АСТРОФИЗИКА

ТОМ 37 НОЯБРЬ, 1994 ВЫПУСК 4

УДК: 524. 52

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ООРТА АНСАМБЛЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКЕ

Н.СОТНИКОВА, Е.ВОЛКОВ

Поступила 7 сентября 1994
Принята к печати 20 сентября 1994

Разработана численная трехмерная модель для ансамбля молекулярных облаков (МО), движущихся в фиксированном гравитационном потенциале галактики. Данная схема является модификацией широкоизвестной модели Оорта и включает различные процессы коагуляции и фрагментации облаков при парных столкновениях, взаимодействия облаков с диффузной межзвездной средой, а также механизм обратной связи: разрушение облаков на мелкие фрагменты под действием возникающих в них звезд. Построенная модель позволяет исследовать влияние различных параметров как самой галактики, так и ансамбля МО на процесс крупномасштабного звездообразования, связанного с гигантскими молекулярными облаками (ГМО), и на временные изменения глобальной структуры межзвездной среды. Приведен пример расчета эволюции энергетических характеристик ансамбля МО в спиральной галактике.

1. Модель Оорта. Гигантские молекулярные облака — наиболее массивные структуры межзвездной среды в галактиках — являются важнейшим звеном в замкнутом непрерывном процессе динамической и энергетической эволюции межзвездного газа [24]. Один из основных вопросов в этой области — исследование закономерностей временного и пространственного поведения ансамбля МО. Решение такой задачи позволяет объяснить эволюцию крупномасштабных структур межзвездной среды, а также особенности процесса звездообразования.

Наша модель имеет в своей основе широкоизвестный сценарий эволюции ансамбля облаков, впервые предложенный Оортом [36]. Согласно схеме Оорта облака представляются как случайно движущиеся частицы с конечным радиусом (и массой). Наименее массивные из рассматриваемого интервала масс молекулярные облака непрерывно образуются из диффузной межзвездной среды. Облака сталкиваются между собой, сливаются, растет их масса. По достижении после многих столкновений некоторой максимальной массы облака распадаются

в результате рождения в них новых звезд (под действием звездного ветра от ОВ–звезд и вспышек СН). Поток массы, входящий в молекулярную фазу из диффузной среды, проходит (через столкновения и слияния плотных облаков) вдоль всего спектра масс и возвращается назад в диффузную фазу (через звездообразование).

Численная реализация оортовской схемы (и ее модификаций) на практике осуществляется тремя путями. В двух из них используется так называемое однозонное приближение, в котором все рассматриваемые в задаче характеристики, описывающие систему МО, усреднены по пространственным переменным. В третьем — все функции явным образом зависят от пространственных переменных.

Первый подход основан на решении кинетического уравнения для ансамбля молекулярных облаков с соответствующим столкновительным членом. Кинетические уравнения для функций распределения по массам m и скоростям $\vec{v}$ $n(m, \vec{v})$, в каком бы сложном виде они ни записывались (например, [7,38]), являются модельными кинетическими уравнениями, в которых принимается тот или иной вид сечения столкновения. В отсутствии детальных гидродинамических расчетов столкновений облаков применяемые сечения основаны в большей степени на физической правдоподобности и являются крайне неопределенными.

Кинетическое уравнение, столкновительный член которого описывает только процесс слияния облаков при столкновении (вне зависимости от параметров столкновения), называют уравнением коагуляции (или уравнением Смолуховского). Такое уравнение для функции распределения облаков по массам $\varphi(m)$ (или $n(m, \vec{v})$) неоднократно решалось как аналитически, так и численно [11,12,37,49,23,7].

Второй подход базируется на моделировании поведения системы облаков методом Монте–Карло [37,17]. В этом случае система облаков описывается как статистический ансамбль. Любая пара облаков из ансамбля, сталкиваясь с вероятностью, прямо пропорциональной сечению столкновения и относительной скорости, видоизменяет ансамбль. После многих столкновений система приходит к равновесному состоянию.

Третий путь, который, как уже говорилось выше, не использует однозонное приближение, это прямое моделирование столкновений между N–облаками, заключенными в ограниченном пространстве ("ящике") с теми или иными граничными условиями [38] или "погруженными" в гравитационный потенциал галактики (например, [25,51,52,26,30,31,46]).

Заметим, что хотя во всех трех подходах реализуется один и тот же сценарий поведения системы облаков, степень адекватности физических предположений, лежащих в основе схемы Оорта, реальным процессам, происходящим с МО в галактиках, не одинакова для описанных методик и увеличивается в направлении от первого к третьему. Для обоснования этого утверждения достаточно напомнить, что прямое моделирование учитывает пространственную неоднородность распределения облаков. Кроме этого в рамках второго и третьего подходов сечение столкновения может быть задано почти произвольно сложным образом в зависимости от различных характеристик сталкивающихся облаков, в то время как в первом случае сечение должно иметь простую функциональную форму.

Следует также упомянуть и о возможности построения модели поведения ансамбля МО в рамках оортовского сценария с помощью уравнений гидродинамики (см. [7,43,48] и ссылки в этих работах).

Газодинамические расчеты процесса парного столкновения облаков, проводившиеся в последние 10–15 лет, привели к необходимости модификации классической, чисто коагуляционной схемы Оорта. Было показано, что слияния облаков происходят лишь при почти центральных столкновениях, либо при столкновениях с небольшими относительными скоростями. В противном случае столкновение приводит не к коагуляции, а к образованию мелких осколков [19,27,28] или даже к полному разрушению облаков [5,15]. Модель, учитывающая возможность фрагментации облаков при столкновениях, была реализована во многих работах, в которых либо решались соответствующие кинетические уравнения [50,5,7,3], либо осуществлялось моделирование методом Монте–Карло [18,3,20], либо производились прямые расчеты движения и столкновений N–облаков [39,6,33,34,35,46].

Следует отметить, что существуют также другие сценарии образования массивных молекулярных облаков, в основе которых лежит гравитационная неустойчивость или, например, неустойчивость Рэлея–Тейлора (см. [10]). Однако в любом случае физика процессов, описываемых оортовской моделью и ее модификациями, оказывается не такой уж простой, как это считалось раньше [33,46]. Сама же модель представляет интерес для многих астрофизических задач, таких как: определение "равновесного" спектра масс $N(m)$ молекулярных облаков и их распределение по остаточным скоростям $\sigma_n(m)$ [11, 12, 37, 49, 50, 17,18,23,5,7,3,20,38]; расчеты динамики МО в спиральной волне плотности [3,25,51,52,26] и в бароподобном потенциале [6]; моделирование вспышек звездообразования во взаимодействующих галактиках [48,55,34,35,30,31]; исследование нелинейных режимов поведения ансамбля МО ([48] и ссылки в этой работе).

Наша модель основана на методе прямого моделирования движения и столкновений N–облаков молекулярного водорода в потенциале дисковой галактики. Эти облака погружены в очень горячую и протяженную межзвездную среду (фактор заполнения горячей фазы может достигать 50% [41] или даже 80% [29]), с которой эти облака находятся в динамическом равновесии и трением о которую мы пренебрегаем [38,43]. Мы не учитываем и процесс испарения облаков [43]. Влияние магнитного поля на динамику молекулярных облаков также не рассматривается, хотя оно может приводить к многим важным эффектам (см.,например [8]). Рассматриваемый диапазон масс облаков соответствует ГМО: 10^4 – $10^6 M_\odot$. Предполагается, что облака образуются из диффузной среды, которую на рассматриваемых масштабах времен (>10^7 лет) можно считать находящейся в равновесном состоянии. В отличие от большинства моделей, в которых учитывается возможность фрагментации облаков только при нецентральных столкновениях, мы используем в нашей модели более сложный критерий результата столкновений, связанный с величиной отношения кинетической и гравитационной энергий облаков, участвующих в столкновении. Ниже дается детальное описание модели.

2. Описание модели. 2.1. Спектр масс облаков и их внутренняя структура. В модели задается степенной спектр масс: $\varphi(m) \propto m^{-\alpha}$, где $\alpha = 1.5$. Выбранный закон является стандартным "равновесным" решением (и аналитическим и численным) уравнения Смолуховского для классической модели Оорта (например, [11,12,37,23]). Он также воспроизводится в численных экспериментах при прямом моделировании столкновений со слияниями в ансамбле из N–облаков (например, [33]) и хорошо согласуется с наблюдательными данными [4,45].

Начальный ансамбль состоит из 10000 ($= N_{cl}$) облаков. В этом случае полная масса облаков в рассматриваемом интервале масс, соответствующем ГМО ($m_{\min} = 10^4 M_\odot$, $m_{\max} = 10^6 M_\odot$), для принятых значений параметров равна

$$M_{cl} = \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} \varphi(m)\, m\, dm = 10^9 M_\odot \ . \qquad (1)$$

Получаемая величина сравнима с полной массой молекулярного водорода в галактиках. Это означает, что наша модель имеет дело с реальным количеством облаков в выбранном интервале масс и может воспроизводить практически все возможные столкновения между ГМО без привлечения каких–либо поправочных коэффициентов для частоты столкновений, как это делалось, например, в

[6]. Построение начального спектра масс в соответствии с указанным выше законом производится в модели при помощи метода "отказа–отбора" [1].

Облака имеют сферически–симметричную форму. Что касается их внутренней структуры, то мы, предполагая однородность облаков, рассматривали два различных варианта.

1) Средняя плотность облаков считается одной и той же независимо от массы так, что $m_{cl} \propto r_{cl}^3$. Хотя подобное приближение не является достаточно хорошим для описания реальной структуры МО различных масс, оно является стандартным в задачах, связанных с эволюцией ансамбля МО. Радиус облака и его масса связываются следующим соотношением:

$$r_{cl} = 45.9 \left(\frac{50\ cm^{-3}}{n_{H_2}}\right)^{1/3} \left(\frac{m_{cl}}{10^6 M_\odot}\right)^{1/3} \text{пк}. \qquad (2)$$

При $n_{H_2} = 100\ cm^{-3}$ облака в нашей модели имеют размеры от 16 пк до 73 пк.

2) Наблюдения показывают [45], что примерно постоянной величиной является не средняя плотность облака, а его столбцовая плотность. Исходя из этого, Элмигрин [9] ввел в теоретические исследования другое соотношение между радиусом облака и его массой: столбцовая плотность $<\rho_{cl}> r_{cl}$ одна и та же для всех облаков так, что $m_{cl}\ a\ r_{cl}^2$. Таким образом менее массивные облака оказываются более компактными по сравнению со случаем одинаковой средней плотности, что лучше соответствует наблюдениям. Диапазон размеров облаков при $n_{H_2} = 100\ cm^{-3}$ — от 7 пк до 73 пк.

2.2. Методика учета столкновений. Техника подсчета столкновений основана на использовании декартовой сетки, накладываемой на расчетную область. В случае исследования поведения системы облаков "в ящике" — области с отражающими границами — должна использоваться трехмерная сетка. Для исследования временной эволюции ансамбля облаков в спиральной галактике целесообразно использовать двумерную сетку. Размер ячеек сетки определяется таким образом, чтобы в начальный момент на каждую ячейку приходилось в среднем по одной частице. В случае спиральной галактики общее число облаков и размеры галактики таким образом определяют размеры ячейки (около 150 пк). При этом автоматически выполняется условие, что размеры максимального облака меньше размеров ячейки. На каждом временном шаге облака распределяются по столкновительным ячейкам согласно их координатам. Облака в одной и той же

ячейке, а также в соседних могут сталкиваться между собой при условии, что расстояние между их центрами R_{12} меньше суммы их радиусов $r_1 + r_2$. Мы рассматриваем только парные столкновения.

2.3. Критерий слияния облаков. Когда два облака сталкиваются, они могут слиться друг с другом, образуя одно более массивное облако (в классической модели Оорта возможен только такой результат), могут образовать фрагмент (третье облако) или даже полностью разрушиться и рассеяться в межоблачную среду. Детальные гидродинамические расчеты столкновений облаков очень сложны, и до сих пор мало что известно, каким в общем случае будет результат столкновения в зависимости от прицельного параметра, относительной скорости сталкивающихся облаков, отношения их масс и т.д. Именно поэтому в большинстве работ, моделирующих поведение ансамбля молекулярных облаков, принимался простой критерий результата столкновений: либо слияние при любых параметрах столкновения [11,12,37,23,49,17,38,25,26], либо слияние или фрагментация в зависимости от степени проникновения одного облака в другое, но не от скорости сталкивающихся облаков [50,18,5,3,6]. В работах [43, начиная отсюда — SSM], [55, начиная отсюда — VS], [34, начиная отсюда — OK] на основе гидродинамических расчетов [19,15,27,28] введен новый критерий результата столкновений, связанный с величиной отношения кинетической энергии относительного движения облаков к их гравитационной энергии: медленно сближающиеся облака сливаются, при больших скоростях столкновения — разрушаются. В [OK] критерий слияния записывается в следующем виде:

$$\frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{rel}^2 \le \frac{G m_1 m_2}{R_{12}} + \frac{3}{5}\frac{G m_1^2}{r_1} + \frac{3}{5}\frac{G m_2^2}{r_2} \quad . \tag{3}$$

Критерий, который использовался в [SSM] и [VS], практически такой же, но без двух последних членов в правой части неравенства (3), которые описывают гравитационную энергию каждого облака. Эти члены должны скорее входить в условие полного разрушения облаков, а не их слияния. При $m_1 >> m_2$ условие (3) превращается в $m_2 v_{rel}^2/2 \le 3\, G\, m_1^2/5\, r_1$. Отсюда видно, что критерий (3) переоценивает частоту столкновений, заканчивающихся слияниями, по сравнению с условием [SSM] и [VS], увеличивая значение критической скорости, которое разграничивает процессы слияния и фрагментации, в $\sqrt{m_1/m_2}$ раз. Ситуация оказывается качественно схожей и при столкновениях облаков почти одинаковых масс. В этом случае три члена в правой части оказываются сравнимы по величине, и критическое значение относительной скорости увеличивается ~ в $\sqrt{3}$ раз по сравнению с тем, что дает критерий [VS], учитывающий только

энергию связи облаков. При $m_1 = m_2$, $R_{12} = r_1 + r_2$ для облаков с массами 10^4, 10^5, $10^6\ M_\odot$ и для концентрации молекулярного водорода в облаках $50 см^{-3}$ неравенство (3) дает следующие значения критической скорости: 5.4,12 и 25 км/с. Это означает, что для 3–D дисперсии скоростей — 7 км/с и средней массы облаков $10^5\ M_\odot$, принимаемых в [OK], лишь небольшая доля облаков из хвоста распределения по скоростям испытывает столкновения, заканчивающиеся фрагментацией, и картина эволюции всего ансамбля оказывается очень близкой к той, которую дает классическая коагуляционная модель, в которой слияния происходят независимо от скорости сталкивающихся частиц. По этой причине мы используем критерий [VS], т.е. неравенство (3) без двух последних членов:

$$\frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{rel}^2 \le \min(E_1, E_2), \qquad (4)$$

где

$$E_1 = \frac{G m_1 m_2}{R_{12}},$$

$$E_2 = \frac{3}{5}\frac{G(m_1 + m_2)^2}{r_3} - \frac{3}{5}\frac{G m_1^2}{r_1} - \frac{3}{5}\frac{G m_2^2}{r_2}.$$

Величина E_2 является разностью между гравитационной энергией слившегося облака с массой $m_1 + m_2$ и радиусом r_3 и гравитационными энергиями двух первоначальных облаков. Ее появление связано с тем, что поскольку мы не учитываем гравитационное взаимодействие между облаками и соответствующее увеличение относительной скорости их сближения, величина E_1 при случайном тесном сближении (R_{12} мало)становится достаточно большой по сравнению с величиной, стоящей в левой части неравенства (4), что искусственным образом преувеличивает частоту столкновений со слияниями.

При $m_1 = m_2 = m$, $R_{12} = r_1 + r_2 = 2r$ значение критической скорости, разделяющее режим слияния облаков и их фрагментации, равно

$$v_\sigma = 15.4 \left(\frac{m}{10^6 M_\odot}\right)^{1/\beta} \left(\frac{n_{H_2}}{100\ cm^{-3}}\right)^{1/6},$$

где $\beta = 3$ для случая одинаковой для всего спектра масс плотности облаков и $\beta = 4$ для модели с $\rho_{cl} r_{cl} = \text{const}$. В первом случае для $m = 10^4 M_\odot$,

$v_{cr} = 3.3$км/с, для $m = 10^5 M_\odot$ и $m = 10^6 M_\odot - 7.1$км/с и 15.4 км/с соответственно. Для модели с постоянной столбцовой плотностью при $m = 10^4, 10^5, 10^6 M_\odot$, $v_{cr} = 4.9, 8.7, 15.4$ км/с соответственно.

Если выполнено условие слияния (4), то возникает новое облако с массой $m_3 = m_1 + m_2$, которое помещается в центр масс двух первоначальных облаков. Скорость нового облака определяется из закона сохранения импульса. Сталкивающиеся облака m_1 и m_2 исключаются в дальнейшем из рассмотрения.

2.4. *Учет процессов разрушения и образования облаков.* Если неравенство (4) не удовлетворяется, то пересекающиеся части двух сталкивающихся облаков (Δm_1 и Δm_2) образуют фрагмент с массой $m_3 = \Delta m_1 + \Delta m_2$. Скорость нового облака определяется из закона сохранения импульса для пересекающейся части сталкивающихся облаков. Массы первоначальных облаков уменьшаются ($m_1' = m_1 - \Delta m_1$, $m_2' = m_2 - \Delta m_2$), их скорости при этом не изменяются.

Во избежание появления большого числа мелких осколков облака с массами $< 10^4 M_\odot$, образующиеся в процессе фрагментации, рассеиваются в диффузную среду. Для сохранения полной массы облаков M_{cl} вводится источник облаков на левом конце спектра масс ($10^4 M_\odot$). Пространственное распределение и распределение по скоростям облаков, возникающих из диффузной среды, соответствует начальным распределениям для всего ансамбля. Разработанная машинная программа позволяет рассматривать эволюцию ансамбля и с несохраняющейся полной массой.

Ансамбль сталкивающихся и сливающихся облаков представляет собой типичную диссипативную систему. В результате неупругих столкновений кинетическая энергия относительного движения облаков переходит во внутреннюю энергию газа в облаках и, в конечном счете, в излучение. Из закона сохранения импульса следует, что кинетическая энергия слившегося облака меньше суммы кинетических энергий составивших его облаков:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} - \frac{(m_1 + m_2) v_3^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{rel}^2, \qquad (5)$$

где $\vec{v}_{rel} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$. Таким образом кинетическая энергия системы облаков уменьшается с каждым актом коагуляции.

При столкновениях с фрагментацией диссипация кинетической энергии относительного движения происходит только в пересекающейся части облаков:

$$\Delta E_{-} = \frac{1}{2}\frac{\Delta m_1 \Delta m_2}{\Delta m_1 + \Delta m_2} v_{rel}^2 . \quad (6)$$

В среднем эти потери меньше, чем при столкновениях со слиянием [42,46], и охлаждение всего ансамбля в модели с фрагментацией происходит медленнее, чем в чисто коагуляционной модели.

Наша схема включает также механизм развала облаков на более мелкие за счет звездообразовательной активности. Если не предусмотреть в модели механизм обратной связи, то весь ансамбль МО, являющийся по своей природе диссипативной системой, будет охлаждаться (при этом средняя дисперсия скоростей уменьшается), а средняя масса облаков (за счет возрастающей роли столкновений со слиянием) будет увеличиваться.

Из наблюдений следует, что молекулярные облака в галактиках являются местами активного звездообразования. Считается, что основными объектами, в которых зарождаются звездные ассоциации и скопления, являются наиболее массивные из МО ($\sim 10^6 M_\odot$), хотя звездообразование может происходить и в облаках меньших масс. Наблюдения показывают, что отдельные облака (фрагменты) с массами больше указанной практически не наблюдаются (см.,например, [40]). В связи с этими соображениями в модели Оорта обычно принимается следующее: при достижении облаком (за счет многократных слияний) некоторой максимальной массы m_{cr} (значение которой мы принимаем равной максимальной массе m_{max} , в начальном спектре масс — $10^6 M_\odot$) оно разваливается на мелкие фрагменты с массой $m_{min} = 10^4 M_\odot$. Такая процедура имитирует два процесса: уход массы в диффузную фазу в результате звездообразования и ее обратный приход в молекулярную фазу в виде самых маломассивных МО из рассматриваемого интервала масс. В некоторых моделях масса разваливающихся ГМО распределяется по всему диапазону масс (но с более крутым спектром, чем изначальный — см.,например, [3]). Потери массы на звездообразование мы не учитываем.

Время развала облака под действием звездообразовательной активности t_{sf} является параметром модели. В классической схеме Оорта [11,12,37] $t_{sf} = 0$ — мгновенное разрушение облака при достижении им критической массы. Параметр t_{sf} является одним из важнейших параметров модели и, по–видимому, управляет переходом системы МО к нелинейному режиму поведения [48,55]. В нашей модели значение t_{sf} ($10^7 \div 10^8$ лет) считается независящим от массы облака (в отличие от [25,26,34,35]).

Когда массивное облако (m_{disr}) разваливается на n фрагментов ($n = m_{disr}/m_{min}$) , то эти фрагменты распределяются случайным образом по

поверхности некоторой сферы вокруг изначального облака так, чтобы избежать случайных наложений мелких облаков.

Направленная скорость каждого фрагмента остается такой же, как и у первоначального облака $\vec{v}_{disr}$. Помимо направленной скорости мелким осколкам приписывается небольшая скорость в направлении от центра "родительского" облака. Расхождение фрагментов от центра облака со скоростью σ_v (6÷14км/с) за один шаг (примерно $9\text{x}10^5$ лет) сравнимо с размером облака ($r_{\min} = 3.5 \div 8$ пк), и это позволяет избежать немедленного слияния образовавшихся осколков.

Из закона сохранения импульса $\sum_{j=1}^{n} m_{\min} \vec{v}_j = m_{disr} \vec{v}_{disr}$ следует, что при каждом акте развала массивного облака в систему поступает дополнительная энергия:

$$\Delta E_+ = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{n} m_{\min} v_j^2 - \frac{1}{2} m_{disr} v_{disr}^2 = \frac{1}{2} m_{disr} \sigma_v^2 ,$$

что компенсирует потери энергии при неупругих столкновениях МО (5) и (6). Другой возможный механизм нагрева системы ГМО — вязкая диссипация механической энергии дифференциально вращающихся облаков за счет упругих гравитационных взаимодействий [13,54,21,14] — в нашей модели не может быть рассмотрен.

3. Пример расчета с использованием описываемой модели. В качестве примера использования описанной выше модели и разработанного на ее основе машинного кода в этой статье мы приведем результаты расчета эволюции энергетических характеристик ансамбля ГМО в спиральной галактике.

Облака при их движении в гравитационном поле галактики рассматриваются как пробные частицы, т.е. их взаимное гравитационное притяжение не принимается во внимание. При таком подходе не учитывается образование массивных облаков за счет локальной гравитационной неустойчивости в газе облаков при случайных флуктуациях плотности. Оно возможно лишь путем последовательного "слипания" более мелких облаков при их столкновениях (как в стандартной модели Оорта [36]). Частицы, представляющие газовые облака, первоначально находятся на круговых орбитах в диске галактики. Для гравитационного потенциала галактики выбрана модель Мийамото–Нагаи [32]:

$$\Phi_{gal}(R, z) = -\frac{G M_o}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}} , \qquad (7)$$

где $R^2 = x^2 + y^2$.

В зависимости от выбора параметров a и b Φ_{gal} может представлять потенциал как бесконечно тонкого диска, так и сферически–симметричной конфигурации. При $b/a \simeq 0.2$ распределение кривых равной плотности, соответствующей потенциалу Φ_{gal}, качественно очень похоже на распределение изофот у дисковых галактик. Параметр a связан с радиусом R_m, на котором круговая скорость вращения достигает максимума. Как было показано в [2] $R_m \simeq 5 - 6$ кпк и практически не зависит от типа галактики. Нет систематической зависимости R_m и от светимости галактики. В нашей модели галактика имеет массу $2 \times 10^{11} M_\odot$ внутри диска с радиусом $R_{gal} = 16$ кпк и полутолщиной $|z_{gal}| = 0.1 R_{gal}$. Масса M_o, которая соответствует потенциалу (7), равна $2.605 \times 10^{11} M_\odot$.

Пространственное распределение облаков в начальный момент времени является плоским и выбирается следующим. В кольце с внутренним радиусом $R_{in} = 4$ кпк и внешним $R_{out} = 8$ кпк поверхностная плотность облаков принимается постоянной, а в области внутри 4 кпк — распределенной по экспоненциальному закону. Каждому облаку в первоначальный момент придается дополнительная (остаточная) скорость в случайном направлении. Закон распределения трехмерных остаточных скоростей — нормальный. Диапазон возможных значений σ_v (трехмерная дисперсия остаточных скоростей) — от 6 км/с до 14 км/с (например, [47]). Система облаков в течение 400 Млет приспосабливается к потенциалу галактики, при этом столкновения между облаками не принимаются во внимание. Вследствие заданного теплового разброса скоростей облака, первоначально распределенные в плоскости диска, "расплываются" вдоль оси z. Плотность газа в облаках равна $50\ H_2\ см^{-3}$. Вычисления проводились для временного интервала 600 Млет.

Для исследования энергетики ансамбля ГМО были рассчитаны четыре варианта, включающие учет различных процессов, происходящих с облаками. В двух из них учитываются как процессы коагуляции, так и фрагментации облаков в соответствии с критерием (4). Различие между ними в том, что в первом (CFS), в отличие от второго (CFN), учтен процесс рождения новых наименее массивных облаков. Сценарий CFN используется как тестовый пример, в котором энергетика ансамбля не испытывает влияния посторонних источников. Характерной особенностью этого варианта является также то, что полная масса облаков не сохраняется.

Третий и четвертый сценарии включены в качестве двух крайних случаев. Один из них (TC) соответствует классической модели Оорта, в которой облака сливаются при столкновении независимо от их масс и скоростей. Другой сценарий (PC) отличается от CFS отсутствием фрагментаций: когда относительные скорости сталкивающихся облаков достаточно велики и нарушается критерий (4), два облака просто проходят по своим траекториям в галактике без каких-либо последствий.

Детальное исследование построенной модели выявило новый эффект, касающийся общей энергетики ансамбля МО. Было найдено, что диссипативный характер взаимодействия облаков друг с другом не всегда автоматически приводит к заключению об остывании ансамбля при многократных слияниях МО [46]. При некоторых режимах коагуляции облаков их дисперсия скоростей, будучи первоначально независимой от их массы, эволюционирует не в сторону установления равнораспределения по энергиям (см. [37,17,18,38]), а сохраняет эту независимость в течение нескольких оборотов галактики, и именно такое распределение следует из наблюдений [47]. Выявленный эффект "неостывания" может играть существенную роль в глобальной энергетике ансамбля МО и оказывать влияние на процесс звездообразования.

Действие указанного эффекта проиллюстрировано на рис. 1.

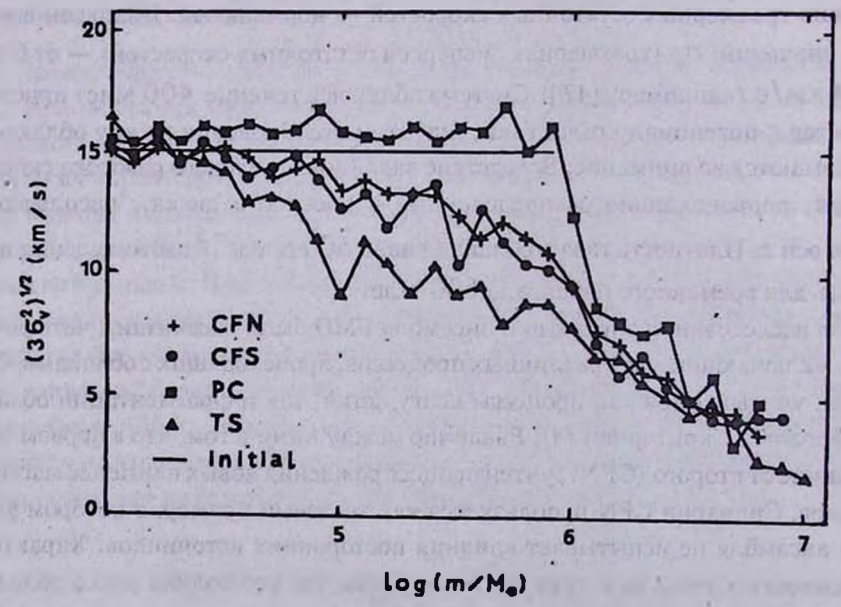

Рис 1. Конечные распределения дисперсии скоростей облаков для различных моделей. Начальное распределение показано сплошной линией.

Приведены результаты расчетов для начального значения дисперсии облаков 15 км/с. Как видно из рисунка, для модели РС, в которой обсуждаемый эффект "неостывания" максимально проявляется, существует интервал масс, где дисперсия скоростей практически не зависит от массы облака на момент окончания расчета и только за пределами этого интервала дисперсия убывает. Граничное значение, разделяющее различные режимы поведения дисперсии, зависит от начального значения дисперсии облаков. Для начального значения 7.5км/с соответствующее значение массы около $2 \times 10^5 M_\odot$, а для 15км/с — около $10^6 M_\odot$.

Динамическое поведение ансамбля ГМО в целом может быть проиллюстрировано изменением функции распределения остаточных скоростей облаков со временем (см.рис. 2).

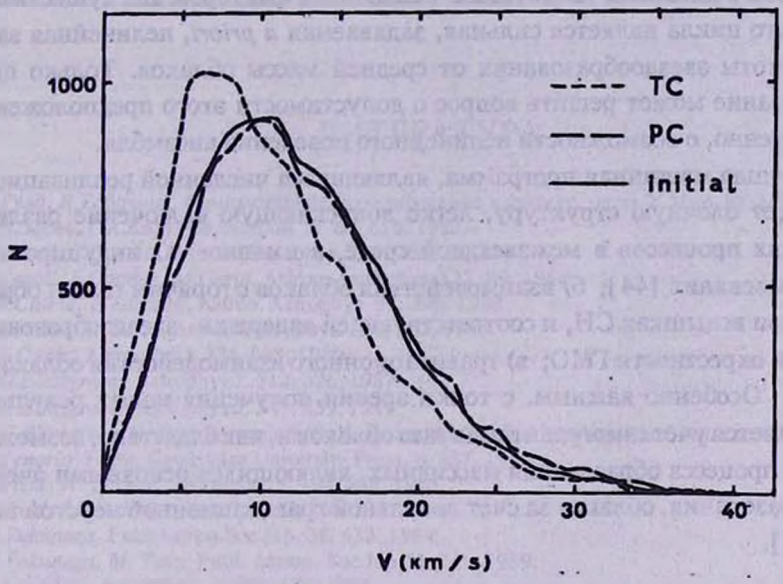

Рис 2. Изменение функции распределения относительных скоростей облаков со временем.

Сплошная линия соответствует начальному нормальному распределению с дисперсией 15 км/с. Конечные распределения для моделей РС и ТС приведены на рисунке соответственно длинной и короткой штриховыми линиями. При этом распределения скоростей для двух моделей даны для различных конечных значений времени ($t_{TC} = 97$ Млет, $t_{PC} = 800$ Млет), но для одинаковых конечных значений числа облаков в ансамбле. Таким образом, в обоих случаях про-

изошло одинаковое количество столкновений, окончившихся слиянием. Распределения перенормированы на начальное количество облаков $N = 10000$. Как видно из рисунка, для классической коагуляционной модели (TC) ансамбль облаков эффективно остывает. Но в модели PC начальное значение дисперсии для ансамбля со временем практически не изменилось, что наглядно демонстрирует действие эффекта "неостывания" системы облаков.

4. Заключение. Разработанная модель может быть использована для широкого круга задач, связанных с физикой межзвездной среды в спиральных галактиках. Укажем на некоторые из них. Данную модель целесообразно применить для изучения условий нелинейного поведения системы МО типа предельного цикла [48]. С таким режимом поведения, найденным при решении гидродинамических уравнений для ансамбля молекулярных облаков, связываются вспышки звездообразования в дисковых галактиках. Решающим фактором для существования предельного цикла является сильная, задаваемая *a priori*, нелинейная зависимость частоты звездообразования от средней массы облаков. Только прямое моделирование может решить вопрос о допустимости этого предположения и, соответственно, о возможности нелинейного поведения ансамбля.

Написанная машинная программа, являющаяся численной реализацией модели, имеет блочную структуру, легко допускающую включение различных физических процессов в межзвездной среде, а именно: а) индуцированного звездообразования [44]; б) взаимодействия облаков с горячим газом, образующимся при вспышках СН, и соответствующей задержки звездообразования в локальной окрестности ГМО; в) гравитационного взаимодействия облаков друг с другом. Особенно важным, с точки зрения получения новых результатов, представляется учет самогравитации газа облаков и, как следствие, возможность описания процесса образования массивных, являющихся основными ячейками звездообразования, облаков за счет локальной гравитационной неустойчивости [16,22,53].

Санкт–Петербургский Государственный университет,
Россия

MODIFIED OORT MODEL FOR THE MOLECULAR CLOUDS ENSEMBLE IN DISK GALAXY

N.SOTNIKOVA, E.VOLKOV

We have developed a 3-dimensional numerical model for the molecular clouds ensemble embedded in a fixed gravitational potential of a galaxy. Our scheme is a modification of the widely known Oort model and includes processes of coagulation and fragmentation of the clouds during collisions, interaction of the clouds with diffuse interstellar matter, and also the feedback mechanism: cloud destruction to small fragment as the effect of the new born stars. The model constructed makes it possible to investigate the influence of the galaxy parameters and the molecular clouds ensemble characteristics on the large scale star formation process and the structure variations of the interstellar matter. The results of the numerical calculations of the energy characteristics evolution of the molecular clouds ensemble in a spiral galaxy are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Х.Гулд, Я.Тобочник*, Компьютерное моделирование в физике, часть 2, Мир, М.,1990.
2. *А.В.Засов, Г.А.Кязумов*, Астрон. ж. 60, 656, 1983.
3. *F.Casoli, F.Combes*, Astron. Astrophys. 110, 287, 1982.
4. *F.Casoli, F.Combes, M.Gerin*, Astron. Astrophys. 133, 99, 1984.
5. *J.P.Chieze, B.Lazareff*, Astron. Astrophys. 91, 290, 1980.
6. *F.Combes, M.Gerin*, Astron. Astrophys. 150, 327, 1985.
7. *L.L.Cowie*, Astrophys.J. 236, 868, 1980.
8. *B.G.Elmegreen*, Astrophys.J. 312, 626, 1987.
9. *B.G.Elmegreen*, Astrophys.J. 347, 859, 1989.
10. *B.G.Elmegreen*, in: Star Formation, Galaxies and Interstellar Medium,eds.*J.Franco, F.Ferrini, G.Tenorio-Tagle*, Cambridge University Press, p. 337, 1993.
11. *G.Field, W. Saslaw*, Astrophys. J. 142, 583, 1965.
12. *G.Field, J.Hutchings*, Astrophys.J. 153, 737, 1968.
13. *M.Fukunaga*, Publ.Astron.Soc.Jap. 36, 433, 1984.
14. *M.Fukunaga, M. Tosa*, Publ. Astron. Soc.Jap.41, 241, 1989.
15. *D.L.Gilden*, Astrophys. J. 279, 335, 1984.
16. *P.Goldreich, D. Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 130, 124, 1965.
17. *M.J.Handbury, S.Simons, I.P.Williams*, Astron. Astrophys. 61, 443, 1977.
18. *M.J.Handbury, S.Simons, I.P.Williams*, Astron. Astrophys. 77, 152, 1977.
19. *M.A.Hausman*, Astrophys.J. 245, 72, 1981.
20. *M.A.Hausman*, Astrophys.J. 261, 532, 1982.
21. *C.J.Jog, J.P.Ostriker*, Astrophys.J. 328, 404, 1988.
22. *W.H.Julian, A.Toomre*, Astrophys.J. 146, 810, 1966.
23. *J.Kwan*, Astrophys.J. 229, 567, 1979.
24. *J.Kwan*, in: Molekular Clouds in the Milkey Way and External Galaxies, eds. *R.L.Dickman, R.L.Snell, J.S.Young*, Springer-Verlag, p. 281, 1988.

25. *J.Kwan*, Valdes, Astrophys.J. 271, 604, 1983.
26. *J.Kwan*, Valdes, Astrophys.J. 315, 92, 1987.
27. *J.C.Lattanzio, J.J.Monaghan, H.Pongracic, M.P.Schwarz*, Mon. Notic. Roy. Astrophys. Soc. 215, 125, 1985.
28. *J.C.Lattanzio, R.N.Henriksen*, Mon.Notic.Roy.Astrophys.Soc. 232, 565, 1988.
29. *C.F.McKee, J.P.Ostriker*, Astrophys.J. 217, 148, 1977.
30. *J.C.Mihos, D.D.Richstone, G.D.Bothun*, Astrophys.J. 377, 72, 1991.
31. *J.C.Mihos, D.D.Richstone, G.D.Bothun*, Astrophys.J. 400, 153, 1992.
32. *M.Miyamoto, R.Nagai*, Publ.Astron.Soc.Jap. 27, 533, 1975.
33. *T.Nozakura*, Mon.Notic.Roy.Astrophys.Soc. 243, 543, 1990.
34. *K.M.Olson, J.Kwan*, Astrophys.J. 349, 480 (OK), 1990.
35. *K.M.Olson, J.Kwan*, Astrophys.J. 361, 426, 1990.
36. *J.H.Oort*, Bull.Astron.Inst.Neth. 12, 177, 1954.
37. *M.V.Penston, V.A.Munday, D.J.Strickland, M.J.Penston*, Mon. Notic. Roy. Astron.Soc. 142, 355, 1969.
38. *W.A.Pumphrey, J.M.Scalo*, Astrophys.J. 269, 531, 1983.
39. *W.A.Pumphrey, J.M.Scalo*, 1984 (неопубликовано)
40. *D.B.Sanders, N.Z.Scoville, P.M.Solomon*, Astrophys.J. 289, 373, 1985.
41. *J.M.Scalo*, in: Protostars and Planets II, eds. D.C.Black, M.S.Matthews, University of Arizona Press, Tucson, p. 201, 1985.
42. *J.M.Scalo, W.A.Pumphrey*, Astrophys.J. 258, L29, 1982.
43. *J.M.Scalo, C.Struck-Marcell*, Astrophys.J. 276, 60 (SSM), 1984.
44. *P.T.Seiden, H.Gerola*, Fund.Cosmic Phys. 7, 241, 1982.
45. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barrett, A.Yahil*, Astrophys.J. 319, 730, 1987.
46. *N.Sotnikova, E.Volkov*, Astron. Astrophys. 1994 (в печати)
47. *A.A.Stark, J.Brand*, Astrophys.J. 339, 763, 1989.
48. *C.Struck-Marcell, J.M.Scalo*, Astrophys.J.Suppl. 64, 39, 1987.
49. *L.G.Taff, M.P.Savedoff*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc. 160, 89, 1972.
50. *L.G.Taff, M.P.Savedoff*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.164, 357, 1973.
51. *K.Tomisaka*, Publ.Astron.Soc.Jap. 36, 457, 1984.
52. *K.Tomisaka*, Publ.Astron.Soc.Jap. 38, 95, 1986.
53. *A.Toomre*, ARA&A 15, 437, 1977.
54. *M.Tosa, M.Fukunaga*, Publ.Astron.Soc.Jap. 38, 335, 1986.
55. *E.C.Vazquez, J.M.Scalo*, Astrophys.J. 343, 644 (VS), 1989.