



Эффект “магнитосферного клапана” в полярах

Н.Р. Ихсанов^{1,2}, В.Ю. Ким^{1,3*}, О.А. Королькова¹

¹ГАО РАН, ²ИПА РАН, ³АФИФ, Казахстан

Аннотация

Обсуждается процесс обмена массой между компонентами в тесных двойных системах, проявляющих себя как поляры. Отмечается, что сильное магнитное поле белого карлика в этих системах при определенных условиях может препятствовать течению вещества через точку L1, выступая как “магнитосферный клапан”. На примере наиболее полно изученных полярных систем показано, что условия остановки течения вещества через точку L1 могут быть выполнены. Обсуждение альтернативных механизмов обмена массой в этих системах оказывается, таким образом, актуальным.

1 Введение

Поляры являются подклассом магнитных взрывных (катаклизмических) переменных. Они представляют собой тесные двойные маломассивные системы, состоящие из красного карлика и белого карлика с сильным магнитным полем. Вращение звезд в большинстве этих систем синхронизировано с орбитальным вращением системы (т.е. периоды осевого вращения красного и белого карликов равны орбитальному периоду системы). В излучение, наблюдаемое от полярных систем, вносят вклад следующие компоненты. Прежде всего, тепловое излучение с поверхности красного карлика и спорадическое излучение из его активных областей. Вторым компонентом является тепловое излучение с поверхности белого карлика. Третьим компонентом является источник, связанный с процессом обмена массой между компонентами системы, представляющий собой поток вещества в форме струи (или набора струй), теряемого красным карликом, достигающего, в конечном итоге, поверхности белого карлика в области его магнитных полюсов. Излучение этого источника имеет преимущественно аккреционную природу и обычно проявляется в форме переменного рентгеновского излучения, испускаемого газом из основания аккреционной колонки вблизи поверхности белого карлика, и/или поляризованного переменного оптического излучения системы (Storper, 1990). Исследование параметров третьего компонента позволяет сделать оценку темпа обмена массой между компонентами в системе и оценить величину магнитного поля белого карлика на основании поляриметрических наблюдений в оптическом диапазоне. Основные параметры наиболее полно исследованных полярных систем приведены в Таблице 1.

Процесс обмена массой между компонентами системы в полярах происходит в рамках сценария так называемой каналированной аккреции, который принципиально отличается от сценариев сферической и дисковой аккреции, реализуемых в большинстве полуразделенных двойных звездных систем. Реализация каналированной аккреции в полярах обусловлена, прежде всего, следующими тремя факторами. Первым фактором является относительно небольшой размер систем, проявляющихся как поляры (орбитальные периоды большинства полярных систем редко превышают несколько часов). В качестве второго фактора можно отметить относительно сильное магнитное поле белых карликов, входящих в эти системы (в большинстве случаев оно составляет несколько

* e-mail: ursa-majoris@yandex.ru

Таблица 1: Поляры

Obj	Dist (pc)	$M_{\text{opt}}(\odot)$	$M_{\text{wd}}(\odot)$	$P_{\text{orb}}(\text{d})$	$B_{\text{wd}}(\text{MG})$	\dot{M}_{acc}
AM Her	88 [2]	0.26 [1]	0.78 [1]	0.129 [3]	14 [1]	$\leq 10^{-10}$ [1]
QQ Vul	215 [4]	0.35 [4]	0.58 [4]	0.155 [3]	20 [5]	$\leq 10^{-11}$ [4]
AR UMa	85 [6]	1.4 [6]	0.70 [6]	0.081 [3]	235 [7]	$\leq 10^{-12}$ [8]

Ссылки к таблице: [1] - (Dai, Qian и Li, 2013), [2] - (Gaia Collaboration, 2021), [3] - (Downes и др., 2006), [4] - (Belle, Howell и Mills, 2000), [5] - (Cropper, 1990), [6] - (Howell, Gelino и Harrison, 2001), [7] - (Ferrario, Wickramasinghe и Schmidt, 2002), [8] - (Szkody и др., 1999).

десятков мегагаусс). Наконец, третьим фактором является относительно невысокий темп обмена массой в полярах (в большинстве случаев не превышающий $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Вследствие этих факторов характерный размер магнитосферы белого карлика в полярах оказывается достаточно большим, чтобы предотвратить образование аккреционного диска в системе и оказывать доминирующее влияние на аккреционный процесс во всей (или почти всей) полости Роша белого карлика, направляя поток газа вдоль силовых линий его дипольного магнитного поля. Внимание на это обстоятельство еще на ранних этапах становления теории полярных обратили Schneider и Young (1980), рассматривавшие сценарий, предполагающий, что магнитное поле белого карлика перезамыкается с магнитным полем красного карлика, и вещество с поверхности последнего по образованному таким образом магнитному каналу перетекает в область магнитных полюсов белого карлика. Ограничения на реализацию такого сценария позднее обсуждались в работе (Mukai, 1988), который отметил, что приведенный выше сценарий, по-видимому, реализуется в системах, орбитальный период которых не превосходит двух часов. В более широких парах ситуация может, однако, отличаться от вышеприведенной если красный карлик оказывается способным терять вещество в форме струи, перетекающей с его поверхности через точку L1 в направлении белого карлика. Расстояние, на котором магнитное поле белого карлика сравнивается с динамическим давлением струи, в этом случае оказывается меньше размера полости Роша белого карлика. Построение картины обмена массой в системе в этом случае требует добавления промежуточного этапа течения вещества в полости Роша белого карлика в форме струи и предположения, что вещество струи на радиусе его остановки оказывается способным быстро проникнуть в магнитное поле белого карлика и протолкнуть течение внутри его магнитосферы вдоль силовых линий поля.

В этой статье мы исследуем вопрос об условиях, при которых течение вещества с поверхности красного карлика, заполняющего свою полость Роша, через точку L1 оказывается возможным. Наше рассмотрение относится к случаю, когда компаньоном красного карлика является белый карлик с сильным магнитным полем и вращение обоих компонентов системы синхронизовано с орбитальным периодом. Мы показываем, что в широком диапазоне параметров магнитное поле белого карлика препятствует течению вещества через точку L1. Наш результат указывает, что реализация общепринятой в настоящее время картины обмена массой в полярах, предполагающей течение струи вещества через точку L1, является маловероятной. Более вероятным является сценарий, в котором магнитные каналы, по которым осуществляется обмен массой между компонентами, образуются в ходе перезамыкания силовых линий магнитного поля белого карлика с силовыми линиями магнитного поля красного карлика и/или магнитного поля в активных областях на его поверхности.

2 Магнитосферный клапан в точке L1

Рассмотрим двойную систему, состоящую из магнитного Белого Карлика (БК, $M(1)$) и Красного Карлика (КК, $M(2)$), заполняющего свою полость Роша. В системах такого типа обычно реализуется обмен массой между компонентами, обусловленный перетеканием вещества с поверхности КК в полость Роша БК в форме струи через точку L1 (Masevich и Tutukov, 1988). Одним из немногих факторов, способных помешать процессу течения вещества через точку L1, в такой ситуации является сильное магнитное поле БК. Именно, магнитное поле БК будет препятствовать течению вещества через точку L1 в полость Роша БК при условии, что магнитное давление, создаваемое магнитным полем БК в этой точке, $p_m(r_{L1}) = \mu^2 / (2\pi r_{L1}^6)$, превосходит газовое давление на поверхности КК в точке L1, величину которого можно оценить выражением $p_{g0} = \rho_0 c_{s0}^2$. Здесь $\mu = (1/2)B_{wd}R_{wd}^3$ – дипольный магнитный момент БК радиуса R_{wd} , магнитное поле на поверхности которого имеет величину B_{wd} , а параметрами ρ_0 и c_{s0} обозначены плотность и скорость звука в газе на поверхности КК в области точки L1.

Расстояние от центра БК до точки L1 можно оценить выражением (Plavec и Kratochvil, 1964):

$$r_{L1} \simeq a[0.5 - 0.227 \log q], \quad (1)$$

где параметр

$$a \simeq 3.53 \times 10^{10} \text{ cm} \times [M(1) \times (1 + q)P_{orb}^2(h)]^{1/3} \quad (2)$$

определяет расстояние между компонентами системы и $q = M(2)/M(1)$ – отношение масс компонентов системы. Здесь $M(1)$ и $M(2)$ означают массы БК и КК, соответственно, выраженные в массах Солнца, а $P_{orb}(h)$ – орбитальный период двойной системы, выраженный в часах.

Наконец, величину плотности газа в точке L1 можно оценить выражением

$$\rho_{L1} = \frac{\dot{M}}{Ac_s}, \quad (3)$$

где \dot{M} – темп перетекания вещества через точку L1, необходимый для обеспечения светимости аккреционного источника на уровне $L = \dot{M}GM_{wd}/R_{wd}$, и $A = \pi\sigma^2$ – площадь сечения горловины точки L1 с эффективным радиусом σ .

Условие блокировки потока вещества через точку L1 магнитным полем БК с учетом (3) можно записать в виде

$$\frac{\dot{M}c_s}{\pi\sigma^2} \leq \frac{\mu^2}{2\pi r_{L1}^6}, \quad (4)$$

решая которое относительно r_{L1} и учитывая (1), находим

$$a[0.5 - 0.227 \log q] \leq \left(\frac{\mu^2 \sigma^2}{2\dot{M}c_s} \right)^{1/6}. \quad (5)$$

Решая это неравенство относительно P_{orb} с учетом (2), мы приходим к условию, при котором “магнитный клапан”, обусловленный давлением магнитного поля БК в точке L1 оказывается эффективным и препятствует обмену массой между компонентами системы при условии $P_{orb} \leq P_0$, где

$$P_0 \simeq 2.2 \text{ hr} \times \mu_{34}^{1/2} \sigma_9^{1/2} \dot{M}_{15}^{-1/4} c_6^{-1/4} \times \left[\frac{1}{[0.5 - 0.227 \log q][(1 + q)M(1)]^{1/3}} \right]^{3/2}. \quad (6)$$

Здесь $\mu_{34} = \mu/10^{34} \text{ Гс см}^3$, $\sigma_9 = \sigma/10^9 \text{ см}$, $\dot{M}_{15} = \dot{M}/10^{15} \text{ Гс}^{-1}$ и $c_6 = c_s/10^6 \text{ см с}^{-1}$. Нормировка параметров, принятая в этом выражении, соответствует параметрам, наблюдаемым (или оцениваемым) в полярных областях, находящихся в высоком состоянии, т.е. в состоянии с наибольшей светимостью (Gänsicke и др., 2001; Mukai, 1988; Warner, 2003)

Подставляя в выражение (6) значения $q = 0.35$, $M(1) = 0.8 M_\odot$, соответствующие параметрам наиболее полно изученного полярного AM Геркулеса, находим

$$P_0(q = 0.35, M(1) = 0.8 M_\odot) \simeq 4.5 \text{ hr} \times \mu_{34}^{1/2} \sigma_9^{1/2} \dot{M}_{15}^{-1/4} c_6^{-1/4}. \quad (7)$$

Таблица 2: Наблюдаемые орбитальные периоды и величина предельного периода, входящего в условие $P_{\text{orb}} \leq P_0$, при котором фактор “магнитосферного клапана” в точке L1 становится эффективным для некоторых наиболее полно изученных полярных.

Object	$P_{\text{obs}}(\text{hr})$	$P_0(\text{hr})$
AM Her	3.1	4.5
QQ Vul	3.7	6.5
AR UMa	1.9	45.5

3 Обсуждение

Орбитальные периоды большинства систем, отождествленных с полярными, сосредоточены в относительно узком диапазоне значений от 1 до 5 часов (Downes и др., 2006; Norton, Wynn и Somerscales, 2004). В этом свете результат, полученный нами в этой статье, выглядит достаточно актуальным и указывает, что “магнитосферный клапан” в точке L1 в случае по крайней мере ряда систем, отождествленных с полярными, может быть закрыт, препятствуя движению вещества через точку L1 (см. Таблицу2 и график функции $P_0 = P_0(M)$, приведенный на Рисунке1).

В системах, где “магнитосферный клапан” в точке L1 оказывается закрыт, обмен массой между компонентами системы может происходить по магнитному каналу, образованному перемыканием между магнитными полями БК и КК. Более конкретно этот сценарий мы предполагаем рассмотреть в одной из последующих статей. Здесь мы лишь можем отметить, что при выполнении условия (6) магнитный канал, образованный в ходе перемыкания магнитных полей БК и КК, будет достаточно прочным, чтобы выдержать поток газа с поверхности КК с темпом, наблюдаемым в полярных, отличающихся наибольшей светимостью. Вместе с тем, характерное время стабильности такого канала будет определяться временем перемыкания силовых линий поля, что указывает на возможность достаточно сильной переменной темпа обмена массой между компонентами. Наконец, следует заметить, что сценарий обмена массой, основанный на перемыкании магнитных полей компонентов с образование магнитного канала полностью снимает вопрос о механизме проникновения струи газа в магнитное поле БК на границе его магнитосферы, ответить на который в сценарии течения вещества через точку L1 при определенных условиях оказывается весьма затруднительно.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Н.Г. Бескровной за полезные замечания.

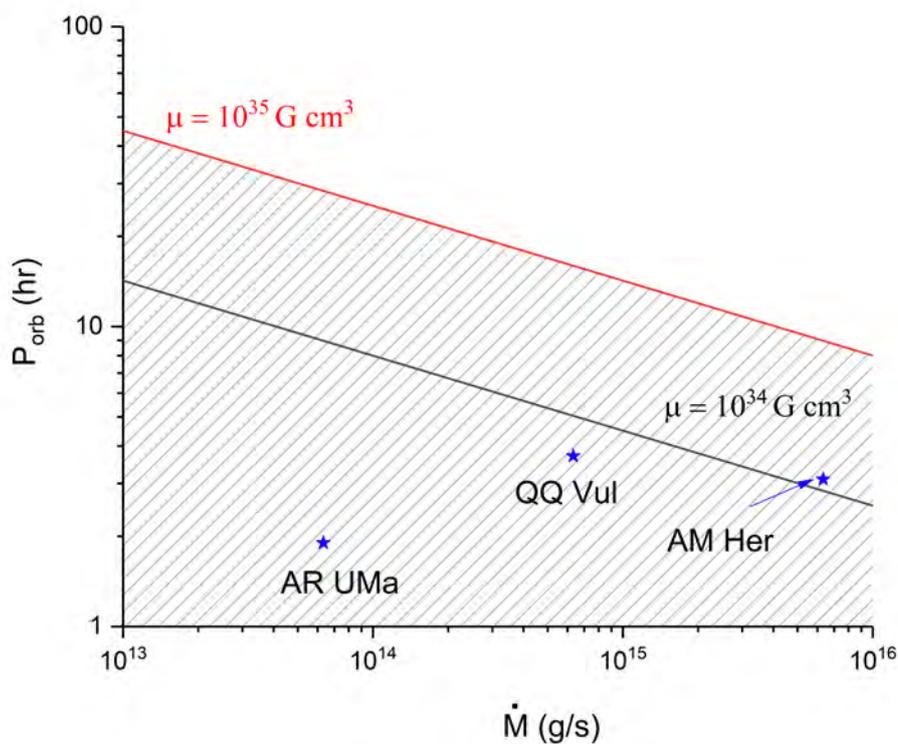


Рис. 1: Зависимость предельного значения величины орбитального периода, P_0 , от темпа аккреции, вычисленная для двух значений дипольного магнитного момента БК, $\mu = 10^{34} \text{ Гс см}^3$ – черная линия и $\mu = 10^{35} \text{ Гс см}^3$ – красная линия. Штриховкой показана область значений орбитального периода системы, при которых “магнитный клапан” в точке L1 закрыт, т.е. магнитное поле БК препятствует течению вещества через точку L1.

Список литературы

- Belle, K. E., S. B. Howell и A. Mills (2000). *EUVE Observations of the Magnetic Cataclysmic Variable QQ Vulpeculae*. PASP 112.769, с. 343–348.
- Cropper, M. (1990). *The Polars*. Space Sci. Rev. 54.3-4, с. 195–295.
- Dai, Z., S. Qian и L. Li (2013). *Updated Photometry and Orbital Period Analysis for the Polar AM Herculis on the Upper Edge of the Period Gap*. ApJ 774.2, 153, с. 153.
- Downes, R. A., R. F. Webbink, M. M. Shara, H. Ritter, U. Kolb и H. W. Duerbeck (2006). *VizieR Online Data Catalog: Catalog of Cataclysmic Variables (Downes+ 2001-2006)*. VizieR Online Data Catalog 1, V/123A, V/123A.
- Ferrario, L., D. T. Wickramasinghe и G. Schmidt (2002). *The magnetic field of AR UMa*. В: *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*. Под ред. B. T. Gänsicke, K. Beuermann и K. Reinsch. Т. 261. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, с. 149.
- Gaia Collaboration (2021). *Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties*. A&A 649, A1, A1.
- Gänsicke, B. T., A. Fischer, R. Silvotti и D. de Martino (2001). *A model for the optical high state light curve of AM Herculis*. A&A 372, с. 557–562.
- Howell, S. B., D. M. Gelino и T. E. Harrison (2001). *Infrared Observations of AR Ursae Majoris: Modeling the Ellipsoidal Variations*. AJ 121.1, с. 482–488.
- Masevich, A. G. и A. V. Tutukov (1988). *Ehvoljutsiya zvezd: teoriya i nablyudeniya (Evolution of stars: theory and observations)*.
- Mukai, K. (1988). *Accretion streams in AM HER type systems*. MNRAS 232, с. 175–197.
- Norton, A. J., G. A. Wynn и R. V. Somerscales (2004). *The Spin Periods and Magnetic Moments of White Dwarfs in Magnetic Cataclysmic Variables*. ApJ 614.1, с. 349–357.
- Plavec, M. и P. Kratochvil (1964). *Tables for the Roche model of close binaries*. Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia 15, с. 165.
- Schneider, D. P. и P. Young (1980). *VV Puppis and AN Ursae Majoris: a radial velocity study*. ApJ 240, с. 871–884.
- Szkody, P., S. Vennes, G. D. Schmidt, R. M. Wagner, R. Fried, A. W. Shafter и E. Fierce (1999). *ASCA, RXTE, EUVE, and Optical Observations of the High Magnetic Field Cataclysmic Variable AR Ursae Majoris*. ApJ 520.2, с. 841–848.
- Warner, B. (2003). *Cataclysmic Variable Stars*, с. 1–596.

“Magnetospheric gate” effect in polars

N.R. Ikhsanov^{1,2}, V.Yu. Kim^{1,3}, O.A. Korol’kova¹

¹ Pulkovo Observatory, Russia, ²Institute of Applied Astronomy of the RAS, Russia ³Fesenkov Astrophysical Institute, Kazakhstan

Abstract

The mass-exchange process in close binary systems which appear as polars is discussed. We point out that the strong magnetic field of the white dwarf in these systems can under certain conditions prevent material from flowing through the L1 point operating as a “magnetospheric gate”. Using some best studied polars as an example we show that the conditions in which the flow through the L1 point is suppressed can be satisfied. A discussion on an alternative mass-exchange mechanism in this situation appears to be quite reasonable.