

УДК 524.7

Аккреция газопылевого вещества в несимметричном гравитационном поле вращающейся эллиптической галактики

О.А. Железняк, А.А. Терещенко

Лаборатория теоретической астрофизики и гравитации, Уманский педагогический университет

Рассмотрены особенности формирования газопылевых дисков в результате аккреции вещества в трехосных вращающихся эллиптических галактиках. При определенных условиях возможно возникновение в экваториальной или меридиональной плоскостях галактики нестационарных дисков, физические свойства которых зависят от величины трехосности, скорости вращения галактики и начальной стадии их эволюции.

АКРЕЦІЯ ГАЗОПИЛОВОЇ РЕЧОВИНИ У НЕСИМЕТРИЧНОМУ ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ ЕЛІПТИЧНОЇ ГАЛАКТИКИ, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ, Железняк О.О., Терещенко А.О. – Розглянуто особливості формування газопилових дисків у результаті акреції речовини в тривісних еліптичних галактиках, що обертаються. За певних умов можливе виникнення в екваторіальній чи меридіональній площинах галактики нестационарних дисків, фізичні властивості яких залежать від величини тривісності, швидкості обертання галактики та початкової стадії їх еволюції.

ACCRETION OF GAS DUST MATTER IN ASYMMETRIC GRAVITATIONAL FIELD OF ROTATING ELLIPTICAL GALAXY, by Zheleznyak O.A., Tereshchenko A.A. – Some peculiarities of formation of gas dust disks as a result of the accretion of matter in triaxial rotating ellipticals are concerned. Nonstationary disks situated in the equatorial or meridional planes can rise under some conditions. Their physical properties depend on the magnitude of triaxiability, rotational velocity of the galaxy and initial stage of evolution.

1. ВВЕДЕНИЕ

Законами движения газопылевого вещества под действием собственного и внешнего гравитационного поля определяется формирование и последующая динамическая эволюция галактик, звезд и планет. В формирующейся самогравитирующей системе важную роль играют свойства аккреции вещества, которые зависят от симметрии гравитационного поля, вращения, турбулентных движений, конфигурации магнитного поля [11, 15, 16, 18]. В описании аккреции простейшая ситуация возникает в случае, когда газопылевую среду можно считать холодной и силами давления можно пренебречь. Если гравитационное поле имеет сферическую симметрию, то, основываясь на законах сохранения момента импульса и энергии, задача аккреции холодного вещества решается аналитически [3, 4].

Положение дел становится существенно иным, если необходимо учесть несимметричность гравитационного потенциала и вращение космического тела. Такие задачи возникают при рассмотрении проблемы образования двойных и кратных звезд, а также при исследовании динамики газопылевого вещества в трехосной галактике [1]. Впервые обратил внимание на возможность существования трехосных галактических образований К.Ф.Огородников [2]. Высказанная гипотеза оказалась верной, поскольку современные астрономические наблюдения дают указание на то, что некоторые эллиптические галактики имеют трехосную форму [13]. С точки зрения динамики звездных систем, трехосность формы галактики может возникнуть благодаря вращению или как проявление анизотропии скоростей звезд.

На существование особенностей движения газопылевого вещества в эллиптических галактиках указывают наблюдаемые газопылевые образования в форме оболочек, дисков и колец [5, 6, 14, 22]. Часто

такие структуры лежат в плоскости, которая не совпадает с главными плоскостями галактик, т.е. образует некоторый угол наклона. Наклонные газопылевые диски и кольца вращаются, причем направление их вращения не всегда совпадает с направлением вращения галактик [10, 12, 20]. Иногда наблюдается интересное явление противотоков, когда звездная составляющая галактики вращается в одну сторону, а газопылевое вещество в противоположную сторону [8, 9]. Учитывая сказанное, для объяснения динамических свойств газопылевых структур возникает необходимость исследования совместного влияния трехосности и вращения галактики на аккрецию вещества.

Наши исследования показали, что для описания глобальных проявлений аккреции вещества в эллиптической галактике можно в грубом приближении воспользоваться внутренним потенциалом однородного эллипсоида, вращающегося равномерно с угловой скоростью Ω . Разумеется, для более детальных исследований необходимо решать самосогласованную, задачу которая предполагает учет самогравитации газопылевой материи, процесса взаимодействия газа и пыли со звездами, дифференциального вращения и дисперсии скоростей звездной составляющей галактики.

В процессе эволюции газопылевое вещество в галактику может поступать за счет гравитационного захвата межгалактического вещества [17] или благодаря внутренним причинам (выбросы вещества из звезд и активных ядер галактик [21]).

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

В качестве простой модели эллиптической галактики выберем однородный трехосный эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью Ω вокруг одной из своих осей и имеющий внутренний гравитационный потенциал

$$\Phi = -\frac{1}{2}(A^2 x^2 + B^2 y^2 + C^2 z^2) \quad (1)$$

где A, B, C – постоянные величины, определяемые величинами полуосей эллипсоида (принимая $A < B$ и $\Omega < A$, что соответствует доминирующей роли гравитационного поля).

Для определения траекторий движения газопылевых частиц внутри галактики удобно перейти к вращающейся системе координат, направления осей которой совпадают с главными осями эллипсоида.

Тогда уравнения движения частицы в поле (1) приобретают вид:

$$\begin{cases} \ddot{x} = (\Omega^2 - A^2)x + 2\Omega\dot{y} \\ \ddot{y} = (\Omega^2 - B^2)y - 2\Omega\dot{x} \\ \ddot{z} = -C^2 z \end{cases} \quad (2)$$

В дальнейшем для определенности положим $A=1, B>A$.

Для нахождения траектории отдельной частицы эту систему следует дополнить начальными условиями

$$x(0) = x_0, y(0) = y_0, z(0) = z_0, \dot{x}(0) = 0, \dot{y}(0) = 0, \dot{z}(0) = 0 \quad (3)$$

которые означают, что частица в начальный момент времени $t=0$ была неподвижна относительно вращающейся системы отсчета, т.е. вещество вначале вращалось во «взвешенном» состоянии вместе с эллипсоидом.

Решение системы (2) с учетом (3) имеет вид:

$$\begin{cases} x(t) = \frac{k_2 \omega_2 \cos \omega_1 t + k_1 \omega_1 \cos \omega_2 t}{k_1 \omega_1 + k_2 \omega_2} x_0 + \frac{\omega_1 \sin \omega_2 t - \omega_2 \sin \omega_1 t}{k_1 \omega_2 + k_2 \omega_1} y_0 \\ y(t) = \frac{k_1 k_2 (\omega_1 \sin \omega_2 t - \omega_2 \sin \omega_1 t)}{k_1 \omega_1 + k_2 \omega_2} x_0 + \frac{-k_1 \omega_2 \cos \omega_1 t - k_2 \omega_1 \cos \omega_2 t}{k_1 \omega_2 + k_2 \omega_1} y_0 \\ z(t) = z_0 \cos Ct \end{cases} \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + B^2 + 2\Omega^2 \mp \sqrt{(1 - B^2)^2 + 8\Omega^2(1 + B^2)} \right]^{1/2}, \quad k_{1,2} = \mp \frac{1 - \Omega^2 - \omega_{1,2}^2}{2\omega_{1,2}\Omega} \quad (5)$$

Решения (4) допускают возможность того, что все оседающие частицы в некоторый момент времени окажутся лежащими в одной плоскости, что должно означать их столкновение и образование газопылевого диска внутри галактики. Проведя исследование системы уравнений движения, приходим к выводу, что возможно столкновение частиц как в экваториальной плоскости эллипсоида (плоскость Oxy вращающейся системы координат), так и в меридиональной плоскости, которая проходит через ось Oz под некоторым углом ϕ к оси Ox .

Ориентация образующегося газопылевого диска зависит от того, в какой из указанных плоскостей раньше произойдет столкновение.

3. СТОЛКНОВЕНИЕ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

Одним из случаев является столкновение газопылевого вещества в экваториальной плоскости галактики, т.е. в плоскости Oxy . Из (4) видно, что все частицы вещества, независимо от их начальных положений, достигают экваториальной плоскости одновременно в момент времени $t = \frac{\pi}{2C}$. Согласно

(4), координаты частицы в этот момент времени будут связаны с ее начальными координатами x_0, y_0 следующим образом:

$$x = C_1 x_0 + C_2 y_0, \quad y = C_3 x_0 + C_4 y_0 \quad (6)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 – константы.

Пусть вначале газопылевое вещество было распределено внутри галактики, представляющей собой эллипсоид с полуосями a, b, c . Граница экваториального диска состоит из вещества, которое в начале было наиболее удаленным от оси вращения галактики, т.е. находилось на периферии экваториального сечения:

$$\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{y_0^2}{b^2} = 1 \quad (7)$$

Для определения формы и ориентации экваториального диска разрешим (6) относительно x_0, y_0

$$x_0 = \frac{1}{\Delta} (-C_4 x + C_2 y), \quad y_0 = \frac{1}{\Delta} (C_3 x - C_1 y) \quad (8)$$

и подставим в (7):

$$\left[\left(\frac{C_4}{a\Delta} \right)^2 + \left(\frac{C_3}{b\Delta} \right)^2 \right] x^2 - 2 \left[\frac{C_2 C_4}{a^2 \Delta^2} + \frac{C_1 C_3}{b^2 \Delta^2} \right] xy + \left[\left(\frac{C_2}{a\Delta} \right)^2 + \left(\frac{C_1}{b\Delta} \right)^2 \right] y^2 = 1 \quad (9)$$

где обозначено $\Delta \equiv C_1 C_4 - C_2 C_3$.

Уравнение (9) представляет собой эллипс, который повернут в экваториальной плоскости на некоторый угол ϕ относительно системы координат xy (рис.1). Пусть уравнение этого эллипса в повернутой системе координат $x'y'$ будет $\left(\frac{x'}{a'} \right)^2 + \left(\frac{y'}{b'} \right)^2 = 1$. Применив преобразование поворота, получим уравнение эллипса в координатах xy :

$$\left[\left(\frac{\cos \phi}{a'} \right)^2 + \left(\frac{\sin \phi}{b'} \right)^2 \right] x^2 + 2 \sin \phi \cos \phi \left[\frac{1}{a'^2} - \frac{1}{b'^2} \right] xy + \left[\left(\frac{\sin \phi}{a'} \right)^2 + \left(\frac{\cos \phi}{b'} \right)^2 \right] y^2 = 1 \quad (10)$$

Приравнявая коэффициенты, стоящие в (9) и (10) при x^2 , xy , y^2 , получаем систему уравнений, из которой находим:

$$a' = ab\Delta \sqrt{\frac{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi}{C_3^2 a^2 + C_4^2 b^2 - (C_1^2 a^2 + C_2^2 b^2) \operatorname{tg}^2 \varphi}}, \quad b' = ab\Delta \sqrt{\frac{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi}{C_1^2 a^2 + C_2^2 b^2 - (C_3^2 a^2 + C_4^2 b^2) \operatorname{tg}^2 \varphi}},$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{2(C_1 C_3 a^2 + C_2 C_4 b^2)} \left[(C_3^2 - C_1^2) a^2 + (C_4^2 - C_2^2) b^2 + \sqrt{[a^2 (C_1^2 + C_3^2) + b^2 (C_2^2 + C_4^2)]^2 - 4a^2 b^2 \Delta^2} \right]$$

Учитывая (4), (5) и считая Ω малой величиной, получаем:

$$a' = a \cos \frac{\pi}{2C} + O(\Omega^2), \quad b' = b \cos \frac{\pi B}{2C} + O(\Omega^2)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2 \left(a^2 \cos \frac{\pi}{2C} - B^2 b^2 \cos \frac{\pi B}{2C} \right) \left(\sin \frac{\pi B}{2C} - B \sin \frac{\pi}{2C} \right)}{B(B^2 - 1) \left(a^2 \cos^2 \frac{\pi}{2C} - b^2 \cos^2 \frac{\pi B}{2C} \right)} \Omega + O(\Omega^2)$$

Важную роль для физического понимания образовавшегося диска играет поле скоростей частиц. Из

(4) можно найти, что в момент $t = \frac{\pi}{2C}$ достижения частицами экваториальной плоскости поле скоростей имеет вид:

$$\begin{cases} v_x = \alpha_1 x + \alpha_2 y \\ v_y = \alpha_3 x + \alpha_4 y \\ v_z = 0 \end{cases} \quad (11)$$

где $\alpha_{1,2,3,4}$ – константы. Мы предполагаем, что z -компоненты скоростей частиц взаимно «гасятся» при столкновении.

При образовании экваториального диска возможно явление противотока, которое проявляется в противоположном вращении вещества диска относительно звездной составляющей галактики. Из (11) следует, что $\operatorname{rot} \vec{v}$ является постоянной величиной, не зависящей от координат (x, y) , поэтому условием противотока будет $\operatorname{rot} \vec{v} < 0$. Если считать Ω малой величиной, то

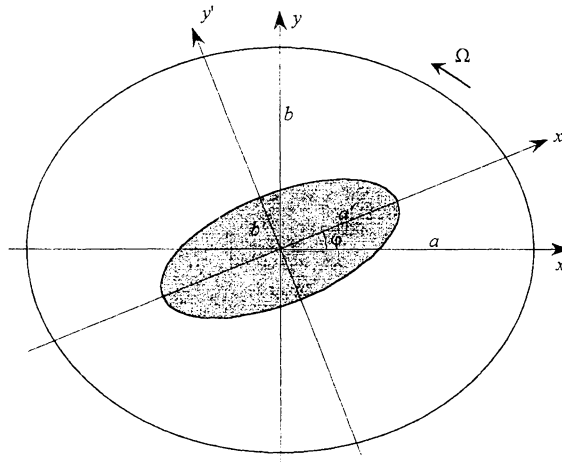


Рис.1. Экваториальный газопылевой диск

$$\text{rot } \vec{v} = 2\Omega \left(\frac{1}{\cos \frac{\pi}{2C} \cos \frac{\pi B}{2C}} - 1 \right) + O(\Omega^3) \quad (12)$$

Из (12) следует, что вблизи точки $\Omega = 0$ при $B > 1$, $C > 1$ противоток в экваториальном диске будет существовать при условии $4k + 1 < B/C < 4k + 3$, $k = 0, 1, 2, \dots$

Распределение поверхностной плотности газопылевого вещества в экваториальном диске, очевидно, зависит от начального пространственного распределения плотности вещества в эллиптической галактике.

Пусть в начальный момент времени газопылевое вещество было распределено внутри эллипсоида $\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{y_0^2}{b^2} + \frac{z_0^2}{c^2} = 1$ с плотностью $\rho_0(x_0, y_0, z_0)$. Для нахождения распределения поверхностной плотности $\sigma(x, y)$ в экваториальном диске воспользуемся тем, что, согласно (4), движение газопылевых частиц по z -координате происходит независимо от движения по x, y . Сначала найдем распределение плотности в «проекции» на экваториальную плоскость:

$$\sigma_0(x_0, y_0) = c \sqrt{1 - \frac{x_0^2}{a^2} - \frac{y_0^2}{b^2}} \int_0^{\sqrt{1 - \frac{x_0^2}{a^2} - \frac{y_0^2}{b^2}}} 2\rho_0(x_0, y_0, z_0) dz_0 \quad (13)$$

Уравнения (8) устанавливают взаимнооднозначную связь между $\sigma_0(x_0, y_0)$ и $\sigma(x, y)$:

$$\sigma(x, y) = \sigma_0(x_0, y_0) \frac{\partial(x_0, y_0)}{\partial(x, y)} \quad (14)$$

где $\frac{\partial(x_0, y_0)}{\partial(x, y)} = \frac{1}{\Delta}$ – якобиан преобразования координат (8).

В качестве примеров рассмотрим следующие случаи:

1) Пусть начальное распределение плотности однородно, т.е. $\rho_0 = \text{const}$. Тогда (14) дает

$$\sigma(x, y) = \frac{2\rho_0 c}{\Delta} \sqrt{1 - \left(\frac{C_4 x - C_2 y}{a\Delta} \right)^2 - \left(\frac{C_3 x - C_1 y}{b\Delta} \right)^2}$$

2) Случай равновесного распределения изотермического газа ($p = \mu^2 \rho$, μ – скорость звука)

$$\begin{aligned} \rho_0(x_0, y_0, z_0) &= \rho_c \exp \left[\frac{\Omega^2 x_0^2 + (\Omega^2 - B^2) y_0^2 - C^2 z_0^2}{2\mu^2} \right], \\ \sigma(x, y) &= \frac{\rho_c \mu \sqrt{2\pi}}{C\Delta} \exp \left[- \frac{(1 - \Omega^2)(C_4 x - C_2 y)^2 + (B^2 - \Omega^2)(C_3 x - C_1 y)^2}{2\mu^2 \Delta^2} \right] \times \\ &\times \text{erf} \left[\frac{Cc}{\sqrt{2} \mu ab \Delta} \sqrt{(ab\Delta)^2 - (C_3 x - C_1 y)^2 a^2 - (C_4 x - C_2 y)^2 b^2} \right], \end{aligned}$$

где $\text{erf}(\dots)$ – интеграл ошибок, $\rho_c = \rho_0(0, 0, 0)$ – плотность в центре в начальный момент времени.

3) Пусть вначале вещество было распределено по поверхности эллипсоида $\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{y_0^2}{b^2} + \frac{z_0^2}{c^2} = 1$ с постоянной поверхностной плотностью $\bar{\sigma}_0$. Тогда

$$\sigma(x_0, y_0) = 2\bar{\sigma}_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z_0}{\partial x_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial z_0}{\partial y_0}\right)^2}, \quad \text{где } z_0 = c\sqrt{1 - \frac{x_0^2}{a^2} - \frac{y_0^2}{b^2}}$$

$$\sigma(x, y) = \frac{2\bar{\sigma}_0}{ab} \sqrt{\frac{a^4(b^2 - c^2)(C_3x - C_1y)^2 + b^4(a^2 - c^2)(C_4x - C_2y)^2 - a^4b^4\Delta^2}{a^2(C_3x - C_1y)^2 + b^2(C_4x - C_2y)^2 - a^2b^2\Delta^2}}$$

4. СТОЛКНОВЕНИЕ В МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

Рассмотрим случай столкновения частиц в меридиональной плоскости. Очевидно, оно произойдет при выполнении в некоторый момент времени t условия $\frac{x(t)}{y(t)} = \text{const}$ для всех частиц оседающего вещества, независимо от их начальных положений (x_0, y_0, z_0) , что означает равенство нулю определителя линейной системы, составленной из двух первых уравнений (4):

$$\begin{vmatrix} \frac{k_2\omega_2 \cos \omega_1 t + k_1\omega_1 \cos \omega_2 t}{k_1\omega_1 + k_2\omega_2} & \frac{\omega_2 \sin \omega_1 t - \omega_1 \sin \omega_2 t}{k_1\omega_2 + k_2\omega_1} \\ \frac{k_1k_2(\omega_1 \sin \omega_2 t - \omega_2 \sin \omega_1 t)}{k_1\omega_1 + k_2\omega_2} & \frac{k_1\omega_2 \cos \omega_1 t + k_2\omega_1 \cos \omega_2 t}{k_1\omega_2 + k_2\omega_1} \end{vmatrix} = 0 \quad (15)$$

Вычисляя определитель (15) с учетом (5), и по-прежнему полагая для определенности $A = 1$, $B > A$, получаем уравнение:

$$2(\Omega^2 - 1)\sin(\omega_1 t)\sin(\omega_2 t) + \sqrt{\frac{1 - \Omega^2}{B^2 - \Omega^2}}(1 + B^2 + 2\Omega^2) + \frac{1}{4\Omega^2} \sqrt{\frac{1 - \Omega^2}{B^2 - \Omega^2}} [(1 - B^2)^2 + 4\Omega^2(1 - 2\Omega^2 + B^2)] \cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) = 0 \quad (16)$$

которое неявно связывает между собой величину B , угловую скорость Ω вращения эллипсоида и время t оседания вещества на меридиональную плоскость. Найти из (16) время оседания можно только численно.

На рис.2 представлен график зависимости времени оседания t от B и Ω .

При отсутствии вращения галактики ($\Omega = 0$) из (16) получаем $\cos(t)\cos(Bt) = 0$, откуда, с учетом $B > 1$, находим время $t_0 = \frac{\pi}{2B}$ оседания вещества на меридиональную плоскость (выбран минимальный положительный корень).

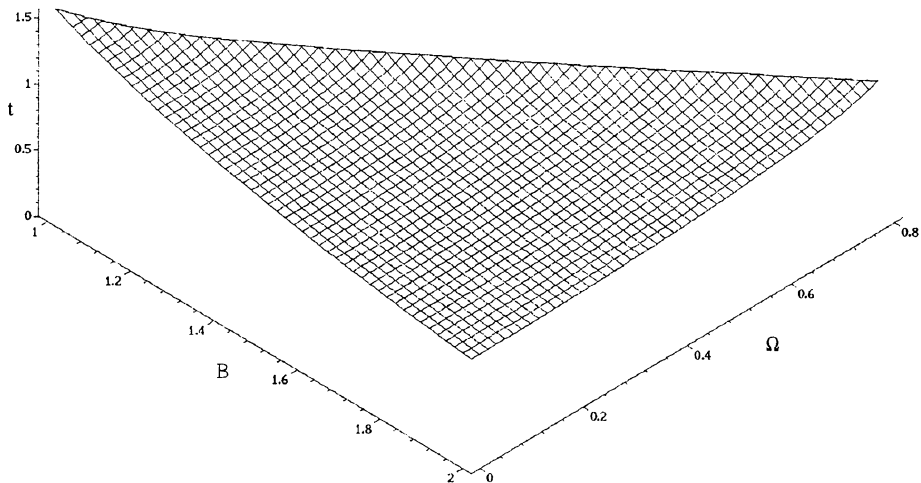


Рис.2. Зависимость времени t оседания вещества на меридиональный диск от B и Ω

Вращение эллипсоида приводит к увеличению времени оседания вещества на меридиональную плоскость, что иллюстрирует рис.2. Для приближенного вычисления поправки сделаем в (16) подстановку $t = \frac{\pi}{2B} + \tau$. Полученное уравнение можно линеаризовать и разрешить относительно τ . Считая угловую скорость вращения Ω малой величиной, что справедливо для многих эллиптических галактик, найденное выражение для τ можно разложить в ряд по степеням Ω :

$$\tau = \left[-\frac{(3B^2 + 1)\pi}{4B^3(B^2 - 1)} + \frac{4(B^2 - 2B \sin \frac{\pi}{2B} + 1)}{B(B^2 - 1)^2 \cos \frac{\pi}{2B}} \right] \Omega^2 + O(\Omega^4) \quad (17)$$

При $\Omega = 0$ оседание вещества происходит на плоскость Oxz . Вращение эллипсоида обуславливает поворот плоскости столкновения на некоторый угол φ против направления вращения. На рис.3 изображена зависимость тангенса угла поворота φ от B и Ω .

Тангенс угла поворота равен

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{k_1 k_2 (\omega_1 \sin \omega_2 t - \omega_2 \sin \omega_1 t)}{\omega_2 k_2 \cos \omega_1 t + \omega_1 k_1 \cos \omega_2 t}$$

Подставляя $t = \pi/2B + \tau$ и используя (15), разлагаем в ряд по степеням Ω :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\Omega \left(B \sin \frac{\pi}{2B} - 1 \right)}{B(B^2 - 1) \cos \frac{\pi}{2B}} + O(\Omega^3)$$

Найдем ограничение на максимальную угловую скорость вращения эллипсоида, при котором возможно столкновение оседающих частиц в меридиональной плоскости. Проведя линеаризацию по τ и Ω в (4), вместо (15) получаем определитель:

$$\begin{vmatrix} \cos \frac{\pi}{2B} - \tau \sin \frac{\pi}{2B} & -\frac{2B\Omega}{B^2 - 1} \left(B\tau \cos \frac{\pi}{2B} + B \sin \frac{\pi}{2B} - 1 \right) \\ \frac{2\Omega}{B(B^2 - 1)} \left(B\tau \cos \frac{\pi}{2B} + B \sin \frac{\pi}{2B} - 1 \right) & -\tau B \end{vmatrix} = 0$$

вычисление которого дает квадратное уравнение вида $\alpha\tau^2 + \beta\tau + \gamma = 0$, откуда следует $\beta^2 - 4\alpha\gamma \leq 0$, что эквивалентно условию

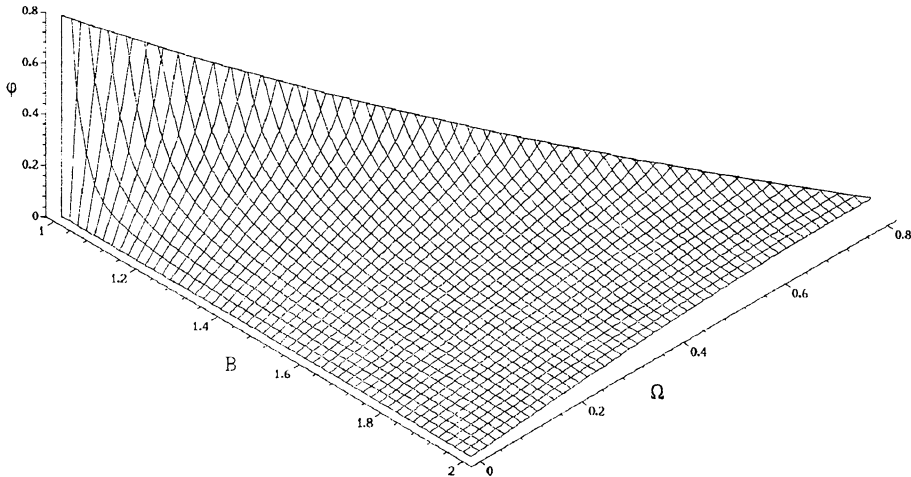


Рис.3. Зависимость угла поворота φ меридионального диска от B и Ω

$$\Omega \leq \frac{(B^2 - 1) \cos \frac{\pi}{2B}}{4 \sqrt{\left(B + \frac{1}{B}\right) \sin \frac{\pi}{2B} - 2 + \cos^2 \frac{\pi}{2B}}} \quad (18)$$

Разлагая правую часть (18) в ряд по степеням $(B-1)$, получаем искомое ограничение

$$\Omega \leq \frac{\pi}{4}(B-1) + O((B-1)^3)$$

которое, в отличие от (18), выполняется с достаточной точностью.

Перейдем к определению размера меридионального диска и плотности вещества в нем. Связь между начальными координатами частицы (x_0, y_0, z_0) и ее координатами (x, y, z) на момент образования меридионального диска, согласно (4), имеет вид:

$$x = D_1 x_0 + D_2 y_0, \quad y = (D_1 x_0 + D_2 y_0) \operatorname{tg} \varphi, \quad z = D_3 z_0 \quad (19)$$

где D_1, D_2, D_3 – постоянные величины. Меридиональный диск имеет форму эллипса с полуосями $a' = \chi \sqrt{a^2 D_1^2 + b^2 D_2^2}$, $c' = c D_3$ (введено обозначение $\chi = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}$).

В отличие от образования экваториального диска, в данном случае отсутствует взаимная однозначность между (x, y, z) и (x_0, y_0, z_0) . Однако, однозначности можно достигнуть путем введения вместо (19) иного закона преобразования координат, например,

$$\begin{cases} \xi = x_0 \\ r = \chi(D_1 x_0 + D_2 y_0) \\ z = D_3 z_0 \end{cases} \quad (20)$$

где ξ – некоторая дополнительная координата, r – расстояние до оси вращения галактики. Найденные из

(20) x_0, y_0, z_0 подставим в уравнение $\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{y_0^2}{b^2} + \frac{z_0^2}{c^2} = 1$, откуда находим:

$$\xi_{1,2} = \frac{a\chi}{a'} \left(D_1 r a c' \mp D_2 b \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a'}\right)^2 - \left(\frac{z}{c'}\right)^2} \right)$$

Искомая поверхностная плотность распределения газопылевого вещества в меридиональном диске имеет вид:

$$\sigma(r, z) = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho_0(x_0(r, \xi, z), y_0(r, \xi, z), z_0(r, \xi, z)) \frac{\partial(x_0, y_0, z_0)}{\partial(r, \xi, z)} d\xi \quad (21)$$

где $\rho_0(x_0, y_0, z_0)$ – начальное распределение плотности, $\frac{\partial(x_0, y_0, z_0)}{\partial(r, \xi, z)} = -\frac{1}{\chi D_2 D_3}$ – якобиан преобразования координат (20).

Аналогично рассмотренным выше случаям начального пространственного распределения плотности газопылевого вещества найдем соответствующие поверхностные плотности меридионального диска:

1) Для однородного распределения начальной плотности:

$$\sigma(r, z) = \frac{2\rho_0 abc}{a'c'} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a'}\right)^2 - \left(\frac{z}{c'}\right)^2}$$

2) Для равновесного распределения начальной плотности:

$$\sigma(r, z) = \frac{\rho_0 \mu}{\chi \eta D_3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{2\mu^2} \left(\frac{(\Omega^2 - 1)(B^2 - \Omega^2)r^2}{\chi^2 \eta^2} - \left(\frac{zC}{D_3} \right)^2 \right) \right\} \cdot \operatorname{erf} \left\{ \frac{1}{D_2 \mu \sqrt{2}} \left(\frac{D_1(B^2 - \Omega^2)}{\chi \eta} - \xi \eta \right) \right\} \Bigg|_{\xi=\xi_1}^{\xi=\xi_2}$$

где $\eta = \sqrt{D_2^2(1 - \Omega^2) + D_1^2(B^2 - \Omega^2)}$, $\operatorname{erf}(\dots)$ – интеграл ошибок.

3) Для равномерного поверхностного распределения плотности

$$\sigma(r, z) = \frac{\bar{\sigma}_0 a b z}{a' c'^2 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a'} \right)^2 - \left(\frac{z}{c'} \right)^2}}$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные исследования показали, что путем аккреции возможно формирование нестационарных газопылевых дисков, физические свойства которых определяются трехосной формой галактик и угловой скоростью их вращения. В зависимости от указанных факторов возможно образование экваториальных или меридиональных газопылевых дисков, имеющих различные свойства. Характер поля скоростей вещества в экваториальных газопылевых дисках указывает на возможность их противоположного вращения относительно звездной составляющей при определенных условиях.

Авторы выражают благодарность проф. В.А.Антонову (Пулковская обсерватория, ГАО РАН) и проф. А.Д.Чернину (Московский университет, ГАИШ) за обсуждение результатов и ценные замечания.

1. Антонов В.А., Железняк О.А., Астрон. ж. – 1994. – **71**, №3. – С.377–382.
2. Огородников К.Ф. Динамика звездных систем. – М.: ГИФМЛ, 1958. – 627 с.
3. Саслау У. Гравитационная физика звездных и галактических систем. – М.: Мир, 1989. – 544 с.
4. Снитцер Л. Физические процессы в межзвездной среде. – М.: Мир, 1981. – 352 с.
5. Athanassoula E., Bosma A., Ann. Ren. As. Ap. – 1985. – **23**. – P.147–168.
6. Arnaboldi M., et al., Astron. Astrophys. – 1993. – **267**. – P.21–30.
7. Benacchio L., Galetta G., MN RAS. – 1980. – **193**. – P.885–894.
8. Bender R., Astron. Astrophys. – 1988. – **202**. – L5.
9. Bertola F., Bettoni D., Astrophys. J. – 1988. – **329**. – P.102–106.
10. Bettoni D., ESO Messenger. – 1984. – №37. – P.17.
11. Binney J., MN RAS. – 1978. – **183**. – P.501–514.
12. Binney J., MN RAS. – 1985. – **212**. – P.767–781.
13. Carter D., Astrophys. J. – 1987. – **312**. – P.514–517.
14. Chamaraux P., Balkowski C., Fontanelli P., Astron. Astrophys. Sup. Ser. – 1987. – **69**. – P.263.
15. de Zeeuw T., Franx M., Astrophys. J. – 1989. – **343**. – P.617–643.
16. de Zeeuw T., Schwarzschild M., Astrophys. J. – 1989. – **345**. – P.84–100.
17. Forbes D.A., MN RAS. – 1991. – **249**. – P.779–787.
18. Lake G., Norman C., Astrophys. J. – 1983. – **270**. – P.51–70.
19. Leach R., Astrophys. J. – 1981. – **248**. – P.485–498.
20. Mollenhoff C., Astron. Astrophys. – 1982. – **108**. – P.130–133.
21. Shchekinov Yu.A., Astron. Astrophys. – 1996. – **314**. – P.927–939.
22. Whitmore B., et al., Astron. J. – 1990. – **100**, №5. – P.1489–1522.

Поступила в редакцию 5.06.2001