А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 20 ФЕВРАЛЬ, 1984 ВЫПУСК 1

УДК 524.382—43—337

О ВЛИЯНИИ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ НА СКОРОСТЬ АККРЕЦИИ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

И. Л. АНДРОНОВ

Поступила 16 марта 1983
Принята к печати 20 октября 1983

Рассмотрена модель, когда плазма в своем движении вдоль магнитных силовых линий белого карлика преодолевает некоторый потенциальный барьер между полостями Роша компонентов, высота которого определяется ориентацией магнитного поля. Предполагается, что турбулентное движение происходит преимущественно вдоль локальной нормали к эквипотенциальной поверхности Роша. Получено аналитическое выражение для скорости аккреции в зависимости от физических характеристик системы, ориентации диполя и функции распределения конвективных элементов оболочки спутника по скоростям.

1. *Введение.* Среди короткопериодических тесных двойных систем особо выделяется класс объектов типа АМ Геркулеса, характеризующихся присутствием сильного магнитного поля. Его напряженность ($\sim 10^8$ Гс на поверхности белого карлика) достаточна для существенного изменения картины аккреции по сравнению с другими катаклизмическими переменными. Вблизи невырожденной звезды, заполняющей свою полость Роша, напряженность магнитного поля составляет $\sim 10^4$ Гс [2]. Поэтому поток плазмы, перетекающей через внутреннюю точку Лагранжа к замагниченной звезде, движется вдоль силовых линий (например, работа [9], а также обзоры [5] и [4]). При этом полная масса системы не меняется. Целью данной работы является рассмотрение влияния магнитного поля на истечение плазмы с красного спутника.

2. *Расчет модели.* В процессе эволюции невырожденная звезда заполняет свою полость Роша и начинает терять вещество через внутреннюю точку Лагранжа L_1. Скорость аккреции, соответствующая эволюционному статусу звезды как целого, на микроскопическом уровне определяется физическими параметрами оболочки, помещенной во внешнее поле.

Для учета влияния магнитного поля рассмотрим картину движения конвективных элементов вблизи точки L_1. Для того, чтобы попасть в полость Роша компактного объекта, необходимо преодолеть некоторый потенциальный барьер. Конвективные элементы, имеющие достаточно большие скорости, таким образом, теряются спутником. Высота потенциального барьера определяется траекторией движения, а последняя, в свою очередь ориентацией магнитного поля.

В качестве упрощающих предположений принималось, что: 1) нормальная звезда не искажает магнитное поле диполя даже вблизи точки Лагранжа; 2) скорости конвективных элементов направлены преимущественно перпендикулярно эквипотенциальной поверхности спутника. Поскольку, как будет показано ниже, поток массы резко убывает при удалении от точки L_3, необходимо рассмотреть лишь ее ближайшие окрестности.

Перейдем к безразмерным переменным, взяв в качестве единиц измерения расстояние между центрами масс звезд a, угловую скорость орбитального движения ω и потенциал $G(M_1+M_2)/a$, где M_1 и M_2 — соответственно массы белого карлика и невырожденной звезды, а G—гравитационная постоянная. Поместив начало координат во внутреннюю точку Лагранжа, как показано на рис. 1, направим ось OX в направлении на центр спутника, ось OY — в плоскости орбиты.

Разложив потенциал Якоби в окрестностях точки L_3 в ряд и ограничиваясь квадратичными по координатам членами, получим:

$$U(x, y, z) = U(0, 0, 0) + 1/2(-(1+2D)x^2 + (D-1)y^2 + Dz^2), \quad (1)$$

где

$$D = \mu/(1-x_L)^3 + (1-\mu)/x_L^3,$$

$$\mu = M_2/(M_1+M_2),$$

а $(-x_L)$ — абсцисса центра белого карлика. Линии пересечения поверхности Роша с координатными плоскостями $z=0$ и $y=0$ имеют в этом приближении угловые коэффициенты соответственно

$$D_1 = \left(\frac{1+2D}{D-1}\right)^{1/2}$$

и

$$D_2 = \left(2+\frac{1}{D}\right)^{1/2}.$$

Пусть $f(v/\sigma)\,dv/\sigma$ — вероятность того, что проекция скорости конвективного элемента на магнитную силовую линию заключена в интервале $(v, v+dv)$. Здесь σ — некоторая характерная скорость. Эту вероятность можно получить и в других переменных — v_2 и σ_2, относящихся к неискаженному эффектом проекции движению:

$$f_2\left(\frac{v_2}{\sigma_2}\right)\frac{dv_2}{\sigma_2} = f\left(\frac{v}{\sigma}\right)\frac{dv}{\sigma}. \quad (2)$$

С учетом соотношения $v = v_2 \cos\alpha$, где α — угол между локальной нормалью к поверхности и силовой линией, получим отсюда, что $\sigma = \sigma_2 \cos\alpha$. Здесь используется предположение об одномерности движения конвективных элементов. Если распределение скоростей было бы изотропным, то $\sigma = \sigma_2$.

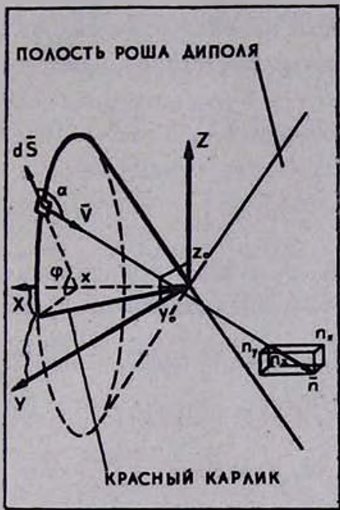

Рис. 1. Система координат для описания структуры аккреционного потока.

Запишем выражение для потока вещества, истекающего с элемента поверхности d^2S со скоростью v:

$$- d^3\dot{M}_2 = \rho a^2 \sigma \cdot \lambda f(\lambda)\, d\lambda \cdot d^2S \cos\alpha, \tag{3}$$

где введено обозначение $\lambda = v/\sigma$. Для вычисления скорости аккреции необходимо проинтегрировать соотношение (3) по всей испускающей поверхности и по скоростям от некоторой предельной $\lambda_1\sigma$ до бесконечности.

В качестве текущих координат выберем переменные x и φ (как показано на рис. 1). Их связь с декартовыми координатами задается соотношениями

$$\begin{aligned} x &= x, \\ y &= D_1 D_3 x \cos\varphi, \\ z &= D_1 D_3 x \sin\varphi, \end{aligned} \tag{4}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} D_3 &= (1 + e \sin^2\varphi)^{-1/2}, \\ e &= (D_1/D_2)^2 - 1. \end{aligned}$$

Скорость, необходимая для преодоления локального потенциального барьера $U(0, y_1, z_1) - U(0, 0, 0)$, определяется координатами y_1 и z_1

точки пересечения траектории с плоскостью $x = 0$. Если n_x, n_y, n_z — направляющие косинусы силовой линии, то, как легко показать,

$$\begin{aligned} y_1 &= x\,(D_1D_3\cos\varphi - n_y/n_x),\\ z_1 &= x\,(D_1D_3\sin\varphi - n_z/n_x). \end{aligned} \tag{5}$$

В этом месте мы пренебрегли искривлением силовых линий в окрестностях точки L_1, что не приводит к существенной потере точности в определении потенциала при $n_x \neq 0$.

Определим из соотношений (1) и (5) величину локальной скорости убегания:

$$\lambda_1^2\sigma^2 = v_0^2\,((D-1)\,(D_1D_3c - n_y/n_x)^2 + D\,(D_1D_3s - n_z/n_x)^2)\,x^2, \tag{6}$$

где $c = \cos\varphi$, $s = \sin\varphi$ и $v_0 = a\omega$ — орбитальная скорость. Применяя хорошо известные формулы аналитической геометрии, получим:

$$\begin{gathered} d^2S\cos\alpha = xD_1D_3^2\,(-n_xD_1 + n_ycD_3 + n_zs\,(1+e)\,D_3)\,dx\,d\varphi,\\ \cos\alpha = (-n_xD_1 + n_ycD_3 + n_zs\,(1+e)\,D_3)\,(D_1^2 + D_3^2s^2(1+e)^2 + D_3^2c^2)^{-1/2}. \end{gathered} \tag{7}$$

Введя обозначение $\lambda_0 = \lambda_1/x$, найдем из (3) явное выражение для потока массы:

$$-\dot{M}_2 = \rho a^2\sigma_2\int_0^{2\pi} d\varphi\, D_1D_3^2(-n_xD_1 + n_ycD_3 + n_zs\,(1+e)\,D_3)\times$$

$$\times\int_0^{\infty} x\,dx\int_{\lambda_0 x}^{\infty}\lambda f(\lambda)\,d\lambda. \tag{8}$$

Результирующее выражение может быть представлено в виде произведения трех сомножителей, характеризующих зависимости от параметров различной физической природы:

$$-\dot{M}_2 = F_1F_2F_3,$$

где

$$F_1 = \rho\sigma_2^3p^2, \tag{9а}$$

$$F_2 = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\frac{D_1D_3^2(-n_xD_1 + n_ycD_3 + n_zs\,(1+e)\,D_3)^4\,d\varphi}{Q}, \tag{9б}$$

$$\begin{gathered} Q = ((D-1)\,(D_1D_3c - n_y/n_x)^2 + D\,(D_1D_3s - n_z/n_x)^2)\times\\ \times\,(D_1^2 + D_3^2c^2 + D_3^2s^2\,(1+e)^2)^{3/2}, \end{gathered}$$

$$F_3 = \int\limits_0^\infty \zeta d\zeta \int\limits_\zeta^\infty \lambda f(\lambda)\, d\lambda. \tag{9в}$$

Рассмотрим отдельно влияние каждой группы параметров на величину скорости перетекания вещества через внутреннюю точку Лагранжа.

3. *Зависимость от ориентации магнитного поля.* Пусть ориентация диполя задана сферическими координатами θ (угол между линией центров и магнитной осью) и ψ (угол между плоскостью, проходящей через ось диполя и линию центров, и плоскостью орбиты). Тогда направляющие косинусы силовой линии определяются из соотношений:

$$\begin{aligned} Bn_x &= -2Na^{-3}x_L^{-3}\cos\theta, \\ Bn_y &= -Na^{-3}x_L^{-3}\sin\theta\cos\psi, \\ Bn_z &= Na^{-3}x_L^{-3}\sin\theta\sin\psi, \\ B &= Na^{-3}x_L^{-3}(1+3\cos^2\theta)^{1/2}, \end{aligned} \tag{10}$$

где N — магнитный момент диполя.

Существует некоторое граничное значение угла $\theta_{гр}$, при котором силовая линия будет параллельна одной из образующих конуса. Оно определяется из условия

$$\operatorname{tg}\theta_{гр} = 2\left(\frac{\cos^2\psi}{D_1^2} + \frac{\sin^2\psi}{D_2^2}\right)^{-1/2}. \tag{11}$$

При $\theta > \theta_{гр}$ прямая линия, определяемая соотношениями (10) и (5), не пересекает полость Роша компактной звезды. В этом приближении аккреция должна была бы прекратиться. Однако все силовые линии пересекают поверхность магнитного белого карлика. Следовательно, угол $\theta_{гр}$ определяет границу, после которой необходимо учитывать кривизну силовых линий. Отметим еще одно обстоятельство. При $\theta > \theta_{гр}$ величина $\cos\alpha$ для некоторых углов φ становится отрицательной. Формально это означает, что элементы, движущиеся к белому карлику, должны пройти через оболочку спутника. Поэтому необходимо изменить область интегрирования таким образом, чтобы учитывать только те элементы поверхности, для которых выполняется условие $\cos\alpha \geqslant 0$.

Функция $\theta_{гр}(\mu, \psi)$ весьма слабо зависит от своих аргументов. Так, при $\psi = 0°$ для $\mu = 0.05$ и 0.50 получим соответственно значения $72\overset{\circ}{.}77$ и $72\overset{\circ}{.}23$. При $\psi = 90°$ величина граничного угла составляет $71\overset{\circ}{.}24$ и $71\overset{\circ}{.}07$. Отметим, что $\theta_{гр}(1-\mu, \psi) = \theta_{гр}(\mu, \psi)$.

Функция $F_3(\mu, \theta, \psi) = F_2(1-\mu, \theta, \psi)$ была получена численным интегрированием соотношения (9б) с учетом изложенных выше замечаний. Ее график показан на рис. 2. Зависимость от угла ψ при прочих равных условиях несущественна: различие значений F_2 при $\psi=0°$ и $\psi=90°$ увеличивается с ростом угла θ, но не превышает 2% для $\theta \leqslant 70°$ и 6% для $\theta \leqslant 80°$.

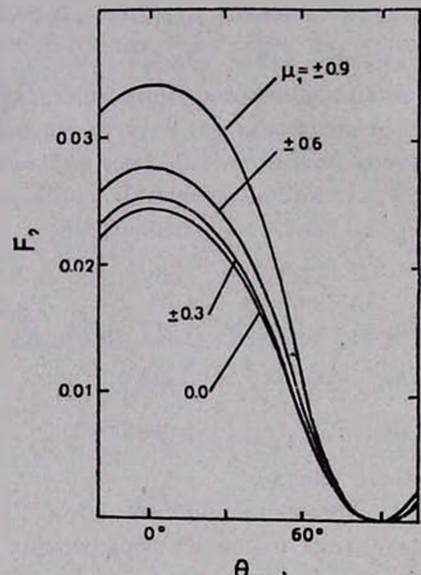

Рис. 2. Зависимость скорости аккреции от угла между магнитной осью диполя и линией центров. Здесь $\mu_1 = 1 - 2\mu$.

Симметрия спутника относительно плоскостей $z=0$ и $y=0$ приводит к тому, что при замене угла ψ на величину $(-\psi)$ или на $(180° \pm \psi)$ или угла θ на $(-\theta)$ или на $(180° \pm \theta)$ значения функций F_2 и $\theta_{гр}$ не изменяются.

4. *Зависимость от функции распределения.* Для определения конкретного вида функции распределения конвективных элементов по скоростям необходимо учитывать влияние магнитного поля на турбулентное движение в существенно неоднородном гравитационном поле. Обычно используемое степенное распределение Колмогорова в этих условиях неприменимо. Кроме того, оно справедливо лишь для определенного интервала скоростей, а формально вычисляемый от нуля до бесконечности интеграл от любой степенной функции расходится. «Обрезание» распределения скоростью, соответствующей высоте однородной атмосферы H, неприменимо, поскольку формально определенная величина H не имеет физического смысла в сравнимой по размерам переходной зоне между полостями Роша.

Таким образом, задача определения функции распределения $f(\lambda)$ чрезвычайно затрудняется из-за введения таких факторов, как магнитное поле и неоднородность гравитационного поля .Однако, как следует из соотношений (9), изменение конкретного вида функции $f(\lambda)$ сводится к домножению скорости аккреции на константу и не влияет на ее зависимость от углов θ и φ.

Функция $f(\lambda)$ определяет структуру аккреционного потока. Рассмотрим в качестве приближений следующие распределения:

$$f(\lambda)=\begin{cases}\sqrt{2/\pi}\exp(-\lambda^2/2) & (12а)\\ (p-1)(1+\lambda)^{-p} & (12б)\\ \dfrac{2\Gamma(q/2)}{\Gamma(1/2)\Gamma((q-1)/2)}(1+\lambda^2)^{-q/2}. & (12в)\end{cases}$$

Функции нормированы таким образом, чтобы выполнялось условие:

$$\int_0^\infty f(\lambda)\,d\lambda=1.$$

Вычисляя интеграл из соотношения (8), получим

$$\int_0^{x_0} x\,dx\int_{\lambda_0 x}^{\infty}\lambda f(\lambda)\,d\lambda=\begin{cases}\dfrac{F_4}{\lambda_0^2}\sqrt{2/\pi} & (13а)\\ \dfrac{F_4}{\lambda_0^2}(3/(p-2)(p-3)(p-4)) & (13б)\\ \dfrac{F_4}{\lambda_0^2}\,\dfrac{2\Gamma((q-4)/2)}{\Gamma(1/2)\Gamma((q-1)/2)}. & (13в)\end{cases}$$

Здесь

$$F_4=\begin{cases}1-\exp(-\zeta_0^2/2) & (14а)\\ 1-1/3((p-1)(p-3)(1+\zeta_0)^{4-p}+(3-2p)(p-4)(1+\zeta_0)^{3-p}+ & \\ \qquad +(p-3)(p-4)(1+\zeta_0)^{2-p}) & (14б)\\ 1-(1+\zeta_0^2)^{2-q/2}, & (14в)\end{cases}$$

где $\zeta_0=\lambda_0 x_0$. Вместо бесконечности в качестве верхнего предела интегрирования взято некоторое значение x_0, так что результирующее выражение (13) характеризует количество вещества, движущегося внутри некоторого цилиндра. Образующие этого цилиндра параллельны силовым линиям по определению, а линия его пересечения с полостью Роша спутника имеет абсциссу x_0.

Результат можно записать в общем виде:

$$x_0 = \frac{\sigma_2}{v_0} F_5(\mu, \varphi, \theta, \psi)\zeta_0, \tag{15}$$

где, в приближении данной модели,

$$F_5(\mu, \varphi, \theta, \psi) = ((D-1)(D_1D_3c - n_y/n_x)^2 + D(D_1D_3s - n_z/n_x)^2)^{-1/2}. \tag{16а}$$

Таким образом, скорость убывания потока массы с расстоянием от точки L_1 вдоль каждой из образующих конуса различна. Рассмотрим случай, когда аккреция максимальна, т. е. при $\theta = 0°$. Тогда зависимость от угла φ исчезает, и

$$F_5(\mu, \varphi, 0°, \psi) = (1 + 2D)^{-1/2}. \tag{16б}$$

Введенная в соотношении (1) функция $D(\mu)$ может быть аппроксимирована полиномом

$$D(\mu) = 8.00 - 1.52(1-2\mu)^2 - 1.20(1-2\mu)^4. \tag{17}$$

Значения, рассчитанные по этой формуле, отличаются от точных не более, чем на 0.8% при $0.05 \leqslant \mu \leqslant 0.95$. За пределами этого интервала функция резко уменьшается до 4.00 при $\mu = 0$ и $\mu = 1$.

Определим размер цилиндра, внутри которого перетекает η % всего вещества. В этом случае ζ_0 будет корнем уравнения

$$F_4(\zeta_0) = \frac{\eta}{100\%}. \tag{18}$$

Для примера рассмотрим случай $\eta = 99$ %. При $p = q = 7$ для трех функций распределения значения ζ_0 составляют соответственно 3.03, 2.77 и 7.80. Величина ζ_0 монотонно уменьшается с ростом p или q при $\eta = \mathrm{const}$. Эта зависимость очень сильная, и при $p = 4$ или $q = 4$ соответствующее значение ζ_0 обращается в бесконечность.

Отношение σ_2/v_0 для прототипа класса поляров AM Геркулеса, как видно из табл. 1, составляет 0.013. Отсюда даже при достаточно большом значении $\zeta_0 = 8$ получим $x_0 = 0.026$. Переходя к размеру соответствующего цилиндра, получим значение 0.039, что значительно меньше размеров теряющей вещество звезды. Таким образом, формальная замена величины x_0 бесконечностью в интеграле (8) не нарушает основных предпосылок модели и поэтому является правомерной.

При рассмотрении двойных систем с более короткими орбитальными периодами мы имеем дело с меньшими значениями отношения σ_2/v_0. Поэтому для них эффективный размер переходной зоны между полостями Роша будет еще меньше, чем в случае AM Геркулеса.

5. *Проверка самосогласованности модели.* Основное предположение модели связано с допущением о том, что плазма движется только вдоль силовых линий. Для этого необходимо, чтобы плотность энергии магнитного поля превосходила плотность кинетической энергии плазмы:

$$\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\rho v^2}{2}. \tag{19}$$

Наибольшей плотность плазмы будет в центре струи. Определим величину ρ из соотношений (9):

$$\rho = \frac{\dot{M}_1}{c_2^3 P^2 F_2 F_3}. \tag{20}$$

Численное значение $\dot{M}_1$ может быть оценено по зависимости «период—скорость аккреция» [10]:

$$\dot{M}_1 = 10^{-10.4} P_h^4 \, (M_\odot/\text{год}), \tag{21}$$

где орбитальный период P_h выражен в часах. Полная плотность кинетической энергии плазмы в центре потока

$$W_k = \frac{\rho c_2^2}{2} \langle \cos^4 \alpha \rangle \int_0^\infty \lambda^2 f(\lambda)\, d\lambda = \frac{\dot{M}_1 \langle \cos^4 \alpha \rangle}{c_2 P^2 F_2} \frac{1}{F_3} \int_0^\infty \lambda^2 f(\lambda)\, d\lambda. \tag{22}$$

Эта величина зависит от физических характеристик системы и вида функции распределения. Отношение функционалов для распределений (12) составляет соответственно

$$F_6 = \frac{1}{F_3} \int_0^\infty \lambda^2 f(\lambda)\, d\lambda = \left| \begin{array}{l} \sqrt{\pi/2} \\ \dfrac{2}{3}(p-4) \\ \dfrac{\Gamma(1/2)\,\Gamma((q-3)/2)}{\Gamma((q-4)/2)}. \end{array} \right. \tag{23}$$

С другой стороны, напряженность магнитного поля вблизи точки Лагранжа составляет при $\theta = 0°$

$$B = B_* r_*^3 a^{-3} x_L^{-3}, \tag{24}$$

где B_* — напряженность поля на магнитном полюсе компактной звезды, а r_* — ее радиус. С учетом третьего закона Кеплера получим плотность энергии поля:

$$W_M = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{2\pi^3 B_*^2 r_*^6}{G^2 (M_1 + M_2)^2 P^4 x_L^6}. \tag{25}$$

Таким образом, при прочих равных условиях отношение $W_*/W_M \sim P^6$, что свидетельствует о возрастании влияния магнитного поля на картину аккреции при переходе к системам с более короткими периодами.

Для примера оценим некоторые физические характеристики двух поляров с различными орбитальными периодами — AM Геркулеса и AN Большой Медведицы. Они приведены в табл. 1.

Таблица 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРОВ AM ГЕРКУЛЕСА И AN БОЛЬШОЙ МЕДВЕДИЦЫ

	AM Herculis		AN Ursae Majoris	
P (с)	$1.11 \cdot 10^4$	[13]	$6.89 \cdot 10^3$	[6]
M_1 ($M_\odot$)	0.6	[13]	0.7	[8]
M_2 ($M_\odot$)	0.22	[13]	0.23	[6]
a (см)	$7.0 \cdot 10^{10}$		$5.3 \cdot 10^{10}$	
r_* (см)	$9.34 \cdot 10^8$	[11]	$7.8 \cdot 10^8$	[8]
B_* (Гс)	$2.6 \cdot 10^8$	[1]	$3.0 \cdot 10^8$	[6]
B (Гс)	$2.7 \cdot 10^3$		$4.2 \cdot 10^3$	
W_M (эрг/см^3)	$2.9 \cdot 10^5$		$7.0 \cdot 10^5$	
σ_2 (см/с)	$4.9 \cdot 10^5$	[12]	$4.8 \cdot 10^5$	[12]
v_0 (см/с)	$3.9 \cdot 10^7$		$4.8 \cdot 10^7$	
σ_2/v_0	0.013		0.010	
$\dot{M}_1$ (г/с)	$2.3 \cdot 10^{17}$	[10]	$3.4 \cdot 10^{16}$	[10]
W_k (эрг/см^3)	$1.8 \cdot 10^5$		$5.3 \cdot 10^4$	
ρ (г/см^3)	$1.5 \cdot 10^{-6}$		$5.8 \cdot 10^{-7}$	
ρ/m_p (см$^{-3}$)	$8.8 \cdot 10^{17}$		$3.5 \cdot 10^{17}$	
N (Гс$\cdot$см^3)	$1.06 \cdot 10^{35}$		$7.1 \cdot 10^{34}$	
r_2 (см)	$2.1 \cdot 10^{10}$		$1.45 \cdot 10^{10}$	

Характерная скорость σ_2 определялась по эмпирической зависимости «период—скорость эжекции» [12]. В соответствии с определением характерной скорости, принятым в данной модели, мы домножили скорость эжекции [12] на величину $(\pi/8)^{1/2}$. Плотность кинетической энергии в центре потока рассчитывалась для распределения (12а) при $\theta = 0°$.

Как видно из табл. 1, плотность магнитной энергии превышает плотность кинетической энергии даже в центре потока и, таким образом, основной критерий применимости модели не нарушается. Однако необходимо иметь в виду, что массы обеих звезд определяются косвенными методами, поскольку доминирующее излучение аккреционного потока не позволяет построить кривые лучевых скоростей для этих компонентов. Для AM Геркулеса было использовано динамическое решение [13], однако для массы компактного объекта и его радиуса в AN Большой Медведицы мы приняли среднее значение, полученное [8] для одиночных белых карликов. Эта неопределенность в массах компонентов сильно влияет на оценку магнитного поля вблизи точки Лагранжа. Так, например, если для величины M_1 вместо 0.7 $M_\odot$ принять значение 1 $M_\odot$, то величина B уменьшится более, чем в 2 раза. Также приведены значения магнитного момента диполя N, концентрации водорода в оболочке спутника ρ/m_p и среднего радиуса полости Роша спутника r_2.

Как остмечается в работе [10], скорость аккреции может отличаться от рассчитанного по формуле (21) значения до трех раз. Кроме того, приводимое [6] значение $\sigma_2 = 10^6$ см/с соответствует в два раза меньшей плотности кинетической энергии потока.

Величина r_*, соответствующая напряженности магнитного поля B_*, может не совпадать с радиусом белого карлика, а характеризовать высоту источника излучения. В этом случае наша оценка магнитного поля вблизи точки Лагранжа может оказаться сильно заниженной. Определенное в работе [7] значение B_*, равное $2 \cdot 10^7$ Гс, может относиться к далеким от полюса областям аккреционной колонны, где образуется излучение в эмиссионных линиях.

С ростом угла θ уменьшается W_M и увеличивается W_k, так что при больших θ возрастет вклад в аккреционный поток сгустков плазмы, движущихся перпендикулярно силовым линиям за счет неустойчивости Рэлея-Тейлора [3].

Таким образом, приведенные в табл. 1 значения физических характеристик системы носят оценочный характер, и вопрос о выполнении критерия (19) может быть окончательно решен только при привлечении дополнительной информации и более точном определении геометрических и физических характеристик системы.

6. *Заключение.* Рассмотрена модель магнитной тесной двойной системы, характеризующаяся определяющим влиянием магнитного поля на структуру всего аккреционного потока от белого карлика до внутренней точки Лагранжа. Плазма, истекающая с невырожденной красной звезды, должна преодолеть некоторый потенциальный барьер, высота которого определяется ориентацией магнитного поля. Доля вещества, проникающего через переходную зону между полостями Роша обоих компонентов, определяется функцией распределения конвективных элементов оболочки спутника по скоростям. Предполагается, что турбулентное движение происходит преимущественно вдоль локальной нормали к эквипотенциальной поверхности Роша. Получено аналитическое выражение для скорости аккреции в зависимости от физических характеристик системы, ориентации диполя и функции распределения.

Поток массы максимален, когда ось диполя направлена вдоль линии центров. При увеличении угла между ними до 70° скорость аккреции уменьшается в 7 раз, а при 80° — в 40 раз. При угле 90° «магнитный клапан» закрывается, поле препятствует перетеканию плазмы в полость Роша белого карлика через внутреннюю точку Лагранжа. В этом случае аккреция определяется проникновением плазмы в магнитосферу за счет нестабильности Рэлея-Тейлора.

Функция распределения конвективных элементов по скоростям определяет структуру аккреционного потока. Выбор ее конкретного вида чрезвычайно затруднен из-за необходимости учета таких факторов, как наличие магнитного поля и существенная неоднородность гравитационного. Получены аналитические выражения для соответствующих функционалов для максвелловского и степенных распределений.

Сделаны численные оценки физических характеристик двух поляров с различными орбитальными периодами — AM Геркулеса и AN Большой Медведицы. Для обеих систем плотность энергии магнитного поля вблизи точки Лагранжа превышает плотность кинетической энергии плазмы. Выполнение этого неравенства независимо подтверждается синхронностью орбитального и вращательного движений белого карлика, а также отсутствием аккреционного диска. Таким образом, невырожденный спутник находится внутри магнитосферы белого карлика, что согласуется с современными моделями звезд этого класса.

Автор благодарит Ю. Н. Гнедина, А. З. Долгинова, В. М. Липунова, Г. Г. Павлова, В. А. Урпина и А. И. Цыгана за полезное обсуждение и ценные замечания.

Одесская астрономическая
обсерватория

ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC DIPOLE'S ORIENTATION ONTO ACCRETION RATE IN CLOSE BINARY SYSTEMS

I. L. ANDRONOV

A model for plasma ejection from nondegenerate star is investigated. The main assumption is that matter while moving along magnetic field lines must penetrate through potential barrier, the altitude of which is determined by the field orientation. It is supposed that convection velocities are pointed mainly perpendicular to the equipotential Roche surface. An analytical expression for accretion rate depending on physical parameters of the system, dipole's orientation and velocity distribution function of convective elements in companion's envelope is derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Ф. Войханская, И. Г. Митрофанов*, Письма АЖ, 6, 3, 159, 1980.
2. *В. М. Липунов*, в кн. «Звезды и звездные системы», под ред. Д. Я. Мартынова, Наука, М., 1981, стр. 64.
3. *J. Arons, S. M. Lea*, Ap. J., 207, 914, 1976.
4. *L. Chiapetti, E. G. Tanzi, A. Treves*, Space Sci. Rev., 27, 1, 3, 1980.
5. *A. Kruszewski*, in: „Nonstationary Evolution of Close Binaries", ed. A. Żytkow, Warszawa, Poland, 1978, p. 55.
6. *W. Krzeminski, K. Serkowski*, Ap. J., 216, 145, 1977.
7. *G. D. Schmidt, H. S. Stockman, B. Margon*, Ap. J., 243, L 151, 1981.
8. *H. L. Shipman*, in: "The HR Diagram". eds. A. G. D. Philip, D. S. Hayes, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1978, p. 117.
9. *H. S. Stockman, G. D. Schmidt, J. P. R. Angel, J. Liebert, S. Tapia, E. A. Beaver*, Ap. J., 217, 815, 1977.
10. *A. V. Tutukov, L. R. Yungelson*, Acta Astronomica, 24, 4, 665, 1979.
11. *G. Vauclair*, in "White Dwarfs" IAU Symp. 42, ed. W. Luyten, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1971, p. 145.
12. *B. Warner, W. L. Peters*, M. N., 160, 15, 1972.
13. *P. Young, D. P. Schneider*, Ap. J., 230, 502, 1979.