

УДК 524.52-54

С. Б. Виноградов¹, П. П. Берцик^{1, 2}

¹ Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27, e-mail: vin@tao.kiev.ua }

² Astronomisches Rechen-Institut Zentrum für Astronomie Univ. Heidelberg
Monchhofstrasse 12-14, 69120 Heidelberg, Germany e-mail: berczik@ari.uni-heidelberg.de

Исследование гравитационной фрагментации сталкивающихся молекулярных облаков

Исследуется механизм внутренней столкновительной фрагментации гигантских молекулярных облаков. Из наблюдений известно, что гигантские молекулярные облака представляют собой комплексную динамическую систему сгустков, погруженных в разреженную оболочку. В качестве основного механизма фрагментации облаков предлагается парное столкновение таких «протооблаков». Для численного моделирования трехмерных газодинамических процессов использован метод SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics). Детально исследовано столкновение двух идентичных протооблаков при разных значениях начального прицельного параметра β . Показано, что при всех значениях β происходит интенсивный процесс фрагментации среды. Полученные спектры масс образующихся фрагментов зависят от значения задаваемого β и хорошо согласуются с наблюдаемым в нашей Галактике распределением молекулярных облаков по массам.

ДОСЛІДЖЕННЯ ГРАВІТАЦІЙНОЇ ФРАГМЕНТАЦІЇ МОЛЕКУЛЯРНИХ ХМАР, ЩО СТИКАЮТЬСЯ, Виноградов С. Б., Берцик П. П. — Досліджується механізм внутрішньої фрагментації внаслідок зіткнень у гігантських молекулярних хмарах. Із спостережень відомо, що гігантські молекулярні хмари є комплексними динамічними системами згущень, занурених у розріджену оболонку. Як головний механізм фрагментації хмар запропоновано парне зіткнення цих «протохмар». Для числового моделювання тривимірних газодинамічних процесів використано метод SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics). Детально досліджено зіткнення двох ідентичних протохмар при різних значеннях початкового прицільного параметра β . Показано, що при всіх значеннях β відбувається інтенсивна фрагментація середовища. Отримані спектри мас утворених фрагментів залежать від значення β та добре узгоджуються із спостережуваним розподілом молекулярних хмар по масах у нашій Галактиці.

THE STUDY OF THE GRAVITATIONAL FRAGMENTATION OF COLLIDING MOLECULAR CLOUDS, by Vinogradov S. B., Berczik P. P. — The mechanism of internal collisional fragmentation inside the Giant Molecular Clouds (GMC) is studied. It is known from observations that the GMC are a complex dynamical system of smaller condensations embedded in tenuous

medium. Paired collisions of such “protoclouds” are considered as the basic mechanism determining the medium fragmentation and mass spectrum for the generated fragments. We used the SPH method for the simulation of 3D gas-dynamics processes. The process of collision of two identical “protoclouds” is considered in detail. We studied some variants of collisions for a wide range of initial impact parameter β . Our simulations showed that intensive gas fragmentation takes place in the system for all β . The yielded mass spectra depend on an assigned value of β and, in chosen range of impact parameter, are in good agreement with observational data for our Galaxy.

ВВЕДЕНИЕ

Около половины массы всего газа в Галактике сосредоточено в гигантских молекулярных облаках (ГМО) с характерными размерами в десятки парсек, массами 10^5 – $10^6 M_{\odot}$ и температурой $T \leq 20$ К [3, 40, 18]. Средняя концентрация вещества в них составляет 100 – 1000 см^{-3} , а в отдельных областях достигает 10^6 см^{-3} . В Галактике насчитывается около 4000 таких объектов, причем они явно концентрируются к галактической плоскости, и в большей степени, чем остальной межзвездный газ. Установленная связь ГМО с ИК-источниками, источниками мазерного излучения, компактными зонами H II, звездами типа T Tau, объектами Хербига-Аро, O-ассоциациями и т. п. говорит о протекающем звездообразовании в них в нашу эпоху.

Радионаблюдения в линиях ^{13}CO , ^{12}CO , CS и др. показывают явную фрагментарную (клочковатую) структуру молекулярных облаков во всех масштабах, вплоть до долей парсека. ГМО в действительности представляют собой комплексы более мелких и плотных молекулярных сгущений — облачков с типичными массами 10^3 – $10^4 M_{\odot}$ и размерами в несколько парсек на общем фоне непрерывной и более разреженной газовой среды. В этих облачках, в свою очередь, выделяются еще более компактные ядра (cores) с массами в несколько солнечных и размерами менее парсека [40]. Хорошим примером таких облачных комплексов могут служить известные облака ρ Oph [39], M17 SW [46] и комплекс в Тельце [1].

Кроме того, внутри ГМО имеются хаотические турбулентные движения как всего разреженного газа, так и отдельных облачков в нем, причем данные многочисленных наблюдений говорят о явной корреляции между дисперсией скоростей σ и размерами рассматриваемой области L . Эта зависимость носит степенной характер $\sigma \propto L^{0.38}$ [28], где под σ подразумевается полное трехмерное среднее квадратичное отклонение скорости всех внутренних движений, а именно — крупномасштабных движений газа, мелкомасштабных, определяемых по доплеровскому уширению линий, и тепловых движений. Последние дают заметный вклад только в самых небольших областях, где дисперсия скоростей малая (для облака H₂ при температуре 10 К средняя квадратичная скорость тепловых движений составляет 0.32 км/с).

Обнаруженная зависимость очень сходна с колмогоровским распределением дисперсии скоростей при субзвуковой турбулентности ($\sigma \propto L^{0.33}$), и возможно, что все наблюдаемые хаотические движения в межзвездной среде являются частью единой иерархии межзвездной турбулентности.

Обычно ГМО содержат в себе десятки сгущений с характерными массами порядка 10^3 – $10^4 M_{\odot}$ [16]. Хаотически двигаясь со сверхзвуковыми скоростями, они могут сталкиваться между собой, и многие исследователи считают такие столкновения основным механизмом фрагментации МЗС и формирования начальной функции масс протозвездных конденсаций.

Важно также отметить, что молекулярные облака и сгущения разных масс от $10^{-4} M_{\odot}$ до $10^4 M_{\odot}$ имеют практически одинаковый спектр масс

[26], что может свидетельствовать о столкновениях как об общем механизме формирования как самих молекулярных облаков внутри ГМО, так и более мелких фрагментов внутри них.

Поэтому межоблачные столкновения представляют большой интерес для исследования, в т. ч. и для численного моделирования. Ранее уже изучались разные парные (облако-облако) изотермические столкновения одинаковых вращающихся облаков [29], невращающихся облаков с разными массами [30] и столкновения одинаковых облаков с учетом охлаждения и нагрева вещества [33, 38].

Моделирование с применением большого числа частиц (10^5 – 10^6) требует значительных вычислительных затрат, вследствие чего они проводятся без интегрирования уравнения энергии, но с баротропическим уравнением состояния $p = p(\rho)$ [9], либо просто в изотермическом приближении [20].

В работах [38] и [9] рассматриваются комплексы из 48 одинаковых облачков в первом случае и 1000 — во втором. Хотя, как отмечено в работе [20], даже в таком богатом комплексе основная доля межоблачных столкновений приходится все-таки на парные.

Большинство подобных работ проводилось без количественного анализа фрагментации среды. Так массы имеющихся фрагментов оцениваются только в работах [9] и [20]. В последней приводится еще и качественный анализ сформировавшейся функции масс. Фрагменты же определяются как некие цельные сферические и без какой-либо внутренней структуры «липкие» или «впитывающие» частицы (sink particles) [4].

Как показали численные расчеты для коллапса облака с некоторым профилем плотности [27] и недавние детальные расчеты эволюции сферически-симметричного облака с учетом переноса излучения и диссоциации H_2 , доведенные до формирования протозвезды [34], начальные стадии коллапса, когда концентрация еще не превышает т. н. «предела прозрачности» $2.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, протекают почти изотермически, так как гравитационная энергия практически целиком высвечивается в ИК-диапазоне. Поэтому ниже мы провели моделирование методом сглаженной гидродинамики нескольких вариантов сверхзвукового столкновения двух идентичных молекулярных облаков в изотермическом приближении и с более подробным анализом фрагментации. Для выделения из общей среды фрагментов мы применили метод, в котором взят за основу хорошо известный FOF-алгоритм («friends-of-friends»).

МЕТОД

Гидродинамика. Для моделирования газовой среды мы использовали метод сглаженной гидродинамики частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics — SPH), который первоначально был независимо предложен в работах [32] и [21].

Идея SPH-метода базируется на двух принципах: оценки физических величин методом Монте-Карло и интерполяции этих значений с помощью специально выбранного интерполяционно-сглаживающего ядра. SPH — полностью лагранжевый метод. Будучи одним из вариантов метода частиц, он не требует введения сеток и вычисления конечных разностей для решения уравнений движения, а в комбинации с TREE-алгоритмом [13, 22] или специальным аппаратным обеспечением GRAPE позволяет обходиться без них и при вычислении гравитационной силы. Благодаря этому SPH не накладывает никаких ограничений ни на симметрию задачи, ни на допустимые пределы изменения динамических параметров, благодаря чему отлично подходит для решения самых разнообразных трехмерных задач астрофизики.

От более раннего метода N тел метод SPH отличается тем, что моделируемая среда представляется не системой материальных точек, характеризующихся только положением в пространстве, импульсом, моментом

импульса и энергией, а «расплывчатыми» частицами, в точках расположения которых определяются параметры среды путем интерполяции их значений в ближних окрестностях. Частично перекрываясь, SPH-частицы дают свои вклады в локальные гидродинамические свойства той или иной области.

Сглаженное значение какого-либо физического параметра в точке с радиусом-вектором \mathbf{r} определяется как

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int f(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' \approx \sum_{j=1}^N m_j \frac{f(\mathbf{r}_j)}{\rho_j} W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_i), \quad (1)$$

где интеграл берется по всему объему, а суммирование проводится по всем N частицам, h — длина гидродинамического сглаживания, $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)$ — интерполяционно-сглаживающее ядро.

Одним из главных достоинств SPH является его чрезвычайная гибкость, обеспечиваемая простотой замены ядра (что равносильно смене конечно-разностной схемы), разнообразием вариантов симметризации уравнений SPH, использованием разных видов искусственной вязкости, выборе метода определения длины сглаживания и т. п., а также тем, что он позволяет обходиться без конечных разностей и при вычислении градиентов, вместо чего интересующая физическая величина сглаживается аналогично (1), но только с продифференцированным ядром. За более детальным описанием метода можно обратиться к работам [2, 5, 6, 8, 14, 22, 24, 31, 35, 36, 43, 45, 48].

Являясь гидродинамической надстройкой над моделью N тел, SPH может естественным образом включать его в себя как одну из частей для моделирования бесстолкновительных компонентов (например звезд или темной материи). Для вычисления самогравитации в SPH прибегают либо к сеточным методам решения уравнения Пуассона, либо к TREE-алгоритму [22], либо непосредственно суммируют попарные взаимодействия при помощи, например, специального аппаратного обеспечения GRAPE. SPH также легко комбинируется с различными алгоритмами звездообразования, возвратом вещества и химическим обогащением окружающей среды (feedback) при взрывах Сверхновых (SN feedback), за счет планетарных туманностей (PN feedback), звездного ветра (SW feedback) и т. п. [5, 7, 14, 44].

В качестве рабочей программы нами была использована параллельная версия свободно распространяемого SPH-кода GADGET version 1.1 (<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget>) [43].

GADGET (GALaxies with Dark matter and Gas intERacT) предназначен для численного SPH/ N -body-моделирования как отдельных самогравитирующих систем, так и космологического моделирования в сопутствующих координатах (с/без периодическими граничными условиями). Дистрибутив GADGET содержит две версии кода — серийную, для работы на одном процессоре, и параллельную — для суперкомпьютеров с единой распределяемой памятью или многопроцессорных кластеров с разделяемой памятью. Программа написана на ANSI C и использует стандартную библиотеку MPI (Message Passing Interface) для параллелизации.

Гидродинамические поля в GADGET сглаживаются кубическим сплайновым ядром [36], при котором интерполяционные ошибки пропорциональны $O(h^2)$. Применяется полностью адаптивное сглаживание гидродинамических полей, так что для каждой частицы число ее соседей N_b , находящихся внутри сферы радиуса h и влияющих на локальные свойства среды, всегда удерживается постоянным в серийной версии кода и примерно постоянным — в параллельной.

Для адекватного представления ударных фронтов и предотвращения взаимопроникновения частиц используется «сдвигостойчивая» модификация общепринятой искусственной вязкости Монагана [31, 35, 48].

Уравнения движения интегрируются по схеме с перешагиванием (leap

frog) с явным вычислением на шаге предсказания в сочетании с алгоритмом индивидуальных временных шагов [2, 24]. Индивидуальные временные шаги для всех типов частиц определяются как

$$\Delta t_1 = \alpha_{\text{coll}} / |\mathbf{a}_i|, \quad (2)$$

а для газовых частиц дополнительно определяется аналог курантовского шага:

$$\Delta t_2 = \frac{\alpha_c h_i}{h_i |(\nabla \mathbf{v})_i| + \max(c_i, |v_i|) \cdot (1 + 0.6 \alpha_{\text{visc}})}, \quad (3)$$

и берется наименьший из них. Здесь \mathbf{a} — ускорение, α_{coll} — размерный коэффициент точности [43], α_c — аналог курантовского множителя, α_{visc} — коэффициент искусственной вязкости, c — скорость звука. Временной шаг ограничивается сверху и снизу предельными значениями Δt_{max} и Δt_{min} .

Гравитационную силу мы вычисляли с помощью заложенного в GADGET TREE-алгоритма [13, 22]. Для каждого типа частиц строится свое восьмеричное дерево, а для газовых частиц оно используется еще и для поиска ближайших соседей. Гравитационный потенциал удаленной группы частиц раскладывается по мультиполям до квадрупольного момента включительно. В качестве критерия мультипольного разложения мы использовали предложенный в [43] оригинальный критерий, который вытекает из приближенной оценки величины ошибки, вносимой самим разложением (хотя возможно и применение стандартного ВН-критерия [13]).

Выделение фрагментов. Поскольку нашей целью было изучение фрагментации сталкивающихся облаков, необходимо было помимо моделирования самого столкновения найти еще и приемлемый метод определения степени фрагментированности среды и статистического анализа свойств имеющиеся в ней фрагментов. Одним из наиболее популярных таких методов является FOF-алгоритм. Первоначально он был предложен для выделения групп и скоплений галактик по данным каталогов их угловых координат и красных смещений [25], и до сих пор используется с этой целью [11, 19]. Благодаря своей простоте и универсальности он был легко адаптирован и для анализа результатов численных N-body-экспериментов [12, 15]. Опишем FOF-алгоритм применительно к методам N тел и SPH.

Поочередно перебираются все частицы выборки. Если частица еще не прошла через процедуру анализа, то находят всех ее соседей, расположенных внутри сферы некоторого радиуса δ . Если таких соседей нет, частица считается изолированной (или принадлежащей фону). В противном случае эта процедура рекурсивно применяется к соседям соседей, соседям соседей соседей и так далее до тех пор, пока не будет пройден весь список, после чего все найденные частицы будут приписаны к одному кластеру (фрагменту), если их число не ниже заданного порогового значения N_{min} . Другими словами, если две какие-либо частицы удалены друг от друга менее чем на δ , они принадлежат к одной группе (но только если в ней наберется не менее N_{min} членов,— в противном случае все они считаются «фоновыми»).

К достоинствам FOF-алгоритма можно отнести отсутствие сеток, независимость от геометрии задачи, диапазона координат частиц и их взаимных расстояний. Кроме этого, метод ничего не предполагает *a priori* о свойствах искомых групп, в том числе об их форме, симметрии и профиле плотности, что очень хорошо для работы с трехмерными моделями. Алгоритм имеет всего два «параметра настройки»: δ и N_{min} . Первый контролирует степень компактности и протяженность искомых групп частиц (фрагментов), а второй должен отсекал случайные малые группы близко расположенных частиц — таких как пары и тройки (по статистике на них приходится более 80—85 % найденных групп). В принципе его следует брать как можно меньшим, но не меньше, чем число N_B частиц, на которых проводилось сглаживание.

Выбор «поисково-связующего» радиуса δ не столь очевиден — ясно только, что он не должен быть слишком большим. Часто его выбирают в долях среднего межчастичного расстояния (в таком случае среднее геометрическое лучше среднего арифметического, так как наличие сильно удаленных очень компактных групп сможет привести к неоправданно большому δ). Однако при этом на каждый момент времени фрагменты будут выделяться исходя из «своих» масштабов, т. е. δ будет зависеть от времени, и тогда трудно будет говорить о соответствии фрагментов на разных этапах эволюции. На результат анализа будет влиять также простое взаимное удаление фрагментов друг от друга. Так что в этом случае межчастичные расстояния лучше усреднять по всей эволюционной последовательности. Кроме этого, если в среде имеются группы частиц с различной компактностью или внутренним фрагментированием, то в описанном выше виде FOF-алгоритм либо вовсе не различит внутреннюю структуру некоторых фрагментов, либо, при меньшем δ , может не выделить другие, более «разреженные» фрагменты.

Для избежания подобных ситуаций мы модифицировали стандартный FOF-алгоритм. Основное и принципиальное отличие модифицированного алгоритма состоит в том, что вместо одного «поисково-связующего» радиуса δ используется набор из нескольких фиксированных значений $\{\delta_i\}$, которые последовательно применяются в порядке увеличения для анализа данных. Таким образом, сначала по наименьшему δ_0 находятся самые компактные фрагменты, затем среди оставшихся неидентифицированных частиц с предыдущей итерации с новым радиусом δ_1 находят новые, менее компактные фрагменты и т. д.

Мы взяли четыре значения $\delta = 0.001, 0.005, 0.010, 0.050$ пк. Наибольшее из них примерно равно длине гравитационного сглаживания (см. ниже), а наименьшее выбрано с таким расчетом, чтобы выделялись самые плотные фрагменты. Пороговое число было выбрано равным числу соседей: $N_{\min} = N_B = 40$.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И НАЧАЛЬНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

В GADGET расчеты можно проводить в любой системе единиц массы, длины и скорости, произвольно выбираемой пользователем. Мы выбрали $[M] = 1 M_\odot$, $[l] = 1$ пк, $[v] = 1$ км/с, при этом единица времени определяется как $[t] = [l] [v]^{-1} \approx 0.978$ млн лет, плотности — $[\rho] = [M] [l]^{-3} \approx 6.77 \cdot 10^{-20}$ кг/см³ (что соответствует концентрации 17.6 см⁻³). Температура измеряется в кельвинах, но в коде вместо нее везде используется удельная тепловая энергия, измеряемая в $[v]^2$. Гравитационная постоянная в этих единицах равна $G = 4.3 \cdot 10^{-3} M_\odot^{-1} \cdot \text{пк} \cdot (\text{км/с})$, а универсальная газовая постоянная — $\mathfrak{K} = 8.314 \cdot 10^{-3} M_\odot \cdot (\text{км/с})^2 \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

Мы рассмотрели четыре варианта сверхзвукового столкновения двух идентичных молекулярных облаков в изотермическом приближении с разными прицельными параметрами $\beta = b/R = 0, 0.2, 0.5, 0.75$ (b — линейное прицельное расстояние, R — радиус облака), и следовательно, с разными начальными угловыми моментами. В начальный момент положения центров облаков были $\{-R; b/2; 0\}$ и $\{R; -b/2; 0\}$, а частицы имели скорости только вдоль оси OX , чтобы каждое облако поступательно двигалось навстречу другому со скоростью $v = 5$ км/с.

Оба облака имеют массу $M = 2000 M_\odot$, распределенную внутри сферы радиуса $R = 3$ пк в соответствии с профилем плотности (вне центра облака)

$$\rho = \frac{M}{2\pi R^2} \frac{1}{r}. \quad (4)$$

Температура газа в облаках равна $T = 20$ К, средний молекулярный вес и

показатель адиабаты были выбраны равными $\mu = 2.3$ и $\gamma = 7/5$, что примерно соответствует молекулярному водороду. Выбор таких параметров хорошо согласуется с наблюдениями МЗС в Галактике [10, 28, 40, 51].

Во всех расчетах мы использовали полное количество частиц $N = 8000$, количество SPH-соседей $N_B = 40$, $\alpha_{\text{visc}} = 0.75$, $\alpha_{\text{coll}} = 1.00$ км/с, $\alpha_C = 0.01$, $\Delta t_{\text{min}} = 10^{-6}$ [t], $\Delta t_{\text{max}} = 0.75$ [t] и длину гравитационного сглаживания $\varepsilon = 0.03$ пк [43].

При построении начальной модели каждое облако представлялось 4000 частицами, равномерно расположенными по 100 слоям равной массы согласно (4). Координаты частиц генерировались случайным образом и независимо для каждого облака, поэтому идеальная симметрия изначально исключалась и были неизбежны незначительные отклонения в положениях центров масс облаков от их теоретических значений.

Кроме перечисленных, каждое облако характеризуется также следующими параметрами:

средняя концентрация вещества	$\bar{n} \approx 300 \text{ см}^{-3}$,
изотермическая скорость звука	$c \approx 0.27 \text{ км/с}$,
время свободного падения	$\tau_{\text{ff}} \approx 1.92 \text{ млн лет}$,
время столкновения	$\tau_{\text{coll}} = R/v \approx 0.59 \text{ млн лет}$,
отношение тепловой энергии к гравитационной	$U_T/ U_G \approx 0.09$,
масса Джинса	$M_J \approx 1 M_\odot$ в центре и $10 M_\odot$ на периферии.

(Масса Джинса определяется общеизвестным соотношением

$$M_J = \frac{1}{48} \pi^{5/2} \left(\frac{kT}{G\mu} \right)^{3/2} \rho^{-1/2}.$$

Расчеты проводились в Венгерском национальном суперкомпьютерном центре (Hungarian National Supercomputing Center <http://www.iif.hu/szuper>) на суперкомпьютерах SUN E10k/E15k с процессорами SUN UltraSPARC II 466 MHz и SUN UltraSPARC III 1050 MHz.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Тестовые задачи. Для анализа характеристик самого кода было просчитано несколько тестовых задач. Первый тест — одномерный адиабатический коллапс холодного облака с распределением плотности (4) и однородно распределенной удельной тепловой энергией

$$u = 0.05 \frac{GM}{R}$$

в безразмерных единицах $G = 1$, $[M] = M$, $[l] = R$, $[v] = (GM/R)^{1/2}$, $[t] = [l]/[v]$. Тест просчитывался при различном количестве частиц $N = (1, 2, 4, 8, 16, 32) \cdot 10^3$ до конечного момента, соответствующего примерно $3\tau_{\text{ff}}$. Этот тест, впервые предложенный Еввардом [17] и поэтому обычно называемый тестом Евварда, стал уже стандартным для SPH-кодов [14, 22, 43, 45, 48]. В полном соответствии с цитируемыми работами при $t \approx 0.8 \dots 1.2$ происходит отражение ударной волны от ядра и обратное ее движение к периферии. При этом значительная доля кинетической энергии переходит в тепловую. В целом же в системе к $2.5\tau_{\text{ff}}$ устанавливается вириальное соотношение между тепловой и потенциальной энергией $U \approx -\Omega/2$. Тест показал так же отличное сохранение полной энергии на протяжении всей эволюции ($|\delta E/E| < 0.1\%$) даже при небольшом числе частиц. Увеличение CPU-затрат с увеличением числа частиц, вообще говоря, определяется затратами на вычисление самогравитации. В нашем случае оно имеет

типичную для TREE-алгоритмов асимптотику $O(N \lg(N))$, и гравитационные затраты становятся даже меньше гидродинамических.

В качестве второго теста был просчитан одномерный изотермический коллапс аналогичного облака с массой $M = 2000 M_{\odot}$, радиусом $R = 3$ пк, но с температурой $T = 20$ К. Количество частиц было равным $N = 4000$. Спустя 1.56 млн лет, что соответствует $0.81\tau_{\text{ff}}$, вблизи центра (точного совпадения с центром нет из-за особенностей в построении начальной модели) формируется компактное плотное ядро размером ~ 0.03 пк, окруженное оболочкой с автомодельным профилем плотности $\rho \propto r^{-2}$ [27].

Третий тест проводился для выяснения роли каждого из временных шагов (2) и (3) и выбора оптимальных соответствующих коэффициентов. Мы просчитали адиабатический коллапс облака из теста Еврарда с количеством частиц $N = 32000$ два раза: один раз с фиксированным $\alpha_{\text{toil}} = 0.05$ $(GM/R)^{1/2}$, но разными $\alpha_c = 0.1, 0.05, 0.01, 0.001$, а другой — наоборот, с фиксированным $\alpha_c = 0.01$ и разными $\alpha_{\text{toil}} = 0.02, 0.05, 0.07$. CPU-затраты при изменении курантовского множителя α_c увеличивались прямо пропорционально его уменьшению, что говорит об определяющей роли критерия (3), а ошибка в полной энергии сходилась к некоторому пределу (примерно 0.05 %), так что с точки зрения соотношения точность/затраты выбрано оптимальное значение $\alpha_c = 0.01$. При таком выборе изменение α_{toil} никак не влияет ни на точность счета, ни на вычислительные затраты.

И наконец, для проверки насколько хорошо код распараллелен мы просчитали одну из задач со столкновением ($N = 2 \times 4000$, $v = 5$ км/с, $\beta = 0.5$) до 1.3 млн лет на 1, 2, 4, 8, 16 и 32 процессорах SUN UltraSPARC III 1050 MHz. (Для счета на одном процессоре использовалась серийная версия кода).

В общем случае в любом параллельном коде можно выделить две части, одна из которых выполняется в параллельном режиме, а другая остается последовательной. Поэтому качество распараллеливания удобно охарактеризовать долей времени, приходящейся на какую-либо них. К примеру, на параллельную часть приходится

$$\tau_p = \frac{1 - 1/k}{1 - 1/N_p},$$

где N_p — количество процессоров, $k > 1$ — отношение длительностей вычисления задачи на одном и N_p процессорах. Для GADGET эта величина составляет более 93 %. Можно также оценить эффективность использования процессоров, как $\varepsilon = k/N_p$ (см. табл. 1).

Лобовое столкновение ($\beta = 0$). Из-за чрезмерно больших CPU-затрат (около 900 ч на четырех процессорах SUN UltraSPARC II 466 MHz) расчет лобового столкновения был доведен лишь до 2.885 млн лет, хотя уже к 1 млн лет плотность в центральном фрагменте превысила предел прозрач-

Таблица 1. CPU-затраты для теста (t_{tot} — полное время счета задачи, t_{grav} — временные затраты на вычисление гравитации (включая построение дерева и т. п.), t_{hydro} — то же для гидродинамики (включая поиск соседей), τ_p — доля в t_{tot} параллельной части кода, ε — эффективность использования процессоров (см. текст)

Количество процессоров	Количество шагов	t_{tot} , с	t_{grav} , с	t_{hydro} , с	Скорость счета (шагов за секунду)	τ_p	ε
1	177.482	17.461.27	6.455.20	10.285.22	10.164	—	—
2	167.882	9.254.15	3.778.87	5.033.96	18.141	0.940	0.943
4	164.704	5.059.01	1.903.46	2.723.69	32.557	0.947	0.863
8	168.956	2.741.42	925.20	1.549.85	61.631	0.963	0.796
16	167.245	2.170.76	630.79	1.269.27	77.044	0.934	0.503
32	169.125	2.346.10	570.27	1.328.61	72.088	0.894	0.233

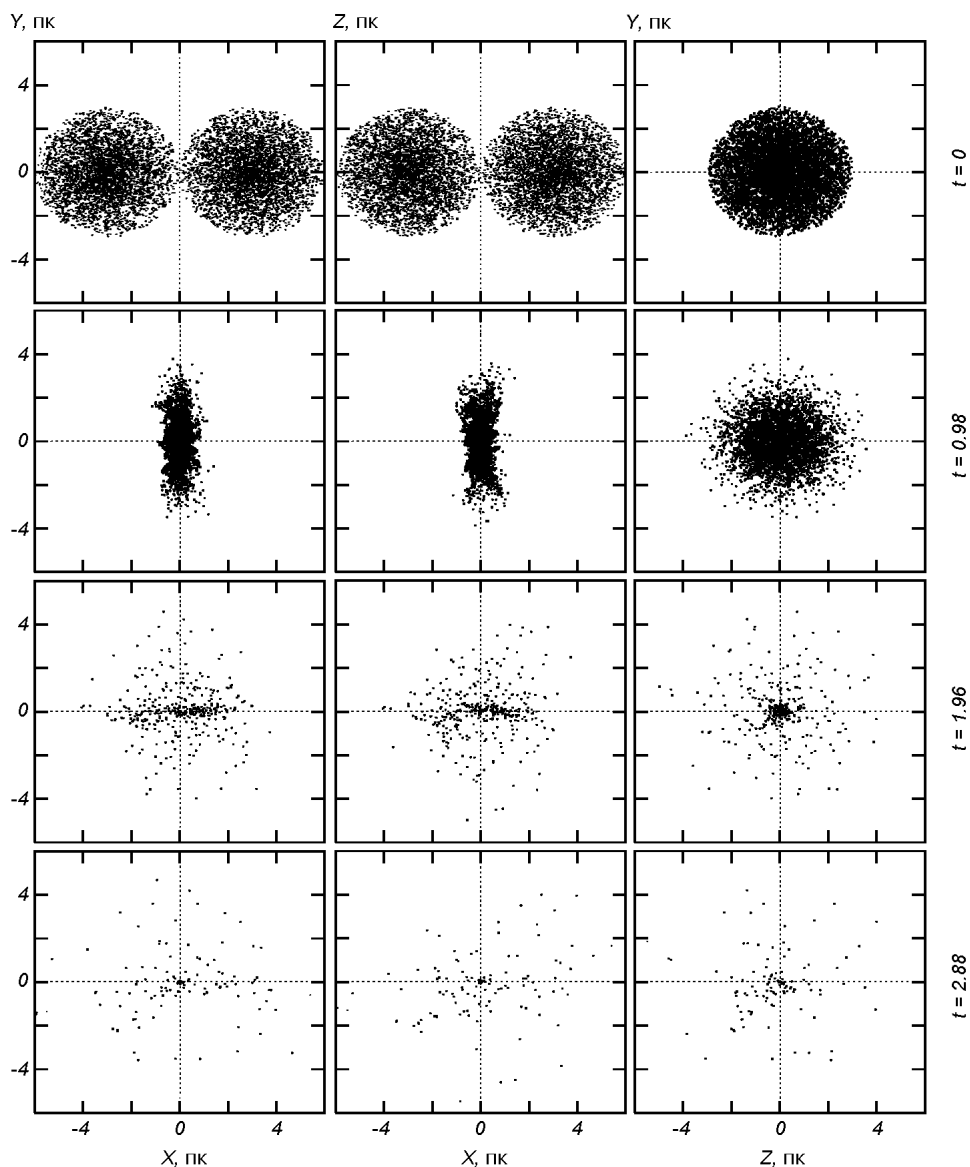


Рис. 1. Положения частиц в проекциях на плоскости XY , XZ и ZY (правая колонка) при лобовом столкновении облаков ($\beta = 0$). Справа указаны моменты времени в млн лет

ности и составила (в пересчете на концентрацию) $4.7 \cdot 10 \text{ см}^{-3}$, так что дальнейшее прослеживание эволюции в рамках изотермического приближения уже не имело смысла.

Положения частиц в трех проекциях на плоскости XY , XZ и ZY в разные моменты времени приведены на рис. 1, а на рис. 2, кроме проекций положений частиц, показан еще и логарифм концентрации вещества в частицах в зависимости от их X -координаты.

При лобовом столкновении оба облака достаточно быстро (~ 0.9 млн лет) сплющиваются в плоский диск с диаметром, примерно равным начальному диаметру облака, и толщиной около 1 пк, который затем коллапсирует до образования одного центрального массивного тела. Первым выделяется центральный фрагмент, на который, как и при коллапсе одиночного облака, падает все остальное вещество. К концу счета в центре сформировалось

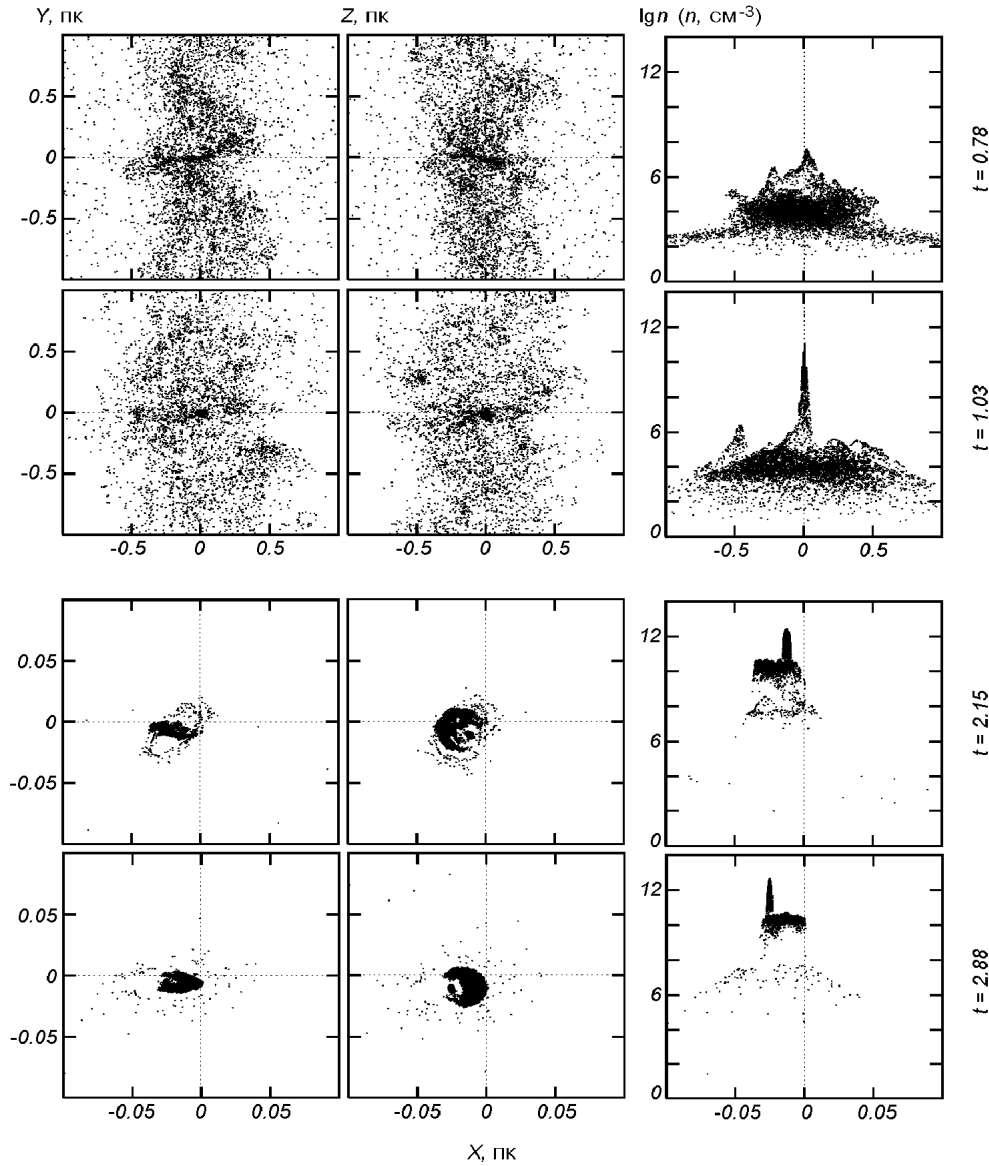
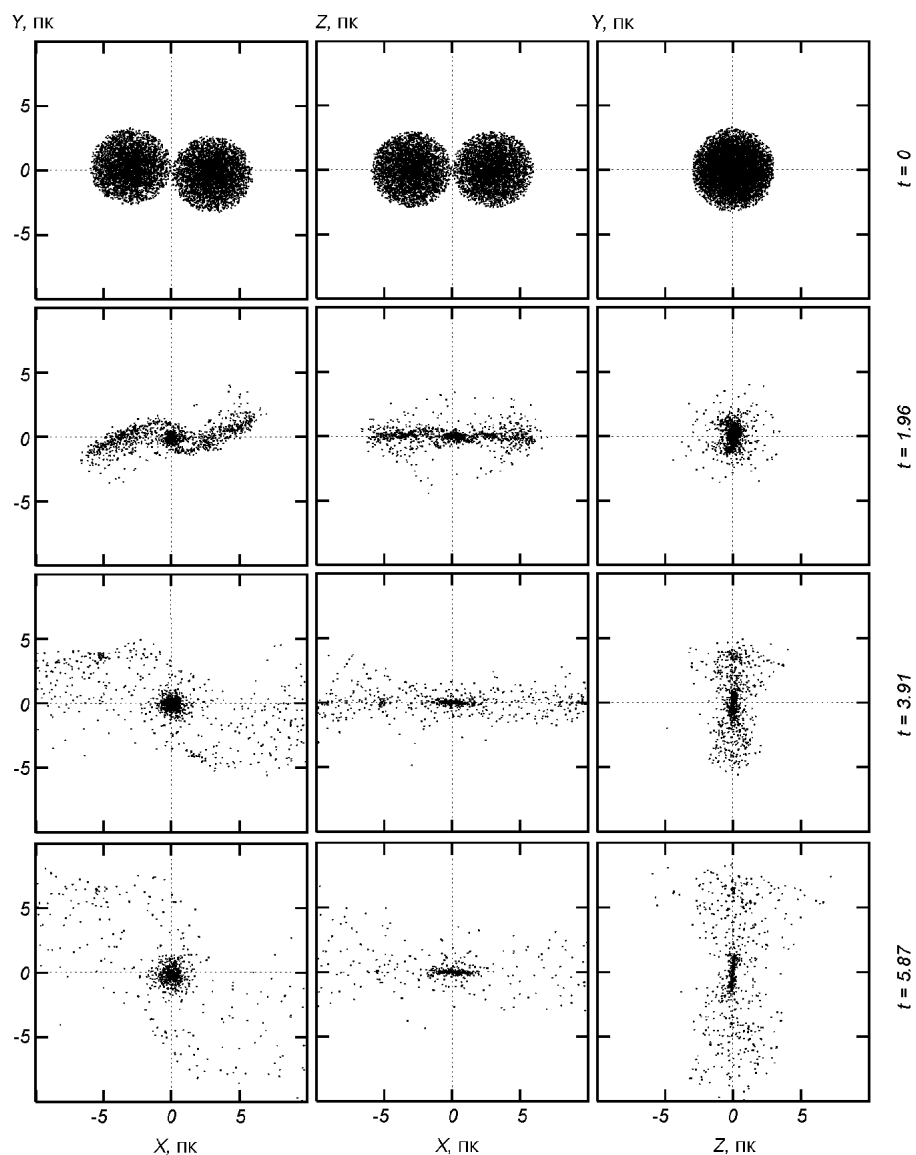


Рис. 2. Проекция положений частиц на плоскости XY и XZ для некоторых моментов эволюции центральной области при лобовом столкновении облаков ($\beta = 0$) и распределение концентрации n газа вдоль X -координаты (моменты времени в млн лет приведены справа)

плотное ядро массой $2228 M_{\odot}$ и с концентрацией вещества $n \leq 4.68 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Вокруг ядра вращается тонкий «полудиск» из аккрецированных и разрушенных приливными силами фрагментов. Его масса составляет $1615 M_{\odot}$, а концентрация — около $5.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Кроме них, осталось еще два значительно меньших фрагмента с массами $63 M_{\odot}$ и $38 M_{\odot}$.

Образование вращающейся системы даже при лобовом столкновении объясняется особенностями в построении начальной конфигурации (см. выше), поэтому незначительное прицельное расстояние около 0.02 пк все-таки имелось и в этом случае.

Касательное столкновение с $\beta = 0.2$. При таком небольшом прицельном расстоянии центральные части облаков образуют, как и в предыдущем случае, одно массивное центральное ядро. Внешние же слои облаков теперь

Рис. 3. То же, что на рис. 1, для $\beta = 0.2$

продолжают разлетаться дальше и формируют к концу расчетов ($t = 5.87$ млн лет) диффузную (т. е. нефрагментированную) двухрукавную спираль с «размахом» рукавов более 10 пк и толщиной 5–7 пк в поперечнике. Вокруг центрального тела вращается еще четыре значительно меньших по массе фрагмента-спутника.

Положения частиц в трех проекциях на плоскости XU , XZ и ZU а также в двух проекциях и с логарифмом концентрации в зависимости от X -координаты приведены на рис. 3, 4.

В отличие от центра, где газ успел хорошо перемешаться, каждый рукав состоит в основном из вещества своего облака. В центральной области имеется меньшая, однорукавная спираль с концентрацией вещества $n \leq 1.8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и характерным диаметром 0.7 пк и толщиной 0.1 пк. Она имеет сравнительно небольшую массу $288.5 M_{\odot}$. В центре этой спирали — два вложенных и плавно переходящих друг в друга диска. Первый имеет массу $2134.5 M_{\odot}$, поперечник 0.15 пк и концентрацию $n \leq 5.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Для

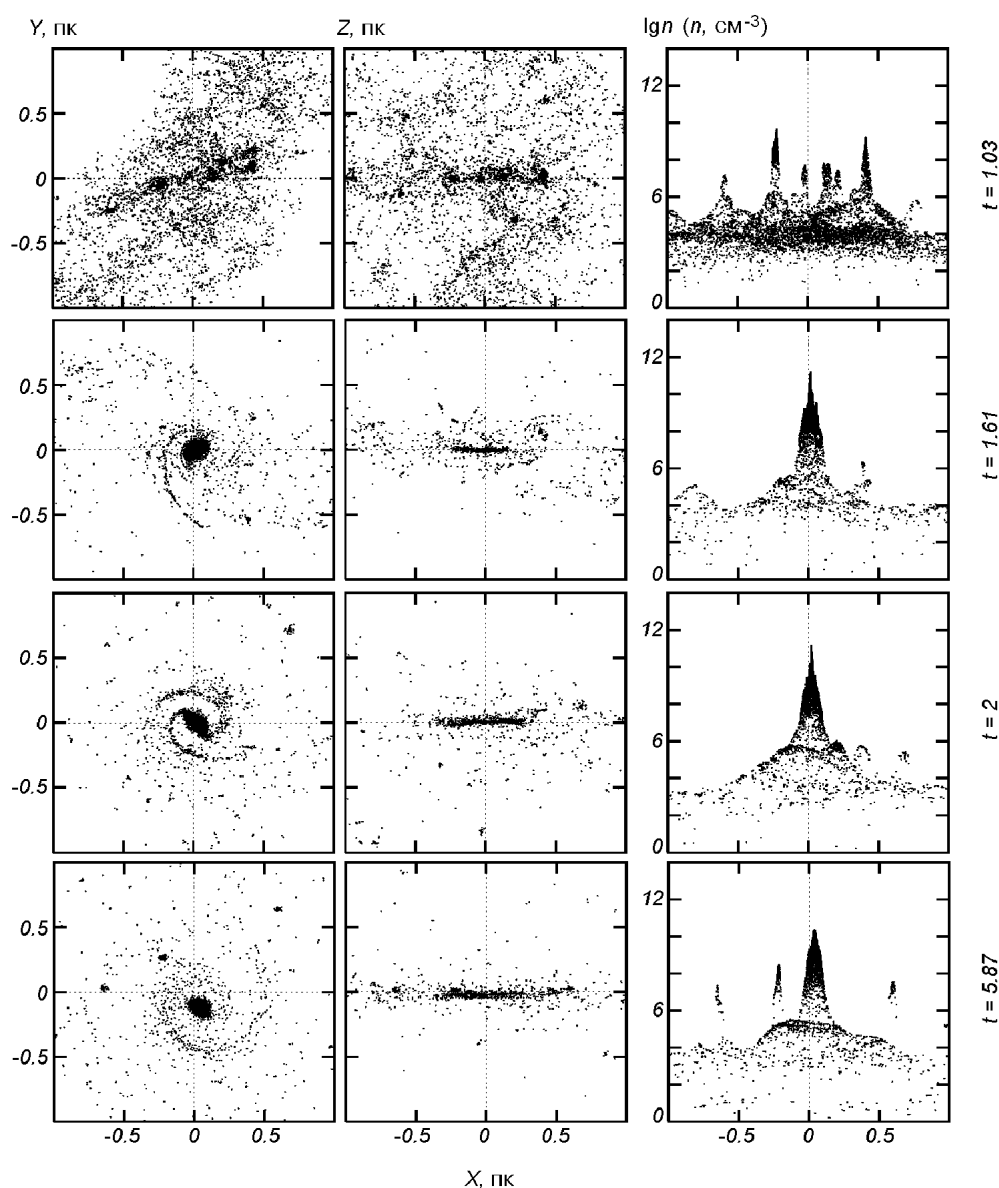


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для $\beta = 0.2$

второго эти параметры составляют соответственно $706 M_{\odot}$, 0.03 пк и $2.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Касательное столкновение с $\beta = 0.5$. Некоторые моменты эволюции этого столкновения проиллюстрированы на рис. 5, 6.

Как и раньше, наиболее плотные центральные части облаков проходят через образующийся ударный фронт и хорошо перемешиваются между собой. Однако из-за существенно большего прицельного расстояния образуют теперь двойную систему двух компланарных дисков с массами $1282.5 M_{\odot}$ и $1003.5 M_{\odot}$. Каждый из них в действительности представляет собой достаточно плотный «балдж» ($n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$) окруженный тонким аккреционным диском размером примерно $0.1 \dots 0.15$ пк. У первого масса балджа и диска равны $597 M_{\odot}$ и $685.5 M_{\odot}$ соответственно, у второго — $563.5 M_{\odot}$ и $440 M_{\odot}$.

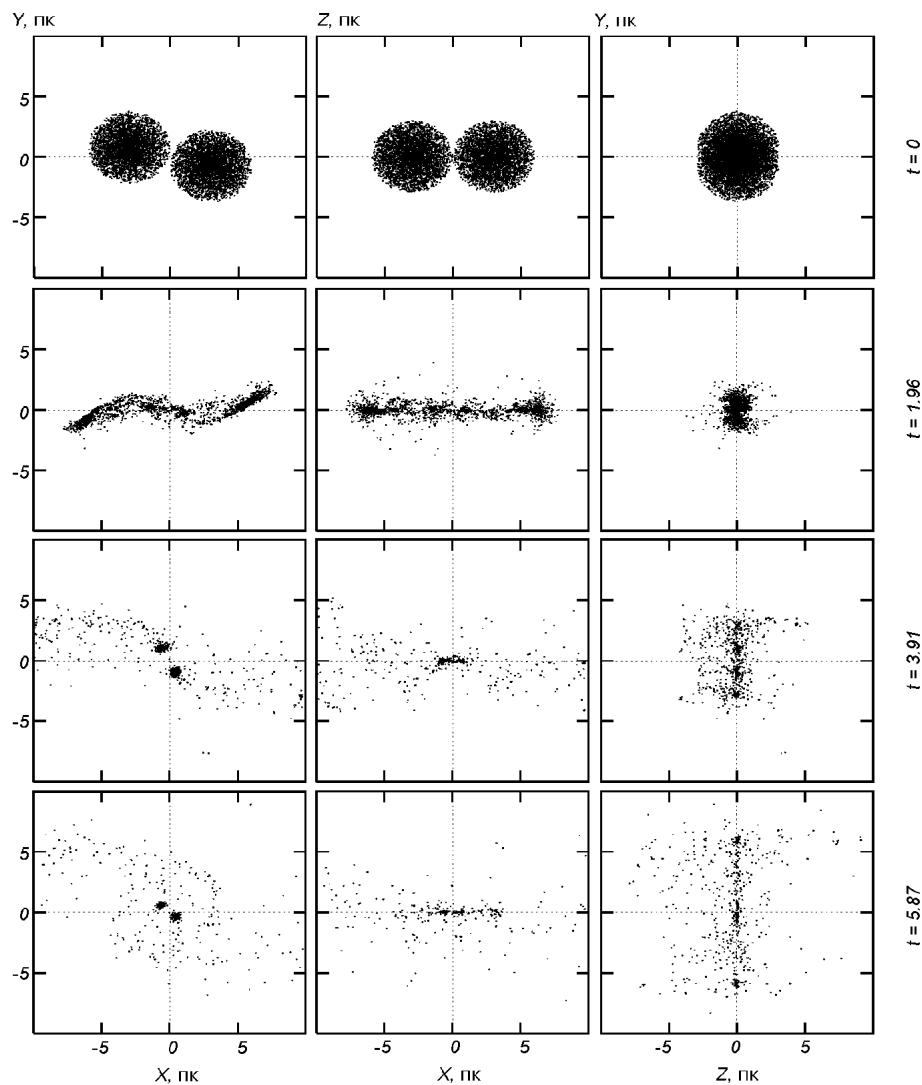


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для $\beta = 0.5$

Остальное же вещество пролетая дальше без взаимопроникновения и перемешивания, образует два протяженных рукава. В общей сложности в них насчитывается девять фрагментов, два из которых имеют массу $300...350 M_{\odot}$, а другие — $80...90 M_{\odot}$ и меньше. Всего же к концу счета в системе насчитывается 17 фрагментов.

Касательное столкновение с $\beta = 0.75$. В этой модели (рис. 7, 8) центры облаков проходят только через края ударного фронта, и столкновение происходит практически без перемешивания вещества. В целом оно оканчивается образованием вытянутой диффузной и достаточно протяженной структуры, большая доля вещества в которой сосредоточена не в центре, а с обоих концов.

К концу расчетов в системе насчитывалось 17 фрагментов, из которых наиболее массивные и плотные — на периферии. Наибольший фрагмент имеет массу $1048 M_{\odot}$ и концентрацию до $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; еще три — немногим более $500 M_{\odot}$, и 13 гораздо меньших, с массами вплоть до $25 M_{\odot}$. В центральной же части имеется только один фрагмент с массой $308 M_{\odot}$ и концентрацией вещества $n \leq 1.8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

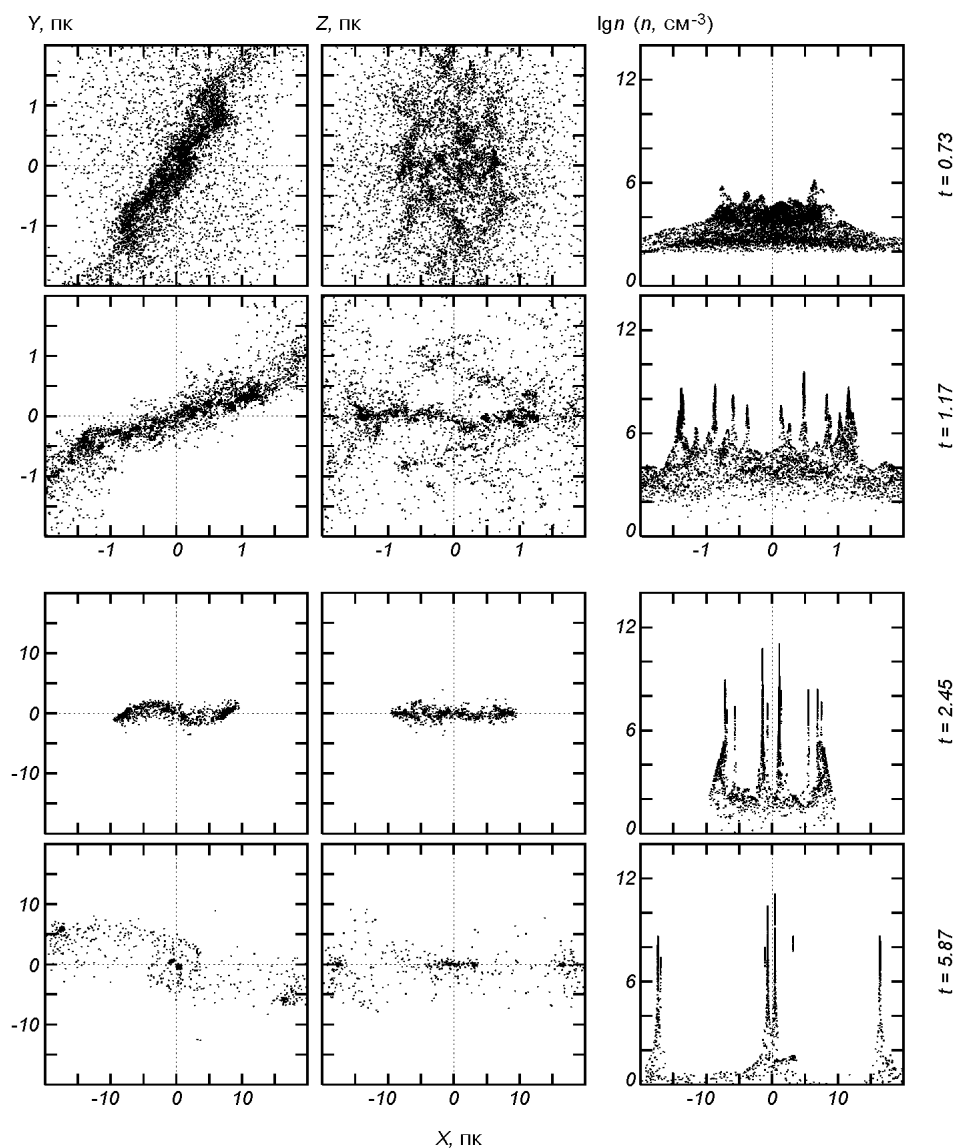


Рис. 6. То же, что на рис. 2, для $\beta = 0.5$

ВЫВОДЫ

При выбранных нами параметрах масса каждого облака значительно превышает массу Джинса, поэтому они оба гравитационно неустойчивы. Теоретически при отсутствии сдерживающих факторов (например, вращение, внутренняя турбулентность, магнитное поле) каждое облако в отдельности сколлапсирует примерно за время свободного падения. При этом все фрагменты, на которые оно, возможно, будет распадаться по ходу сжатия, упадут на центральное тело.

Картина существенно изменяется, если облака достаточно быстро сталкиваются, так что время их столкновения меньше времени свободного падения (в наших моделях это отношение составляет примерно 1:3). Теперь дальнейшая эволюция образующихся фрагментов будет зависеть от начального прицельного расстояния, и следовательно, от начального углового момента системы.

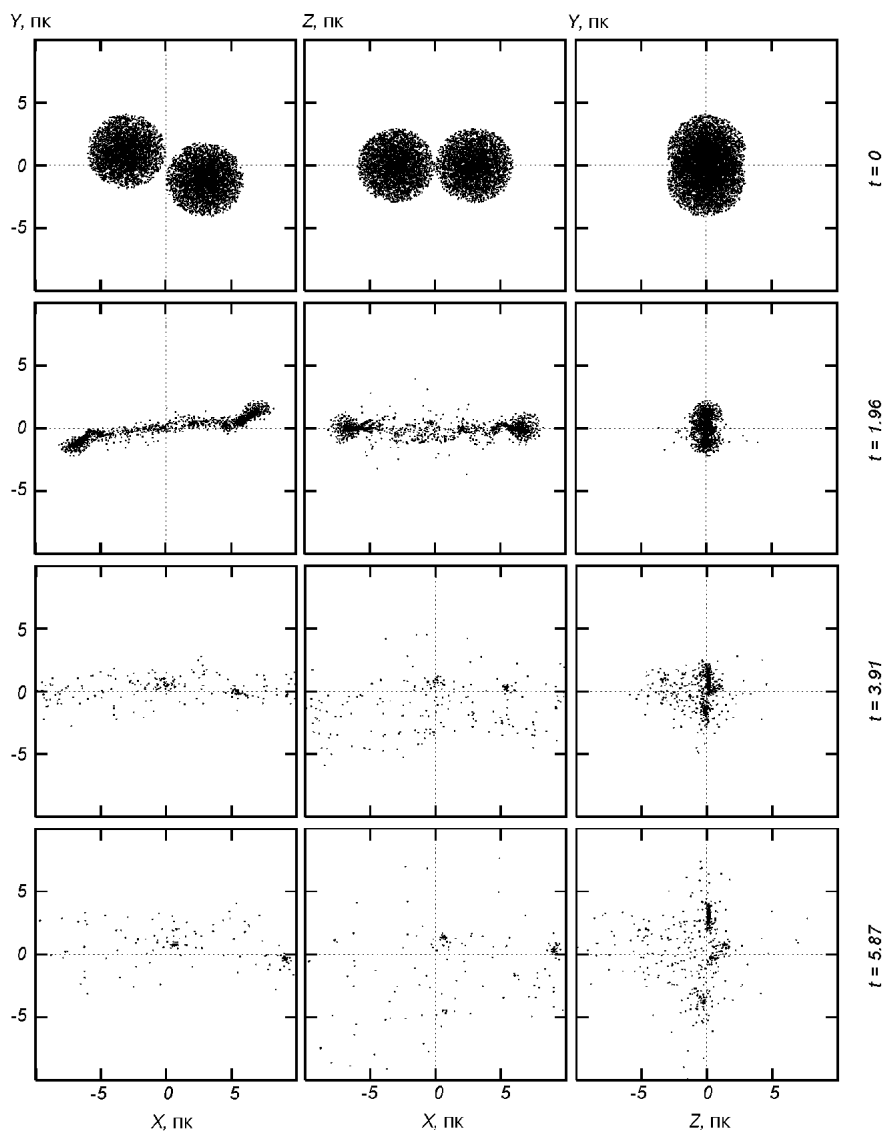


Рис. 7. То же, что на рис. 1, для $\beta = 0.75$

Таблица 2. Параметры фрагментации (N_f — количество фрагментов в системе, M_f — суммарная масса фрагментов, η — фрагментированность, α — наклон дифференциальной функции масс, γ — наклон интегральной функции масс)

β	Начало фрагментации				Конец счета					γ	
	τ , млн лет	n_{\max} , 10^5 см^{-3}	N_f	M_f/M_\odot	τ , млн лет	n_{\max} , 10^9 см^{-3}	N_f	M_f/M_\odot	η	$\tau_{0.5}$	$2\tau_{0.5}$
0.00	0.587	4.68	1	114.5	2.885	4680	4	3945.0	0.986	0.55	0.19
0.20	0.587	5.20	2	107.0	5.867	21.3	8	3304.0	0.826	0.37	0.40
0.50	0.587	4.94	1	21.0	5.867	114	17	3519.0	0.880	0.79	0.58
0.75	0.636	1.04	1	26.5	5.867	4.16	17	3578.5	0.895	0.84	0.61

У всех четырех моделей, несмотря на довольно широкий диапазон значений прицельного параметра, есть ряд общих черт. Из табл. 2 видно, что фрагментирование среды происходит при всех значениях β , причем, как этого и следовало ожидать, начало его во всех моделях приходится

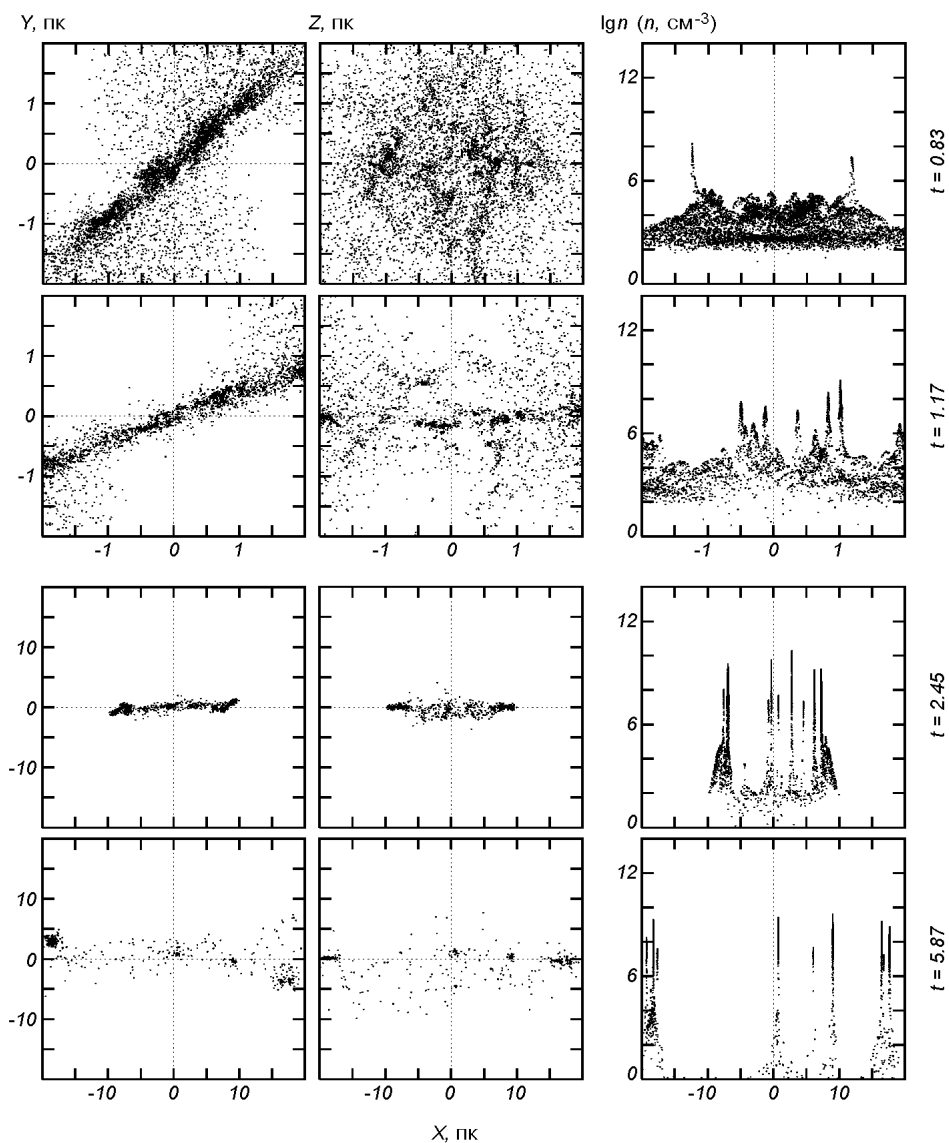


Рис. 8. То же, что на рис. 2, для $\beta = 0.75$

примерно на τ_{coll} от начала столкновения (за небольшим исключением при $\beta = 0.75$). Это хорошо согласуется с результатами работ [9, 20]. Это дает основание предполагать, что межоблачные столкновения играют роль не только «спускового механизма» в фрагментации МЗС и звездообразовании, но также могут задавать и темпы протекания этого процесса. К тому же концентрация на этот момент ни в одной модели не превышала 10^6 см^{-3} , а значит, изотермическое приближение, по крайней мере на этом этапе, можно считать достаточно близким к реальности [27, 34].

Аналогичная система из двух сталкивающихся облаков с массами по $2222.5 M_{\odot}$, радиусами 10 пк, скоростями 5 км/с, температурой 20 К и профилем плотности (4) была рассмотрена в работе [33], но с учетом охлаждения на Н, H_2 , СО, Н II и нагрева космическими лучами и за счет образования H_2 на пыли. Столкновения моделировались методом SPH с несколькими прицельными параметрами $\beta = 0, 0.25, 0.50$, т. е. за исключением термодинамики задача целиком схожа с нашей. Основное отличие в

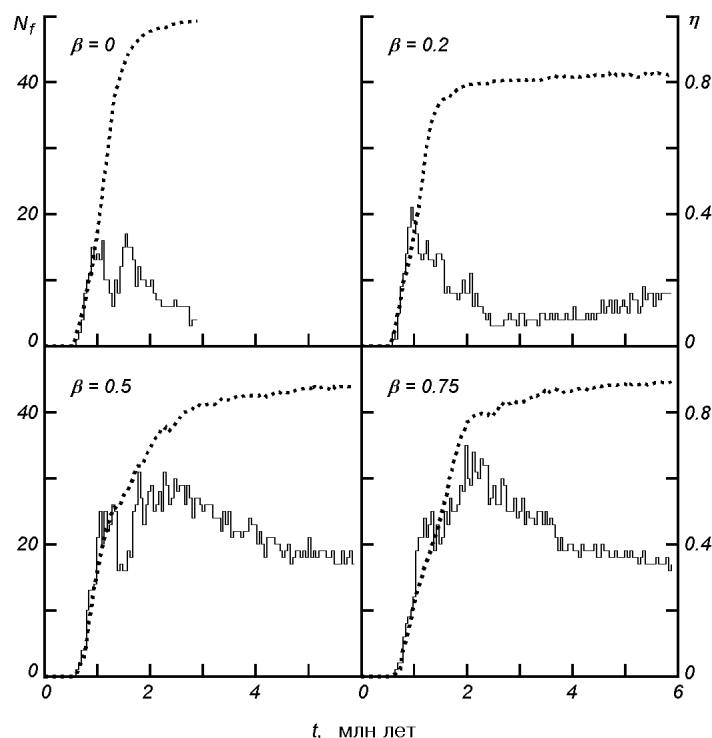


Рис. 9. Изменение со временем количества N_f фрагментов в среде (сплошная линия) и показателя η общей фрагментированности (пунктирная кривая)

результатах состоит в том, что в [33] фрагментация происходит только при лобовом столкновении и без формирования центрального доминирующего по массе объекта. В остальных же двух случаях оба облака разлетаются не распадаясь на фрагменты и не образуя центральных сгущений. В то же время сравнительный анализ изотермической эволюции вращающегося диска и его эволюции с охлаждением [37] показал, что в последнем случае фрагментация начинается раньше, протекает примерно в три раза быстрее и дает значительно больше фрагментов по всему объему, чем в изотермическом варианте.

Результаты работ [49] и [50], в которых также проводилось SPH-моделирование двух сталкивающихся облаков (с баротропическим уравнением состояния), также хорошо согласуются с нашими. В частности, фрагментация также начинается на ударном фронте: сперва проявляется волокнистая структура, которая сразу распадается на отдельные сгустки, те, в свою очередь, «слипаются» и образуют двойную систему компланарных дисков.

На рис. 9 показано изменение со временем числа фрагментов и ход общей фрагментированности среды, которую можно определить как отношение суммарной массы всех фрагментов к полной массе газа: $\eta = M_f/M$. Видно, что в ходе эволюции она непрерывно увеличивается и достигает 80—90 %. В определенный момент времени (1.5...2 млн лет) полное количество фрагментов, достигнув своего максимума, начинает более или менее резко сокращаться, хотя их суммарная масса в дальнейшем остается практически постоянной. В данном случае можно говорить о достижении системой стабильного состояния (или другими словами предела) в ее фрагментированности. Это обстоятельство можно объяснить тем, что с определенного момента фрагментация среды прекращается, а имеющиеся фрагменты продолжают наращивать свою массу за счет «слипания» и

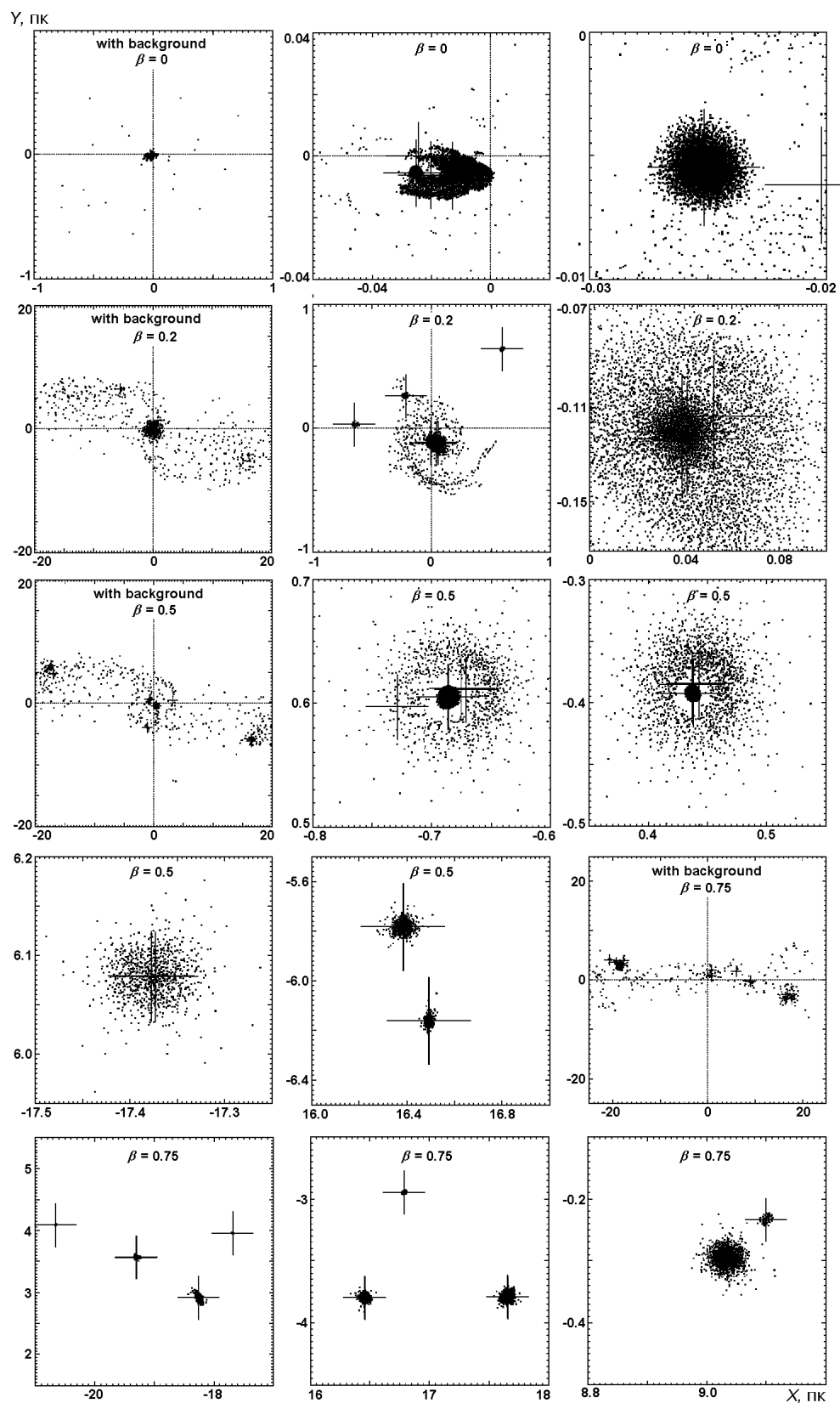


Рис. 10. Проекция на плоскость XU фрагментов, имеющихся к концу расчетов в моделях с разными значениями прицельного параметра β . Надпись «background» означает, что на рисунке показаны также и фоновые частицы, не вошедшие ни в один фрагмент

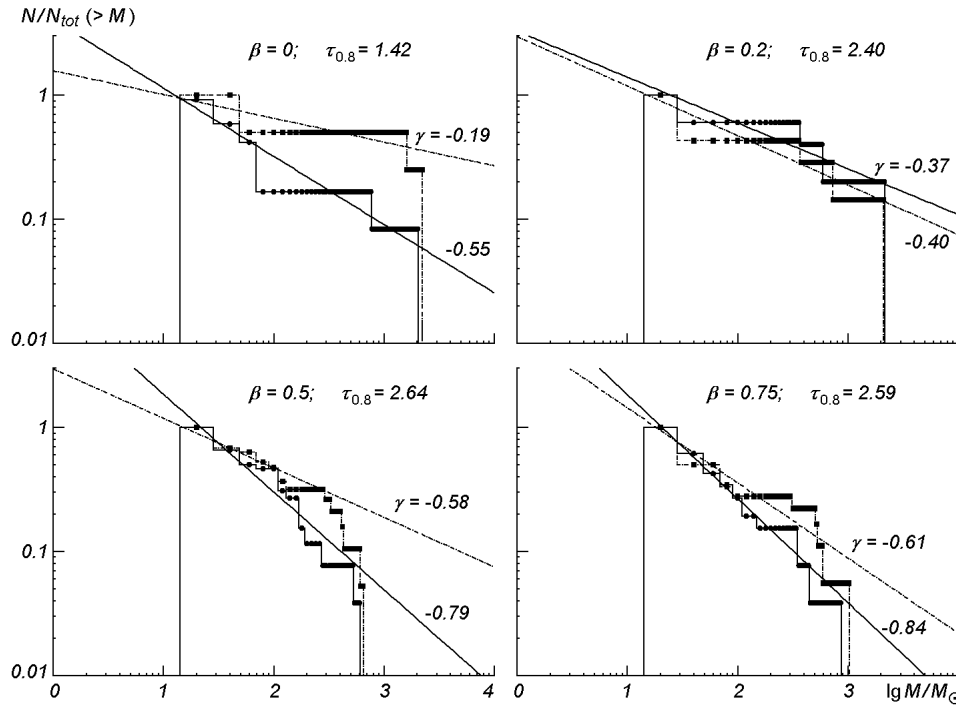


Рис. 11. Обратные кумулятивные спектры масс фрагментов, образующихся в моделях с разными значениями прицельного параметра β для двух моментов времени: $\tau_{0.8}$ (сплошная линия) и $2\tau_{0.8}$ (пунктирная линия)

аккреции окружающего газа. При этом, естественно, отчетливо просматривается зависимость доли оставшихся к концу расчетов фрагментов от начального углового момента: если при $\beta = 0$ от их максимального количества в системе остается только около 20 %, то при $\beta = 0.75$ — почти половина. Имеющиеся фрагменты во всех четырех моделях показаны на рис. 10.

Обратные кумулятивные спектры масс фрагментов приведены на рис. 11. Мы построили их для двух моментов времени — $\tau_{0.8}$, когда достигнута 80 %-я фрагментированность и $2\tau_{0.8}$. Кумулянта в данном случае предпочтительней тем, что лучше аппроксимируется при небольшом числе точек, чем обычное дифференциальное распределение dN/dm , в котором имеются слишком частые и широкие «провалы». В то же время между обеими функциями есть простая взаимосвязь. Если дифференциальный спектр масс представить в виде степенного закона $dN/dm = km^{-\alpha}$ ($k, \alpha = \text{const}, \alpha > 0$), то доля фрагментов с массой, превышающей m , равна

$$N(>m) = \int_m^{\infty} \frac{dN}{d\xi} d\xi = -\frac{k}{1-\alpha} m^{1-\alpha} \propto m^{-\gamma} \quad (\gamma > 0).$$

Хорошо видно, что со временем распределение становится более пологим, но при этом остается круче для большего значения прицельного параметра: в двух первых моделях $\gamma = 0.2...0.4$, а при $\beta \geq 0.5$ $\gamma \approx 0.6$. Величина наклона 0.6 очень хорошо согласуется с наблюдательными значениями 0.6...0.8 для спектра масс молекулярных облаков [23, 26, 41, 46, 47].

Тот факт, что наибольшее соответствие между нашими теоретическими спектрами масс и полученными из наблюдений достигается при $\beta = 0.5$ и 0.75, позволяет предположить, что большая часть межоблачных столкновений происходит с примерно такими прицельными параметрами.

Авторы благодарят за поддержку Украинский государственный фонд фундаментальных исследований за грант № 02.07.00132. П. Берцик благодарен Hungarian National Supercomputing Center (NIIF) за поддержку работы и предоставленное время на суперкомпьютерах SUN E10k/E15k. Особая благодарность нашему коллеге Tamas Magau из NIIF за его помощь и поддержку в использовании компьютерного оборудования. Работу П. Берцика также поддержали гранты NNG04GJ48G от NASA, AST-0420920 от NSF и HST-AR-09519.01-A от STScI. Авторы искренне благодарны С. Г. Кравчуку за конструктивные замечания к рукописи.

1. *Аришуткин Л. Н., Колесник И. Г.* Строение молекулярных облаков // Строение и эволюция областей звездообразования / Под ред. И. Г. Колесника. — Киев: Наук. думка, 1990.—С. 103—160.
2. *Берцик П. П., Колесник И. Г.* Сглаживаемая гидродинамика частиц и ее применение для решения астрофизических проблем // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 2.—С. 3—14.
3. *Бочкарев Н. Г.* Межзвездная среда и звездообразование // Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Маргынова. — М.: Наука, 1980.—С. 265—325.
4. *Bate M. R., Bonnell I. A., Price N. M.* Modelling accretion in protobinary systems // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1995.—277, N 2.—P. 362—376.
5. *Berczik P.* Chemo-dynamical smoothed particle hydrodynamics code for evolution of star forming disk galaxies // Astron. and Astrophys.—1999.—348.—P. 371—380.
6. *Berczik P.* Modeling the star formation in galaxies using the chemo-dynamical SPH code // Astrophys. and Space Sci.—2000.—271.—P. 103—126.
7. *Berczik P., Hensler G., Theis Ch., Spurzem R.* A multi-phase chemo-dynamical SPH code for galaxy evolution. Testing the code // Astrophys. and Space Sci.—2003.—284.—P. 865—868.
8. *Berczik P., Kolesnik I. G.* Gasodynamical model of the triaxial protogalaxy collapse // Astron. and Astrophys. Transactions.—1998.—16.—P. 163—185.
9. *Bhattal A. S., Francis N., Watkins S. J., Withworth A. P.* Dynamically triggered star formation in giant molecular clouds // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1998.—297, N 2.—P. 435—448.
10. *Blitz L., Williams J. P.* Molecular clouds // The Origin of stars and Planetary Systems / Eds C. L. Lada, N. D. Kylafis. — Dordrecht: Kluwer, 1999.—(astro-ph/9903382).
11. *Botzler C. S., Snigula J., Bender R., Hopp U.* Finding structures in photometric redshift galaxy surveys: An extended friends-of-friends algorithm // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2004.—349, N 2.—P. 425—439.
12. *Burnes J., Efsthathiou G.* Angular moment from tidal torques // Astrophys. J.—1987.—319, N 2.—P. 575—600.
13. *Burnes J. E., Hut P.* A hierarchical O(N log N) force-calculation algorithm // Nature.—1986.—324.—P. 446.
14. *Carraro G., Lia C., Chiosi C.* Galaxy formation and evolution. I. The Padua TREE—SPH code (PD—SPH) // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1998.—297, N 4.—P. 1021—1040.
15. *Davies M., Efsthathiou G., Frenk C. S., White S. D. M.* The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter // Astrophys. J.—1985.—292, N 2.—P. 371—394.
16. *Elmegreen B. G.* Molecular clouds and star formation: an overview // Protostars and Planets II / Eds D. C. Black, M. Sh. Matthews. — Tucson: Univ. Arizona press, 1985.—P. 33—58.
17. *Evrard A. E.* Beyond N-body-3D cosmological gas dynamics // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1988.—235.—P. 911—934.
18. *Ferriere K. M.* The interstellar environment of our Galaxy // Rev. Modern Phys.—2001.—73, N 4.—P. 1031—1066.
19. *Frederic J. J.* Testing the accuracy of redshift—space grown finding algorithms // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1995.—97, N 2.—P. 275—284.
20. *Gittins D. M., Clarke C. J., Bate M. R.* Hydrodynamical simulations of a cloud of interacting gas fragments // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2004.—340, N 3.—P. 841—850.
21. *Gingold R. A., Monaghan J. J.* Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1977.—181.—P. 375—389.
22. *Hernquist L., Katz N.* TREESPH: A unification of SPH with the hierarchical tree method // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1989.—70.—P. 419—446.
23. *Heyer M. H., Carpenter J. M., Snell R. L.* The equilibrium state of molecular regions in the outer Galaxy // Astrophys. J.—2001.—551, N 2.—P. 852—866.
24. *Hiotelis N., Voglis N.* Smooth particle hydrodynamics with locally readjustable in the collaps of gaseous protogalaxy // Astron. and Astrophys.—1991.—243, N 2.—P. 333—340.
25. *Huchra J. P., Geller M. J.* Groups of galaxies I. Nearby groups // Astrophys. J.—1982.—257.—P. 423—437.
26. *Kramer C., Stutzki J., Rohrig R., Corneliussen U.* Clump mass spectra of molecular clouds // Astrophys. J.—1998.—329.—P. 249—264.

27. *Larson R. B.* Numerical calculating of the dynamical of a collapsing protostars // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1969.—**145**.—P. 271—295.
28. *Larson R. B.* Turbulence and star formation in molecular clouds // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1981.—**194**.—P. 809—826.
29. *Lattanzio J. S., Henriksen R. N.* Collisions between rotating interstellar clouds // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1988.—**232**.—P. 565—614.
30. *Lattanzio J. S., Monaghan J. J., Pongracic H., Schwartz M. P.* Interstellar cloud collisions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1985.—**215**, N 1.—P. 125—147.
31. *Lombardi J. C., Sills A., Rasio F. A., Shapiro S. L.* Test of spurious transport in smoothed particle hydrodynamics // *J. Comp. Phys.*—1999.—**152**.—P. 687.
32. *Lucy L. B.* A numerical approach to the testing of the fussion hypothesis // *Astron. J.*—1977.—**82**.—P. 1013—1024.
33. *Marinho E. P., Lepine J. R. D.* SPH simulations of clumps formation by dissipative collision of molecular clouds. I. Non magnetic case // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—2000.—**142**.—P. 165—179.
34. *Masunaga H., Inutsuka S.* A radiation hydrodynamic model for protostellar collapse: II. The second collapse and the birth of a protostars // *Astrophys. J.*—2000.—**531**, N 1.—P. 350—365.
35. *Monaghan J. J.* Smoothed particle hydrodynamics // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1992.—**30**.—P. 543—574.
36. *Monaghan J. J., Lattanzio J. C.* A refined particle method for astrophysical problems // *Astron. and Astrophys.*—1985.—**149**, N 1.—P. 135—143.
37. *Monaghan J. J., Lattanzio J. C.* A simulations of the collapse and fragmentation of colliding molecular clouds // *Astrophys. J.*—1991.—**375**, N 1.—P. 177—189.
38. *Monaghan J. J., Varnas S. R.* The dynamics of interstellar cloud complex // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1988.—**231**.—P. 515—534.
39. *Motte F., Andre P., Neri R.* The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**336**.—P. 150—172.
40. *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star formation in molecular clouds: observation and theory // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1987.—**25**.—P. 23—81.
41. *Simon R., Jackson J. M., Clemens D. P., et al.* The structure of four molecular cloud complexes in the BU-FCRAO Milky Way galactic ring survey // *Astrophys. J.*—2001.—**551**, N 2.—P. 747—763.
42. *Slomon P. M., Sanders D. B.* Star formation in a galactic context: The location and properties of molecular clouds // *Protostars and Planets II* / Eds D. C. Black and M. Sh. Matthews. — Tucson: Univ. Arizona Press, 1985.—P. 59—80.
43. *Springel V., Yoshida N., White S. D. M.* GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations // *New Astronomy.*—2001.—**6**.—P. 79—117.
44. *Spurzem R., Berczik P., Hensler G., et al.* Physical Processes in star-gas systems // *Publ. Astron. Soc. Austral.*—2004.—**21**.—P. 1—4.
45. *Steinmetz M., Müller E.* On the capabilities and limits of smoothed particle hydrodynamics // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**268**, N 1.—P. 391—410.
46. *Stutzki J., Güsten R.* High spatial resolution isotopic CO and CS observations of M17 SW: The clumpy structure of the molecular cloud core // *Astrophys. J.*—1990.—**356**.—P. 513—533.
47. *Tatematsu K., Umemoto T., Kameya O., et al.* Molecular cloud cores in the Orion A cloud. I. Nobeyama CS (1-0) survey // *Astrophys. J.*—1993.—**404**, N 1.—P. 643—662.
48. *Thaker R. J., Tittley E. R., Pearce F. P., et al.* Smoothed particle hydrodynamics in colsmology: a comparative study of implementation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2000.—**319**, N 2.—P. 619—648.
49. *Turner J. A., Chapman S. J., Bhattal A. S., et al.* Binary star formation: gravitational fragmentation followed by capture // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**277**, N 2.—P. 705—726.
50. *Whitworth A. P., Chapman S. J., Bhattal A. S., et al.* Binary star formation: accretion-induced rotational fragmentation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**277**, N 2.—P. 727—746.
51. *Williams J. P., Blitz L., McKee C. F.* The structure and evolution of molecular clouds: From clumps to cores to the IMF // *Protostars and Planets IV* / Eds V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. — Tucson: Univ. Arizona press, 2000.—(astro-ph/9902246)

Поступила в редакцию 13.08.04