

УДК 52-17

N-body моделирование столкновения двух звездных скоплений содержащих черные дыры средних масс

И.Н. Витка ¹, А.К.Галишникова, Е.М.Новоселов, С.А.Соловьев, С.А. Чернягин²

Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Проведено N-body моделирование столкновения двух скоплений содержащих черные дыры средних масс. Моделирование проводилось с помощью ранее предложенного метода регуляризации с применением перехода к переменным действия. Метод регуляризации показал свою корректность и эффективность в решение задач звездной динамики в случае наличия моделируемых частиц с разными массами. Результаты численного моделирования позволяют судить о наблюдательных проявлениях наличия черных дыр средних масс в центрах скоплений.

Ключевые слова: численное моделирование, задача N тел, звездная динамика.

¹vitka@phystech.edu

²chernyagin71@mail.ru

Введение

Гравитационная задача многих тел (N-body problem) – одна из фундаментальных задач современной астрофизики. Численное моделирование гравитационной многотельной задачи представляет большой интерес для понимания динамических процессов, происходящих в планетных системах, рассеянных и шаровых звездных скоплениях, галактиках и скоплениях галактик - вплоть до крупномасштабной структуры Вселенной [2].. Существует два основных класса гравитационных задач многих тел - это столкновительные и бесстолкновительные. Основным отличием столкновительной от бесстолкновительной является то, что столкновительная учитывает тесные сближения между телами. В статье рассматривается только столкновительная задача. Основные вычислительные трудности заключаются в необходимости решать систему N дифференциальных уравнений второго порядка, связывающих ускорения и положения всех частиц в системе. Точное аналитическое решение существует только для случая двух тел, в то время как в общем случае для большего количества тел требуется численное интегрирование. В этом случае особое внимание должно быть уделено обеспечению одновременно точности и эффективности. В частности проблемой при численном моделировании столкновительных задач является обработка близких прохождений тел. Методы с постоянным шагом интегрирования по времени и без учета особенности $(1/r^2)$ неспособны гарантировать заданную точность и приводят к снижению точности расчетов и приводит к увеличению временных затрат на интегрирование во время близкого прохождения. С другой стороны, схема с общим изменяемым шагом по времени может с необходимой точностью просчитать близкое столкновение, но приходится жертвовать эффективностью в виду принципиального возможного сильного дробления шага интегрирования в случае образования тесных звездных пар и кратных систем более высокого порядка. Так как все остальные частицы системы интегрируются в масштабе времени близкого прохождения, который может быть на несколько порядков меньше, чем глобальный масштаб времени интегрирования, приходится рассматривать эволюцию системы на наименьшем временном масштабе, что и приводит к существенному замедлению расчетов. Существуют методы с выбором индивидуального

шага [3], но даже они не решают проблему близкий походов, так как времена должны падать с $(r^{3/2})$. Ввиду этого приходится применять так называемые методы регуляризации [2]. Одним из таких путей, обходящих сингулярность является обрезание потенциала в уравнении 1 [1], то есть изменение гравитационного взаимодействия на малых масштабах. Например:

$$\frac{1}{(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2 + \epsilon^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

где $\epsilon > 0$ является типичным расстоянием ("смягчением"), ниже которого гравитационное взаимодействие подавляется. Эта стратегия эффективно подавляет образование двойных систем и сильные гравитационные взаимодействия, но ценой изменения динамики системы. Вычислительная сложность прямого численного моделирования системы N тел растет как N^2 , так как для оценки силы действующей на каждую частицу необходимо учитывать вклад от всех остальных членов системы, что требует огромных вычислительных и временных ресурсов[2]. Другим широко известным подходом регуляризации является переход к системе координат в которой уравнения не имеют особенности в нуле. В результате появляется возможность численно интегрировать эти уравнения без потери точности. Одной из самых часто применяемых схем такого класса регуляризаций является регуляризация Кустаанхеймо-Штифеля [2].

В нашей работе применялся ранее предложенный метод регуляризации с применением перехода к переменным действия, позволяющий ускорить процесс решения и при том позволяющий бороться с особенностями. Суть такого подхода заключается в том, что движение тесной пары можно рассматривать как невозмущенное, а влияние остальных тел учитывать, как малую поправку. Это преимущество данного метода проявляется в том, что шаг определяется величиной возмущения, и при малых значениях возмущения по отношению к энергии двойной системы, движение последней большей степени определяется решением задачи двух тел. Особенностью такого принципа является возможность выбора большего шага чем в иных подходах. [4]

В работе, мы пронаблюдали динамику эволюции звездных скоплений в зависимости

от того, содержат ли они черную дыру средней массы или нет. Наличие черных дыр средней массы в скоплениях приводит к существенной разнице в процессах эволюции.

1 Постановка задачи

В предыдущей работе [4], метод был проверен в случае с одинаковыми массами всех тел скоплений. Но в природе встречаются скопления с сильно различающимися массами звезд в наблюдаемых скоплениях [6]. Протестируем предложенный ранее метод регуляризации для частиц с сильно различающимися массами. Рассмотрим столкновение двух симметричных кубических скоплений с равномерным распределением одинаковых звезд и скоплений с массивными телами, несущих себе половину массы каждого из скоплений. Кроме того, что сравнение результатов данного моделирования с калибровочным позволит показать эффективность и точность предложенного метода регуляризации, сравнение подобных симуляций позволит вычленить признаки, характерные для скоплений, содержащих двойные черные дыры средних масс. В данном моделировании время измерялось в годах, расстояние в астрономических единицах, скорость - в скоростях орбитального движения Земли, масса - в массах Солнца.

1.1 Начальные данные

- а) Взяты два кубических скопления состоящие из 5000 звезд с массами равными массе солнца. Тела равномерно распределены в кубах с ребрами по 50 тысяч а.е..
- б) Взяты два кубических скопления состоящие из 2500 звезд с массами равными массе солнца. Тела равномерно распределены в кубах с ребрами по 50 тысяч а.е.. В центре каждого скопления массивное тело (далее ВН) массой равной массе скопления. т.е. $M_{BH} = 2500M_{\odot}$.

В начальный момент времени центры скоплений были разнесены друг от друга на расстояние 80 тысяч а.е.. Скорости тел в скопление имели равномерное распределение от 0 до 0.01. Начальная скорость ВН была равна нулю. Эволюции систем наблюдались на интервалах времени от $t = 0$ до $t = 60000$ лет.

2 Результаты моделирования

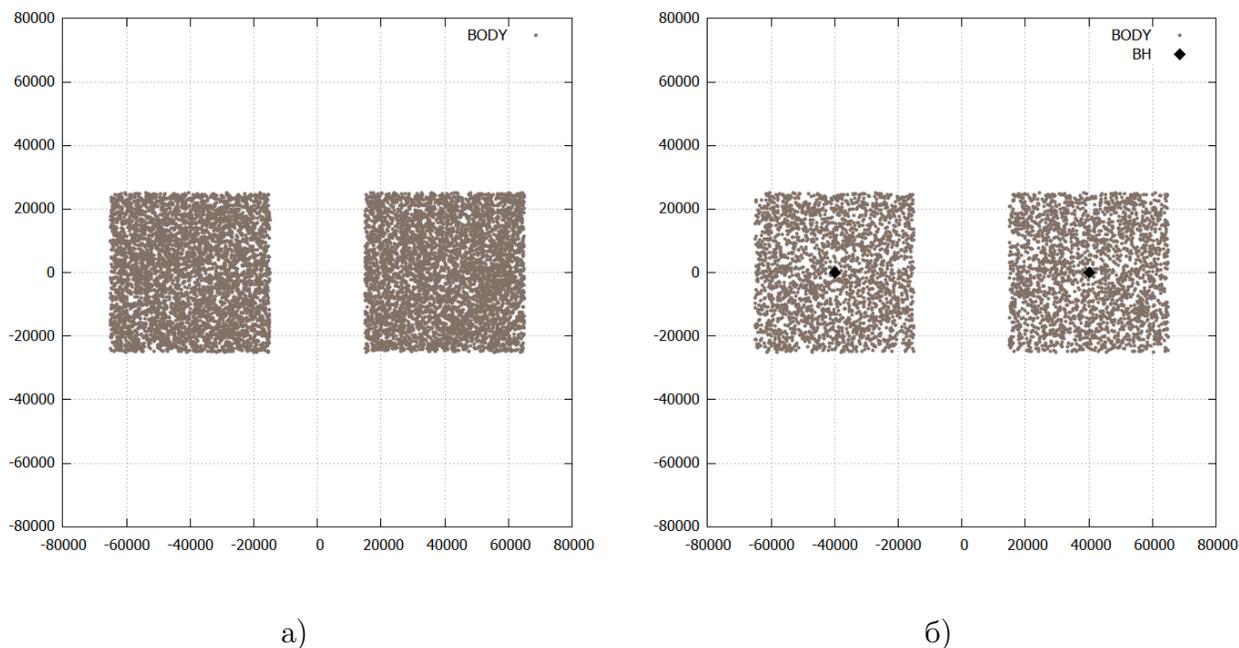
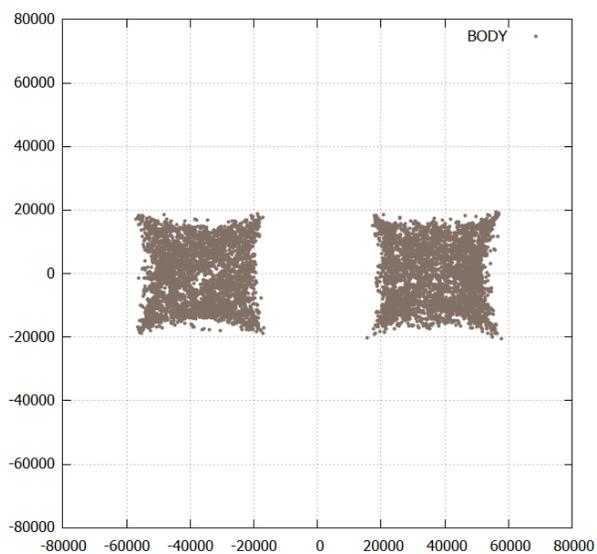
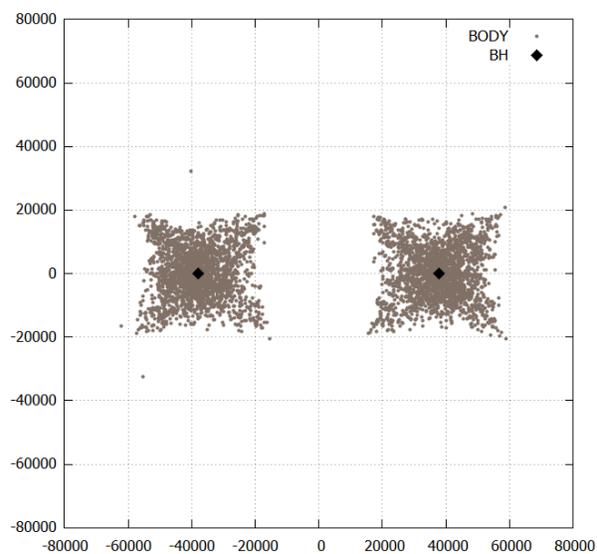


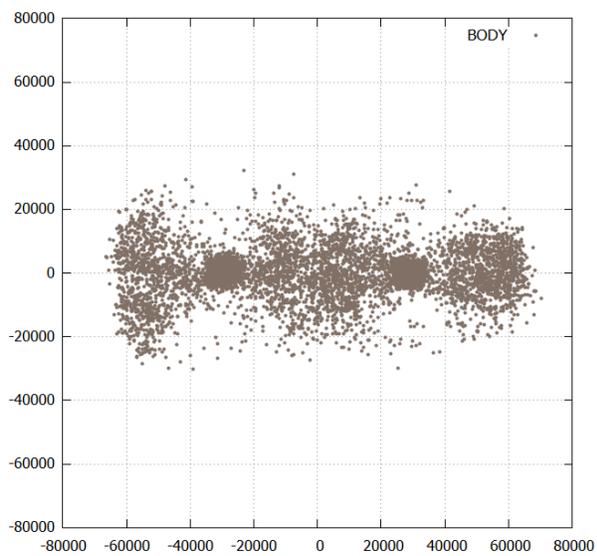
Рис. 1: $t=0$



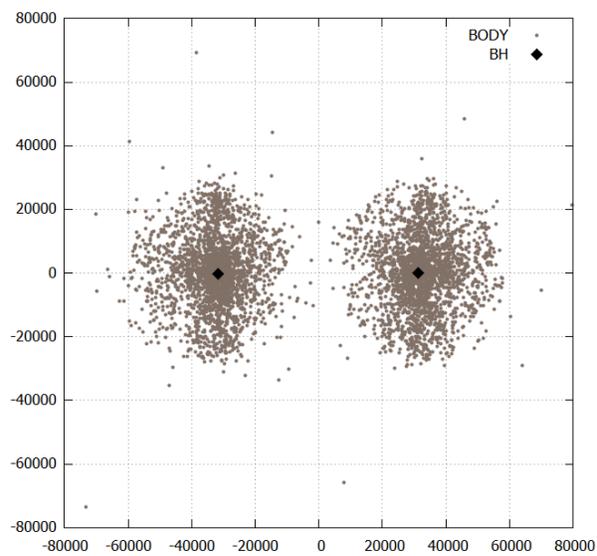
а)



б)

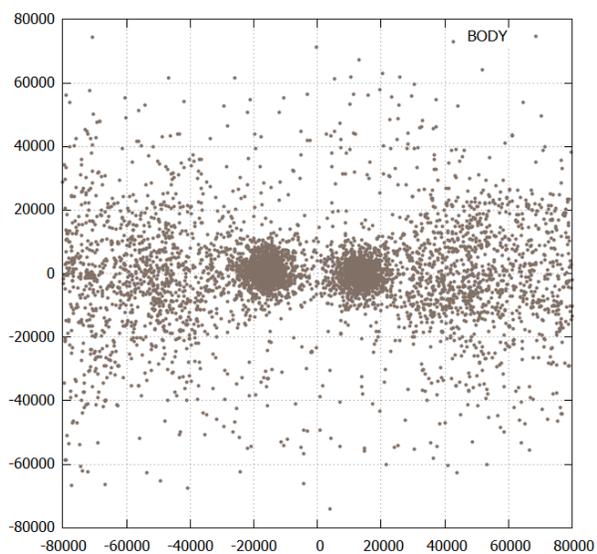
Рис. 2: $t=10000$ 

а)

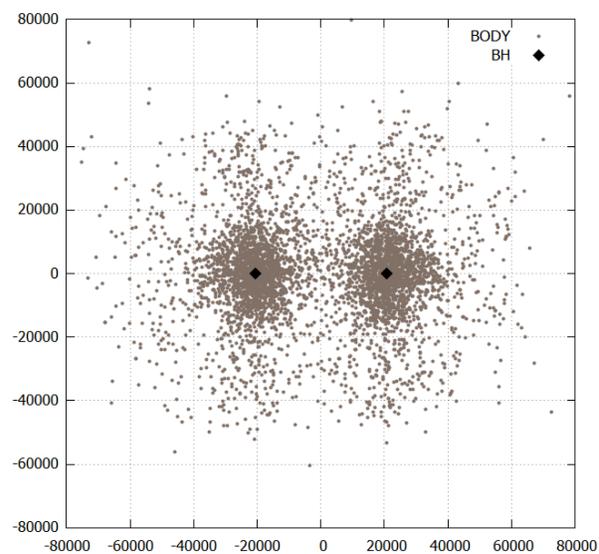


б)

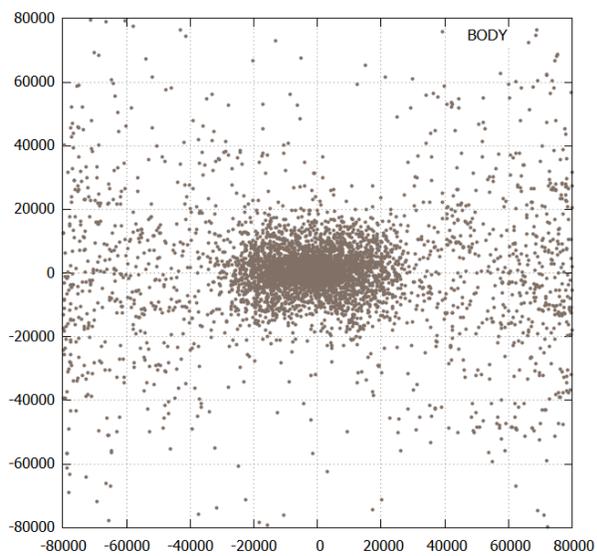
Рис. 3: $t=20000$



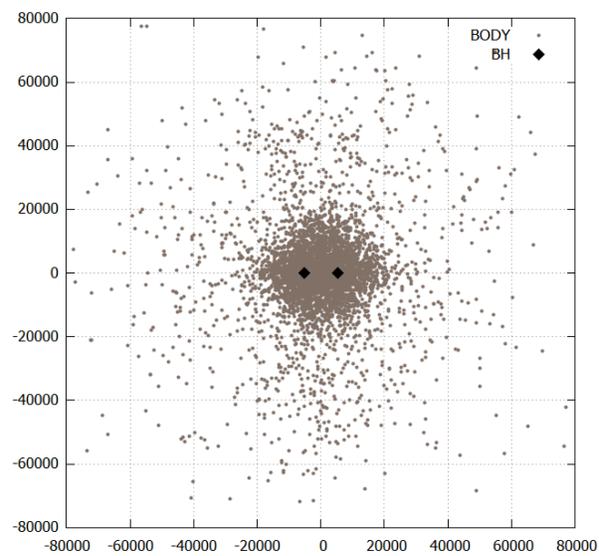
а)



б)

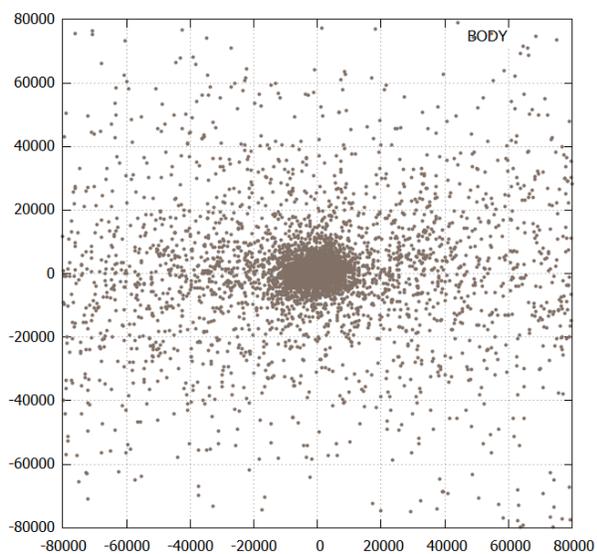
Рис. 4: $t=30000$ 

а)

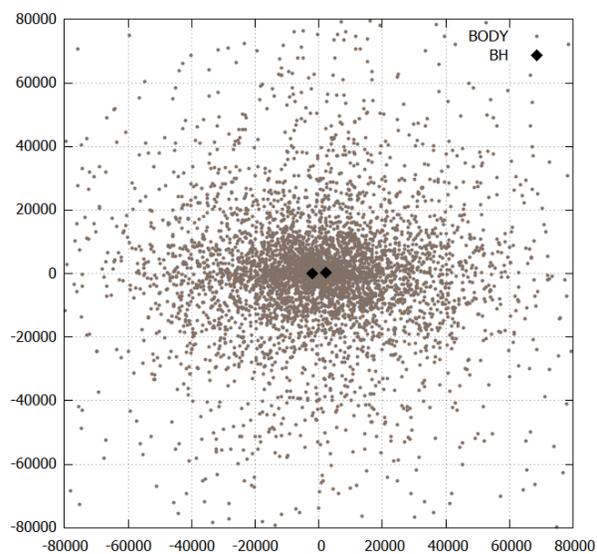


б)

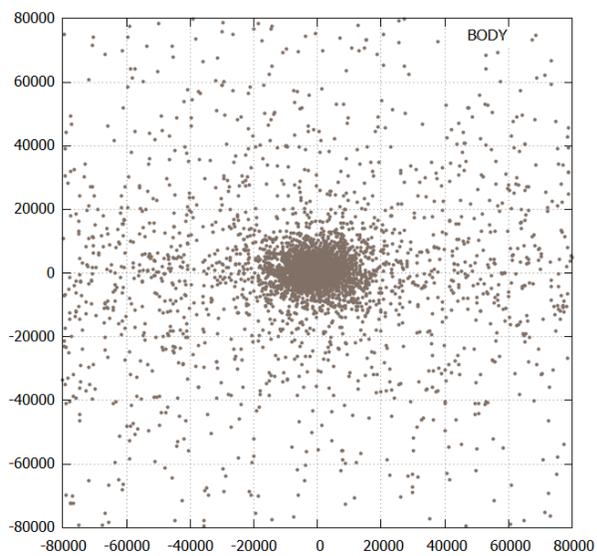
Рис. 5: $t=40000$



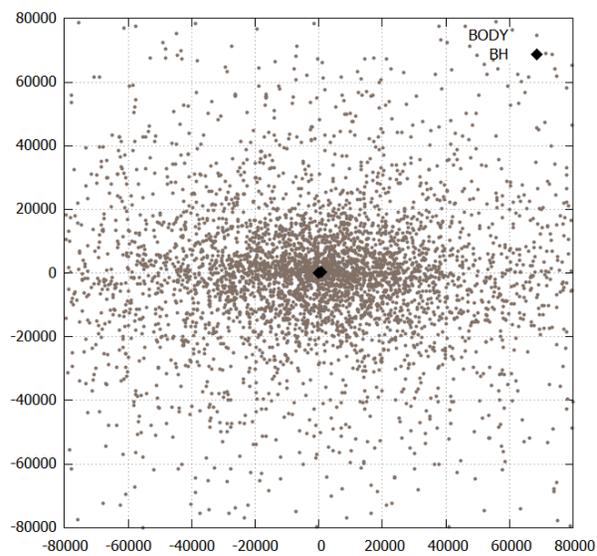
а)



б)

Рис. 6: $t=50000$ 

а)



б)

Рис. 7: $t=60000$

3 Описание результатов

В результате моделирования видно, что единичные черные дыры средней массы в центре скопления оказывают влияние на эволюцию, но не столь сильное как двойная система черных дыр. Двойная система черных дыр за счет динамического трения теряет энергию и передает ее остальным звездам скопления, что приводит к существенному уменьшению его плотности. В процессе происходил выброс тел скоплений и общее рассеяние. Рассеяние происходит с большей интенсивностью при моделировании двух скоплений аналогичных масс, но не имевших при этом центральных массивных тел.

Эффект динамического трения впервые описал Чандрасекар [10]. По его расчетам, массивный объект, движущийся через скопление частиц становится причиной изменения плотности, и из-за своей гравитационной силы начинает создавать за собой локальное увеличение плотности которое генерирует тормозящее усилие на движущийся массивный объект. Как следствие, массивный объект теряет свою орбитальную энергию и угловой момент. Динамическое трение возникает в различных астрономических явлениях [7]. Так, например, спутниковые галактики, вращающиеся вокруг более крупные теряют орбитальную энергию, момент импульса и за счет эффекта динамического трения и в конечном итоге попадают в центр ([9], [8]). Аналогичные события происходят и при слиянии галактик.

4 Заключение

Ранее предложенный метод регуляризации был применен к реальной задаче из области астродинамики. Метод практически показал свою эффективность и корректность. Дальнейшее направление работы сводится к применению метода при решении новых задач и усовершенствованию существующего алгоритма. На последнем следует остановиться, улучшения могут быть достигнуты как на техническом уровне (применение параллельных вычислений), так и на алгоритмическом (применение FMM - fast multipole method). При условии выполнения обоих подходов класс возможных к решению задач может быть

существенно расширен, а число моделируемых тел увеличено на порядки.

Список литературы

- [1] Арсет, Фолл (S.J. Aarseth and S.M. Fall), *Astrophys. J.* **236**, 43 (1980).
- [2] Орлов В.В., Рубинов А.В., *Задача N тел в звездной динамике: Учебное пособие* (СПб.: ВВМ, 2008).
- [3] Денен, Рид (W. Dehnen and J. Read), *Eur. Phys. J. Plus* **126**, 55 (2011).
- [4] Лежнин, Чернягин (Lezhnin K.V., Chernyagin S.A.) *Astronomy Letters*. Т. 40. № 6. С. 382 (2014)
- [5] Бэйтс (L. Bates), *Arch. Rational Mech. Anal.* **120**, 337 (1992).
- [6] Талпур, Talpur J. *A Guide to Globular Clusters*. Keele University (1997)
- [7] Биней, Тримейн, Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press
- [8] Тейлор, Бабул, Taylor J. E., Babul A., 2001, *ApJ*, 559, 716
- [9] Вайт, White S. D. M., 1976, *MNRAS*, 174, 467
- [10] Чандрасекар, Chandrasekhar S., 1943, *ApJ*, 97, 255