вычисления магнитного поля. Но комбинация методов SL + COALA позволяет обнаруживать, например, неоднородность физических условий на звезде и детектировать всплывающие магнитные силовые трубки активных областей.

### 1.1 Метод LSD

В методе LSD для вычисления продольного компонента поля используется формула (Borra and Vaughan, 1977):

$$B_l = 714.53 \times 10^4 \frac{\int \Delta v V_c(v) dv}{\bar{g} \lambda \int [1 - r(v)] dv}, \quad (1)$$

где  $\Delta v$  – величина расщепления энергетических уровней атома в магнитном поле в единицах скорости (км/с) ( $\Delta \lambda_B = 4.6685 \times 10^{-13} \bar{g} \lambda^2 B_l$  (Å));  $\bar{g}$  – средний фактор Ланде магнитного расщепления,  $\lambda$  – результирующая длина волны,  $r(v)$  – неполяризованный контур,  $V_c$  – нормированный к континууму  $V$ -параметр Стокса. Здесь  $2V_c(v) = r_l(v) - r_r(v)$ , где  $r_l(v)$  – левополяризованный по кругу контур, а  $r_r(v)$  – правополяризованный по кругу контур спектральной линии.

### 1.2 Метод SL (метод “центров тяжести” отдельных спектральных линий)

Метод SL вычисляет значение продольного магнитного поля по индивидуальным спектральным линиям, используя четыре нормализованных к континууму спектра в круговой поляризации, полученные в двух экспозициях со взаимно ортогональным углом поворота входной четвертьволновой пластины и расщепителем обыкновенного и необыкновенного луча:

$$B_e = k((\lambda_{1r} - (\lambda_{2l} + \Delta \lambda_{ins}))/2 - (\lambda_{1l} - (\lambda_{2r} + \Delta \lambda_{ins}))/2)/2 = k((\lambda_{1r} - \lambda_{2l})/2 + (\lambda_{2r} - \lambda_{1l})/2)/2 = k \Delta \lambda_B, \quad (2)$$

где  $\lambda_{1r}$  и  $\lambda_{1l}$  – длины волн центров тяжести право- и лево-циркулярнополяризованной линии в первой экспозиции;  $\lambda_{2r}$  и  $\lambda_{2l}$  – длины волн центров тяжести право- и лево-циркулярнополяризованной линии во второй экспозиции;  $\Delta \lambda_{ins}$  – инструментальный сдвиг спектров второй экспозиции по отношению к положению спектров первой экспозиции;  $k = 1/(4.67 \times 10^{-13} z \lambda^2)$ , где  $z$  – фактор Ланде.

На выходе стоксметра (анализатора круговой поляризации) в случае необходимости устанавливается четвертьволновая пластина для уравнивания коэффициента отражения от дифракционной решетки обоих взаимно линейно поляризованных лучей.

Нормализованный к континууму  $V$ -параметр Стокса можно записать как

$$V/I_c = ((I_{1r} - (I_{2l} + \Delta I_{ins}))/2 - (I_{1l} - (I_{2r} + \Delta I_{ins}))/2)/2 = ((I_{1r} - I_{2l})/2 + (I_{2r} - I_{1l})/2)/2. \quad (3)$$

Здесь индексы обозначают то же, что и в формуле (2), но для остаточной интенсивности  $I$ .

Формулу (2) можно переписать в удобном для вычислений виде (см., например, Plachinda, 2014):

$$B_l = \frac{714.53 \times 10^4}{\bar{g} \lambda} \left\{ \left( \frac{\int \Delta v (r^*(v) - r(v)) dv}{\int (r^*(v) - r(v)) dv} \right)_1 - \left( \frac{\int \Delta v (r^*(v) - r(v)) dv}{\int (r^*(v) - r(v)) dv} \right)_2 \right\}, \quad (4)$$

где  $\Delta v$  – эффективная величина расщепления энергетических уровней атома в магнитном поле в единицах скорости (км/с);  $r^*(v)$  – функция ограничения используемой части контура линии поглощения со стороны континуума в случае нормированных к континууму спектров является константой;  $r(v)$  – функция зависимости остаточной интенсивности от длины волны, т. е. функция профиля контура. Индексы 1 и 2 обозначают номера используемых для вычислений экспозиций. Эту же формулу можно использовать для вычисления магнитного поля по любой части контура.

## 2 Первые спектрополяриметрические мониторинговые программы

### 2.1 Гиганты и сверхгиганты

Ниже представлены избранные результаты спектрополяриметрических мониторинговых программ по измерению магнитных полей у звезд с конвективными оболочками. Эти результаты позволяют сделать вывод, что магнитные поля в этих звездах генерируются и усиливаются звездным динамо. Однако неизвестно, каково точное соотношение между реликтовыми и генерируемыми магнитными полями, которые вносят вклад в глобальное магнитное поле звезды.

Магнитное поле у гигантов поздних спектральных классов с помощью магнитометра впервые обнаружили [Borra et al. \(1984\)](#): для  $\alpha$  Boo (Sp K2 III)  $B_l = +3.3 \pm 0.5$  Гс и для  $\mu$  Gem (Sp M3 III)  $B_l = +9.1 \pm 2.0$  Гс.

Результаты первых спектрополяриметрических исследований приведены в работах [Hubrig et al. \(1994\)](#), [Tarasova \(2002\)](#), [Plachinda \(2005\)](#). В этих работах магнитное поле медленно вращающихся звезд с конвективными оболочками от карликов до сверхгигантов было измерено с помощью длиннощелевого спектрографа АСП-14, установленного на 2.6-м рефлекторе ЗТШ и дополненного анализатором круговой поляризации и ПЗС в качестве детектора. На ПЗС записывалась лишь небольшая часть спектра, содержащая не более двух десятков подходящих спектральных линий. Поэтому лучшая точность измерений магнитного поля не превышала один гаусс. Тем не менее этой точности оказалось достаточно для регистрации статистически значимых магнитных полей на поверхности избранных звезд. Объекты всех классов светимости, от карликов до сверхгигантов включительно, показали наличие магнитных полей.

**Таблица 1.** Магнитное поле ( $B_l$ , Гс) и его ошибка ( $\sigma$ , Гс) гигантов и сверхгигантов

N	Object	Sp	$B_l \pm \sigma$	$B_l/\sigma$
1	$\epsilon$ Gem <sup>5)</sup>	G8 Ib	$+11.1 \pm 2.7$	4.1
2	$\epsilon$ Peg <sup>2)</sup>	K2 Ib	$-5.3 \pm 0.9$	5.9
3	$\epsilon$ Leo	G1 II	$+49.2 \pm 6.1$	8.1
4	$\zeta$ Cyg	G8 II	$+5.4 \pm 1.7$	3.2
5	$\zeta$ Hya	G9 II	$-15.3 \pm 2.9$	5.3
6	$\eta$ Psc	G7 III	$+11.4 \pm 3.9$	2.9
7	$\kappa$ Gem <sup>2)</sup>	G8 III	$+13.0 \pm 3.8$	3.4
8	$\mu$ Peg <sup>2)</sup>	G8 III	$-20.1 \pm 3.3$	6.1
9	$\epsilon$ Vir	G8 III	$-10.8 \pm 3.2$	3.4
10	$\xi$ Her	G8 III	$-28.1 \pm 4.5$	6.2
11	$\gamma$ Tau	K0 III	$+19.8 \pm 5.2$	3.8
12	$\epsilon$ Cyg <sup>2)</sup>	K0 III	$+9.3 \pm 2.5$	3.7
13	$\epsilon$ Tau	K1 III	$-22.3 \pm 5.4$	4.1
14	$\delta$ And <sup>2)</sup>	K3 III	$+8.5 \pm 2.8$	3.0
15	$\beta$ And	M0 III	$+12.6 \pm 2.2$	5.7

Избранные результаты регистрации статистически значимого магнитного поля у звезд I–II–III классов светимости представлены в таблице 1. Для звезд с многократной регистрацией магнитного поля представлены значения с наибольшим отношением  $B_l/\sigma$ . Знак “5)” у сверхгиганта  $\epsilon$  Gem указывает на то, что поле, превышающее  $3\sigma$ , было зарегистрировано для 5 дат. Знак “2)” обозначает, что поле было зарегистрировано для 2 дат. Более подробный обзор результатов крымских наблюдений магнитных полей дан в работе [Plachinda, Butkovskaya \(2020\)](#).

В спектрополяриметрическом обзоре [Plachinda \(2005\)](#) приведены результаты измерения магнитного поля у четырех сверхгигантов  $\beta$  Aqr (G0 Ib),  $\alpha$  Aqr (G2 Ib),  $\epsilon$  Gem (G8 Ib) и  $\epsilon$  Peg (K2 Ib). Статистически достоверные значения магнитного поля были получены дважды для  $\epsilon$  Peg. Магнитное поле сверхгиганта  $\epsilon$  Gem измерялось в течение 14 ночей с 1994 по 2002 год. Существенное поле в диапазоне от  $-10$  до  $+38$  Гс было зарегистрировано в течение 5 ночей, тогда как реликтовое поле сверхгиганта должно быть на несколько порядков ниже из-за его большого радиуса  $140 R_\odot$ .

Таким образом, тот факт, что поле на поверхности конвективного сверхгиганта может достигать десятка гаусс, является уверенным свидетельством присутствия процессов генерации и усиления магнитного поля динамо-процессами в конвективной оболочке этого объекта.

## 2.2 Объекты типа T Tauri, RS CVn, LQ Hydrae и M-карлики

Сильные, до нескольких килогаусс, магнитные поля были измерены в аккреционной колонке молодых звезд типа T Tauri ([Donati et al., 1997](#); [Johns-Krull et al., 1999a, b](#)). Также было установлено, что у активных карликов спектрального типа M напряженность магнитного поля в пятнах может достигать 5 кГс ([Saar and Linsky, 1985](#); [Saar, 1994](#); [Johns-Krull, Valenty, 1996](#)).

Изучение звезд типа RS CVn и быстро вращающихся молодых звезд обнаружило у них магнитные поля напряженностью до 1500 Гс (Donati et al., 1990). В работе Donati (1999) представлены результаты 6-летних наблюдений магнитного поля у HR 1099 – звезды типа RS CVn ( $P_{rot} = 2.6$  суток) и молодого карлика LQ Hydrae ( $P_{rot} = 1.8$  суток). Авторы пришли к выводу, что генерация магнитного поля для этих быстрых ротаторов позднего типа обусловлена динамо-механизмами, работающими во всей конвективной оболочке.

Изучение магнитного поля у четырех десятков M-карликов показало наличие у всех объектов из выборки магнитного поля, превышающего 1 кГс, а у некоторых из них – гораздо более сильные средние магнитные поля, достигающие 5–7 кГс (Morin et al., 2010; Shulyak et al., 2017, 2019). Для объяснения полученных результатов наблюдений Shulyak et al. (2019) предположили, что у M-карликов, возможно, работают два разных типа динамо.

### 3 Новейшие результаты

#### 3.1 Сверхгиганты: обзор опубликован в 2010 году

Очередной обзор магнитных полей сверхгигантов был сделан в работе Grunhut et al. (2010). Выборка звезд в этом обзоре состояла из 33 объектов, включая 4 звезды, магнитное поле которых изучалось в работе Plachinda (2005). У 9 из них обнаружено поле (см. таблицу 2). Ряд объектов, для которых величина поля  $B_l$  была получена статистически незначимой, тем не менее показывают наличие круговой поляризации. В частности, рисунок 1 демонстрирует достоверный V-псевдопрофиль Стокса для  $\epsilon$  Gem, который был получен с использованием LSD-метода. Однако при этом значение магнитного поля близко к нулю  $B_l = -0.14 \pm 0.19$  Гс и, скорее всего, это связано со сложным распределением магнитного поля на поверхности звезды.

Таблица 2. Сверхгиганты

N	Object	Sp	$B_l \pm \sigma$	FAP
1	$\alpha$ Lep	F0 Ib	$+0.03 \pm 0.37$	2.420E-07
2	$\alpha$ Per	F5 Iab	$+0.82 \pm 0.37$	<1E-16
3	$\eta$ Aql	F6 Iab	$-0.23 \pm 0.75$	6.985E-08
4	$\beta$ Dra	G2 Iab	$-1.16 \pm 0.25$	<1E-16
5	$\xi$ Pup	G6 Ia	$+0.24 \pm 0.28$	<1E-16
6	$\epsilon$ Gem	G8 Ib	$-0.14 \pm 0.19$	<1E-16
7	$\zeta$ Pup	K2.5 Ib-II	$+1.10 \pm 0.39$	1.410E-06
8	32 Cyg	K3 Ib+	$+1.16 \pm 0.49$	2.053E-04
9	$\lambda$ Vel	K4.5 Ib-II	$+1.72 \pm 0.33$	5.995E-15

Обращает на себя внимание расхождение между значениями магнитного поля  $\epsilon$  Gem в таблице 1 и таблице 2. В обоих случаях достоверно зарегистрирован факт присутствия магнитного поля на поверхности звезды: в первом случае величина поля существенно превышает  $3\sigma$ , а во втором случае присутствие поля определено благодаря высокой статистической достоверности V-псевдопрофиля Стокса (False Alarm Probability <  $1 \cdot 10^{-16}$ ).

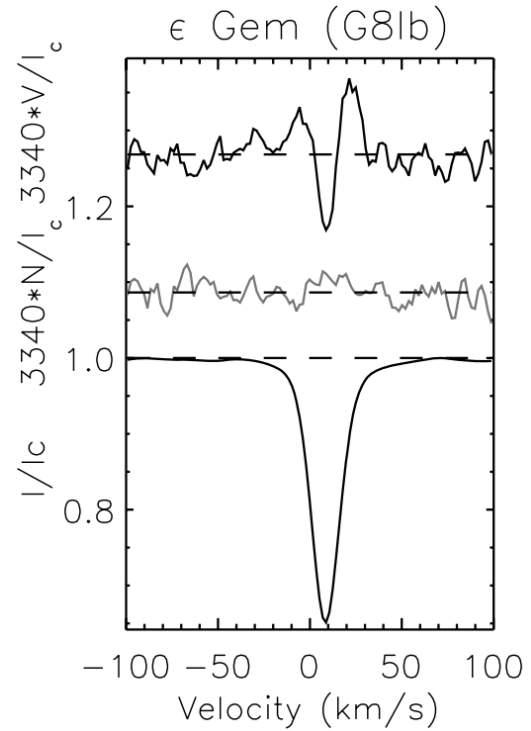


Рис. 1. Сверхгигант  $\epsilon$  Gem. На верхней панели – средневзвешенный LSD V-псевдопрофиль Стокса. На средней панели – V-псевдопрофиль Стокса, полученный в результате вычисления теста на “нулевое” поле: значения V-параметров Стокса должны равняться нулю в пределах статистической погрешности. I-псевдопрофиль Стокса представлен на нижней панели. Псевдопрофили Стокса смещены по вертикали с целью удобства отображения. Верхняя панель демонстрирует достоверный V-профиль Стокса, который свидетельствует о присутствии на поверхности звезды магнитного поля (Grunhut et al., 2010)

В первом обзоре был использован метод SL на небольшом наборе спектральных линий. Во втором случае был применен LSD-метод с использованием, как минимум, на порядок большего набора спектральных линий. Таким образом, возможно, что оба метода исследовали различные части звездной атмосферы. Это, в свою очередь, могло бы указывать на неравномерное распределение магнитного поля на поверхности звезды или с высотой в атмосфере, или и то и другое, а также может быть свидетельством переменности магнитного поля между двумя датами наблюдений. На данный момент невозможно ответить на вопрос, что является причиной расхождения полученных значений магнитного поля. Поэтому необходимы дальнейшие наблюдения, чтобы подтвердить или исключить возможные сценарии.

### 3.2 Гиганты: обзор опубликован в 2015 году

Обзор магнитных полей медленно вращающихся одиночных конвективных гигантов выполнен в работе [Aurière et al. \(2015\)](#). В выборке из 48 гигантов, отобранных для наблюдений, 24 гиганта охарактеризованы в литературе как сильно или умеренно магнитоактивные. Среди них 7 объектов являются кандидатами на возможное наличие сильных магнитных полей, которые, с точки зрения авторов, в значительной степени подавлены конвекцией, а 17 являются яркими объектами, удобными для высокоточных спектрополяриметрических наблюдений. Данные были получены с помощью спектрографов (в режиме спектрополяриметрии) ESPaDOnS на 3.6-м телескопе Канада-Франция-Гавайи (CFHT) и Narval на 2.0-м телескопе Bernard Lyot (TBL, обсерватория Pic du Midi, Франция).

Для расчета продольного поля и  $V$ -псевдопрофилей Стокса использовался метод LSD. Критериями наличия магнитного поля на поверхности звезды были как статистическая значимость продольной составляющей  $B_l$ , так и достоверное обнаружение псевдопрофилей Стокса  $V$ . Магнитное поле в диапазоне от одного гаусса до нескольких десятков гаусс было обнаружено у 29 объектов. Это в основном активные гиганты с рентгеновской светимостью в диапазоне  $L_x \sim 10^{29} \div 10^{31}$  эрг/с. Для 7 гигантов со слабым уровнем рентгеновской активности ( $L_x \leq 10^{28}$  эрг/с) также было зарегистрировано присутствие магнитного поля.

Используя наблюдаемое максимальное абсолютное значение продольного магнитного поля  $|B_l|_{\max}$ , получены следующие результаты: 3 звезды имеют  $|B_l|_{\max}$  сильнее, чем 20 Гс, 5 находятся между 20 Гс и 10 Гс, а 21 звезда имеет  $|B_l|_{\max}$  слабее 10 Гс.

Примененный в этой работе LSD-метод для вычисления значений магнитного поля предполагает однородные физические условия как на поверхности звезды, так и с глубиной в ее атмосфере. Однако такая однородность не наблюдается в атмосферах реальных звезд, особенно тех, которые имеют конвективные оболочки и таким образом формируют ряд поверхностных структур (включая активные области). Поэтому полученные методом LSD значения магнитных полей ничего не говорят нам о том, однородно или не однородно магнитное поле на поверхности изученных гигантов. Эту информацию получают с помощью картирования магнитной конфигурации данного объекта.

Различные физические условия на поверхности и с глубиной в атмосфере звезды вносят разный вклад в формирование спектральных линий. Поэтому крупномасштабная структура магнитного поля, в связи с неоднородностью названных физических условий, приводит к тому, что разные спектральные линии будут давать значимо разное значение магнитного поля при достаточной точности измерений. Этот эффект хорошо известен из физики Солнца (см., например, [Stenflo et al., 2013](#)).

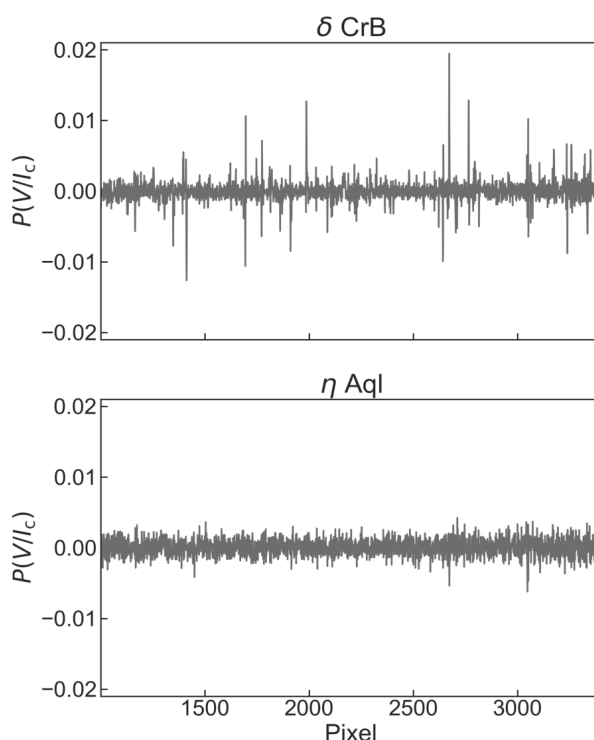
В работе [Plachinda et al. \(2021\)](#) для проверки возможного наличия неоднородных физических условий на поверхности гигантов использовались спектрополяриметрические наблюдения  $\epsilon$  Tau, полученные на 3.6-м телескопе CFHT с помощью ESPaDOnS в течение 10 ночей в период с 2008 по 2010 год. Первоначально слабое магнитное поле у этой звезды, не превышающее 1.3 Гс, было зарегистрировано [Aurière et al. \(2015\)](#). В [Plachinda et al. \(2021\)](#) были проверены исходные спектры на предмет присутствия инструментальных эффектов в круговой поляризации и обнаружено много случайных выбросов, которые могут достигать 2% во всех спектральных порядках.

В оригинальной работе [Aurière et al. \(2015\)](#) магнитное поле рассчитывалось с помощью метода LSD, т.е. для расчета использовался полный набор спектральных линий, в том числе искаженных поляризационными выбросами. Применение методики SL позволило исключить из обработки искаженные выбросами спектральные линии. В результате было исключено до 50% первоначально доступных спектральных линий, но при этом точность измерений снизилась с нескольких десятых гаусса до двух гаусс в некоторые даты (подробности см. в работе [Plachinda et al., 2021](#)). Статистически значимая величина магнитного поля была зарегистрирована только в одну ночь наблюдений

из десяти:  $5.48 \pm 1.56$  Гс. Также было установлено, что в течение двух ночей из десяти массив значений магнитного поля, вычисленных по разным спектральным линиям, является неоднородным с высокой статистической надежностью. Поэтому в работе [Plachinda et al. \(2021\)](#) авторы пришли к выводу, что магнитное поле у  $\epsilon$  Тау может быть неоднородным.

#### 4 Магнитное поле, измеренное на разных глубинах в атмосфере гиганта $\delta$ CrB

В высокоточных спектрополяризметрических измерениях магнитного поля “спокойного” Солнца обычно используются одиночные спектральные линии. Сегодня существует обширная литература о наблюдаемой неоднородной структуре крупномасштабного магнитного поля на поверхности Солнца. В случае с Солнцем также хорошо известно, что разные линии, которые образуются в разных слоях атмосферы, дают разные значения магнитного поля (см., например, [Stenflo et al., 2013](#)).



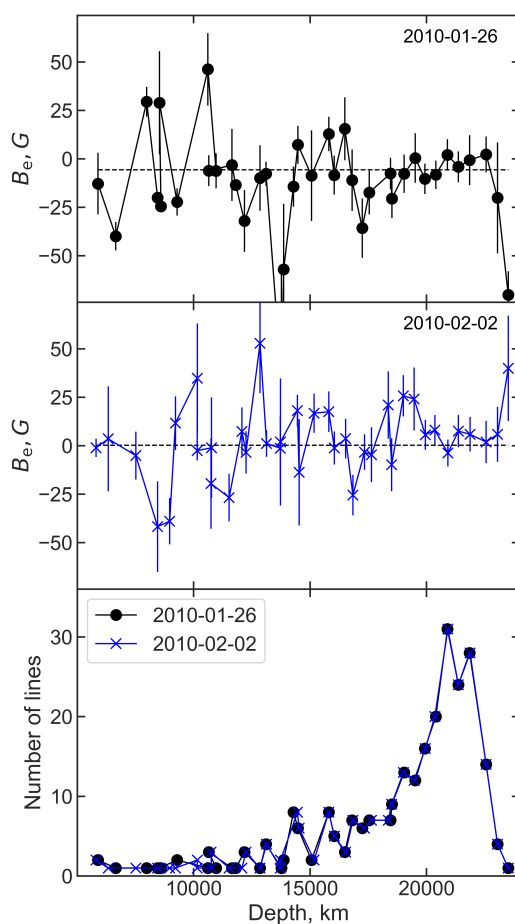
**Рис. 2.** Круговая поляризация в спектре  $\delta$  CrB (02.02.2010) и  $\eta$  Aql (08.08.2017). По оси Y отложено значение параметра Стокса  $V$ , а по оси X номера пикселей. Края спектров с синей и красной сторон обрезаны из-за низкого отношения сигнал/шум на концах порядков. Верхняя панель показывает артефакты круговой поляризации в спектре. Амплитуда этих поляризационных выбросов достигает 1–2%. Нижняя панель демонстрирует круговую поляризацию в спектре  $\eta$  Aql без каких-либо выбросов. Данные взяты из работы [Plachinda et al. \(2021\)](#)

В силу отсутствия в литературе данных по изменению магнитного поля с глубиной в атмосферах звезд с конвективными оболочками (кроме Солнца) мы решили проверить, меняется ли измеренное значение магнитного поля с глубиной атмосферы. Для этого были обработаны спектрополяризметрические наблюдения гиганта  $\delta$  CrB (G3.5 III) из общедоступной базы данных ESPaDOnS (CFHT) (6 ночей).

В оригинальной статье [Aurière et al. \(2015\)](#) у  $\delta$  CrB обнаружено магнитное поле, достигающее 6 Гс. При анализе наблюдений этой звезды нами были обнаружены инструментальные выбросы (см. рисунок 2) в круговой поляризации во всех спектральных порядках, аналогичных описанному выше случаю  $\epsilon$  Тау. Поэтому мы выбрали неискаженные спектральные линии, используя алгоритм, описанный в работе [Plachinda et al. \(2021\)](#).

После этого мы проверили полученные массивы измерений магнитного поля на однородность. Было установлено, что массивы значений магнитного поля являются неоднородными с высокой достоверностью для всех 6 дат наблюдений. Мы предполагаем, что эта неоднородность каждого множества говорит нам о неоднородности магнитного поля на звезде. По аналогии с Солнцем эта неоднородность может быть обусловлена неоднородностью поля как на поверхности, так и с глубиной.

Ниже представлены предварительные результаты анализа зависимости напряженности продольного поля  $B_l$  от глубины формирования спектральных линий в звездной атмосфере. Для этого были оценены эффективные глубины формирования спектральных линий путем расчета средневзвешенного значения высоты в атмосфере звезды в центре спектральной линии. В качестве весовой функции мы использовали функцию вклада (см. Achmad et al., 1991). Была рассчитана ЛТР-модель атмосферы  $\delta$  СтВ, и вся атмосфера была разделена на 72 слоя. Для каждой спектральной линии был определен слой, который соответствует ее эффективной глубине формирования. После этого были сформированы массивы спектральных линий, эффективная глубина формирования которых соответствовала одним и тем же слоям атмосферы. Средние магнитные поля и их погрешности рассчитывались для каждого слоя.



**Рис. 3.** Зависимость  $B_l$  от глубины образования спектральных линий показана на верхней панели (26.01.2010: черные кружки) и на средней панели (02.02.2010: синие крестики). Нижняя панель показывает количество спектральных линий, которые использовались для измерения магнитного поля на разных глубинах в атмосфере

Результаты для двух ночей наблюдений показаны на рисунке 3. Черные кружки и синие крестики показывают среднее продольное поле для данного слоя для двух дат. Горизонтальные пунктирные прямые линии соответствуют средним значениям поля, вычисленным для этих дат. Нижняя панель



показывает количество измерений магнитного поля на разных атмосферных глубинах. Первый слой соответствует верхней части атмосферы.

На рисунке 3 нет статистически достоверного присутствия зависимости величины продольного магнитного поля от эффективной глубины формирования спектральных линий. Наблюдения в другие ночи показали такой же результат. На этом основании мы делаем предположение, что точность имеющихся наблюдений недостаточна для обнаружения изменений магнитного поля с глубиной. Мы можем только предполагать на основании статистической неоднородности массивов измерений магнитного поля, что магнитное поле  $\delta$  СтВ неоднородно. Последнее также является сильным аргументом в пользу наличия динамо-процессов в конвективных оболочках гигантов.

## 5 Заключение

В настоящее время для звезд всех классов светимости, как с полностью, так и с частично конвективными оболочками, накоплена обширная база данных наблюдений магнитного поля. Анализ работ, выполненных разными авторами, позволяет утверждать, что генерация магнитных полей в полностью конвективных звездах и звездах с конвективными оболочками происходит на всех этапах эволюции.

Динамо-процессы генерируют сложные магнитные поля и неоднородные поверхностные структуры, похожие на солнечные активные области. Детальные исследования магнитных полей, связанных с этими структурами, требуют высокоточных спектрополяриметрических наблюдений и новых методов анализа, которые должны быть чувствительны к неоднородным физическим условиям на звездной поверхности.

В настоящей работе мы впервые описали и применили разработанную нами методику анализа зависимости величины поля от глубины формирования спектральных линий в атмосфере звезды. Эта методика была применена для анализа измерений магнитного поля по спектрополяриметрическим наблюдениям гиганта  $\delta$  СтВ.

Мы не обнаружили статистически значимой зависимости величины поля от глубины атмосферы звезды. Точности использованных нами наблюдений, полученных на 3.6-м телескопе (ESPaDOnS, CFHT), оказалось недостаточно для решения сформулированной задачи у данной звезды. Но статистический анализ измерений магнитного поля для всех 6 ночей наблюдений (ESPaDOnS, CFHT) показал, что распределение значений магнитного поля не является однородным с высокой статистической достоверностью для всех ночей наблюдений. Это позволило сделать вывод о существовании на поверхности звезды крупномасштабных магнитных структур, что, в свою очередь, говорит о генерации и усилении магнитного поля динамо-механизмами.

**Благодарности.** С. Плачинда благодарит за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации – грант № 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Наблюдения  $\delta$  СтВ были получены на 3.6-м телескопе CFHT с ESPaDOnS. В этом исследовании использованы возможности, предоставленные Canadian Astronomy Data Centre, управляемым National Research Council of Canada при поддержке Canadian Space Agency. Д. Шуляк благодарит за финансовую поддержку State Agency for Research of the Spanish MCIU через “Center of Excellence Severo Ochoa” в виде награды для Instituto de Astrofísica de Andalucía (SEV-2017-0709).

## Литература

- Achmad L., de Jager C., Nieuwenhuijzen H., 1991. *Astron. Astrophys.*, vol. 250, p. 445.  
Aurière M., Konstantinova-Antova R., Charbonnel C., et al., 2015. *Astron. Astrophys.*, vol. 574, p. A90.  
Borra E.F. and Vaughan A.H., 1977. *Astrophys. J.*, vol. 216, p. 462.  
Borra E.F., Edwards G., Mayor M., 1984. *Astrophys. J.*, vol. 284, p. 211.  
Butkovskaya V.V., Plachinda S.I., 2007. *Astron. Astrophys.*, vol. 469, p. 1069.  
Donati J.-F., Semel M., Rees DE, Taylor K., Robinson R.D., 1990. *Astron. Astrophys.*, vol. 232, p. L1.  
Donati J.-F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., Collier Cameron A., 1997. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 291, p. 658.  
Donati J.-F., 1999. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 302, p. 457.

- Donati J.-F., Landstreet J.D., 2009. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 47, p. 333.
- Grunhut J.H., Wade G.A., Hanes D.A., Alecian E., 2010. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 408, p. 2290.
- Johns-Krull C.M., Valenti J.A., 1996. *Astrophys. J.*, vol. 459, p. L95.
- Johns-Krull C.M., Valenti J.A., Hatzes A.P., Kanaan A., 1999a. *Astrophys. J.*, vol. 510, p. L41.
- Johns-Krull C.M., Valenti J.A., Koresko C., 1999b. *Astrophys. J.*, vol. 516, p. 900.
- Hubrig S., Plachinda S.I., Hunsch M., Schroder K.-P., 1994. *Astron. Astrophys.*, vol. 291, p. 890.
- Kochukhov O., Makaganiuk V., Piskunov N., 2010. *Astron. Astrophys.*, vol. 524, p. A5.
- Morin J., Donati J.-F., Petit P., et al., 2010. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 407, p. 2269.
- Plachinda S.I., 2005. *Astrophysics*, vol. 48, p. 9.
- Plachinda S.I., 2014. *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, vol. 110, p. 17.
- Plachinda S., Shulyak D., Pankov N., 2019. *Astron. Astrophys. Trans.*, vol. 31, p. 323.  
([arXiv:1910.01501](https://arxiv.org/abs/1910.01501)).
- Plachinda S.I., Butkovskaya V.V., 2020. *Acta Astrophys. Tau.*, vol. 1, no. 2, p. 26.
- Plachinda S.I., Butkovskaya V.V., Pankov N.F., 2021. *Astron. Nachr.*, vol. 342, p. 607.
- Ramírez Vélez J.C., 2020. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 493, p. 1130.
- Saar S.H., 1994. In Rabin D.M. et al. (Eds), *Infrared Solar Physics*, IAU Symp. No. 154. Dordrecht: Kluwer, p. 493.
- Saar S.H., Linsky J.L., 1985. *Astrophys. J.*, vol. 299, p. L47.
- Sennhauser C., Berdyugina S.V., Fluri D.M., 2009. *Astron. Astrophys.*, vol. 507, p. 1711.
- Shulyak D., Reiners A., Engeln A., Malo L., Yadav R., et al., 2017. *Nature Astronomy*, vol. 1, id. 0184.
- Shulyak D., Reiners A., Nagel E., Tal-Or L., Caballero J.A., et al., 2019. *Astron. Astrophys.*, vol. 626, p. A86.
- Stenflo J.O., Demidov M.L., Bianda M., Ramelli R., 2013. *Astron. Astrophys.*, vol. 556, p. A113.  
([arXiv:1307.1117](https://arxiv.org/abs/1307.1117)).
- Tarasova T.N., 2002. *Astron. Rep.*, vol. 46, p. 474.
- Tkachenko A., Van Reeth T., Tsymbal V., Aerts C., Kochukhov O., Debusscher J., 2013. *Astron. Astrophys.*, vol. 560, p. A37.
- Wade G.A., Neiner C., Alecian E., Grunhut J.H., Petit V., 2016. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 456, p. 2.

## Magnetic fields of red giants and supergiants: a review of spectropolarimetric observations

*S. Plachinda*<sup>1</sup>, *V. Butkovskaya*<sup>1</sup>, *D. Shulyak*<sup>2</sup>, *N. Pankov*<sup>1</sup>, *V. Tsymbal*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny 298409  
*psi@craocrimea.ru*

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía – CSIC, Glorieta de la Astronomía s/n, Granada 18008, Spain  
*denis.shulyak@gmail.com*

<sup>3</sup> Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Pyatnitskaya 48, Moscow 119017, Russia  
*vadim.tsymbal@gmail.com*

**Abstract.** Today, magnetic fields have been reliably detected in many classes of stars with convective envelopes, from young T Tauri stars to supergiants. We present an overview of the results obtained with high-precision spectropolarimetric observations of selected single F0–M0 giants and supergiants. The measurements of the magnetic field in these objects were started in 1989 at the 2.6-meter ZTSh telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. To date, weak magnetic fields have been recorded in nearly four dozen slowly rotating red giants. The longitudinal component of the field in several cases reaches a few tens of gauss. A spectropolarimetric survey of red supergiants includes three dozen objects. The magnetic field was detected in a dozen of them. For one of these targets,  $\epsilon$  Gem, the magnetic field up to 10 G was reported. Since the magnetic field is frozen into the plasma, it is expected that the magnetic field of giants and supergiants should not exceed one gauss because stars have increased in size after the main sequence. Therefore, the main conclusion from the results of spectropolarimetric surveys of giants and supergiants with convective envelopes is that the most probable mechanism for the generation and amplification of the magnetic field in these objects is the dynamo action.

**Key words:** stars: late-type, stars: magnetic fields, stars: giants, stars: supergiants