

**Г. Г. Лазарева¹, И. М. Куликов², В. А. Вшивков^{1,2}, Е. А. Кошкарлова¹,
Е. А. Берендеев¹, М. Б. Горр¹, М. С. Антонова¹**

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 6, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: lazareva@ssd.sccc.ru; kulikov@ssd.sccc.ru; vsh@ssd.sccc.ru;
elena.koshkarova@gmail.com; evgeny.berendejev@gmail.com;
go2r_mb@mail.ru; marija-an@rambler.ru

ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ СТОЛКНОВЕНИЯ ГАЛАКТИК

Представлены результаты разработки параллельной программы для моделирования динамики самогравитирующих газовых структур на многопроцессорных компьютерах с распределенной памятью. Модель основана на решении системы уравнений газовой динамики, дополненной уравнением для внутренней энергии и уравнением Пуассона для гравитационного потенциала. Исходная система газодинамических уравнений решается методом крупных частиц с коррекцией баланса энергий. Задача решалась с учетом процесса охлаждения в трехмерной постановке в декартовых координатах. Созданная параллельная реализация позволяет получать адекватные результаты развития сценариев столкновения галактик.

Ключевые слова: эффективные параллельные алгоритмы, астрофизика, газодинамические модели, образование и динамика галактик, гравитационная неустойчивость.

Методы математического моделирования являются мощным средством для повышения эффективности научных исследований и решения практических задач. Адекватные модели природных и техногенных явлений достаточно сложны и требуют для своей реализации больших вычислительных мощностей. Практически важным является создание на базе высокоэффективных распределенных мультикластерных вычислительных систем реального инструментария для решения ряда сложных фундаментальных и прикладных проблем. К числу таких проблем, где необходимо применение методов математического моделирования, когда требуются эффективные параллельные алгоритмы и соответствующий программный инструментарий для проведения вычислительных экспериментов на распределенных и кластерных вычислительных системах, относятся задача столкновения галактик. Движение галактик в плотных скоплениях превращает столкновения между ними в важный эволюционный фактор, поскольку за хаббловское время рядовая галактика может испытать до десятка столкновений с другими галактиками своего скопления [1]. Наблюдательное и теоретическое изучение взаимодействующих галактик – незаменимый метод исследования их свойств и эволюции. Компоненты галактик, взаимодействуя друг с другом, обнаруживают свои физические свойства и объясняют появление наблюдаемых «аномальных» объектов. Таким образом, взаимодействующие астрофизические объекты являются единственными «экспериментальными установками», доступными для изучения многих аспектов физики основных астрономических объектов. Это обстоятельство привлекает внимание к всестороннему изучению физики взаимодействующих галактик всеми доступными на сегодня наблюдательными

ми и теоретическими средствами, в том числе и с привлечением компьютерного моделирования.

Трехмерность модели и нестационарность задачи выдвигают строгие требования к экономичности используемых методов решения, как в плане использования ресурсов вычислительной системы, так и в плане не критичного ограничения на отношение шага по времени и пространству. В последнее время бурное развитие вычислительной техники позволило производить ресурсоемкие расчеты и получать физически оправданные результаты для трехмерных программ. Использование суперкомпьютеров позволяет использовать большие объемы данных, на порядки повышать производительность вычислений, а как следствие, и точность [2]. В статье приведены результаты расчетов, проведенных на суперкомпьютерах НКС-160 ССКЦ СО РАН и МВС-6К МВСКЦ РАН.

Постановка задачи

Рассмотрим численную модель, основанную на совместном решении системы газодинамических уравнений с уравнением Пуассона, описывающем изменение поля гравитации под влиянием динамики газа:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v} \rho \vec{v}) &= -\operatorname{grad}(p) - \rho \operatorname{grad}(\Phi + \Phi_0), \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varepsilon \vec{v}) &= -(\gamma - 1)\rho \varepsilon \operatorname{div}(\vec{v}) - Q, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{v}) &= -\operatorname{div}(p \vec{v}) - (\rho \operatorname{grad}(\Phi + \Phi_0), \vec{v}) - Q, \\ \Delta \Phi &= 4\pi G \rho, \\ p &= (\gamma - 1)\rho \varepsilon,\end{aligned}$$

где p – давление; ρ – плотность; \vec{v} – вектор скорости; ρE – плотность полной энергии; Φ – собственный гравитационный потенциал; Φ_0 – вклад в гравитационный потенциал от центрального тела; ε – внутренняя энергия; γ – показатель адиабаты; Q – функция охлаждения.

Газодинамические параметры задачи определяются с учетом процесса охлаждения. В такой постановке задачи движение самогравитирующего газа является результатом взаимодействия сил гравитации и противодавления. Гравитационное поле определяется не только поведением газового компонента, но и движением центральных тел, имитирующих звездный компонент и темную материю в дисковой части галактик. Центральное тело представляет собой движущееся с постоянной скоростью вещество, не обладающее плотностью, но имеющее массу (равную массе газа), вносящее вклад в гравитационное поле и взаимодействующий с газовым компонентом только через силы гравитации.

При изучении сложных астрофизических явлений переход к моделированию пространственных течений газа сопровождается появлением новых физических эффектов, которые в других задачах либо отсутствуют, либо проявляются лишь незначительно. В ходе численной реализации гравитационная неустойчивость [3], как физическое свойство решения, приводит к зависимости численного решения от координатных линий. При численном решении астрофизических задач возникает необходимость задания областей нулевой плотности и корректного определения границ газ-вакуума. Рассматриваемая постановка задачи характеризуется важностью вклада гравитационной энергии и отсутствием больших потоков через границы области, отличается влиянием свойства полной консервативности схемы на решение, как и некоторые задачи магнитной газовой динамики и физики разреженной плазмы. С целью преодоления этих проблем разработана численная модель с улучшенными вычислительными характеристиками, основанная на методе крупных частиц [4; 5]. В качестве граничных условий для системы уравнений газовой динамики выбраны однородные краевые условия второго рода. Краевые условия для уравнения Пуассона можно определять в предположении сосредоточения всей массы системы в центре области либо в виде приближения с использо-

ванием моментов инерции, либо методом прямого суммирования по ячейкам. В настоящей работе краевые условия для уравнения Пуассона определяются с использованием моментов инерции.

Исходная система газодинамических уравнений решается методом крупных частиц в два этапа. Система уравнений на первом, эйлеровом, этапе описывает процесс изменения параметров газа в произвольной области течения за счет работы сил давления, а также за счет разности потенциалов. Для исключения влияния направлений координатных линий использован операторный подход [6]. Итоговая схема является консервативной и аппроксимирует уравнения со вторым порядком по пространству и с первым по времени. Система уравнений на втором, лагранжевом, этапе содержит дивергентные слагаемые и отвечает за процесс конвективного переноса газодинамических величин со схемной скоростью. Схемная скорость не соответствует искомой скорости газа, которая определяется после завершения лагранжева этапа системы, как результирующая итоговых значений импульса и плотности [7]. На каждом временном шаге решение уравнений неразрывности, движения, полной и внутренней энергий сводится к последовательному выполнению эйлерова и лагранжева этапов. В качестве начального условия для эйлерова этапа берется значение функций с предыдущего момента времени, для лагранжева этапа начальным условием является решение с эйлерова этапа. На каждом временном шаге производится корректировка баланса энергий. С этой целью осуществляется перенормировка схемных скоростей переноса массы, импульса и двух видов энергий на лагранжевом этапе метода Белоцерковского – Давыдова таким образом, что происходит корректировка длины вектора скорости при неизменном направлении. Такая модификация метода обеспечивает справедливость детального баланса энергий. Заметим, что разностная схема не становится полностью консервативной, поскольку коррекция скорости вносит погрешность в закон сохранения импульса. После решения газодинамической системы уравнений на каждом шаге решается уравнение

Пуассона для гравитационного потенциала.

Необходимость в создании оригинальной численной модели обусловлена невозможностью проведения анализа правомерности применения существующих программных реализаций к конкретной задаче, определения диапазона допустимых параметров и оценки точности получаемого решения. В настоящее время наиболее популярными методами решения задач гравитационной газодинамики являются полностью лагранжевы метод сглаженных частиц (SPH – *Smoothed Particle Hydrodynamics*) [8] и метод Годуновского типа PPM (*Piece-Parabolic Method*) [9]. Разработка большого количества пакетов программ свидетельствует не только о крайней актуальности развития моделирования в этом направлении, но и об отсутствии универсального пути решения такого типа задач [10].

Параллельная реализация

Алгоритм, реализующий метод крупных частиц, обладает высокой степенью внутреннего параллелизма, так как имеет место только локальное взаимодействие между соседними элементами, и для вычисления потенциала в слое сетки требуются значения не более чем в двух соседних слоях. Тем самым выполнено условие линейности алгоритма [11], необходимое для его реализации на мультимикомпьютерах. Несмотря на это, метод является сложным для эффективной параллельной реализации. Одним из главных вопросов является правильное распределение массивов сеточных переменных между процессорными элементами. Для распараллеливания алгоритма рассматриваемой задачи использован метод геометрической декомпозиции. Метод крупных частиц для задачи гравитационной газовой динамики можно разбить на четыре этапа:

- 1) эйлеров этап;
- 2) лагранжев этап;
- 3) решение уравнение Пуассона;
- 4) пересчет значений газодинамических величин.

Каждый этап состоит из постоянного количества операций и не зависит от поведения решения. Наибольшее процентное соотношение времени вычисления составляет 69 % для лагранжева этапа. Для эйлерова этапа процентное соотношение времени вычисления – 12 %,

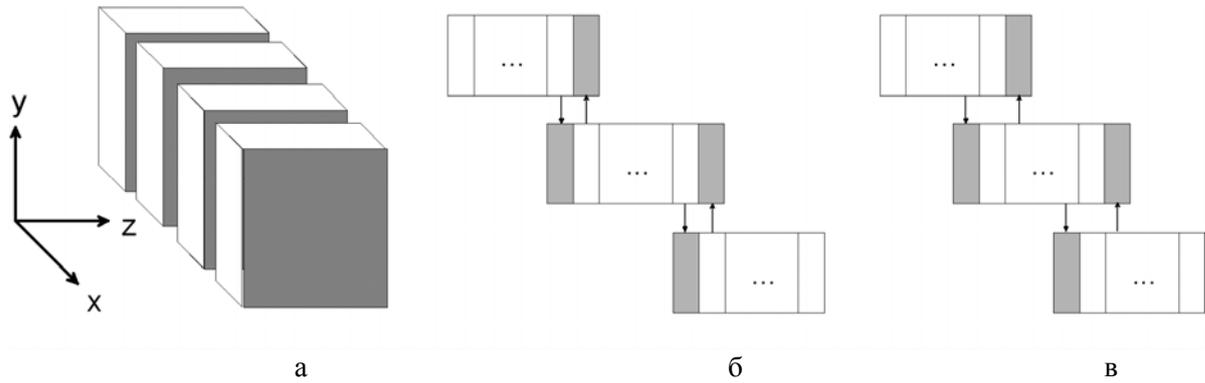


Рис. 1. Разрезание расчетной области вдоль оси OX (а), перекрытие расчетных областей на эйлеровом этапе (б), перекрытие расчетных областей на лагранжевом этапе (в)

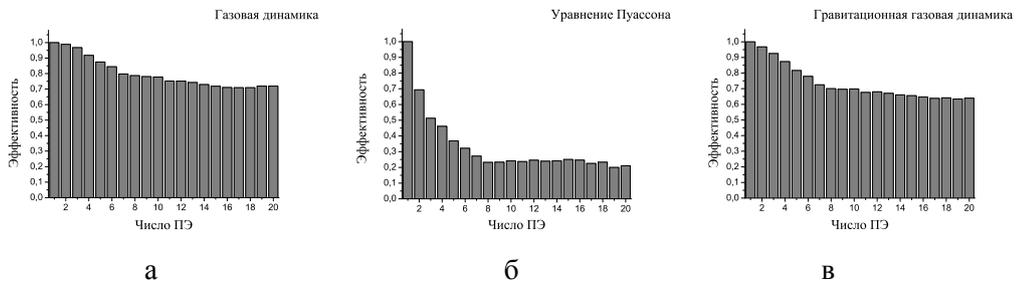


Рис. 2. Эффективность параллельной реализации метода решения газодинамических уравнений (а), уравнения Пуассона (б), гравитационной газовой динамики (в)

для расчета гравитационного потенциала – 11 %. Прочие вычисления занимают 8 % времени счета.

Рассмотрим геометрическую декомпозицию области для каждого этапа. На каждом этапе расчетная область размером $N_x \times N_y \times N_z$ разрезается вдоль оси OX (рис. 1, а) на слои размером $(N_x/P) \times N_y \times N_z$, где P – количество процессоров вычислительной системы. Декомпозиция области на эйлеровом этапе осуществляется с перекрытием одного слоя граничных точек соседних областей (рис. 1, б). Один слой перекрытия достаточен вследствие использования центральной разности для аппроксимации производных. На лагранжевом этапе происходит конвективный перенос газодинамических величин, который состоит в переносе долей величин в соседние ячейки [7]. Таким образом, при разрезании расчетной области перенос граничных ячеек должен пересчитываться на соседних процессорах. Поэтому на лагранжевом этапе декомпозиция области осуществляется с перекрытием двух слоев граничных точек соседних областей (рис. 1, в).

Трехмерное параллельное быстрое преобразование Фурье выполняется с помощью процедуры из свободно распространяемой библиотеки FFTW. Способ разрезания массива также задается библиотекой. Перекрытие расчетных областей не требуется.

При разработке параллельного алгоритма важно знать потенциальные возможности ускорения вычислений и накладные расходы, связанные с организацией взаимодействий параллельных ветвей. Кроме того, необходимо знать показатели эффективности работы параллельного алгоритма на многопроцессорной системе, позволяющие сравнивать его с другими параллельными алгоритмами. Так как для получения значимого результата задачи ди-

намики газовой компоненты протопланетного диска требуются большие объемы данных, важно оценить предел роста размеров задачи, после которого ускорение и эффективность параллельного алгоритма перестанут расти. Для обработки объема данных больше предельного нужно будет искать новые подходы к распараллеливанию алгоритма либо решению всей задачи в целом. Эффективность параллельной реализации исследована на расчетной сетке, которая входит в память одного процессорного элемента (рис. 2).

Данные результаты ускорения и эффективности соответствуют результатам, полученным другими реализациями, основанными на данных численных методах решения задач астрофизики.

Результаты численного моделирования

В трехмерной расчетной области в начальный момент времени заданы два самогравитирующих газовых облака с равными начальными распределениями газодинамических параметров. Каждое облако задается сферической областью, равномерно заполненной газом массы $M_{\text{gas}} = 16 \cdot 10^{41}$ кг. К этой конфигурации добавлен звездный компонент с массой, составляющей 100 % массы газа. В рассматриваемой постановке звездный компонент представляет собой движущееся с постоянной скоростью вещество, вносящее вклад в гравитационное поле и взаимодействующее с газовым компонентом только через силы гравитации. В ходе встречного движения облаков с равными начальными скоростями $v_{cr} = 200 \div 3\,000$ км/с происходит их столкновение. На основе разработанного параллельного алгоритма были получены развития сценариев столкновения галактик: слияние, рассеивание и пролет галактик с образованием новой галактики [12].

Слияние галактик

Выберем в качестве начальной скорости сближения величину 200 км/с (рис. 3). Необходимым условием сохранения начальной скорости газа к моменту столкновения является совместное движение газа и звездного компонента, что возможно только при малом значении внутренней энергии ($\alpha \in [10^{-4}; 5 \cdot 10^{-4}]$). В случае малого значения внутренней энергии и малой скорости движения газовые компоненты галактик остывают и начинают сжиматься вокруг звездной составляющей. Для достаточного сжатия газа в возникающем мощном гравитационном поле необходимо время порядка 10^{14} секунд. Если галактики расположены дальше 25 000 парсек друг от друга, то за это время звездный компонент успевает увлечь за собой газ, придав ему скорость. При этом гравитационное поле одной галактики не оказывает сильного влияния на скорость движения другой. В момент столкновения гравитационное поле двух галактик складывается, и его значение настолько высоко, что ни силы давления, ни движение звездных компонент уже не влияют на динамику газа образовавшейся галактики. Новая галактика имеет высокую плотность ($1,6 \cdot 10^{-20}$ кг/м³) при малом размере.

Пролет галактик, образование новой галактики

Газ может не успеть остыть до момента столкновения. Это может случиться, например, если при малом значении внутренней энергии $\alpha < 10^{-2}$ и малой начальной скорости (250 км/с) расстояние между галактиками невелико (меньше 25 000 парсек). Так как гравитационное поле соседней галактики начинает ускорять газовый компонент, скорость в момент столкновения становится порядка 600 км/с. В таком случае облака газа расходятся в разные

стороны вслед за звездным компонентом (рис. 4). Если отношение внутренней энергии к гравитационной не превышает 10^{-3} и начальное расстояние не более 40 000 парсек, то газ также не успевает остыть до момента столкновения и сценарий пролета галактик повторяется. При уменьшении начального расстояния до 22 000–25 000 парсек и при $\alpha \sim 0,001$ происходит образование третьей дочерней галактики, лишенной звездной компоненты. Дочерняя галактика образуется из газового следа, остающегося за разлетающимися галактиками. Газо-

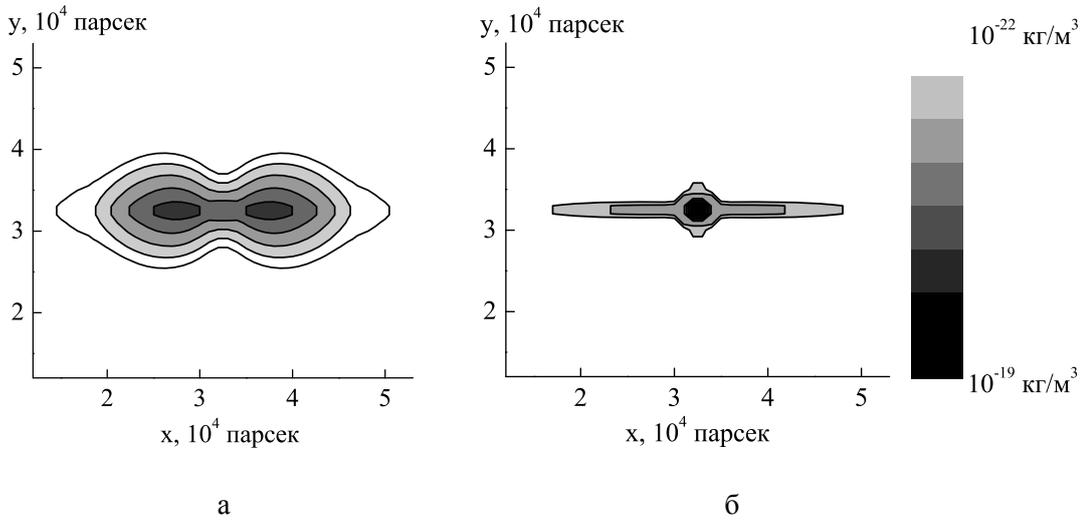


Рис. 3. Изолинии плотности газа в плоскости столкновения, сценарий слияния галактик. Моменты времени $4 \cdot 10^{14}$ с – начало слияния (а), 10^{15} с – финальная стадия слияния (б)

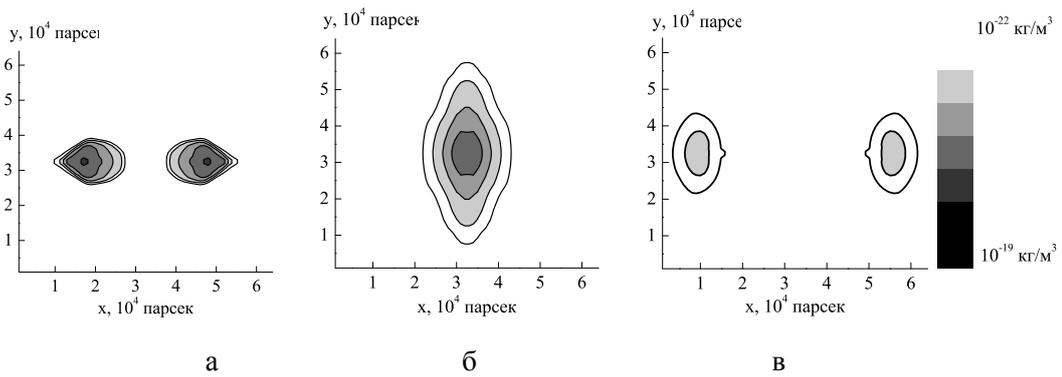


Рис. 4. Изолинии плотности газа в плоскости столкновения, сценарий свободного пролета галактик. Моменты времени $5 \cdot 10^{14}$ с – начало столкновения (а), 10^{15} с – момент столкновения галактик (б), $3 \cdot 10^{15}$ с – разлет галактик (в)

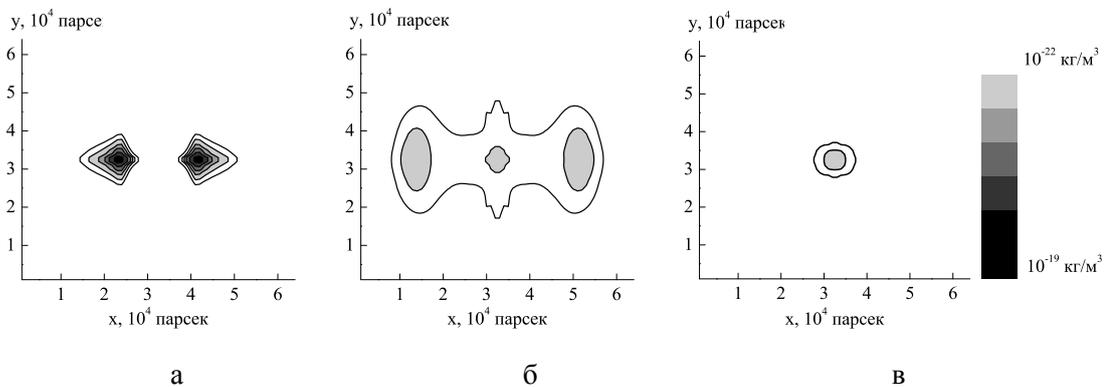


Рис. 5. Изолинии плотности газа в плоскости столкновения, сценарий образования третьей галактики. Моменты времени $5 \cdot 10^{14}$ с – начало столкновения (а), $3 \cdot 10^{15}$ с – разлет галактик (б), $2 \cdot 10^{16}$ с – образование третьей галактики (в)

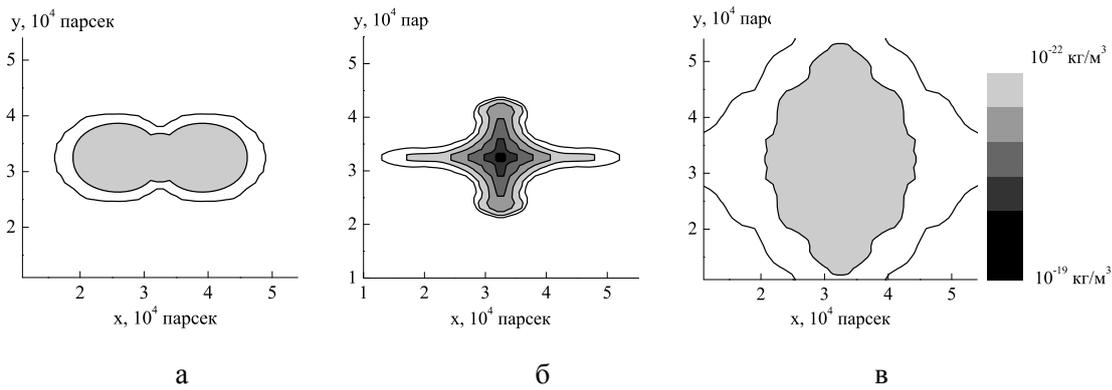
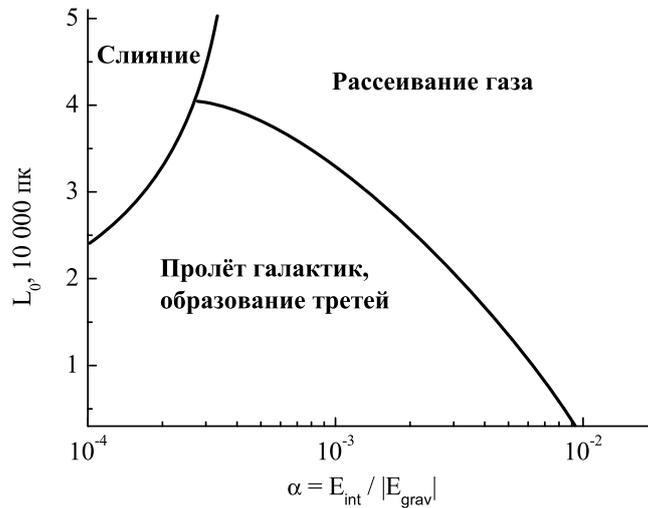


Рис. 6. Изолинии плотности газа в плоскости столкновения, сценарий рассеивания галактик. Моменты времени 10^{14} с – начало столкновения (а), $5 \cdot 10^{14}$ с – момент столкновения (б), $4 \cdot 10^{15}$ с – рассеивание галактик (в)

Рис. 7. Результаты столкновения в зависимости от начального расстояния L_0 и отношения гравитационной энергии к внутренней $\alpha = E_{\text{int}} / |E_{\text{grav}}|$



вый след, остающийся после столкновения, становится более массивным с уменьшением начального расстояния между галактиками. Газ фокусируется в центре области, и малая начальная внутренняя энергия позволяет газу остыть и образовать новую дочернюю галактику (рис. 5).

Рассеивание галактик

Сценарий рассеивания галактик происходит при высокой скорости (около 1 000 км/с и более) столкновения газовых компонент галактик. Такая скорость может быть достигнута при большой внутренней энергии газа или при достаточно большом начальном расстоянии. При этом начальная скорость должна быть не менее 250 км/с. При большой скорости газ не успевает остыть и начинает расширяться, в результате скорость газа растет, становится больше начальной и достигает величины 1 000 км/с на момент столкновения. В итоге газовый компонент образовавшейся галактики рассеивается (рис. 6). Если задать начальную скорость больше 250 км/с, то газ начинает расширяться, почти не остывая, и сценарий рассеивания повторяется.

Результаты моделирования столкновения газовых компонент галактик

На рис. 7 представлена зависимость исхода столкновения от начального расстояния и отношения гравитационной энергии к внутренней. Результаты моделирования сценариев

столкновения при $\lg(M_G/M_\odot)=11$ подтвердили основанную на наблюдательных данных теоретическую гипотезу зависимости исхода взаимодействия галактик от скорости в момент столкновения [13].

Список литературы

1. Тутуков А. В. Роль внешних факторов в эволюции галактик // *Астрономический журнал*. 2006. Т. 83, № 6. С. 496–508.
2. Вшивков В. А., Лазарева Г. Г., Киреев С. Е., Куликов И. М. Параллельная реализация модели газовой компоненты самогравитирующего протопланетного диска на суперЭВМ // *Вычисл. технологии*. 2007. Т. 12, № 3. С. 38–52.
3. Vshivkov V., Lazareva G., Snytnikov A., Kulikov I., Tutukov A. Computational Methods for Ill-Posed Problems of Gravitational Gasodynamics // *Journal of Inverse and Ill-Posed Problems*. 2011. Vol. 19, № 1. P. 151–166.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 293 с.
5. Белоцерковский О. М., Головачев Ю. П., Грудницкий В. Г. и др. Численное исследование современных задач газовой динамики. М.: Наука, 1974. 392 с.
6. Вшивков В. А., Лазарева Г. Г., Куликов И. М. Операторный подход для численного моделирования гравитационных задач газовой динамики // *Вычисл. технологии*. 2006. Т. 11, № 3. С. 27–35.
7. Вшивков В. А., Лазарева Г. Г., Куликов И. М. Модификация метода крупных частиц для задач гравитационной газовой динамики // *Автометрия*. 2007. Т. 43, № 6. С. 46–58.
8. Gingold R. A., Monaghan J. J. Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non-Spherical Stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1977. Vol. 181. P. 375–389.
9. Collela P., Woodward P. R. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations // *J. Comput. Phys.* 1984. Vol. 54. P. 174–201.
10. Лазарева Г. Г. Современные численные модели гравитационной газовой динамики // *Вестн. Новосибир. гос. ун-та. Серия: Математика, механика, информатика*. 2010. Т. 10, вып. 1. С. 40–64.
11. Kraeva M. A., Malyshkin V. E. Assembly Technology for Parallel Realization of Numerical Models on MIMD-Multicomputers // *Future Generation Comp. Syst.* 2001. Vol. 17 (6). P. 755–765.
12. Vshivkov V., Lazareva G., Snytnikov A., Kulikov I., Tutukov A. Hydrodynamical Code for Numerical Simulation of the Gas Components of Colliding Galaxies // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2011. Vol. 194, № 47. P. 12.
13. Тутуков А. В., Лазарева Г. Г., Куликов И. М. Газодинамика центрального столкновения двух галактик: слияние, разрушение, пролет, образование новой галактики // *Астрономический журнал*. 2011. Т. 88, № 9. С. 837–851.

Материал поступил в редколлегию 16.11.2011

G. G. Lazareva, I. M. Kulikov, V. A. Vshivkov, E. A. Koshkarova,
E. A. Berendeev, M. B. Gorr, M. S. Antonova

PARALLEL PROGRAM FOR NUMERICAL MODEL OF COLLIDING GALAXIES

The results of parallel program design for numerical model of dynamics of self-gravitation gas structures are presented. Model is based on decision of gas dynamics equations and Poisson equation for gravity potential. The initial system of the equations of gas dynamics is solved by the Fluids-in-Cells method with energy balance correction. The three-dimensional problem is solved with a glance of cooling action in Cartesian display. Adequate results of colliding galaxies process are obtained.

Keywords: effective parallel algorithm, astrophysics, hydrodynamics models, galaxies formation and dynamics, gravitational instability.