

РОЛЬ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОБРАЗОВАНИИ КЛАССИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ТИПА Ве

© 2023 г. Е. И. Старицин^{1,*}

¹Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,
Коуровская астрономическая обсерватория им. К.А. Бархатовой, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Evgeny.Staritsin@urfu.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

На стадии обмена веществом в двойной системе меридиональная циркуляция выносит к поверхности звезды до двух третей момента импульса, поступившего в звезду вместе с аккрецированным веществом. В результате становится возможным увеличение массы и момента импульса звезды вследствие аккреции. После окончания аккреции звезда имеет вращение, типичное для быстровращающихся Ве-звезд. Предполагается, что момент импульса, вынесенный меридиональной циркуляцией к поверхности звезды из аккрецированного вещества, отводится от звезды аккреционным диском. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

Ключевые слова: звезды класса В, двойные системы, строение и эволюция звезд

DOI: 10.31857/S0004629923090128, **EDN:** UGRMJG

1. ВВЕДЕНИЕ

К классическим звездам типа Ве относят звезды спектральных классов ОВА, у которых наблюдается или ранее наблюдалась эмиссия в бальмеровских линиях водорода. Эти звезды не являются сверхгигантами и обладают быстрым вращением [1]. Отдельную группу составляют Ве-звезды раннего спектрального подкласса (В3–О9). Эти звезды отличаются широким диапазоном скоростей вращения. Нижняя граница диапазона заключена в пределы от 40 до 60% от кеплеровской скорости, верхняя – от 90 до 100% [2]. Массы этих звезд заключены в пределы (8–20) M_{\odot} .

Вопрос о происхождении или причинах больших скоростей вращения Ве-звезд до сих пор не имеет окончательного ответа. Молодые В-звезды ранних спектральных подклассов, как и О-звезды, характеризуются пониженными скоростями вращения [3]. В то же время 70% этих звезд наблюдается в двойных и кратных системах [4, 5]. С учетом эффектов селекции можно ожидать, что все такие звезды входят в состав кратных систем. Тесные двойные системы проходят в процессе эволюции через стадию обмена веществом. Результатом этой стадии может быть увеличение не только массы аккретора, но и его момента импульса. При этом скорость вращения поверхности аккретора ограничена сверху критическим значением – кеплеровской скоростью. Обмен ве-

ществом в двойных системах, в предположении, что аккретор получает критическую скорость вращения, кажется наиболее предпочтительным сценарием появления звезд типа Ве [6–10].

В статье рассматривается роль меридиональной циркуляции в изменении состояния вращения аккретора в процессе обмена веществом в двойной системе в пробеле Герцшпрунга.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Увеличение момента импульса аккретора

Наблюдения [11–17] и гидродинамические расчеты обмена веществом в двойных системах [18–21] показывают наличие диска около звезды, аккрецирующей массу. В начале аккреции угловая скорость вращения падающего на звезду вещества уменьшается в узком пограничном слое от кеплеровского значения на внутреннем крае аккреционного диска до скорости вращения поверхности звезды [22, 23]. Уменьшение угловой скорости происходит вследствие переноса момента импульса из пограничного слоя во внешние слои аккретора турбулентностью с темпом

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} R^2 (\Omega_{\text{crit}} - \Omega_{\text{seq}}) \dot{M}, \quad (1)$$

где J и R – момент импульса и размер аккретора, Ω_{crit} и Ω_{seq} – критическая скорость и скорость

вращения поверхности аккретора на экваторе, \dot{M} – скорость аккреции, t – время. Таким образом, момент импульса поступает в звезду по двум каналам: 1) вместе с веществом, имеющим такую же скорость вращения, как у поверхности звезды, и 2) в виде турбулентного потока.

Возможность увеличения массы и момента импульса аккретора в состоянии критического вращения, когда скорость вращения поверхности аккретора на экваторе равна критической, обусловлена отводом момента импульса от звезды аккреционным диском [22, 24]. При этом скорость вращения поверхности аккретора на экваторе остается критической,

$$\Omega_{\text{seq}} = \Omega_{\text{crit}}. \quad (2)$$

2.2. Перенос момента импульса в недрах вращающейся звезды

Перенос момента импульса в лучистых слоях звезды учитывается в рамках модели слоистого (shellular) вращения [25]. В рамках этой модели учтены два механизма переноса момента импульса: меридиональная циркуляция и сдвиговая турбулентность. Переносные свойства турбулентности в горизонтальном направлении (то есть вдоль поверхности постоянного давления) выражены значительно сильнее, чем в вертикальном направлении. Поэтому произвольная поверхность постоянного давления вращается практически твердотельно. Угловая скорость вращения может меняться в вертикальном направлении. Перенос момента импульса описывается законом сохранения момента импульса [26]:

$$\frac{\partial(\rho\omega^2\Omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\omega^2\Omega\mathbf{u}) = \text{div}(\rho v_v \omega^2 \text{grad } \Omega). \quad (3)$$

Скорость меридиональной циркуляции \mathbf{u} определяется из закона сохранения энергии в стационарном виде [27–29]:

$$\rho T \mathbf{u} \text{ grad } s = \rho \epsilon_n + \text{div}(\chi \text{ grad } T) - \text{div } \mathbf{F}_h. \quad (4)$$

Уравнения решаются с учетом первого порядка малости в разложении вертикальной компоненты скорости меридиональной циркуляции по широте θ , измеряемой от оси вращения: $U_r(m, \theta) = U(m)P_2(\theta)$ [25], здесь $U(m)$ – амплитуда вертикальной компоненты скорости меридиональной циркуляции (в дальнейшем – скорость меридиональной циркуляции), $P_2(\theta)$ – присоединенная функция Лежандра второй степени. В этих уравнениях ρ и Ω – средние значения плотности и угловой скорости вращения на поверхности постоянного давления, ω – расстояние до оси вращения, v_v – коэффициент турбулентной вязкости в вертикальном направлении, T – температура, s – удельная энтропия; ϵ_n –

темп ядерного энерговыделения; χ – коэффициент температуропроводности; \mathbf{F}_h – турбулентный поток энергии: $\mathbf{F}_h = -v_h \rho T \partial s / \partial \mathbf{i}_0$; v_h – коэффициент турбулентной вязкости в горизонтальном направлении. Коэффициенты турбулентной вязкости определены в работах [30–32]. Предполагается, что конвективное ядро вращается твердотельно.

Стандартные уравнения строения и эволюции звезды [33] модифицированы для учета вращения звезды [34], причем в качестве независимой переменной используется масса вещества m внутри поверхности постоянного давления. Эти уравнения решаются совместно с уравнениями (3) и (4) [35–37].

2.3. Параметры изученного варианта

Наблюдаемая численность Ве-звезд в Галактике может быть воспроизведена в теоретических расчетах популяции звезд этого типа, если половина массы, теряемой донором, выпадает на другую звезду двойной системы [9]. Мы рассмотрели обмен веществом в двойной системе с исходными массами компонент $13.4 M_\odot$ и $10.7 M_\odot$ и периодом $P = 35^d$ [38]. К началу обмена веществом звезда с массой $10.7 M_\odot$ обладает медленным вращением, синхронным с орбитальным. Звезда с исходной массой $13.4 M_\odot$ теряет $10.5 M_\odot$ в тепловой шкале времени. Половина этой массы ($5.3 M_\odot$) выпадает на аккретор, другая теряется из системы. Средний темп аккреции составляет $\sim 4.4 \times 10^{-4} M_\odot/\text{год}$.

Частный случай обмена веществом в двойной системе, когда в недрах более массивной звезды пары образуется промежуточная конвективная зона над слоевым источником ядерного горения водорода, рассмотрен в работе [39]. В этом случае часть обмена массой происходит в ядерной шкале времени горения гелия более массивной звезды [40, 41]. Меридиональная циркуляция оказалась основным механизмом переноса момента импульса в недрах аккретора в этом случае: адвективный поток момента импульса на порядки превзошел турбулентный. Для изучения роли меридиональной циркуляции в рассматриваемом случае обмена массой в тепловой шкале времени перенос момента импульса турбулентностью искусственно занижен.

3. ЗАКРУЧИВАНИЕ В-ЗВЕЗДЫ В ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ В ПРОБЕЛЕ ГЕРЦШПРУНГА

3.1. Аккреция на стадии докритического вращения аккретора

Уравнение переноса момента импульса (3) решено с граничным условием (1). В самом начале

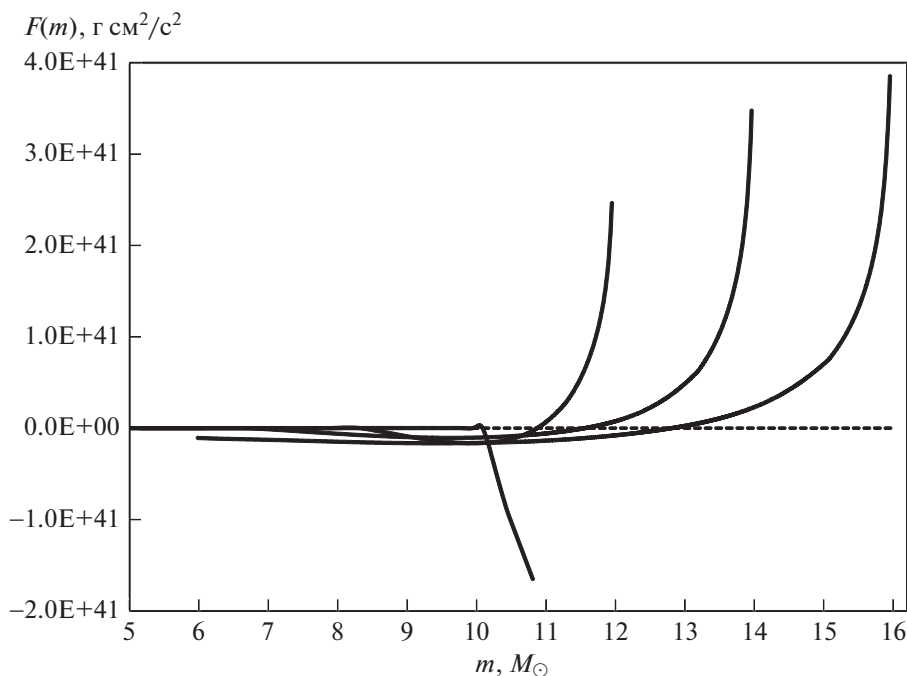


Рис. 1. Поток момента импульса $F(m)$ в недрах аккректора перед тем, как скорость вращения его поверхности увеличится до критического значения, при значениях массы аккректора $12 M_{\odot}$, $14 M_{\odot}$ и $16 M_{\odot}$.

аккреции темп поступления момента импульса в аккректор составляет $\sim 5 \times 10^{41}$ г см²/с². Это на пять порядков больше типичных значений потока момента импульса в одиночных звездах [36, 37]. Аналогично случаю аккреции на В-звезду в оболочке красного сверхгиганта [42], поступление момента импульса в подповерхностный слой аккректора приводит к образованию в нем ячейки циркуляции вещества в меридиональной плоскости. В этой ячейке циркуляция переносит момент импульса внутрь аккректора (рис. 1). Скорость циркуляции существенно больше, чем в моделях одиночных звезд, и составляет 1–10 см/с [38]. Соответственно, характерное время переноса момента импульса в ячейке совпадает по порядку величины с продолжительностью обмена веществом. Когда масса аккректора увеличивается до $11 M_{\odot}$, скорость вращения его поверхности достигает критического значения. Масса вещества во внешней ячейке циркуляции составляет $1 M_{\odot}$. Угловая скорость вращения в ячейке убывает от критической на поверхности аккректора до исходной на дне ячейки.

3.2. Аккреция на стадии критического вращения аккректора

Уравнение переноса момента импульса (3) решено с граничным условием (2). На этой стадии

звезда аккрецирует еще $5 M_{\odot}$. Вещество присоединяется к звезде с критической скоростью вращения. В аккрецированном веществе формируется еще одна ячейка циркуляции. В этой ячейке циркуляция выносит часть момента импульса аккрецированного вещества к поверхности звезды. Предполагается, что эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском [22, 24]. Быстрее всего момент импульса отводится из недавно аккрецированных слоев (рис. 1). Благодаря потере момента импульса аккрецированные слои сжимаются, как это обычно имеет место при аккреции. В процессе сжатия скорость вращения этих слоев все время остается меньше кеплеровского значения.

В той ячейке циркуляции, которая образовалась в начале обмена веществом, продолжится перенос момента импульса внутрь звезды. Внешняя граница этой ячейки передвигается по веществу звезды наружу, дно ячейки опускается внутрь. Когда дно ячейки добирается до конвективного ядра, момент импульса аккрецированного вещества начинает поступать в ядро.

3.3. Характеристики аккректора после окончания обмена веществом

За время обмена веществом аккрецированное вещество приносит с собой момент импульса в количестве 1.76×10^{53} г см²/с. Меридиональная

циркуляция переносит 5% от этой величины во внутренние слои, которые составляли звезду до начала аккреции. В аккрецированном веществе остается 30% от поступившего количества момента импульса. Оставшиеся 65% циркуляция переносит к поверхности звезды. Эту часть момента импульса звезда теряет. Масса звезды после окончания аккреции составляет $16 M_{\odot}$, момент импульса — 6×10^{52} г см²/с.

Поверхностная скорость вращения вблизи экватора в моделях одиночной звезды с такими же массой и моментом импульса, как у аккретора, превышает 95% кеплеровской скорости в течение всего времени горения водорода в ядре [36]. Таким образом, обмен веществом в двойной системе может быть тем самым процессом, в котором звезды получают большие моменты импульса и скорости вращения. Компонента двойной системы может иметь характеристики Ве-звезды сразу после окончания стадии обмена веществом.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Меридиональная циркуляция является гибким механизмом переноса момента импульса в звездных недрах. Направление и скорость переноса момента импульса циркуляцией могут меняться в широких пределах в зависимости от того, что происходит со звездой.

Звезды могут получать большие моменты импульса и скорости вращения, типичные для Ве-звезд раннего спектрального подкласса, в результате обмена веществом в двойных системах. Увеличение скорости вращения поверхности звезды до критической в процессе аккреции не является препятствием для дальнейшего увеличения массы и момента импульса звезды, так как меридиональная циркуляция выносит часть поступившего момента импульса к поверхности звезды. Предполагается, что эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. M. Porter and T. Rivinius*, Publ. Astron. Soc. Pacific **115**, 1153 (2003).
2. *S. R. Cranmer*, Astrophys. J. **634**, 585 (2005).
3. *W. Huang, D. R. Gies, and M. V. McSwain*, Astrophys. J. **722**, 605 (2010).
4. *R. Chini, V. H. Hoffmeister, A. Nasser, O. Stahl, and H. Zinnecker*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **424**, 1925 (2012).
5. *H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter, N. Langer, et al.*, Science **337**, 444 (2012).
6. *O. R. Pols, J. Cote, L. B. F. M. Waters, and J. Heise*, Astron. and Astrophys. **241**, 419 (1991).
7. *S. F. Portegies Zwart*, Astron. and Astrophys. **296**, 691 (1995).
8. *J. Van Bever and D. Vanbeveren*, Astron. and Astrophys. **322**, 116 (1997).
9. *Y. Shao and X.-D. Li*, Astrophys. J. **796**, id. 37 (2014).
10. *B. Hastings, N. Langer, C. Wang, A. Schootemeijer, and A. P. Milone*, Astron. and Astrophys. **653**, id. A144 (2021).
11. *R. H. Kaitchuck and R. K. Honeycutt*, Astrophys. J. **258**, 224 (1982).
12. *H. Cugier and P. Molaro*, Astron. and Astrophys. **140**, 105 (1984).
13. *R. H. Kaitchuck*, Publ. Astron. Soc. Pacific **100**, 594 (1988).
14. *R. H. Kaitchuck*, Space Sci. Rev. **50**, 51 (1989).
15. *M. T. Richards*, Astrophys. J. **387**, 329 (1992).
16. *P. B. Etzel, E. C. Olson, and M. C. Senay*, Astron. J. **109**, 1269 (1995).
17. *M. T. Richards, A. S. Cocking I, J. G. Fisher, and M. J. Conover*, Astrophys. J. **795**, id. 160 (2014).
18. *J. M. Blondin, M. T. Richards, and M. L. Malinowski*, Astrophys. J. **445**, 939 (1995).
19. *M. T. Richards and M. A. Ratliff*, Astrophys. J. **493**, 326 (1998).
20. *D. V. Bisikalo, P. Harmanec, A. A. Boyarchuk, O. A. Kuznetsov, and P. Hadrava*, Astron. and Astrophys. **353**, 1009 (2000).
21. *E. Raymer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **427**, 1702 (2012).
22. *B. Paczynski*, Astrophys. J. **370**, 597 (1991).
23. *R. Popham and R. Narayan*, Astrophys. J. **370**, 604 (1991).
24. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, Astron. and Astrophys. **274**, 796 (1993).
25. *J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **265**, 115 (1992).
26. *Ж.-Л. Тассуль, Теория вращающихся звезд* (М.: Мир, 1982).
27. *A. S. Eddington*, Observatory **48**, 73 (1925).
28. *H. Vogt*, Astron. Nachricht. **223**, 229 (1925).
29. *A. Maeder and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **334**, 1000 (1998).
30. *S. Talon and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **317**, 749 (1997).
31. *A. Maeder*, Astron. and Astrophys. **399**, 267 (2003).
32. *S. Mathis, A. Palacios, and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **425**, 243 (2004).
33. *B. Paczynski*, Acta Astronomica **20**, 47 (1970).
34. *Е. И. Старицин*, Астрон. журн. **76**, 678 (1999).
35. *Е. И. Старицин*, Астрон. журн. **82**, 710 (2005).
36. *Е. И. Старицин*, Письма в Астрон. журн. **33**, 111 (2007).

37. *E. I. Staritsin*, Письма в Астрон. журн. **35**, 459 (2009).
 38. *E. I. Staritsin*, Res. Astron. and Astrophys. **22**, id. 105015 (2022).
 39. *E. I. Staritsin*, Astrophys. Space Sci. **364**, 110 (2019).
 40. *A. G. Masevitch, A. V. Tutukov, and L. R. Yungel'son*, Astrophys. Space Sci. **40**, 115 (1976).
 41. *E. I. Staritsin*, Астрон. журн. **68**, 306 (1991).
 42. *E. Staritsin*, Astron. and Astrophys. **646**, id. A90 (2021).

THE ROLE OF MERIDIONAL CIRCULATION IN THE FORMATION OF CLASSICAL BE-STARS

E. I. Staritsin^a

^a*Kourovka Astronomical Observatory, Yeltsin Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

At the stage of mass exchange in the binary system, the meridional circulation brings to the surface of the star up to two-thirds of the angular momentum that entered the star along with the accreted matter. As a result, an increase in the mass and angular momentum of the star due to accretion becomes possible. After the accretion ends, the star has a rotation typical of fast-rotating Be stars. It is assumed that the angular momentum carried by the meridional circulation to the surface of the star from the accreted matter is removed from the star by the accretion disk. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

Keywords: binaries: close, stars: emission-line, Be, stars: rotation, stars: early-type