

Санкт-Петербургский Государственный
Университет
Математико-Механический Факультет
Кафедра Астрофизики

**Формирование дисков у магнитных
звёзд**

Косенков Илья Александрович
591 группа

Санкт-Петербург, 2014

1 Введение

Формирование дисков у астрофизических объектов обычно тесно связано с процессом аккреции вещества. Это характерно для, например, протозвёздных туманностей и тесных двойных систем, где происходит обмен масс. Однако существуют звёзды (класса **Be**), которые демонстрируют наличие околозвёздного диска, но они слишком стары, чтобы сохранить остатки протозвёздных туманностей, и редко оказываются в составе тесных двойных систем. Отсутствие внешних источников вещества для формирования околозвёздных структур компенсируется выбросами с поверхности горячей звезды. Такой процесс называется истечением вещества (*декрецией*) [2].

1.1 Магнитные поля невырожденных звёзд

Магнитные поля встречаются у значительной доли звёзд и играют важную роль на всех этапах звёздной эволюции. Величина индукции магнитного поля меняется от нескольких $\mu\text{Г}$ в молекулярных облаках до ТГ в нейтронных звёздах. В невырожденных звёздах магнитные поля имеют различные конфигурации: от простых осесимметричных дипольных до более сложных, в общем случае несимметричных [1].

Магнитные поля оказывают значительное влияние на множество физических процессов как непосредственно внутри звёзд, так и в их ближайшем окружении. Среди наиболее значимых стоит отметить аккрецию, диффузию, потерю массы, турбулентность, химический состав, скорость вращения. Из вышесказанного следует, что магнитные поля могут также оказывать влияние на формирование околозвёздных дисков, что требуется учитывать при формировании моделей, описывающих процессы переноса вещества с поверхности звёзд на кеплерову орбиту (такие как декреция).

Происхождения магнитных полей у горячих и холодных звёзд различны. У звёзд поздних спектральных классов основную роль в формировании магнитного поля играет конвективная зона, в то время как у звёзд ранних спектральных классов наличие магнитного поля связывают с процессами, происходящими на этапе сжатия, когда звезда еще не достигла главной последовательности. Сильные поверхностные магнитные поля могут являться причиной химических peculiarностей в звёздах

ранних спектральных классов, которые выражаются в виде аномальных содержаний элементов на звёздах в окрестности железного пика, кремния и редкоземельных элементов. Такие звёзды выделяются в отдельные спектральные подклассы **Ar** и **Bp** [4].

1.2 Околозвёздные диски

Среди различных звёзд и систем, обладающих околозвёздными дисками, особо выделяются **Be** звёзды. Их диски формируются из вещества звезды - донора без постороннего вмешательства. Они оказывают значительное влияние на наблюдаемые спектры звёзд этого спектрального класса, которые демонстрируют эмиссионные линии, например, $H\alpha$. Ранний анализ подобных систем позволил предположить, что формирование диска достигалось за счёт быстрого вращения звезды, однако позже удалось установить, что в общем случае этого недостаточно, что потребовало разработки новых теоретических моделей с привлечением дополнительных физических процессов и эффектов, таких как магнитные поля звёзд, влияющих на движение вещества вне звёздной поверхности [2].

2 Классические Be звёзды

Классические **Be** звёзды - это звёзды спектрального класса **B** и **III** - **V** классов светимости, характеризующиеся наличием хотя бы одной эмиссионной линии (часто это бывает одна из линий Бальмеровской серии, например, $H\alpha$), которая возникает в околозвёздном диске. Особенностью таких систем является нестационарность процессов, происходящих в диске. Так, в наблюдаемых спектрах подобных звёзд эмиссионные линии могут временно появляться и исчезать.

Излучение **Be** звёзд характеризуется линейной поляризацией и избытком в инфракрасной области. Считается, что эти особенности являются следствием рассеяния излучения звезды на частицах околозвёздного диска. Часто такие звёзды бывают переменными [5].

Для выявления феномена **Be** звёзд служат следующие критерии [5]:

- Присутствие сильных эмиссионных линий Бальмеровской серии в спектрах звёзд,

- Разрешённые линии слабоионизованных металлов в оптической области звёздных спектров, например, Fe II,
- Проявление запрещённых линий [Fe II] и [O I],
- Избыток в инфракрасной области спектра из-за наличия горячей пыли в околозвёздном пространстве.

На Рис. 1 показана диаграмма Г.-Р., на которой белым заштрихованным прямоугольником выделена область, куда попадают большинство классических **Ве** звёзд.

Процессы образования и эволюции околозвёздных дисков до конца не изучены. Существует три основные задачи, решение которых необходимо для построения полноценной модели, описывающей взаимодействие звезды и её диска:

1. Выяснение способа доставки вещества с поверхности звезды
2. Изучение процессов уплотнения вещества на орбите
3. Выяснение происхождения высокого углового момента данной кинематической системы

Следует отметить, что большинство современных моделей не способно полностью описать процесс эволюции околозвёздного диска. Оценки становятся лучше при учёте влияния магнитного поля, но наблюдательные данные показывают, что у классических **Ве** звёзд не наблюдается сильных магнитных полей, в отличие от других подобных горячих звёзд.

3 Методы изучения магнитных полей звёзд

Прямое измерение магнитных полей представляет собой сложную задачу. Одним из наиболее часто используемых методов является анализ расщепления линий, известного как эффект Зеемана. Другим способом определения величины слабого магнитного поля является изучение деполяризации резонансного излучения в результате эффекта Ханле.

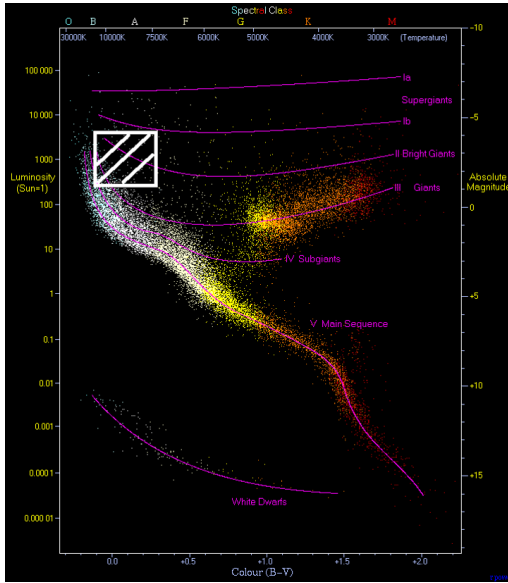


Рис. 1: Диаграмма Г.-Р., на которой белым заштрихованным прямоугольником обозначена область, в которую попадают звёзды класса **Ve** [14].

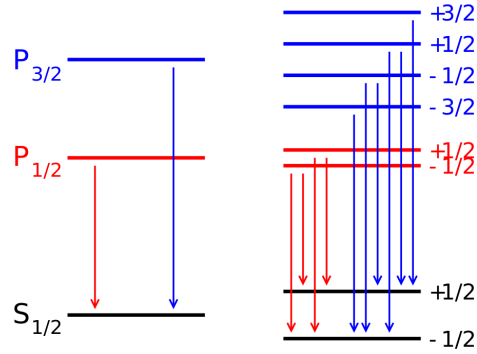


Рис. 2: Эффект Зеемана для перехода между дублетными S и P термами. Слева показаны невозмущённые уровни, справа - указано (не в масштабе) расщепление линий в магнитном поле [15].

3.1 Эффект Зеемана

Эффект Зеемана полностью удалось объяснить только после развития квантовой теории и введении понятия спина. Эффект возникает из-за изменения гамильтониана атома в магнитном поле [12]:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_M \quad (1)$$

где H_0 - гамильтониан атома вне магнитного поля, H_M - добавка

$$\vec{H}_M = -\mu \vec{B} \quad (2)$$

μ - магнитный момент, \vec{B} - индукция магнитного поля. В случае, если $\frac{H_M}{H_0} \ll 1$, H_M оказывается малой поправкой и наблюдается эффект Зеемана. При сильных магнитных полях H_M может оказаться больше H_0 .

В этой ситуации спектр атома значительно изменяется, т.к. расщепление в следствие воздействия магнитного поля оказывается больше, чем расщепление тонкой структуры. Этот эффект называется эффект Пашена-Бака [13]. На Рис. 2 показан эффект Зеемана для перехода между дублетными S и P термами (например, H_α).

Если расщепление линий наблюдается непосредственно, то расстояние между σ -компонентами можно определить исходя из соотношения $\Delta\lambda \propto B\lambda^2 g_{\text{eff}}$, где g_{eff} - фактор Ланде [7]. Это предоставляет возможность напрямую оценить величину магнитного поля в источнике. Если по какой-то причине разрешающей способности приёмника недостаточно, то наблюдается уширение линии. Анализируя линии с маленьким фактором Ланде, можно оценить величину теплового уширения линий. Затем, учитывая полученный результат, можно определить величину магнитного поля по линиям с большим коэффициентом Ланде.

На практике для определения магнитных полей применяются несколько подходов, основанных на эффекте Зеемана.

Спектрополяриметрия линий металлов позволяет произвести уникальные измерения эффекта Зеемана для каждой линии в отдельности. Метод сильно зависит от температуры и скорости вращения звезды и, поэтому, применим при $T_{\text{eff}} < 20$ кК и $v_e \sin i < 50$ км с⁻¹.

Поляриметрия широких линий применяется при больших проекциях скоростей $v_e \sin i > 100$ км с⁻¹. В таких условиях линии сильно уширяются, и эффект Зеемана проявляется у линий, профиль которых широк от природы (например, линии **H** и **He** из-за эффекта Штарка), т.к. они слабо чувствительны к уширению из-за вращения.

Использование методов комплексного анализа спектров, таких как **LSD** (Least Squares Deconvolution), учитывающих при определении магнитного поля звезды все подходящие линии. Наблюдаемые спектры сравниваются с модельными, что позволяет установить характеристики продольной компоненты магнитного поля. Для звёзд спектральных классов **A** и **B** точность измерения магнитного поля достигает 25 Гс [7].

3.2 Эффект Ханле

Эффект Ханле связан с сильной деполяризацией резонансного излучения в слабом магнитном поле. Проявление эффекта зависит от соотношения $\frac{\omega_B}{A_{ul}}$, где ω_B - ларморовская частота, A_{ul} - эйнштейновский

коэффициент для перехода между резонансными уровнями. Различают три случая [11]:

1. $\frac{\omega_B}{A_{ul}} \ll 1$ - эффект Ханле незначителен, поляризация не меняется,
2. $\frac{\omega_B}{A_{ul}} \gg 1$ - сильный эффект Ханле, излучение полностью деполаризуется,
3. $\frac{\omega_B}{A_{ul}} \approx 1$ - есть и поляризация, и эффект Ханле.

Последний случай оптимален для изучения магнитных полей в горячих звёздах, в атмосферах которых преобладает электронное рассеяние. Этот случай реализуется при магнитных полях от 1 до 1000 Гс.

4 Механизмы доставки вещества с поверхности на кеплеровскую орбиту звезды

Горячие звёзды спектральных классов **Ae**, **Be** характеризуются высокой скоростью вращения, превышающей половину от критической скорости, которая соответствует I космической для звезды на её экваторе: $V_{crit} = \sqrt{GM/R_{eq}}$ [2]. Для звёзд **Be** эта величина в среднем составляет 500 км с^{-1} . Экваториальная зона является наиболее благоприятной для отправки вещества с поверхности на околозвёздную орбиту, т.к. дополнительный импульс, который необходимо придать веществу, составляет около $0.2V_{crit}$: $\Delta V = V_{crit} - V_{eq}$, где V_{eq} - скорость вращения на экваторе. Отсюда можно оценить экономию энергии ΔE : $\Delta E \propto \left(1 - \frac{\Delta V}{V_{crit}}\right)$. В

Земных условиях $\frac{\Delta E}{E} \approx 0.1$, в то время как для звезды, скорость вращения которой на экваторе составляет $0.8V_{crit}$, $\frac{\Delta E}{E} \approx 0.96$. Таким образом, вещество звезды в экваториальной области находится в условиях, близких к условиям на кеплеровой орбите.

Скорость звука a в атмосфере звезды при $T \approx 20000 \text{ К}$ составляет 20 км с^{-1} . Из вышесказанного следует, что $\frac{V_{boost}}{a} \approx 5$. Таким образом, вещество из атмосферы звезды не может быть выведено на кеплеровскую

орбиту за счёт одной лишь внутренней энергии, даже при скоростях вращения звезды, близких к критической. [2].

4.1 Выброс массы

Существует несколько моделей, объясняющих формирование околозвёздных дисков у звёзд спектральных классов **Be**. Как было показано выше, внутренней энергии не достаточно для запуска вещества на орбиту, что требует построения более сложных теорий с привлечением различных механизмов выделения энергии.

Одной из первых предложенных моделей является **WCD** (Wind Compressed Disk). Предполагалось, что диск образуется из звёздного ветра, подгоняемого излучением горячей звезды и фокусируемого в экваториальной области за счёт вращения. Однако, влияние полярных потоков и процесс реаккреции не позволяют сформировать околозвёздный диск. Более того, потоку вещества не хватает углового момента для стационарного движения по орбите. Внутренние области диска в следствие гравитационного притяжения падают на поверхность звезды, в то время как вещество во внешних областях выдувается в околозвёздное пространство звёздным ветром. Оценки показывают, что плотность образующейся структуры примерно в 100 раз меньше необходимой для объяснения наблюдательных особенностей в спектрах, таких как эмиссионные линии.

Другое объяснение формирования диска предполагает выброс массы посредством ненаправленных поверхностных взрывов в экваториальной области. Симуляции с использованием **SPH**-методов показывают, что, несмотря на ненаправленность, такие процессы способны сформировать диск посредством "Кеплерова естественного отбора" [2], суть которого заключается в том, что если вещество получает импульс в направлении вращения звезды, этого импульса будет достаточно для достижения кеплеровой орбиты. Однако численные оценки условий, необходимых для предания веществу нужного импульса посредством газового давления, показывают, что температура газа должна достигать 10^6 К, что не соответствует наблюдениям.

Результаты предыдущей модели можно значительно улучшить, если предположить, что звезда обладает слабым магнитным полем (порядка 20 Гс для **Be** звёзд). Важным является тот факт, что такие магнитные поля могут существовать у **Be** звёзд, т.к. точности определения магнитных полей часто составляют 25 – 50 Гс [6] и, поэтому, допускается

существование слабых полей.

Существует ряд моделей, называемых **RDOME** (Radiatively Driven Orbital Mass Ejection), которые предполагают, что вещество на экваторе получает дополнительный импульс вследствие давления излучения над горячими активными областями. Известно, что такие горячие области способны разгонять звёздный ветер до скоростей, больших критической. Важным отличием этой модели от других является формирование не околзвёздного диска, а спиральной структуры, называемой **CIR** (Co-rotating Interaction Region). Поверхностная яркость горячих областей для запуска этого процесса должна превышать среднюю поверхностную яркость звезды примерно в 10 раз [3].

По крайней мере одна **Ве** звезда демонстрирует корреляцию между радиальными пульсациями и уярчениями эмиссионных линий [3], что может быть вызвано усилением потоков вещества от звезды к диску. Такие модели могут эффективно описывать изменения, происходящие со временем с эмиссионными линиями в спектре звезды. Наиболее перспективными являются **MTD** - модели (Magnetically Torqued Disk), которые учитывают влияние магнитного поля на вращательный момент кинематической системы. Для описания более тонких эффектов учитывается гравитационное потемнение звезды [8].

4.2 Поверхностные взрывы. Магнитные вспышки

В случае ненаправленных поверхностных взрывов для типичной **Ве** звезды скорость вещества у поверхности должна быть порядка 100 – 200 км с⁻¹. Без дополнительного нагрева звезды такая скорость достигается, например, при наличии магнитного поля [3]. $V_{\text{ini}} \approx V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$, где V_A - альвеновская скорость. Тогда скорость выброса массы \dot{M} можно оценить следующим образом:

$$\dot{M} = 4\pi R_*^2 \rho V_{\text{ini}} f \quad (3)$$

R_* - радиус звезды, f - фактор, учитывающий свойства поверхности и временные эффекты. Тогда необходимое локализованное магнитное поле

$$B = \sqrt{\frac{\dot{M} V_{\text{ini}}}{f}} / R_* \quad (4)$$

Для оценки магнитного поля для типичной **Ве** можно воспользоваться следующими приближёнными значениями физических характеристик:

- $\dot{M} = 10^{-9} \frac{M_{\odot}}{\text{год}}$
- $R_* = 5R_{\odot}$
- $V_{\text{ini}} = 100 \text{ км с}^{-1}$
- $f \approx 0.01$ - фактор заполнения

Из формулы 4 следует, что минимальное значение B составляет 20 Гс [3].

4.3 Гравитационное потемнение звёзд

Гравитационное потемнение - эффект, возникающий в экваториальных областях звёзд с высокими скоростями вращения, тесно связанный с изменением экваториального радиуса в сравнении с полярным. Звезда принимает форму сплюснутого эллипсоида, а полюса становятся ярче, чем области вблизи нулевой широты.

Пусть $\omega = V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}}$ - экваториальная скорость в единицах критической, $\theta = 90^\circ - \phi$ - коширота. Тогда изменение полярного радиуса оценивается следующим образом [9]:

$$R_p(\omega) = R_p(0)(1 - 0.0540\omega^2 - 0.0547\omega^4) \quad (5)$$

Светимость зависит от относительной скорости схожим образом:

$$L(\omega) = L(0)(1 - 0.1678\omega^2 - 0.0792\omega^4) \quad (6)$$

Эффективная температура является функцией не только скорости, но и широты:

$$T_e^4(\omega, \theta) = C(\omega)g_p(\omega)g_n(\omega, \theta) \quad (7)$$

где $g_p(\omega) = \frac{GM}{R_p^2}$ - гравитационное ускорение на полюсах, $g_n(\omega, \theta) = \left(\frac{R_p(0)}{R(\omega, \theta)}\right)^2$ - нормированное ускорение на кошироте θ , $C(\omega)$ - некоторый коэффициент. На рисунках 3 и 4 показаны изменения характеристик звезды в зависимости от кошироты.

Гравитационное потемнение звезды оказывает эффект на формирование диска. Из-за более низкой температуры экваториальных областей эффективная температура диска также падает (Рис. 5).

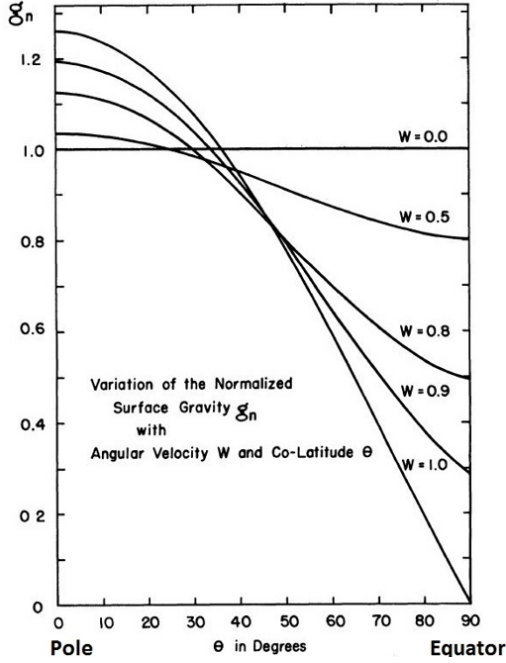


Рис. 3: Ускорение свободного падения в зависимости от кошироты [9].

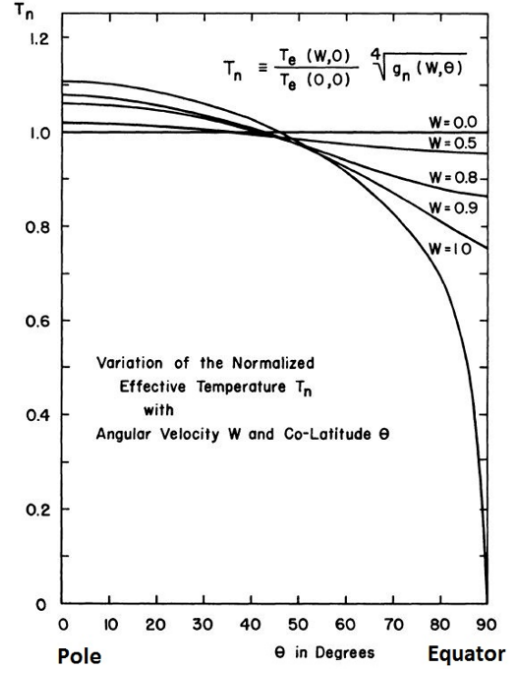


Рис. 4: Эффективная температура в зависимости от кошироты [9].

4.4 МТД - диск

Наиболее перспективной моделью является **МТД** модель, учитывающая влияние магнитного поля на угловой момент диска. Для выявления более тонких эффектов при построении модели учитывается влияние гравитационного потемнения звезды.

Известно, что поток массы и терминальная скорость зависят от гравитационного ускорения: $F_M(g) \propto g$, $V_\infty \propto g^{1/2}$ [8]. Для вращающейся сферы верно следующее:

$$g(\theta) = g(0)(1 - S^2 \sin^2 \theta) - \text{ускорение свободного падения, где} \quad (8)$$

$$\text{где } S = \frac{\omega R}{\sqrt{GM/R}}.$$

$$g(0) = \frac{GM}{R^2}(1 - \Gamma_{\text{rad}}) - \text{учёт давления излучения} \quad (9)$$

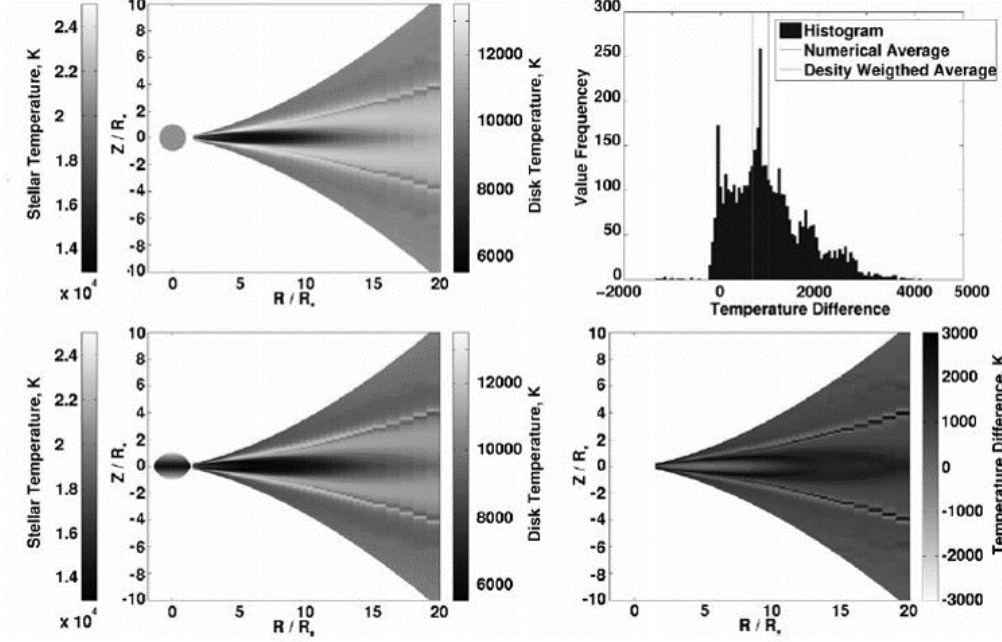


Рис. 5: Температуры звезды и околозвёздного диска при учёте гравитационного потемнения [10].

Тогда

$$F(\theta) = K(1 - S^2 \sin^2 \theta), \text{ где } K - \text{некоторая константа.} \quad (10)$$

$$V_\infty(\theta) = V_\infty(0)(1 - S^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (11)$$

Скорость звёздного ветра оценивается следующим образом: $V_W(r, \theta) = V_\infty(\theta)(1 - \frac{R}{r})^\beta$. Предполагается, что β не зависит от θ , откуда следует, что ускорение ветра должно происходить близко у поверхности звезды, где магнитное поле имеет почти радиальную структуру.

Полная скорость потери массы \dot{M} связана с константой K следующим образом:

$$\dot{M} = \int_0^\pi F(\theta) 2\pi R \sin \theta R d\theta = 4\pi R^2 K \left(1 - \frac{2S^2}{3}\right) \quad (12)$$

Откуда следует

$$F(\theta) = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 \left(1 - \frac{2S^2}{3}\right)} (1 - S^2 \sin^2 \theta) \quad (13)$$

Для соотнесения потока вещества на кошироте θ у поверхности звезды с потоком, перпендикулярным к экваториальной плоскости на расстоянии $x = r/R$, предполагается следующее поведение магнитного поля:

$$B(x) = B_0 x^{-b} \quad (14)$$

B_0 взято однородным и перпендикулярным к поверхности звезды. Фактор b является константой и для дипольного приближения равен 3.

Из дифференциального закона сохранения потока следует $BdA = B_0 dA_0$, где $dA(x) = dA_0 x^b$ с одной стороны, $dA(x) = 2\pi R^2 x$ и $dA_0 = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$ - с другой. θ и x связаны между собой как $\sin \theta d\theta = x^{-b+1} dx$. Тогда $\cos \theta(x) = 1 - \frac{x^{-b+2}}{b-2}$, и, в дипольном случае, $\cos \theta(x) = 1 - \frac{1}{x}$.

Поток вещества на расстоянии x вблизи экваториальной плоскости выражается следующим образом:

$$F(x) = F(\theta) dA_0 / dA(x) \quad (15)$$

$$F(x) = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 \left(1 - \frac{2S^2}{3}\right)} x^{-3} \left(1 - S^2 \left(1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right)^2\right)\right)^{1/2} \quad (16)$$

Скорость ветра выражается через терминальную скорость

$$V_W(x) = V_\infty(0) \left(1 - \frac{1}{x}\right)^\beta \left(1 - S^2 \left(1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right)^2\right)\right)^{1/2} \quad (17)$$

Давление звёздного ветра $P1$ на расстоянии x равно $F(x)V_W(x)$. Плотность холодного, сжатого диска в экваториальной плоскости определяется (в соответствии с **WCD** моделью) изотермическим уравнение баланса давлений (где c_S - скорость звука) $\rho c_S^2 = P$.

Сравнение плотности диска с учётом гравитационного потемнения и без него (как в "чистой" **MTD** модели) даёт следующим соотношением:

$$\Psi(S, x) = \frac{\rho(S, x)}{\rho(0, x)} = \frac{\left(1 - \frac{S^2}{x} \left(2 - \frac{1}{x}\right)\right)^{3/2}}{1 - 2S^2/3} \quad (18)$$

Функция Ψ описывает изменение плотности диска при учёте гравитационного потемнения. Внимание уделяется асимптотическому поведению и некоторым выделенным значениям этой функции:

$$\Psi(S, 1) = \frac{(1 - S^2)^{3/2}}{1 - \frac{2S^2}{3}} < 1 \quad \forall S - \text{при } r = R_* \quad (19)$$

$$\lim_{S \rightarrow 1} \Psi(S, 1) \rightarrow 1 - \text{предел при критической скорости вращения} \quad (20)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \Psi(S, x) = \frac{1}{1 - \frac{2S^2}{3}} > 1 \quad \forall S \quad (21)$$

$$\Psi(1, x) = 3 \left(1 - \frac{1}{x}\right)^3 \quad (22)$$

Характерное поведение функции Ψ при разных скоростях вращения представлено на Рис. 6.

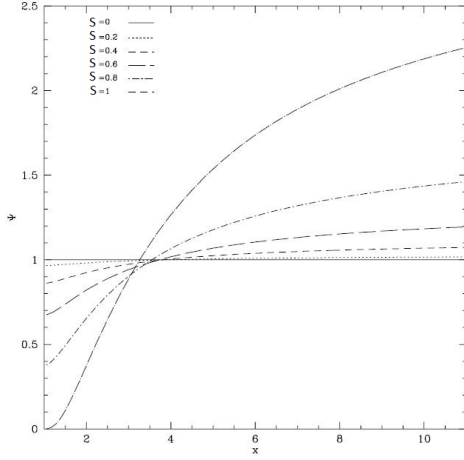


Рис. 6: Функция плотности диска в зависимости от экваториального расстояния для разных скоростей вращения [8].

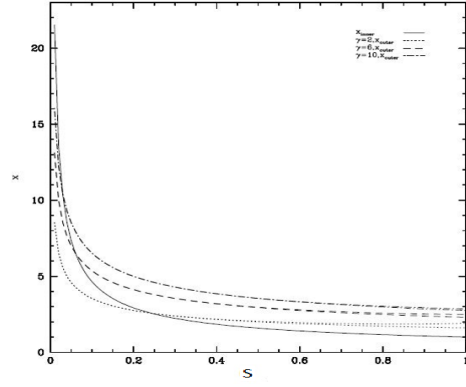


Рис. 7: Внешние и внутренние радиусы дисков при разных параметрах γ [8].

4.5 MTD - диск. Физические характеристики

Важным результатом MTD теории является возможность оценить как физические размеры диска, так и условия, при которых возможно его формирование. Оценки получаются из уравнения баланса кинетической и магнитной плотностей энергии диска: $U_B = U_{KE}$. Магнитное поле закручивает диск твёрдотельным образом:

$$V = V_0 x = \sqrt{\frac{GM}{R}} x \quad (23)$$

Тогда плотности магнитной U_B и кинетической U_{KE} энергий выражаются через следующие соотношения:

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi} x^{-6} \text{ — из формулы 14} \quad (24)$$

$$U_{KE} = \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (25)$$

Размер диска определяется двумя границами: внутренней и внешней. Внутренняя граница x_{inn} равна кеплерову радиусу: $x_{\text{inn}}(S) = s^{-2/3}$. Внешняя граница x_{out} достигается при равенстве плотностей энергий. Численно $x_{\text{out}}(S, \gamma)$ является решением следующего уравнения:

$$\frac{x^5 \left(1 - \frac{1}{x}\right)^\beta \left(1 - S^2 \left(1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right)^2\right)\right)^{3/2}}{1 - 2S^2/3} = \frac{\gamma^2}{S^2} \quad (26)$$

где $\gamma = \frac{B_0^2/8\pi}{GM\rho/2R}$ - соотношение между энергией поля и гравитационной энергией диска. На Рис. 7 представлена зависимость внешних и внутреннего радиуса дисков от скорости вращения при разных γ . На графике присутствуют такие области значений S , при которых формирование диска становится невозможным ($x_{\text{inn}} > x_{\text{out}}$). Поправка, вносимая гравитационным потемнением, представлена в виде расщепления графиков, соответствующих внешним радиусам, при $S \rightarrow 1$.

5 Заключение

Рассмотренные в данной статье модели предлагают варианты решения задачи о формировании околозвёздного диска. Особое внимание

уделяется известным проблемам: способам выброса вещества с поверхности и его дальнейшего уплотнения, передаче углового момента внутри системы. Широкий спектр теорий, описывающих процесс декреции с привлечение принципиально разных физических механизмов демонстрирует необходимость дальнейшего более глубокого изучения данного феномена. Учёт тонких эффектов, таких как наличие слабого магнитного поля или гравитационного потемнения, в корне меняет результаты некоторых теоретических моделей, что приводит к возможности формирования диска в условиях, где до учёта поправок его существование было невозможно.

Важной характеристикой процессов выброса вещества является орбитальная скорость V_{orb} . Если эта скорость превосходит скорость звука в газе, то требуется привлечение мощных механизмов эжекции вещества. Если же эти скорости сравнимы, то становится возможным выброс массы посредством атмосферных процессов, что объясняет спорадические изменения яркости **Ve** звёзд. **И**, возможно, магнитные поля играют не самую последнюю роль в упомянутых процессах.

Список литературы

- [1] J.-F. Donati, J.D. Landstreet, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 47:333- 70 (2009)
- [2] S.P. Owocki, *ASP Conference Series*, Vol. 355 (2006)
- [3] S.P. Owocki, *ASP Conference Series*, Vol. 215 (2003)
- [4] O. Kochukhov, *ASP Conference Series*, Vol.358 (2006)
- [5] H.J.G.L.M. Lamers, F.-J. Zickgraf, D. de Winter, et. al, *Astron. Astrophys.*, 340, 117-128 (1998)
- [6] G.A. Wade, V. Petit, J. Grunhant et. al, *arXiv eprint*, 1411.6165 (2014)
- [7] R. Rosner, *Phil. Trans. R. Soc. Lond*, A 358, 689-709 (2000)
- [8] J.C. Brown, D.Telfer, Q.Li et. al *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 352, 1061-1072 (2004)
- [9] G.W. Collins, *APJ*, 146, 914c (1966)
- [10] M.A. McGill, T.A.A. Sigut, C.E. Jones, *Proceedings IAU Symposium*, No.272 (2010)
- [11] Н.В. Воцинников, *Астрополяриметрия*, Часть I, "ВВМ"(2007)
- [12] [Эффект Зеемана](#)
- [13] [Эффект Пашена-Бака](#)
- [14] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6b/HRDiagram.png>
- [15] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/...doublet.svg.png>