АСТРОФИЗИКА

ТОМ 60 МАЙ, 2017 ВЫПУСК 2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА ВИХРЕМ БЮРГЕРСА

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 16 сентября 2016
Принята к печати 7 марта 2017

Рассмотрена возможность представления переходного (пограничного) слоя аккреционного диска вокруг молодых звездных образований в виде вихря Бюргерса. Получены основные физические и геометрические характеристики переходного слоя. Показано, что переходной слой в качестве вихря Бюргерса, в зависимости от значений параметров системы, может вызывать как биполярный отток (активная фаза), так и обеспечить захват аккрецирующего вещества центральным телом.

Ключевые слова: *аккреционный диск: вихрь Бюргерса: биполярный отток*

1. *Введение*. Процесс формирования звезд приводит к появлению аккреционного диска (АД) вокруг "молодых звездных образований" (МЗО) [1]. Практически все такие объекты, достигшие возраста порядка миллиона лет, обладают такого рода диском [2]. Открытие газовых и пылевых облаков вокруг протозвезд и звезд типа Т Тельца [3] подтверждает этот вывод.

Механизм формирования звезд и сопутствующих им структур типа аккреционных дисков и биполярных оттоков далеко не ясен [4,5]. Проблема углового момента - механизм, по которому аккрецирующее вещество теряет свой вращательный момент, чтобы попасть на звезду. Механизмы, вызывающие макроскопическую турбулентность, и связанная с нею вязкость, возникновение астрофизических, как правило, биполярных, коллимированных струйных истечений из центральной области аккреционного диска, остаются в центре внимания многих исследователей. Считается, например, что угловой момент тормозится солнечным ветром на стадии Т Тельца, затем транслируется внешним областям диска за счет вязкости [6]. Вязкость же создается крупномасштабной турбулентностью, но механизмы, вызывающие саму турбулентность, пока еще не полностью ясны... Что касается струйных извержений, которые наблюдаются от нерелятивистских НН объектов [7] до релятивистских микро-квазаров и всплесков гамма-излучения (см., например, [8,9]), и от активных ядер галактик [10] до внегалактических струй мегапарсековых масштабов, то хотя процессы распространения и коллимации струй можно считать относительно ясными [11,12], однако точный механизм формирования струи остается непонятным. Обсуждаемые магнитные механизмы связывают джеты с взаимодействием вращающейся материи во внутренних областях аккреционного диска с магнитным полем центральной звезды, или внешним магнитным полем (см., например, [13-16]). В тепловом (см. в [17]) механизме генерация струи связывается с взаимодействием аккреционного течения с центральной звездой в пограничном слое диска. В гидродинамических вихревых механизмах [18-21] особенности струи определяются свойствами вихря, аналогичными возникновению торнадо. Другой подход к решению проблемы с точки зрения гидродинамики был предложен авторами работы [22], которые заметили, что предположения для приближения модели тонкого аккреционного диска, где орбиты должны быть циркулярными, нарушаются с определенного критического радиуса. Это приводит к появлению квази-радиального потока вещества в диске и возникновению струйного истечения (ссылки более ранних попыток можно найти в [22]).

Мы осознаем важность магнитных полей в физике оттоков от МЗО. Действительно, магнитные поля значительной величины были косвенно и даже непосредственно наблюдены в близости от некоторых МЗО и дальше, в оттоках (см., например, [23]). Исходя из этих наблюдений, роль магнитных полей в коллимации оттоков очевидна. Однако важное наблюдательное заключение о том, что свойства рентгеновского излучения МЗО никак не связаны с наличием или отсутствием у них оттоков [24], является довольно удивительным, если оттоки действительно динамически определяются магнитным полем.

В настоящей работе мы продолжаем развивать вихревую концепцию, и попытаемся представить центральные области аккреционных дисков в виде вихря Бюргерса. Этот вихрь является одним из немногих осесимметричных точных решений уравнения Навье-Стокса, и часто используется для описания тех или иных свойств торнадо, а также широко используется в исследованиях, посвященных возникновению турбулентности, и т.д. (см., например, [25]).

2. *Моделирование пограничного слоя аккреционного диска вихрем Бюргерса.* Система уравнений Навье-Стокса и непрерывности для осесимметричного течения вязкой среды вокруг центрального тела массы $M_\bullet$ в цилиндрических координатах r, θ, z представляется в виде:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}-\frac{v_\theta^2}{r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{GM_\bullet r}{{r^2+z^2}^{3/2}}+\nu\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}+\frac{v_r}{r}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t}+v_r\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r}+\frac{v_\theta}{r}\right)=\nu\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r}+\frac{v_\theta}{r}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_z}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-\frac{GM_\bullet z}{{r^2+z^2}^{3/2}}+\nu\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r}+\frac{\partial\rho v_z}{\partial z}=0, \tag{4}$$

где ν - кинематическая вязкость, ρ - однородная плотность массы, p - давление. В приведенных уравнениях из-за аксиальной симметрии отброшены члены, содержащие производные по азимутальному углу θ, а также производные v_r и v_θ скоростей по координате z.

В случае однородного распределения массы стационарное уравнение непрерывности (4) допускает точное решение

$$v_r=-\mathrm{A}\,r, \quad v_z=2\mathrm{A}\,z. \tag{5}$$

Соответствующее этому азимутальное уравнение движения (2) при условии

$$v_\theta \to \begin{cases} 0, & \text{при} \quad r\to\infty \\ \omega r, & \text{при} \quad r\to 0 \end{cases} \tag{6}$$

дает следующее выражение для азимутальной скорости

$$v_\theta=\frac{\omega r_0^2}{r}\left(1-e^{-r^2/r_0^2}\right), \tag{7}$$

где ω имеет смысл угловой скорости однородного вращения ядерной области вихря, а

$$r_0\equiv\sqrt{(2\nu/\mathrm{A})}. \tag{8}$$

Формулы (5) и (7) представляют одно из немногих точных осесимметричных решений уравнения Навье-Стокса - вихрь Бюргерса. Физика образования этого стационарного вихря заключается в том, что радиальный сходящийся поток газа стремится сконцентрировать завихренность к оси симметрии, а вязкая диффузия - наоборот. Баланс этих двух процессов и приводит к установлению вихря Бюргерса.

Азимутальная скорость (7) имеет максимум, равный $v_{\theta\max}=0.638\omega r_0$, который достигается на радиусе $r_m\cong 1.12\,r_0$. Как видно из (8), характерный размер r_0 определяется кинематической вязкостью ν и градиентом скорости радиально сходящегося потока A, который одновременно характеризует и вертикальный биполярный отток вещества из ядерной области вихря.

Типичная вращательная скорость поверхности центрального тела радиуса R_* (в единицах $R_\odot$) и периода обращения P (в днях), порядка

$$v_*\approx 5\cdot 10^6(R_*/R_\odot)P^{-1}\ \text{см}\cdot\text{с}^{-1}. \tag{9}$$

Если в радиальном уравнении (1) пренебречь градиентной силой давления и считать $v_r \ll v_\theta$, то диск станет чисто кеплеровским со скоростью обращения

$$v_K=\sqrt{GM_*/r}\equiv\Omega_K\,r, \quad \text{где} \quad \Omega_K=\sqrt{GM_*/r^3}, \tag{10}$$

которая на поверхности центрального тела порядка

$$v_K(R_\bullet) \approx 4.4\cdot 10^7 \left(M_\bullet / R_\bullet\right)^{1/2}\ \text{см}\cdot\text{с}^{-1}\ , \qquad (11)$$

где $M_\bullet$ - масса центрального тела в единицах $M_\odot$. Разница между скоростями (10) и (11), вообще говоря, порядка кеплеровской скорости, и для замедления вещества диска до скорости поверхности формирующегося тела, должны действовать значительные силы трения и выделяться большая энергия.

Внутренняя область диска, в которую погружено центральное тело, и происходит процесс выравнивания скоростей диска со скоростью центрального тела, есть переходной, или пограничный слой (ПС) диска. Очевидно, что в этой области решающую роль играют силы вязкости и давления.

В настоящей работе мы попытаемся представить центральную область диска, включая его переходной слой, в виде вихря Бюргерса. Для этого необходимо, чтобы скорость вращения вихря в его ядерной области совпала со скоростью вращения поверхности центрального тела $v_\bullet$:

$$v_\theta(R_\bullet) \equiv v_\bullet = \omega r_0 \frac{1 - e^{-(R_\bullet/r_0)^2}}{R_\bullet / r_0} \cong \omega R_\bullet\ , \qquad (12)$$

т.е. $\omega = v_\bullet / R_\bullet$, вихрь и центральное тело вращаются синхронно с угловой

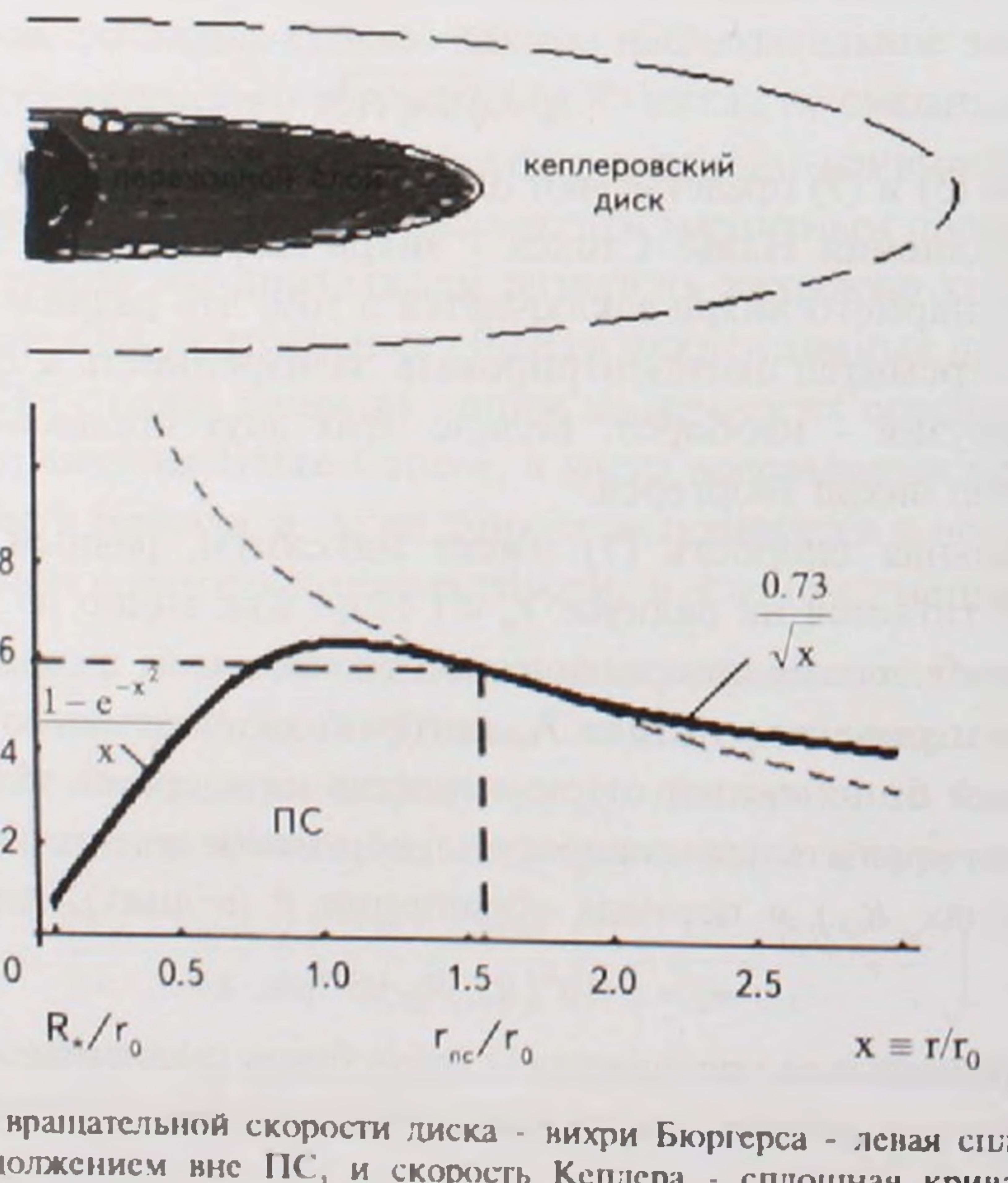

Рис.1. Профили вращательной скорости диска - вихри Бюргерса - левая сплошная линия с прерывистым продолжением вне ПС, и скорость Кеплера - сплошная кривая вне ПС, с прерывистым продолжением во внутреннюю область диска. Касание этих кривых происходит при $\sqrt{GM^* / \omega^2 r_0^3} \cong 0.73$ на расстоянии $r_{пс} \cong 1.53\, r_0$ при скорости вращения $v_\theta \cong 0.59\,\omega r_0$.

скоростью ω , а на внешней границе $r_{пс}$ скорость вихря (7) плавно переходит (т.е. равны также их производные по x) в кеплеровскую (10). Это дает

$$\sqrt{\frac{GM_*}{\omega^2 r_0^3}}\frac{1}{\sqrt{x_{ПС}}}=\frac{1-e^{-x_{ПС}^2}}{x_{ПС}}, \tag{13}$$

где $x_{пс} \equiv r_{пс}/r_0$. На рис.1 кривые представляют профили скоростей вращения вихря Бюргерса (сплошная кривая в левой части с прерывистым продолжением вправо) и Кеплера. Касание этих кривых происходит при значении безразмерного параметра a:

$$a \equiv \sqrt{\frac{GM_*}{\omega^2 r_0^3}} \simeq 0.73, \tag{14}$$

в точке (рис.1)

$$r_{пс}/r_0 \cong 1.53, \quad v_\theta(r_{пс})/v_{\theta\max} \cong 0.92. \tag{15}$$

Следовательно, переходной слой диска, моделированный вихрем Бюргерса, представляет его центральная область $r \le r_{пс} \cong 1.53 r_0$. Этот размер может меняться от нескольких до десятка R_*. Например, для центрального тела с параметрами Солнца, размер переходного слоя составил бы порядка $\sim 40 R_*$.

Соотношения (14) и (15) позволяют выразить максимальную скорость вращения вихря через массу центрального тела:

$$v_{\theta\max} \cong 0.92(GM_*/r_m)^{1/2}, \tag{16}$$

т.е. максимальная скорость вращения вихря составляет 0.92 часть от кеплеровской скорости на расстоянии r_m.

Стационарное распределение давления в ПС получается интегрированием радиального (1) и вертикального (3) уравнений движения, с учетом (5), (7):

$$\frac{p(r,z)}{\rho\omega^2 r_0^2}=\frac{b^2-1}{2x_*}x_1^3-\left[\frac{\left(1-e^{-x^2}\right)^2}{2x^2}+\mathrm{ExpIntegralEi}\left(-2x^2\right)-\mathrm{ExpIntegralEi}\left(-x^2\right)\right]\Bigg|_{x_1}^{x}- \\ \frac{1}{2}b^2\left(x^2+z^2-x_*^2\right)+\frac{a^2}{\sqrt{x^2+z^2}}, \quad x\equiv\frac{r}{r_0}; \quad x_*\equiv\frac{R_*}{r_0}; \quad z\to\frac{z}{r_0}, \tag{17}$$

где введено безразмерное обозначение - $b \equiv A/\omega$, учтены (14), и что давление газа на поверхности центрального тела равно

$$\left.\frac{p(r_1,z_1)}{\rho\omega^2 r_0^2}\right|_{r_1^2+z_1^2=R_*^2}=\frac{a^2}{x_*}+\left.\frac{\left(b^2-1\right)x_1^3}{2x_*}\right|_{x_1^2=x_*^2-z_1^2}, \tag{18}$$

в котором r_1, z_1 - суть координаты поверхности центрального тела.

Поверхность, на которой давление газа обращается в нуль, определяется уравнением:

$$\frac{a^2}{\sqrt{x^2+z^2}}-\frac{1}{2}b^2\left(x^2+z^2-x_*^2\right)+\frac{b^2-1}{2x_*}x_1^3-\left[\frac{\left(1-e^{-x^2}\right)^2}{2x^2}+\right.$$
$$\left.\mathrm{Ei}\left(-2x^2\right)-\mathrm{Ei}\left(-x^2\right)\right]\Big|_{x_1}^{x}=0,\quad x_1^2=x_*^2-z_1^2. \tag{19}$$

Решение этого уравнения относительно z: $z_{\text{пс}}=z(x)$, дает полутолщину ПС в зависимости от радиальной координаты в единицах r_0 и от значения z_1. На рис.2 кривые представляют решения уравнения (19) для разных значений параметров системы. Из графика видно, что полутолщина ПС имеет от нескольких до десятка радиусов центрального тела. Так что центральное тело как бы погружено в вихре Бюргерса.

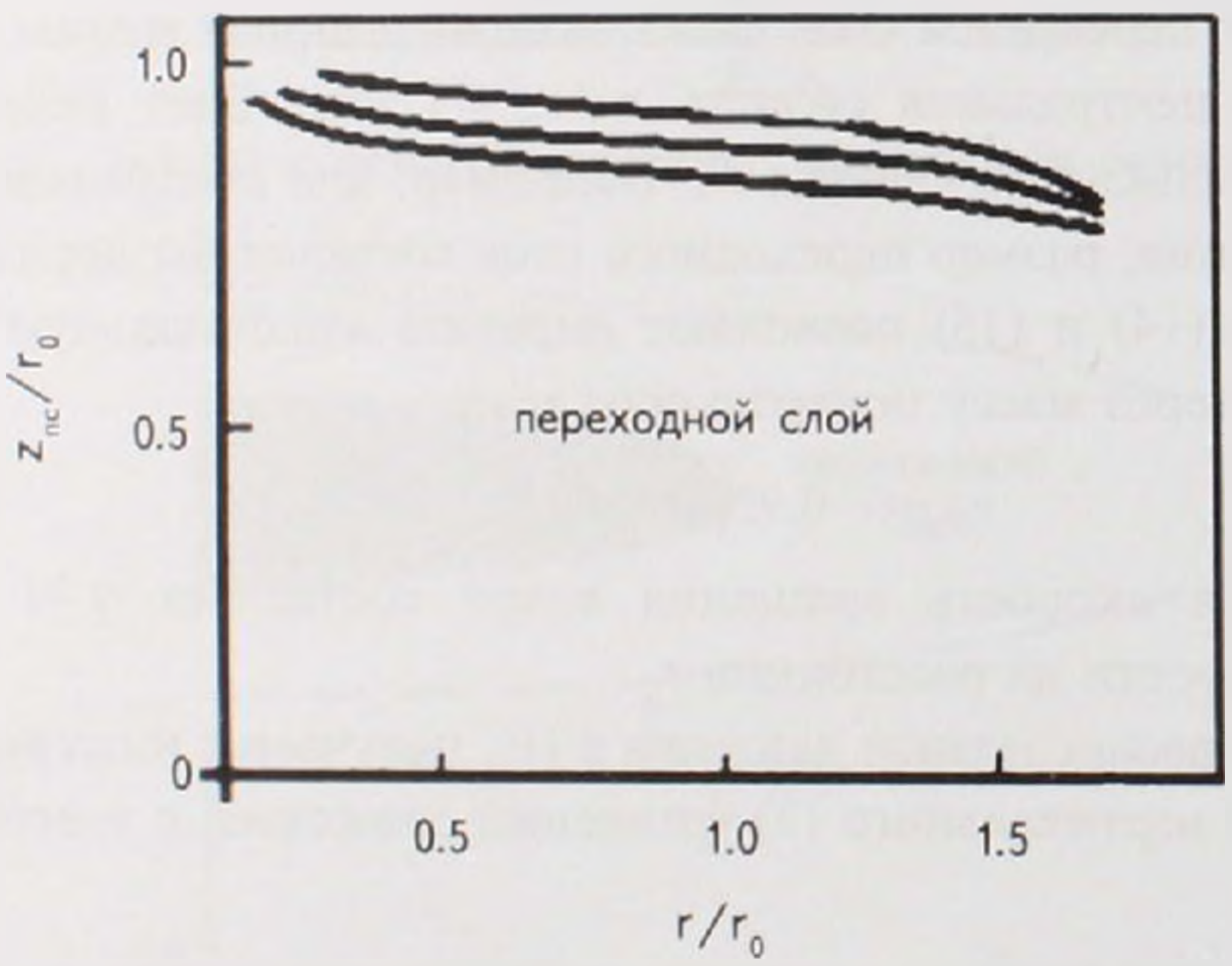

Рис.2. Зависимости полутолщины ПС от радиальной координаты для R_*/r_0 = 0.1, 0.2, 0.3.

3. *Некоторые свойства аккреционного диска с переходным слоем Бюргерса.*

Темп аккреции - количество вещества, радиально переносимое через диск за единицу времени

$$\dot{m}=-2\pi r\rho v_r h(r), \tag{20}$$

где h - толщина диска, ρ - плотность массы, v_r - скорость радиального потока вещества.

В двухмерном случае совместное решение уравнения непрерывности (4) и радиального уравнения момента импульса с учетом (11) (что правомерно лишь в области $r > r_{пс}$, где можно пренебречь вертикальной скоростью), приводит к следующей формуле для радиальной скорости [26]:

$$v_r = -3\nu/2r\,. \qquad (21)$$

В этом случае вся переносимая масса (20) попадает на звезду и увеличивает ее массу:

$$\dot{m} = \dot{M}_{\bullet} = 3\pi\rho\,\nu h\,. \qquad (22)$$

Оценки числа Рейнольдса показывают, что аккреционные диски - турбулентные. Для оценки турбулентной вязкости в них часто пользуются α - параметризацией диска [26]:

$$\nu \sim \alpha c_s h \sim \alpha c_s^2/\Omega_K\,, \qquad (23)$$

где α - безразмерный параметр со значением от нуля (аккреция отсутствует) до единицы.

Для темпа аккреции в переходном слое, с учетом (5) и (8), получаем

$$\dot{m} = 2\pi\rho \mathrm{A} r^2 h\,. \qquad (24)$$

Зависимость толщины переходного слоя от радиальной координаты, как видели, не сильная. Поэтому из (24) следует, что в переходном слое Бюргерса с приближением к центральному телу, радиальный перенос массы уменьшается. Вместо этого увеличивается поток массы в вертикальном направлении.

Движение газа в переходном слое. Для определения траектории частиц газа в переходном слое Бюргерса, следует решить уравнения

$$\frac{dr}{dt} = -\mathrm{A}r\,,\quad \frac{dz}{dt} = 2\mathrm{A}z\,,\quad \frac{d\theta}{dt} = \omega\frac{1-e^{-x^2}}{x^2}\,. \qquad (25)$$

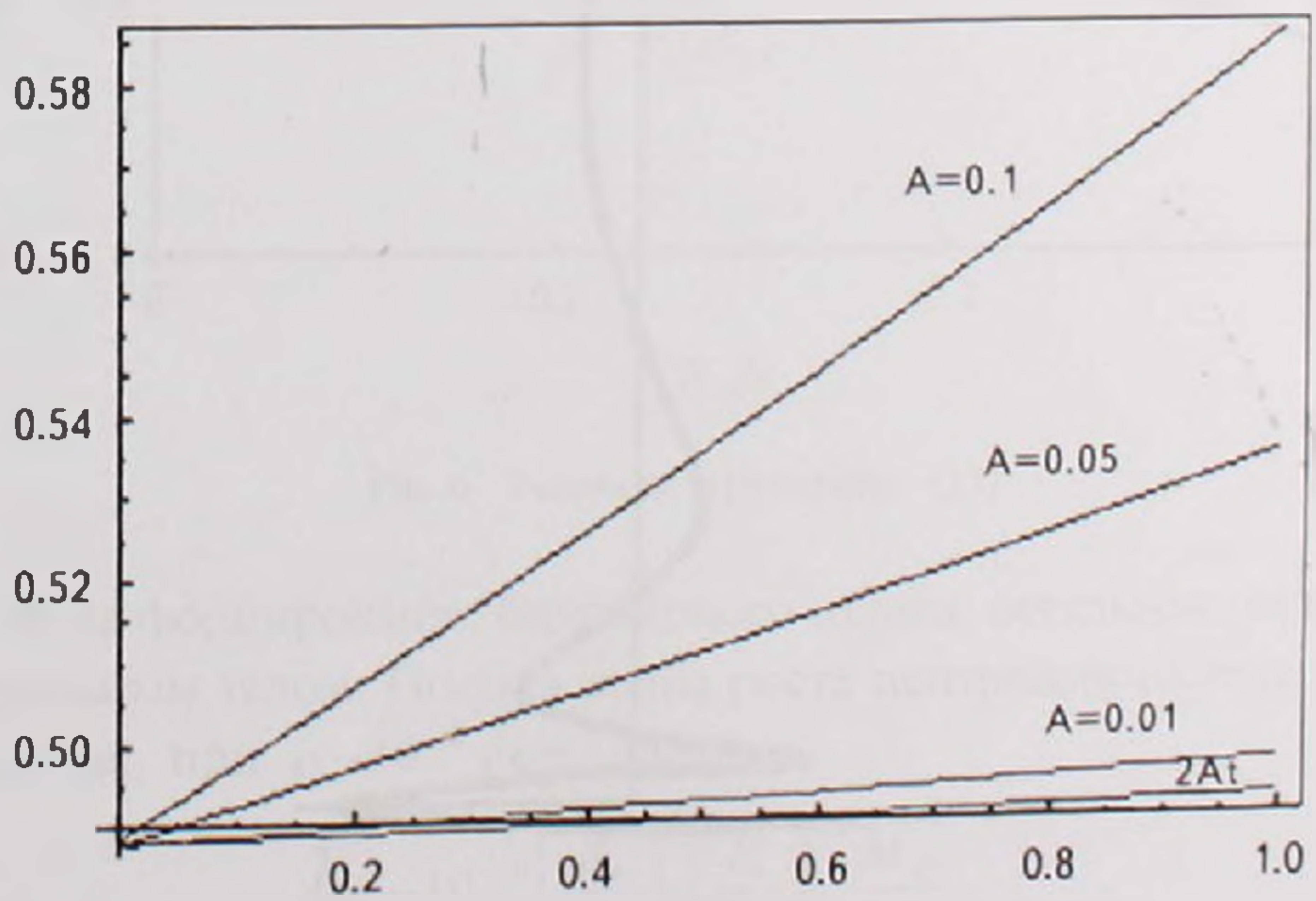

Рис.4. Зависимость азимутального угла от безразмерного времени в переходном слое Бюргерса.

Первые два уравненияъ с учетом начальных условий

$$r(0)=r_{\text{пс}} \quad \text{и} \quad z(0)=z_0\,, \tag{26}$$

дают

$$r(t)=r_{\text{пс}}e^{-\mathrm{A}t}\,, \quad z(t)=z_0e^{2\mathrm{A}t}\,. \tag{27}$$

Интегрирование третьего уравнения (25), с учетом формулы (27) для $r(t)$, дает зависимость азимутального угла θ от времени:

$$\theta(t)\sim\frac{\omega}{\mathrm{A}}\left(e^{2\mathrm{A}t}\left(1-e^{-2.34e^{-2\mathrm{A}t}}\right)-2.34\mathrm{Ei}\left[-2.34e^{-2\mathrm{A}t}\right]\right). \tag{28}$$

На рис.4 линии выражают зависимости азимутального угла от безразмерного времени $2\mathrm{A}t$ для разных значений $\omega/2\mathrm{A}$. Эти линии можно аппроксимировать линейной функцией

$$\theta\sim 0.4\,\omega/\mathrm{A}+0.3\omega t\,. \tag{29}$$

Исключением времени из (27) и (28), получим уравнение пространственной кривой, по которой приближаются к центру диска частицы газа в переходном слое Бюргерса:

$$r(\theta)\sim r_{\text{пс}}e^{-1.34\frac{\mathrm{A}}{\omega}\theta}\,, \quad z(\theta)\sim z_0e^{2.68\frac{\mathrm{A}}{\omega}\theta}\,. \tag{30}$$

Очевидно, эти формулы описывают винтообразную траекторию с экспоненциально убывающим радиусом и экспоненциально нарастающим шагом. Характерный вид винтообразной траектории представлен на рис.5. Описанное движение газа в переходном слое диска может привести к формированию биполярной струи.

Рис.5. Характерный вид траектории частиц газа в центральной области ПС.

Следует отметить, что формирование биполярной струи начинается в области, ближе к внутренней границе переходного слоя. Если скорость газа больше параболической скорости для этой области, то газ покидает систему в виде биполярной струи.

Массу вещества, выпадающую на центральное тело за секунду, можно оценить с помощью формулы (24) на внутренней границе ПС:

$$\dot{m} = 2\pi\rho A\, R_{\bullet}^2 h_{cr} = 4\pi\rho A\, R_{\bullet}^2 z_{cr}\ , \tag{31}$$

где z_{cr} - максимальная высота на цилиндрической границе $r = R_{\bullet}$, на которой частицы газа могут быть захвачены центральным телом. Очевидно, это та часть газа, для которой:

$$v_{r_{\bullet}}^2 + v_{\bullet}^2 + v_{z_{\bullet}}^2 - 2GM \Big/ \sqrt{\left(R_{\bullet}^2 + z^2\right)} \le 0\,,$$

откуда для z_{cr} получим уравнение

$$\frac{2a^2}{\sqrt{x_{\bullet}^2 + z_{cr}^2}} - 4b^2 z_{cr}^2 - \left(1 + b^2\right) x_{\bullet}^2 = 0\,, \tag{32}$$

где z_{cr} измеряется в единицах r_0. Решения этого уравнения при значении $b = 0.7$ представлены на рис.6, откуда следует, что для $x_{\bullet} = 0.1$ получается $z_{cr} = 0.81 r_0$, в то время как для толщины переходного слоя уравнение (19) дает $z_{\text{пс}} = 0.99 r_0$. Отсюда следует, что только 0.2 часть аккрецирующего

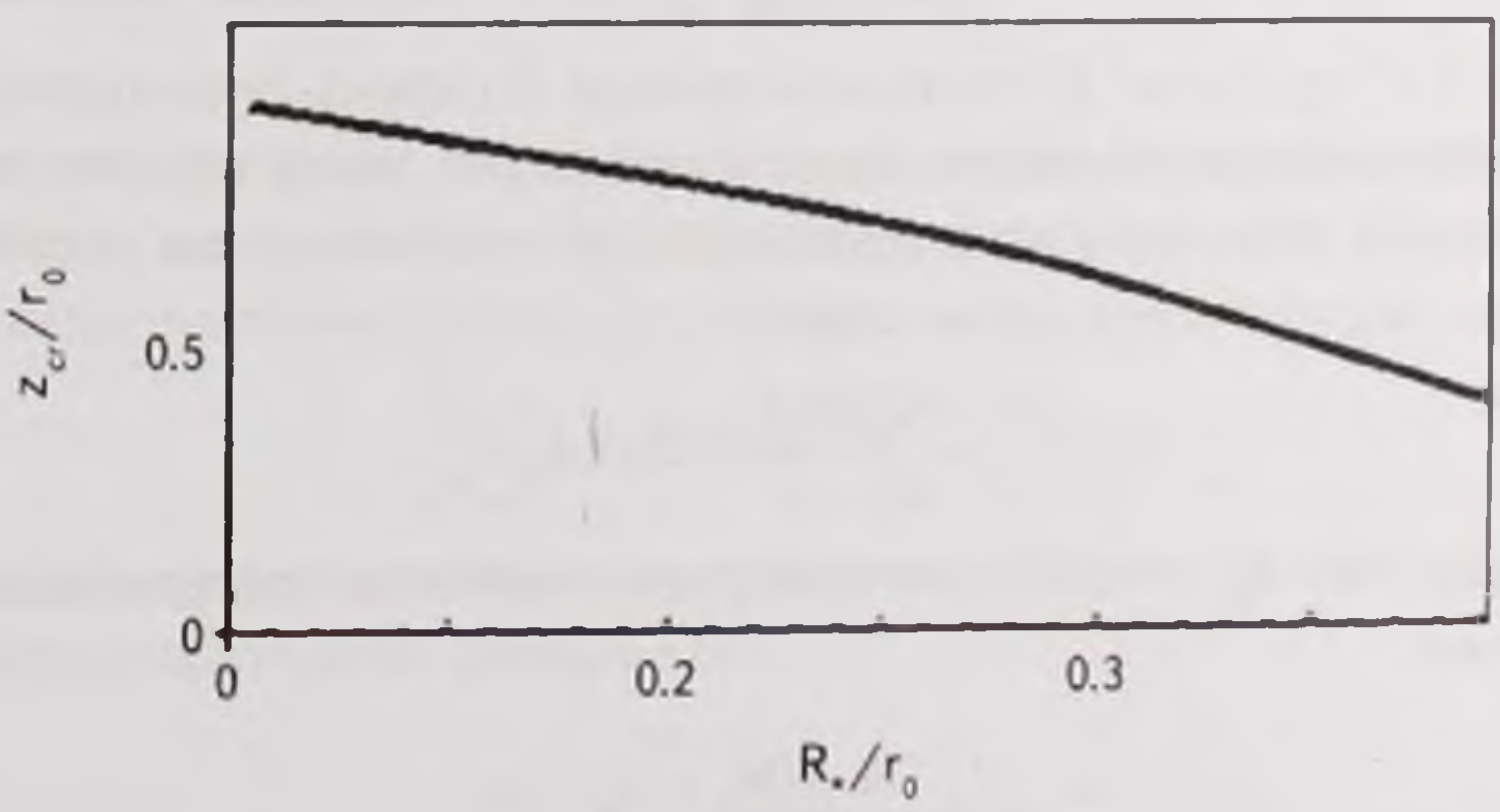

Рис.6. Решения уравнения (33).

вещества идет на формирование биполярного оттока, остальная часть захватывается центральным телом. Оценка темпа роста центрального тела в рассматриваемом случае, при $\rho \sim 10^{-12}$ г см$^{-3}$, дает

$$\dot{M}_{\bullet} \sim 10^{-10} \left(\frac{R_{\bullet}}{R_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{P_{\bullet}}{P_{\odot}}\right)^{-1} \frac{M_{\odot}}{\text{лет}}. \tag{33}$$

С изменением значений параметров системы доля массы на формирование биполярной струи меняется. При определенном соотношении между параметрами отток будет отсутствовать: вся аккрецирующая масса будет захвачена центральным телом. Следовательно, в ходе эволюции, рассматриваемые системы могут проявлять периоды "активности" с извержением биполярной струи, и периоды "пассивности".

Зависимость свойств переходного слоя от размера центрального тела x_* относительно слаба.

Эффективная поверхностная температура. Диссипация энергии в единице объема диска за секунду из-за вязкого трения, оценивается формулой

$$q = \rho\nu\left(\frac{dv_\theta}{dr} - \frac{v_\theta}{r}\right)^2 . \tag{34}$$

Вне переходного слоя диска, с учетом (16), это дает

$$q_n = \frac{9}{4}\rho\nu\frac{GM_*}{r^3} = -\frac{3}{4\pi}\dot{m}\frac{GM_*}{r^3}. \tag{35}$$

Учитывая, что эта энергия излучается с обеих сторон диска по закону черного тела, получаем хорошо известную зависимость эффективной поверхностной температуры диска от радиальной координаты [27]:

$$T_{\text{эфф}} = \left(\frac{3\dot{m}}{8\pi\sigma}\frac{GM_*}{r_0^3}\right)^{1/4} x^{-3/4} , \tag{36}$$

где $\sigma = 5.67\cdot 10^{-5}$ эрг/(с см^2 К^4) есть постоянная Стефана-Больцмана.

Для оценки температуры переходного слоя воспользуемся тем, что светимость аккрецирующего вещества в поле гравитации центрального тела освобождается в оптически толстом переходном слое

$$L_{\text{пс}} = \frac{1}{2}\frac{GM_*\dot{m}}{R_*} = 2\cdot 2\pi R_* h_{\text{пс}} T_{\text{пс}}^4 . \tag{37}$$

Учитывая, что $h_{\text{пс}} = 2z(x)$, для поверхностной температуры переходного слоя получим

$$T_{\text{пс}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{2\pi\sigma}\frac{GM_*}{R_*^2 r_0}\right)^{1/4} z(x)^{-1/4} . \tag{38}$$

Характерная зависимость эффективной поверхностной температуры аккреционного диска (функций $z(x)^{-1/4}$ и $x^{-3/4}$) от безразмерной радиальной координаты x при разных значениях параметров переходного слоя x_*, c_s, и b, представлена на рис.7. Кривые, описывающие поведение эффективной температуры в переходном слое, имеют практически плоский характер, и пересекают кривую $\sim x^{-3/4}$ в пределах ПС.

Приведенное рассмотрение дает нам лишь поверхностную температуру диска.

Внутренняя температура может быть совершенно иной, и зависит от механизма передачи энергии к поверхности. Однако этот транспорт может быть описан в рамках конкретной модели диска с привлечением ряда дополнительных предположений, который в настоящем рассмотрении мы опустим.

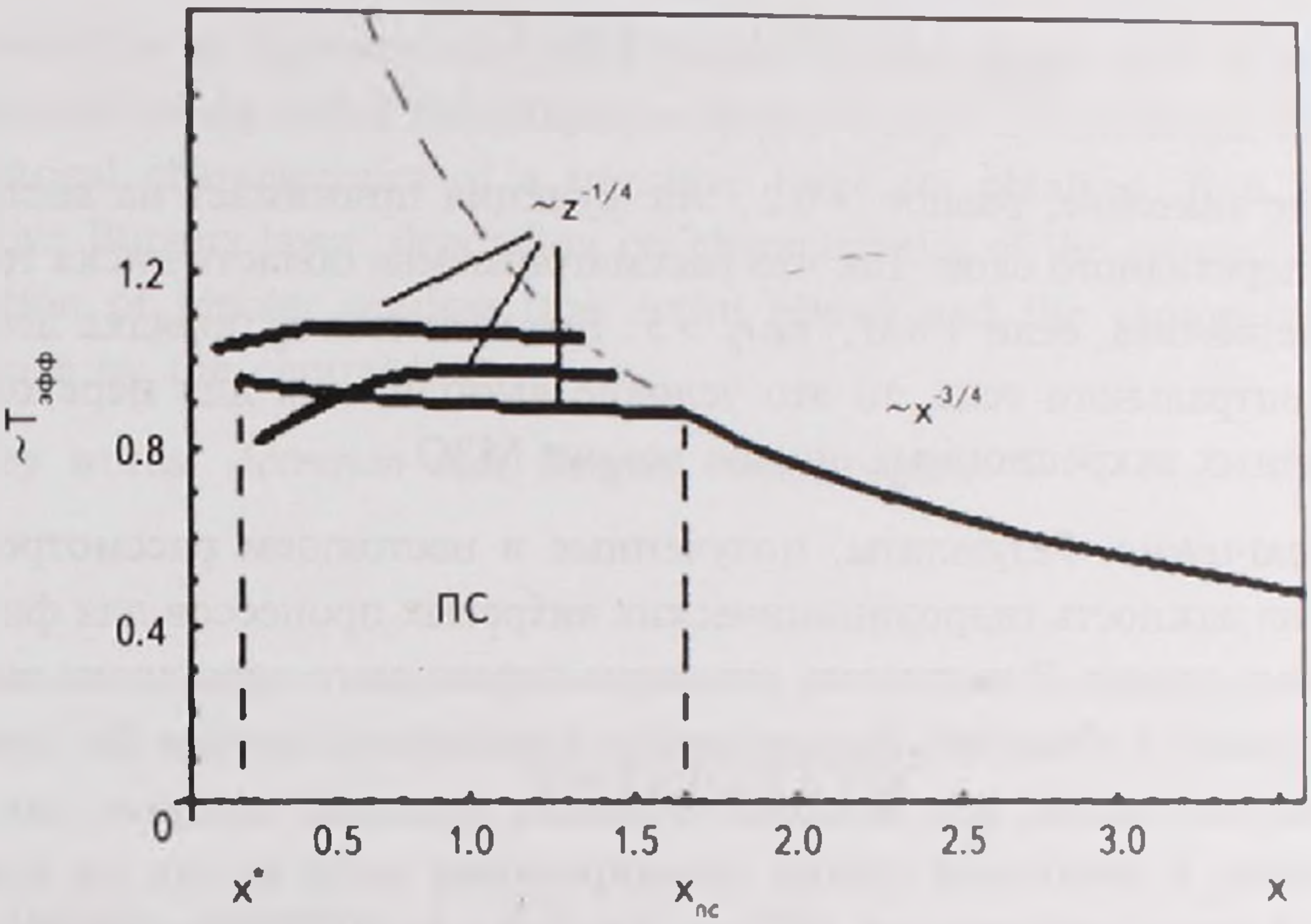

Рис.7. Распределение эффективной поверхностной температуры вдоль радиуса АД при разных значениях параметров ПС x_*, c_{s^*} и b.

Устойчивость диска. Заметим, что для вихря Бюргерса значение $(rv_\theta)^2$ возрастает по направлению к периферии переходного слоя (Релея критерий устойчивости осесимметричного течения):

$$\frac{1}{r^3}\frac{d}{dr}(rv_\theta)^2 = \frac{4\omega^4}{x^2}\left(1 - e^{-x^2}\right) > 0. \tag{39}$$

Гравитационная устойчивость дифференциально вращающегося диска определяется критерием Тоомре [28]

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} > 1, \tag{40}$$

где Σ - поверхностная плотность диска, $\kappa = 2\Omega\sqrt{(1 + \Omega' r / 2\Omega)}$ - эпициклическая частота. В области кеплеровского вращения это дает

$$Q = \frac{\Omega_K^2}{2\pi G \rho} \approx \frac{h}{r}\frac{M_\bullet}{m_{disk}}, \tag{41}$$

откуда следует, что внешняя область диска может быть гравитационно неустойчивой. Неустойчивость этой области была обнаружена также в 2D численных моделированиях аккреционных дисков [29,30].

В переходном слое Бюргерса для параметра Тоомре получаем выражение

$$Q = \frac{1.8M_{\bullet}}{\pi\rho r_0^3}\zeta(x), \tag{42}$$

где

$$\zeta(x) \equiv \left(\frac{1-e^{-x^2}}{x^2}\right)^2 \left(1+\frac{2x^2e^{-x^2}}{1-e^{-x^2}}\right)^{1/2}.$$

Наименьшее значение, равное ≈ 0.2, эта функция принимает на внешнем крае $r = r_{\text{пс}}$ переходного слоя. Так что рассматриваемая область диска гравитационно устойчива, если $1.8M_{\bullet}/\pi\rho r_0^3 > 5$. Если считать r_0 порядка десятка радиусов центрального тела, то это условие выполняется для переходных слоев типичных аккреционных дисков вокруг МЗО.

4. *Заключение*. Результаты, полученные в настоящем рассмотрении, указывают на важность гидродинамических вихревых процессов для физики аккреционных дисков. В частности, описание переходного слоя диска вихрем Бюргерса позволяет объяснить формирование биполярных оттоков без привлечения магнитных полей, или мощных тепловых явлений, которые, как нам представляется, в начальной стадии формирования звезд не так уж важны.

Вихревой гидродинамический процесс формирования биполярных оттоков, по-видимому, происходит качественно по следующему сценарию. Радиально-сходящийся поток в кеплеровском диске приводит к "накоплению" углового момента. Из-за вязкого трения между слоями газа часть углового момента успевает передаваться наружу. Оставшаяся часть меняет характер кеплеровского вращения в его центральной части за счет чрезмерно большой турбулентной вязкости и градиентной силы давления и диссипации энергии. Образуется переходной слой в виде крупномасштабного вихря с почти однородным вращением в его ядерной области, факт, который наблюдается во многих дисках [18]. Продолжая двигаться к центру, в зависимости от значений параметров переходного слоя и центрального тела, вещество с "избыточным" угловым моментом и энергией формирует биполярную струю, ускоряясь по вертикали (активная фаза), а остаток вещества, потерявший угловой момент и энергию, выпадает на формирующееся центральное тело, увеличивает его массу и ускоряет процесс.

Формирование биполярной струи начинается в области, ближе к внутренней границе переходного слоя. Однако в зависимости от значений физических параметров системы, биполярная струя может и не возникать - вся аккрецирующая масса может быть захвачена центральным телом.

Автор признателен проф. Л.И.Матвеенко за полезное обсуждение работы.

Ереванский госуниверситет, Армения, e-mail: martinabrahamyan@ysu.am

MODELING THE TRANSITIVE LAYER OF ACCRETION DISK BY BURGERS VORTEX

M.G.ABRAHAMYAN

Possibility of representation of a transitive (boundary) layer of an accreting disk around young stellar formations as Burgers vortex is considered. Physical and geometrical characteristics of a transitive layer are obtained. It is shown that transitive Burgers layer, depending on characteristics of the system, can provide formation of bipolar outflow (the active phase) and the capture of accreting substance by the central body.

Key words: *Accretion disk: Burgers vortex: outflow*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Philippe*, Astrophys. J., **420**, 837, 1994.
2. *H.E.Karl*, Astrophys. J., **553**, L153, 2001.
3. *P.L.Deborah*, Astron. J., **117**(3), 1490, 1999.
4. *V.A.Ambartsumyan*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 1-13, 1980.
5. *R.N.Sean*, Icarus, **183**(2), 265, 2006.
6. *D.Lynden-Bell*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **168**(3), 603, 1974.
7. *B.Reipurth*, *J.Bally*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 403, 2001.
8. *I.F.Mirabel*, *L.F.Rodriguez*, ARA&A, **37**, 409, 1999.
9. *P.Mreszraros*, ARA&A, **40**, 137, 2002.
10. *A.P.Marscher*, *S.G.Jorstad*, *J.Gomez et al.*, Nature, **417**, 625, 2002.
11. *R.D.Blandford*, in "Active Galactic Nuclei, eds. T.L.Courvoisier, M.Mayor, Saas-Fee Advanced Course 20 (Les Diablerets: Springer-Verlag), 161-275, 1990.
12. *P.A.G.Scheuer*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **166**, 513, 1974.
13. *R.D.Blandford*, *D.G.Payne*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
14. *R.N.Henriksen*, *D.Valls-Gabaud*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **266**, 681, 1994.
15. *D.L.Meier*, *S.Koide*, *Y.Uchida*, Science, **291**, 84, 2001.
16. *D.J.Price*, *J.E.Pringle*, *A.R.King*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **339**, 1223, 2003.
17. *N.Soker*, *O.Regev*, arXiv:astro-ph/0305422v1 22 May 2003; Proceedings of the International Astronomical Union, 2007.
18. *Л.И.Матвеенко*, Многоликое единство, ИКИ РАН, Пр-2179, М., 2016, с.60.
19. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 201, 2008, (Astrophysics, **51**, 163, 2008).
20. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **52**, 135, 2009, (Astrophysics, **52**, 119, 2009).
21. *M.G.Abrahamyan*, *L.I.Matveenko*, Astrophysics, **55**, 397, 2012.

22. *X.Hernandez, P.L.Rendron, R.G.Rodriguez-Mota, A.Capella*, arXiv: 1103.0250v1 [astro-ph.HE], 1 Mar, 2011.
23. *T.Ray, T.W.B.Muxlow, D.J.Axon et al.*, Nature, **385**, 415, 1997.
24. *K.V.Getman, E.D.Feigelson, L.Townsley et al.*, Astrophys. J., **575**, 354, 2002.
25. *B.Lautrup*, Physics of Continuous Matter (2nd ed.), CRC Press, 2011.
26. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **24**, 337, 1973.
27. *S.N.Shore*, Astrophysical Hydrodynamics, 2nd revised edition, Wilen, 2007, p.468.
28. *A.Toomre*, Astrophys. J., **139**, 1217, 1964.
29. *S.A.Balbus, J.F.Hawley*, Astrophys. J., **376**, 214, 1991.
30. *M.Rozyczka, H.C.Spruit*, Astrophys. J., **417**, 677, 1993.