

УДК 524.5

ДИНАМИКА ВЫМЕТАНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ИЗ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЕЕ В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

А. Г. КРИЦУК

Поступила 1 июля 1982

Принята к печати 20 апреля 1983

Рассмотрена динамика взаимодействия межзвездных облаков дискообразной галактики с межгалактической средой при произвольной ориентации оси вращения галактики по отношению к направлению движения диска. Показано, что процесс выметания облаков завершается за время $t_{\text{вы}} \leq t_a$ (время ускорения t_a определено в (7)). В этой же шкале времени должно существенно нарушаться равновесие внутренних областей газового слоя, не выметаемых динамическим давлением. Эффективность выметания падает с увеличением степени концентрации массы к центру галактики. Угол наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, при котором выметание наиболее эффективно, зависит от степени концентрации массы к плоскости диска и, в общем случае, отличен от нуля. Сделано заключение, что выметание плотных молекулярных облаков из массивных галактик ($M \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$) маловероятно.

1. *Введение.* Гипотеза о присутствии газа в скоплениях галактик (выдвинутая Цвикки еще в 30-х годах в связи с вириальным парадоксом) получила в последнее десятилетие подтверждение в результате наблюдений и анализа рентгеновского излучения скоплений в диапазоне 2—10 кэВ. Количественные оценки параметров газа, ответственного за рентгеновское излучение скоплений в Волосах Вероники, Персее и Деве, получены в [1]. Значения плотности и температуры газа в центральных областях оказались равными соответственно $(3-5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, 2—9 кэВ. Очевидно, присутствие достаточно плотной и горячей среды должно оказывать существенное влияние на современные свойства галактик в скоплениях. В частности, поскольку дисперсия радиальных скоростей членов скоплений $\sigma_v \sim 1000 \text{ км/с}$, динамическое давление межгалактической среды на газовую составляющую движущейся через нее галактики оказывается достаточным для выметания из галактики части ее межзвездного газа.

Ганн и Готт впервые указали на возможность такого процесса и высказали гипотезу о происхождении галактик SO из обычных спиралей в

результате выметания газа [2], которая нашла отклик в ряде работ других авторов [3—6]. С другой стороны, выметание динамическим давлением межгалактической среды рассматривалось как одна из возможных причин наблюдаемого дефицита HI в спиральных галактиках скоплений [7—9] и «несколько анемичного» вида многих спиралей в скоплениях [10].

Тояма и Икеучи [6] исследовали эффективность динамического выметания межзвездного газа из дискообразной галактики путем двумерного гидродинамического численного моделирования для случая, когда ось вращения диска параллельна вектору скорости набегающего газа. Предполагалось, что начальное распределение плотности межзвездного газа имеет ту же форму, что и распределение плотности звезд, облачная структура межзвездной среды не принималась во внимание.

В этой статье рассмотрено динамическое действие межгалактической среды на межзвездные облака вращающейся галактики при произвольной ориентации оси вращения по отношению к направлению движения диска.

2. *Постановка задачи.* Средняя длина свободного пробега протонов и электронов в межгалактической среде (МГС) значительно превосходит размер типичного диффузного облака HI (~ 6 пс), поэтому гидродинамическое описание взаимодействия облака с МГС не применимо; с другой стороны, частицы МГС проникают в такие облака на незначительное расстояние (≤ 0.1 пс), так что можно считать, что облако, движущееся в межгалактической среде, подвержено действию корпускулярного потока.

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ скорости облака массы $m = m_0$ и межгалактической среды относительно некоторого наблюдателя равны соответственно v_0 и u . Запишем закон сохранения импульса в виде (одномерный случай)

$$m_0 v_0 + u \int_0^t \frac{dm}{dt} dt = \left(m_0 + \int_0^t \frac{dm}{dt} dt \right) v. \quad (1)$$

Предполагая, что сечение облака не зависит от времени ($S = \text{const}$), получим для массы облака

$$\frac{dm}{dt} = \rho_* S_0 |u - v|, \quad (2)$$

где ρ_* — плотность МГС. Добавим уравнение

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (3)$$

и начальное условие $x(0) = 0$. Имеем задачу Коши для системы уравнений (1—3). Нетрудно убедиться, что

$$x = ut - 2t_a(u - v_0)(\sqrt{1 + t/t_a} - 1), \quad (4)$$

$$v = u - (u - v_0)/\sqrt{1 + t/t_a}, \quad (5)$$

$$m = m_0 \sqrt{1 + t/t_a}, \quad (6)$$

где время ускорения облака t_a равно

$$t_a \equiv \frac{\sigma_0}{2\rho_i |u - v_0|}. \quad (7)$$

($\sigma_0 \equiv m_0/S_0$ — средняя поверхностная плотность облака) есть решение поставленной задачи. Оценим, насколько существенно предположение о постоянстве S . Предполагая $\rho_i \equiv \text{const}$, для случая однородного сферического облака получим

$$S(t) = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4\rho_i} m(t) \right)^{2/3}. \quad (8)$$

Используя (8), ограничиваясь двумя первыми членами в разложении S по времени, получим

$$S(t) \simeq S_0(1 + t/3t_a). \quad (9)$$

По-видимому, при $t \lesssim t_a$ предположение $S \equiv \text{const}$ существенно на результат не повлияет. Если $u - v_0 = 10^8$ см/с, $\tau_c = 1.4 \cdot 10^{-3}$ г/см², $n_e = 10^{-3}$ см⁻³, то время ускорения $t_a = 1.3 \cdot 10^8$ лет и $x(t_a) = 23.4$ кпс, $v(t_a) = 293$ км/с, $m(t_a) = 1.4 m_0$.

В реальной ситуации в обмене импульсом между МГС и облаками межзвездного газа участвует межоблачная среда, что сильно усложняет задачу. Крупномасштабное магнитное поле диска не вносит существенного вклада в энергетику рассматриваемого взаимодействия облаков с набегающим потоком МГС:

$$\frac{B^2}{8\pi\rho_e u^2} = 0.02 \left(\frac{B}{3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{10^{-3} \text{ см}^{-3}}{n_e} \right) \left(\frac{10^8 \text{ см с}^{-1}}{u} \right)^2,$$

поэтому влияние магнитного поля учитываться не будет. С другой стороны, при описании движения облаков необходимо учитывать гравитацию и вращение подсистемы нейтрального водорода. Однако, поскольку выметание облаков имеет место лишь во внешних частях диска, где тяготение не слишком велико, можно думать, что время выметания $t_{sw} \lesssim t_a$.

Рассмотрим вопрос о времени жизни облаков Н I. Учет возможного разрушения облаков при их столкновениях друг с другом приводит к ожидаемому времени жизни $(1-3) \cdot 10^7$ лет, однако, из-за быстрого остывания, столкновения облаков могут и не сопровождаться их разрушением [11]. С другой стороны, контакт холодных облаков с горячим межгалактическим газом может приводить к их испарению за время

$$t_{ev} \equiv \frac{m}{m_{ev}} \lesssim \frac{m}{8\pi r_c^2 \rho_c c_s \Phi_s}, \quad (10)$$

где Φ_s — множитель порядка единицы [12]. Легко видеть, что если скорость звука в межгалактической среде $c_s \simeq u$, то время испарения

$$t_{ev} \lesssim t_a / 4\Phi_s. \quad (11)$$

Однако ограничение (10) на t_{ev} получено авторами [12] при предположении об отсутствии потерь на излучение. Принимая во внимание это обстоятельство, в дальнейшем мы будем рассматривать движение облаков на временах, сравнимых с временем ускорения t_a .

Рассмотрим два предельных случая: 1) время жизни облаков достаточно мало и их количество невелико, так что вещество межзвездной среды (МЗС) большую часть времени находится в состоянии, соответствующем межоблачному газу; 2) облака живут долго, в них собрана почти вся МЗС. Случай 1 соответствует предположению о непрерывном распределении МЗС в галактике; задача о выметании при таком предположении решена в работе [6]. Поскольку в реальной ситуации межзвездная среда имеет клочковатую структуру, представляет интерес решение задачи о выметании МЗС из галактики для случая 2.

3. Уравнения движения. Зависимость решений от начальных данных и параметров. Рассмотрим движение облака, взаимодействующего с МГС в гравитационном поле вращающегося звездного диска, предполагая, что а) время жизни облака $t_l \gtrsim t_a$; б) галактика движется относительно МГС с постоянной скоростью — u ; в) сечение облака S меняется в соответствии с (8). Задача сводится к решению системы уравнений

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \nabla \Psi + \left(\vec{u} - \frac{d\vec{r}}{dt} \right) \frac{d \ln m}{dt}, \quad (12)$$

$$\frac{dm}{dt} = S \rho_s \left| \vec{u} - \frac{d\vec{r}}{dt} \right|, \quad (13)$$

где $\Psi(\vec{r})$ — гравитационный потенциал, создаваемый звездами диска. Начальные условия

$$t = 0, \quad \vec{r} = \vec{r}_0, \quad \left. \frac{d\vec{r}}{dt} \right|_0 = \vec{\omega}_0 \times \vec{r}_0, \quad m = m_0, \quad (14)$$

где угловая скорость $\omega_0 = \left[-\frac{1}{r_0} \frac{d\Psi}{dr} \right]_{r_0}'$, соответствуют движению облака по круговой орбите в экваториальной плоскости диска. Перейдем в (12—14) к безразмерным переменным

$$\tau = t \sqrt{\frac{G\mathfrak{M}}{d^3}}, \quad \vec{R} = \vec{r}/d, \quad \mu = \left(\frac{\sigma_0}{d\rho_0} \right)^3, \quad (15)$$

где \mathfrak{M} — масса диска, G — гравитационная постоянная, d — характерный линейный масштаб диска. Обозначив безразмерные потенциал и скорость галактики соответственно Ψ и \vec{U} , получим

$$\frac{d^2\vec{R}}{d\tau^2} = \nabla\Psi + \left(\vec{U} - \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right) \frac{d \ln \mu}{d\tau}, \quad (16)$$

$$\frac{d\mu}{d\tau} = \mu^{2/3} \left| \vec{U} - \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right|, \quad (17)$$

$$\tau = 0, \quad \vec{R} = \vec{R}_0, \quad \left. \frac{d\vec{R}}{d\tau} \right|_0 = \vec{\Omega}_0 \times \vec{R}_0, \quad \mu = \mu_0, \quad (18)$$

где $\vec{\Omega}_0$ — безразмерная угловая скорость вращения в плоскости диска. Исследуем поведение решений задачи (16—18) в зависимости от начальных данных \vec{R}_0 , μ_0 , значения \vec{U} и формы потенциала $\Psi(\vec{R})$. Введем цилиндрические координаты (ω, φ, z) так, чтобы ось z проходила через центр диска и ее направление совпадало с направлением $\vec{\Omega}$, а плоскость $z \equiv 0$ совпадала с экваториальной плоскостью диска. Можно показать, что если U достаточно велико, то при всяком φ_0 существует ω_c , такое что начальные значения $\omega_0 > \omega_c \geq 0$ будут приводить к решениям $R(\tau) \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow \infty$, в то время как значениям $\omega_0 < \omega_c$ будут соответствовать решения, у которых $R(\tau)$ ограничена при всех τ .

Рассмотрим случай, когда \vec{U} и $\vec{\Omega}$ сонаправлены (т. е. диск движется „плашмя“). Часть облаков с $\omega_0 > \omega_c$ покинет галактику, другая часть ($\omega_0 < \omega_c$) образует так называемое „невыветаемое ядро“. Оценим ω_c , используя одно из уравнений (16—17)

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \frac{d\Psi}{dz} + \mu^{-1/3} \left[\left(\frac{d\tilde{\omega}}{d\tau} \right)^2 + \tilde{\omega}^2 \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 + \left(U - \frac{dz}{d\tau} \right)^2 \right]^{1/2} \left(U - \frac{dz}{d\tau} \right). \quad (19)$$

Пренебрегая двумя первыми членами в квадратных скобках и полагая, что при $\tau \lesssim t_a \sqrt{\frac{GM}{a^3}}$, $\mu \simeq \mu_0 \equiv \text{const}$, получим

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \frac{d\Psi}{dz} + \mu_0^{-1/3} \left[U - \frac{dz}{d\tau} \right]^2. \quad (20)$$

Уравнение (20) имеет постоянное решение $z \equiv \text{const} = z_1$, если существует $\tilde{\omega}$, удовлетворяющее уравнению

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = - \left. \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, z)}{dz} \right|_{z_1}. \quad (21)$$

Нетрудно видеть, что искомое $\tilde{\omega}_c$ будет близко к корню уравнения

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = \max_z \left| \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, z)}{dz} \right|. \quad (22)$$

В случае, когда \bar{U} и $\bar{\Omega}$ перпендикулярны (т. е. диск движется „ребром“), $\tilde{\omega}_c$ очевидно, является функцией азимутального угла φ_0 . Уравнение

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = - \frac{d\Psi(\tilde{\omega}, 0)}{d\tilde{\omega}} \quad (23)$$

позволяет получить приближенную оценку $\tilde{\omega}_c$ сверху

$$\tilde{\omega}_c \lesssim \tilde{\omega}_1, \quad (24)$$

где $\tilde{\omega}_1$ — решение (23). Если (23) не имеет решений, то $\tilde{\omega}_c \approx 0$, т. е. почти все облака покидают пределы диска под действием динамического давления межгалактической среды.

4. Поле тяготения галактики и эффективность выметания. Численное решение системы уравнений (16—17) позволяет получить зависимость $\tilde{\omega}_c(\varphi_0)$ при заданных значениях μ_0 , \bar{U} и потенциале $\Psi(\tilde{\omega}, z)$. При расчетах использовался простейший потенциал, представляющий систему ядро—диск—гало, предложенный в работе [13],

$$\Psi = \Psi_N + \Psi_{D+H}, \quad (25)$$

где вклады от ядра, диска и гало равны, соответственно,

$$\Psi_N = M_N (d_N^2 + z^2 + \bar{\omega}^2)^{-1/2}, \quad (26)$$

$$\Psi_{D+H} = (1 - M_N) [1 + 2\alpha(\sqrt{z^2 + h^2} - h) + z^2 + \bar{\omega}^2]^{-1/2}. \quad (27)$$

Значения безразмерных постоянных

$$M_N = 0.07, \quad \alpha = 0.50,$$

$$d_N = 0.07, \quad h = 0.05$$

подбирались в [13] так, чтобы форма кривой вращения

$$\Omega = [M_N (d_N^2 + \bar{\omega}^2)^{-3/2} + (1 - M_N) (1 + \bar{\omega}^2)^{-3/2}]^{1/2} \quad (28)$$

и распределение плотности по z -координате в диске, определяемые $\Psi(\bar{\omega}, z)$, соответствовали кривой вращения и распределению плотности в Галактике. Из тех же соображений были выбраны значения \mathfrak{M} и d :

$$\mathfrak{M} = 2.14 \cdot 10^{11} \mathfrak{M}_\odot, \quad d = 5.2 \text{ кпс},$$

необходимые для перехода к размерным величинам

$$\tau = \frac{t}{1.2 \cdot 10^7 \text{ лет}}, \quad \bar{\omega} = \frac{r}{5.2 \text{ кпс}}, \quad U = \frac{u}{4.2 \cdot 10^7 \text{ см с}^{-1}},$$

$$\mu = e^{11.9} \left(\frac{\sigma}{1.5 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}} \right)^3 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-3}.$$

Траектории облаков, рассчитанные для случая диска, движущегося «плашмя», изображены на рис. 1. Там же показана кривая, определяемая уравнением

$$\mu^{-1/3} U^2 = - \frac{d\Psi(\bar{\omega}, z)}{dz}, \quad (29)$$

которая ограничивает область, где сила притяжения облака к плоскости диска превосходит силу, действующую на него со стороны межгалактической среды. Критерий (22) в данном случае дает $\bar{\omega}_c = 1.69$, что хорошо согласуется с точным значением $\bar{\omega}_c = 1.88$, полученным в результате расчетов. Перепишем (22), перейдя к размерным величинам

$$\frac{\rho_e u^2}{\sigma_0} = K_z^{\text{max}}, \quad (30)$$

где

$$K_c^{\max} \equiv \frac{G\mathfrak{M}}{d^2} \max_z \left| \frac{d\Psi(\omega, z)}{dz} \right|. \quad (31)$$

Заметим, что частным случаем (30) является критерий выметания [2]

$$\rho_* u^2 = 2\pi G\sigma_* z. \quad (32)$$

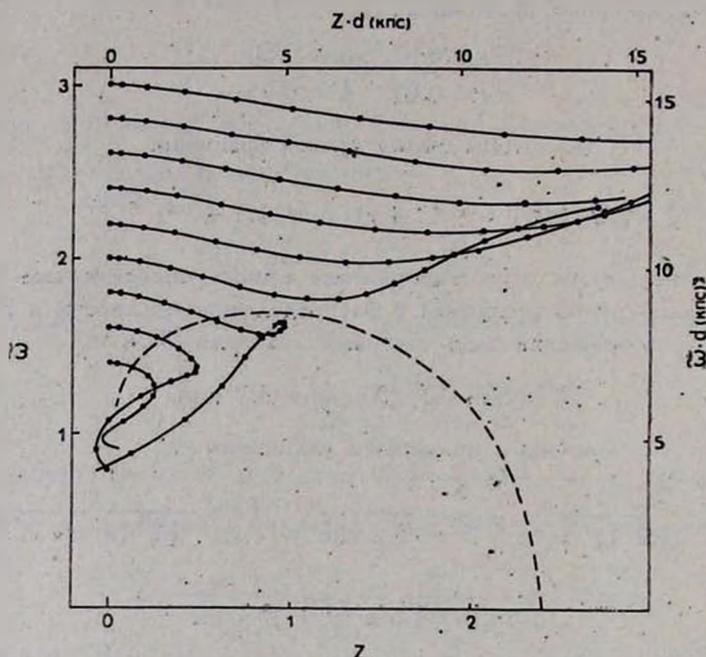


Рис. 1. Трасктории облаков при движении галактики «плазма» (вращение не показано). Промежутки времени между точками $1.1 \cdot 10^7$ лет. $U = 2.4$, $\ln \mu_0 = 11.9$, $a = 0.50$, $h = 0.05$.

Действительно, если потенциал Ψ соответствует распределению плотности в бесконечном плоскопараллельном диске с поверхностной плотностью σ_* , то

$$K_c^{\max} = 2\pi G\sigma_*. \quad (33)$$

Исследуем зависимость радиуса невыметаемой области $\tilde{\omega}_c$ от распределения плотности в направлении, перпендикулярном галактической плоскости. При заданной кривой вращения (т. е. при фиксированных значениях M_N и d_N) распределение плотности в z -направлении определяется параметрами a и h . Нетрудно видеть, что при $a \rightarrow 0$ Ψ_{D+H} описывает распределение плотности, приближающееся к сферически симметричному (см. (27)). Напротив, если $h \rightarrow 0$, $a \rightarrow 1$, то Ψ_{D+H} при-

ближается к потенциалу плоского диска Тумре [14]. В табл. 1 приведены значения ω_c , рассчитанные при различных a и h . Очевидно, выметание менее эффективно в системах с большей степенью концентрации массы к экваториальной плоскости диска.

Таблица 1

a	0.25	0.50	0.50	0.50	0.75
h	0.05	0.25	0.15	0.05	0.05
ω_c	1.77	1.85	1.87	1.83	2.00

Заметим, что движение диска в межгалактической среде должно приводить не только к потере части его газовых облаков, но и к существенному нарушению равновесия внутренних областей газового слоя, не выметаемых динамическим давлением, за время $t \sim t_a$. Действительно, уравнение (16) в случае диска, движущегося «плашмя», допускает интеграл вида

$$\mu\omega^2 \frac{d\varphi}{dt} = \text{const}, \tag{34}$$

т. е. выполняется закон сохранения углового момента и рост массы облаков приводит к уменьшению ω . Возможно, именно вследствие этого эффекта спиральные галактики, принадлежащие ядру скопления в Деве, имеют в среднем меньшие характерные размеры дисков HI, чем спирали, находящиеся вне ядра скопления [15].

На рис. 2 приведены кривые $\omega_c(\varphi_0)$, рассчитанные при различных значениях угла наклона i вектора скорости межгалактической среды \vec{U} по отношению к оси вращения галактики. Следует отметить, что когда диск движется «ребром» ($i = \pi/2$), облака перекрываются, вследствие чего межгалактическая среда не оказывает действия на облака центральных областей газового диска, однако рассмотрение случая $i = \pi/2$, как предельного, представляет определенный интерес. Условие (24) приводит к оценке $\omega_c \lesssim 2.78$, которая, как видно из рис. 2, выполняется при всех φ_0 кроме $\pi/6 < \varphi_0 < \pi/2$. Предполагая, что во внешних частях диска $\tilde{\omega} \simeq \text{const}$, используя (15, 23, 24), получим оценку

$$r_c \lesssim \frac{\sigma_0 v^2}{\rho_0 u^2}, \tag{35}$$

где v — скорость вращения в диске. Поскольку при фиксированной массе галактики скорость вращения v возрастает с увеличением степени концентрации массы к центру диска, выметание облаков более эффективно в системах с меньшей степенью концентрации.

Сравнение площадей невыметаемых областей, ограниченных $\psi_0(\varphi_0)$, при различных углах наклона i , позволяет определить значение i_* , при котором выметание наиболее эффективно. В частном случае, результаты расчетов для которого представлены на рис. 2, $i_* \sim \pi/4$. Заметим, что значение угла наклона i_* существенно зависит от формы потенциала Ψ ; так в случае большей степени концентрации массы к экваториальной плоскости диска ($a = 0.75$, $h = 0.05$) $i_* \sim \pi/2$.

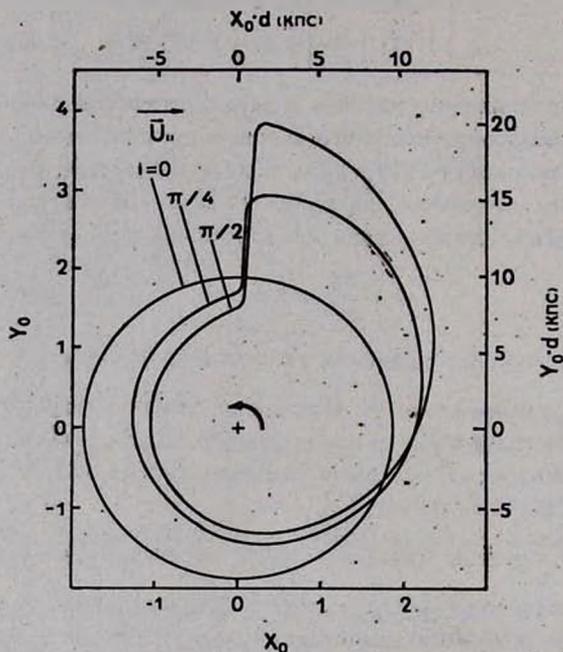


Рис. 2. Границы невыметаемых областей при различных значениях i . Стрелки указывают направление вращения галактики и направление проекции скорости МГС на галактическую плоскость. $U = 2.4$, $\ln \nu_0 = 11.9$, $a = 0.50$, $h = 0.05$.

5. *Заключение и выводы.* Как и предполагалось в разделе 1, процесс выметания межзвездных облаков HI завершается в сравнительно короткое время. Расчеты показали, что, независимо от угла наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, облака покидают галактику за время $t_{sw} \lesssim t_a$ (время ускорения t_a определено в (7)). В этой же шкале времени должно существенно нарушаться динамическое равновесие внутренних областей газового слоя, не выметаемых лобовым давлением. Эффективность выметания падает с увеличением степени концентрации массы к центру галактики. (35) позволяет определить характерный размер невыметаемой области при движении диска «ребром». В случае, когда диск движется «плашмя», эффективность выметания тем

больше, чем меньше звезды концентрируются к галактической плоскости. При движении спиральной галактики типа Млечного пути «плашмя» со скоростью 1000 км/с в центральных областях скопления с плотностью межгалактической среды $n_e \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ могут быть выметены лишь облака с поверхностной плотностью, не превосходящей $4 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$. Заметим, что результаты этой работы можно применить также к движению молекулярных облаков H_2 , однако поскольку поверхностная плотность массы таких облаков порядка 10^{-2} г/см^2 , выметание их из массивных галактик маловероятно. Угол наклона оси вращения диска по отношению к направлению его движения, при котором выметание наиболее эффективно, в общем случае отличен от нуля. В системах с большой концентрацией звезд к галактической плоскости выметание наиболее эффективно при движении галактики «ребром».

Автор благодарен В. Г. Горбачкуму за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

Ленинградский государственный
университет

DYNAMICS OF INTERSTELLAR CLOUDS SWEEPING FROM A ROTATING GALAXY DURING ITS WAY IN INTRACLUSTER MEDIUM

A. G. KRITSUK

The dynamics of interaction between interstellar clouds of a disk-like galaxy and intracluster medium is considered for arbitrary inclination i of rotation axis of galaxy to its velocity. Numerical calculations have shown the time of sweeping of clouds from the disk $t_{sw} \leq t_a$ (where acceleration time t_a is determined by (7)). In the inner regions of a galaxy, where gas clouds are stable against dynamical pressure, significant disturbance of the equilibrium must arise on the same time scale. The efficiency of sweeping diminishes as the mass concentration rate to the galactic centre increases. The value of angle i_* corresponding to the most efficient sweeping depends on the mass concentration rate to the galactic plane and, in general, $i_* \neq 0$. The dynamical sweeping of dense molecular clouds from a massive galaxy ($M \gtrsim 10^{11} M_\odot$) is found to be unlikely.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. M. Lea, J. Silk, E. Kellog, S. Murray*, Ap. J., 184, L105, 1973.
2. *J. E. Gunn, J. R. Gott III*, Ap. J., 176, 1, 1972.
3. *J. Melnick, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 215, 401, 1977.
4. *D. Tytler, N. Vidal*, M. N. RAS, 182, 33P, 1978.
5. *G. R. Gisler*, Ap. J., 228, 385, 1979.
6. *K. Toyama, S. Ikeuchi*, Progr. Theor. Phys., 64, 831, 1980.
7. *А. В. Засов*, Письма АЖ, 4, 487, 1978.
8. *N. Krumm, E. E. Salpeter*, Ap. J., 227, 776, 1979.
9. *P. Chamaraux, C. Balkowski, E. Gerard*, Astron. Astrophys., 83, 38, 1980.
10. *S. van den Bergh*, Ap. J., 206, 883, 1976.
11. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979, стр. 406.
12. *L. L. Cowie, C. F. McKee*, Ap. J., 211, 135, 1977.
13. *M. Clutton-Brock, K. A. Innanen, K. A. Papp*, Astrophys. Space Sci., 47, 299, 1977.
14. *A. Toomre*, Ap. J., 138, 385, 1963.
15. *N. Krumm, E. E. Salpeter*, Ap. J., 228, 64, 1979.