

# *Проблемы небесной механики и динамики звездных систем*

---

---

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 5 – 12

## **EFFECT OF ACCRETION DISC PROFILE ON THE DYNAMICS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI**

**B. T. Shukirgaliyev<sup>1,2</sup>, T. P. Panamarev<sup>1,2</sup>, S. G. Abdrahmanov<sup>1</sup>,  
M. A. Makukov<sup>1</sup>, Ch. T. Omarov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

**Key words:** active galactic nuclei, stellar dynamics, computational astrophysics, accretion, N-body simulations.

**Abstract.** Employing parallel computing technologies, we investigate a numerical model of active galactic nuclei. The model under consideration is implemented on the basis of the phiGRAPE+GPU code and comprises three subsystems – a central supermassive black hole, gaseous accretion disc, and compact stellar cluster. The evolution of the compact stellar cluster is modeled with direct integration (N-body simulation), while the black hole and gaseous disc are represented phenomenologically: the black hole is introduced as an external potential (fixed in space but variable in time due to black hole mass growth), and the gaseous disc is introduced as spatial time-independent density distribution. Apart from gravitational interaction with other stars, for each star we compute also the gravitational action from the black hole and dissipative action from the gaseous disc. The latter leads to the loss of energy by stars and, under certain conditions, to the accretion of some stars onto the black hole. Particular attention in this paper is paid to the study of the effect of the gaseous disc on the evolution of the entire system. In particular, comparing two accretion disc models with differing profiles, we analyze their effect on the process of stellar accretion, on orbital parameters of stars, and on global dynamical characteristics of the system.

УДК 524.47-54

## **ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА НА ДИНАМИКУ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК**

**Б. Т. Шукиргалиев<sup>1,2</sup>, Т. П. Панамарев<sup>1,2</sup>, С. Г. Абдрахманов<sup>1</sup>,  
М. А. Макуков<sup>1</sup>, Ч. Т. Омаров<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы Казахстан,

<sup>2</sup>Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

**Ключевые слова:** Активные ядра галактик, звездная динамика, вычислительная астрофизика, акреция, задача N тел.

**Аннотация.** Используя технологии параллельного вычисления, мы проводим исследование численной модели активных ядер галактик. Рассматриваемая модель, реализованная на основе кода phiGRAPE+GPU, состоит из трех подсистем – центральной сверхмассивной черной дыры, аккреционного газового диска, и компактного звездного кластера. Эволюция звездного кластера интегрируется прямым методом (N-body

simulations), а черная дыра и газовый диск заданы феноменологически – черная дыра задана в виде внешнего потенциала (неподвижного в пространстве, но изменяемого со временем вследствие роста массы черной дыры), а газовый диск задан в виде пространственного распределения плотности, не зависящего от времени. Кроме гравитационного взаимодействия с другими звездами, для каждой звезды рассчитывается также гравитационное воздействие со стороны черной дыры и диссипативное воздействие со стороны газового диска. Последнее приводит к потере энергии звездами в центральной части кластера и, при определенных условиях, к акреции некоторых звезд на черную дыру. Особое внимание в данной работе уделено изучению влияния газового диска на эволюцию всей системы. В частности, сравнивая две модели аккреционного диска с отличающимися профилями, мы анализируем их влияние на процесс акреции звезд, на их орбитальные параметры, и на глобальные динамические характеристики системы.

Феномен активных ядер галактик (АЯГ) остается одной из актуальнейших проблем в астрофизике [1-3]. Согласно доминирующей модели, этот феномен объясняется акрецией вещества на сверхмассивную черную дыру в центрах галактик (по современным данным, сверхмассивные черные дыры массой от нескольких миллиардов до нескольких триллионов масс Солнца находятся в центрах большинства, если не всех, галактик, и являются, по всей видимости, неотъемлемой частью их эволюции [4]). В процессе акреции потенциальная и кинетическая энергия вещества эффективно перерабатывается в энергию излучения, что и может объяснить стабильное и очень мощное излучение из весьма малой области, наблюдаемое в АЯГ. Так как момент импульса аккрецируемого вещества при этом сохраняется, то оно образует диск, и вся рассматриваемая система становится осесимметричной.

Вместе с тем, в центральных областях галактик вокруг центральной черной дыры практически всегда имеются сферически-симметричные компактные звездные кластеры [5]. В предыдущих работах мы исследовали, используя численное моделирование и простую феноменологическую модель газового диска, влияние этого звездного кластера на динамику и эволюцию активных ядер [6, 7]. В частности, было обнаружено, что диссипативное взаимодействие звезд кластера с газом может значительно увеличить темп акреции, так как звезды передают часть энергии газу, их орбиты укладываются в аккреционный диск, и в итоге они также аккрецируются на центральную черную дыру [6]. Однако, чтобы оценить влияние аккреционного диска на орбитальные и фазовые характеристики звезд, необходимо исследовать более реалистичную модель диска. В этом и заключается цель данной работы.

Исследуемая модель АЯГ включает в себя три подсистемы: компактный звездный кластер (КЗК), аккреционный диск (АД), и центральная сверхмассивная черная дыра (СМЧД). Кластер моделируется прямым интегрированием взаимодействия отдельных звезд друг с другом (N-body simulations), а также с газовым диском и черной дырой. Газовый диск задается феноменологически, в виде заданного и низменного во времени распределения плотности, и имеет кеплеровское вращение. Черная дыра также задана феноменологически в виде ньютоновского потенциала. Если звезда попадает в область с радиусом менее  $R_{accr}$  (радиус акреции), то она считается аккрецировавшей – ее масса добавляется к массе черной дыры, а сама звезда удаляется из системы. В качестве исходного кода для численного моделирования мы используем код phiGRAPE+GPU [8], который использует технологии параллельного вычисления (GPGPU и MPI). В этот код нами добавлен модуль, описывающий диссипативное взаимодействие звезд с газом. Эволюция системы начинается с состояния, задаваемого моделью Пламмера. Во всех запусках число звезд в системе составляет 32 тысячи. Более подробное описание численной модели может быть найдено в [6, 7].

Рассмотрим подробнее модель аккреционного диска. Возьмем за основу трехмерный, осесимметричный стационарный диск, который характеризуется дифференциальным вращением с локальной угловой скоростью. Радиальный профиль поверхностной плотности задан в виде

$$\Sigma(R) = \Sigma_d \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где  $\alpha = 3/4$ ,  $R^2 = x^2 + y^2$ ,  $R_d$  - радиус диска и  $\Sigma_d$  - значение поверхностной плотности при  $R = R_d$ . Значение  $\alpha = 3/4$  соответствует внешней границе диска по модели Новикова-Торна [9]. Масса диска равна

$$M_d = 2\pi \int_0^{R_d} \Sigma(R) R dR = \frac{2\pi}{2-\alpha} \Sigma_d R_d^2. \quad (2)$$

Для численного интегрирования уравнений движения сила, действующая на частицу должна быть гладкой и непрерывной функцией, поэтому необходимо ввести экспоненциальный множитель, который будет обеспечивать гладкое (но достаточно быстрое) уменьшение значения плотности диска при приближении к его границам [6]

$$\Sigma(R) = \Sigma_d \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha} \exp \left[ -\beta_s \left( \frac{R}{R_d} \right)^s \right]. \quad (3)$$

Для того чтобы полученное выражение соответствовало уравнению (2), выберем  $\beta_s = \left[ \Gamma \left( 1 + \frac{2-\alpha}{s} \right) \right]$ , где  $\Gamma(x)$  - гамма-функция. Возьмем  $s = 4$ , тогда  $\beta_s = 0.70$  для  $\alpha = 3/4$ . В

этом случае поверхностная плотность при  $R = R_d$  равна  $\Sigma(R_d) = 0.49\Sigma_d$  [6].

Для численного моделирования описанной модели выберем изотермический профиль плотности, заданный следующим выражением:

$$\rho_g(R, z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi h_z}} \exp \left( -\frac{z^2}{2h_z^2} \right). \quad (4)$$

В наших предыдущих работах [6, 7] мы использовали модель аккреционного диска с постоянной полутолщиной:

$$h_z = hR_d. \quad (5)$$

Если зависимость (5) подставить в выражение (4), то получим выражение для плотности диска с постоянной высотой:

$$\rho(R, z) = \frac{2-\alpha}{2\pi\sqrt{2\pi}} \frac{M_d}{hR_d^3} \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\alpha} \exp \left[ -\beta_s \left( \frac{R}{R_d} \right)^s \right] \exp \left( -\frac{z^2}{2h_z^2 R_d^2} \right). \quad (6)$$

В этой работе мы рассмотрим новую модель, которая представляет из себя модификацию первой модели с введением линейного возрастания функции полутолщины диска на внутреннем участке. Эта модификация основана на физических свойствах внутреннего аккреционного диска, которые описываются приближением Шакуры-Сюняева [10].

$$h_z = hR_d \left( \frac{R}{R_{crit}} \right). \quad (7)$$

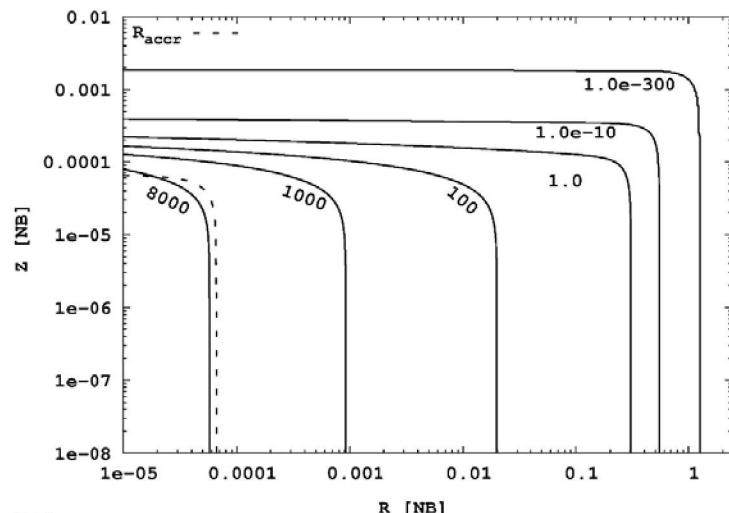
Точку перехода от линейной полутолщины к постоянной можно определить, приравняв выражения для скорости звука в случае самогравитации диска,  $c_s^2 = 4\pi G h_z \Sigma$ , и в случае ее отсутствия  $c_s^2 = 2h_z^2 GM_{bh} R^{-3}$ . Тогда получим, что  $R_{crit} = 0.0257314$  в безразмерной системе единиц N-body [11], которую мы используем везде в дальнейшем.

Свойства аккреционного диска зафиксированы приведенной массой  $\mu_d$  с аналитическим распределением плотности согласно уравнению (6) со значениями параметров  $\alpha = 3/4$  и  $s = 4$  и  $h = 10^{-3}$ . Подразумевается кеплеровское вращение диска в потенциале СМЧД, пренебрегая гравитационным воздействием диска и градиентами давления внутри диска [6]. На рисунке 1 приведено сравнение профилей плотности старой и новой моделей диска.

## Результаты

Чтобы убедиться, что новая модель диска не меняет глобальную динамику системы и, таким образом, не противоречит полученным нами ранее результатам, мы сравнили темп роста черной дыры за счет акреции звезд (рисунок 2). Как видно, эволюция массы черной дыры в течение двух

(A)



(B)

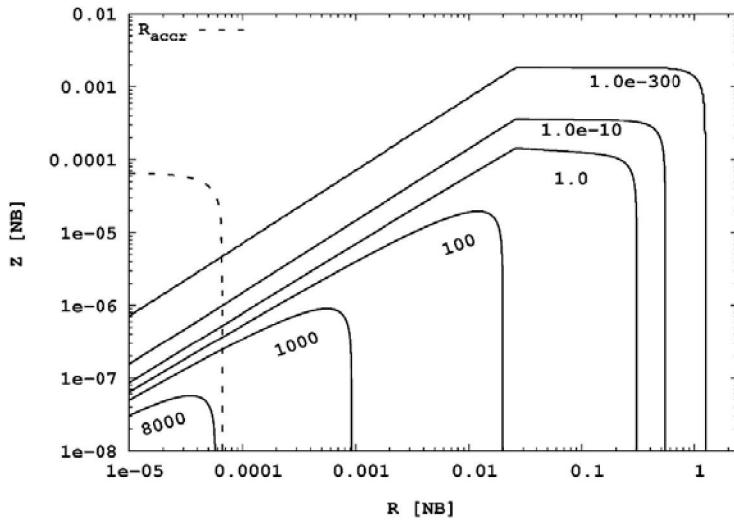


Рисунок 1 –  
Профиль плотности аккреционного  
диска. (А).  
Модель с постоянной толщиной,  
использовавшаяся в предыдущих  
работах. (В).  
Усовершенствованная модель  
с переменной толщиной.  
На обоих графиках по горизонтальной  
оси обозначен радиус  
(расстояние от центра в плоскости XY,  
т.е. в плоскости диска), по вертикальной  
оси – расстояние по оси Z,  
в безразмерной N-body системе единиц.  
На графиках показаны контуры  
постоянной плотности, а также  
значение плотности на этих контурах  
(также в системе N-body).  
Пунктирной линией обозначен  
радиус акреции

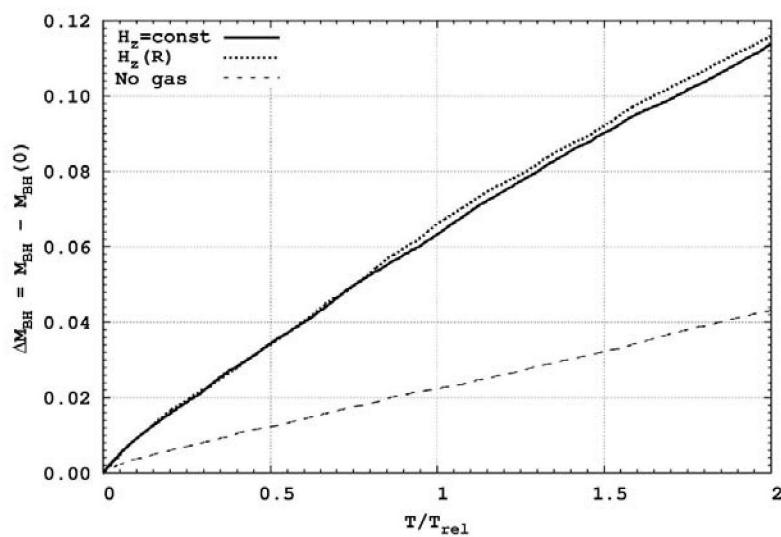


Рисунок 2 – Прирост массы черной дыры как функция времени для трех модельных запусков – со старой моделью диска  
(сплошная линия), с новой моделью (точечная линия), и контрольный запуск без газового диска (пунктир).  
Масса указана в безразмерной системе N-body единицах, время указано в единицах времени релаксации системы

времен релаксации идентична для обеих моделей диска. На том же графике показан контрольный запуск без газового диска. В этом случае рост массы черной дыры обусловлен лишь захватом тех звезд, которые оказались вблизи СМЧД в результате случайного пролета.

Далее, мы исследовали влияние аккреционного диска на динамические характеристики звездного кластера, в частности – на его суммарный угловой момент (рисунок 3). Как видно из рисунка, в запусках с газом звезды в центральной части кластера закручиваются диском в сторону его вращения, и центральная симметрия в этой области кластера нарушается – она становится также осесимметричной. При этом средний эффект старой и новой модели диска одинаков. Как видно, в целом влияние этих двух моделей диска на глобальные динамические характеристики системы практически неотличимо.

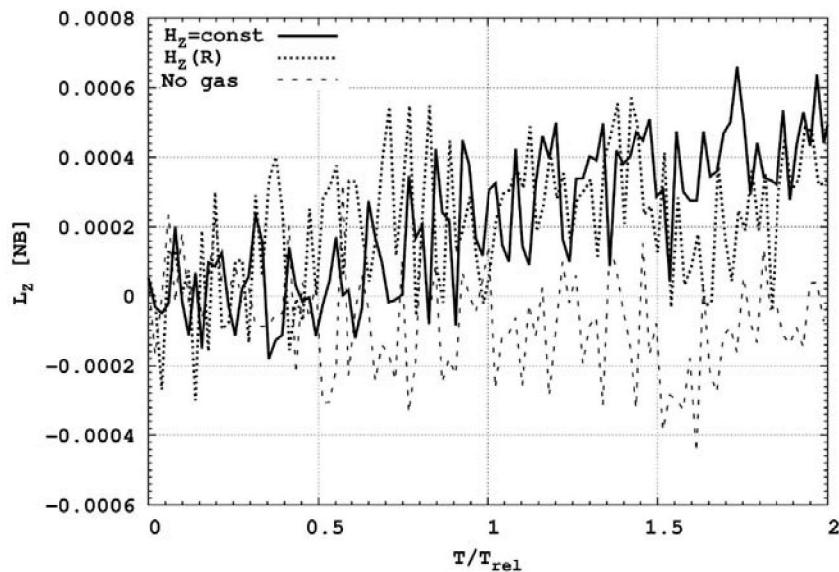


Рисунок 3 – Суммарная Z-компоненты момента импульса центральной части звездного кластера внутри радиуса влияния черной дыры. Сплошная линия – запуск с первой моделью, точечная линия – с новой моделью, пунктир – запуск без газа

Отличие между этими моделями проявляется при анализе процесса акреции звезд. Так, на рисунке 4 показаны орбитальные характеристики звезд в момент их акреции (в течение всей модельной эволюции), а именно эксцентриситет и косинус угла наклона орбиты к плоскости аккреционного диска. Звезды, акрецирующиеся при  $e \approx 1$ , то есть на орбитах, близких к гиперболическим, попадают в область захвата черной дыры в результате случайных пролетов (см. пунктирная линия на рисунке 2). Здесь нас интересуют звезды, которые акрецируются благодаря воздействию газового диска, то есть звезды с малыми значениями эксцентриситета. В случае первой модели, звезды, которые акрецируются при вращении в противоположную относительно диска сторону ( $\cos(i) < 0$ ), могут обладать любыми значениями угла наклона и любыми значениями эксцентриситета (хотя у большинства звезд в момент акреции орбита близка к круговой,  $e \approx 0$ ). Звезды же, которые акрецируются при вращении в одну с диском сторону, образуют на диаграмме тесную группу с почти круговыми орбитами, лежащими практически в плоскости диска. Напротив, в новой модели диска со- и противо-вращающиеся звезды акрецируются при любых углах наклона орбиты.

На рисунке 5 показан момент импульса, переданный акреированными звездами черной дыре. Здесь также наблюдается существенное отличие двух моделей диска: в новой модели момент импульса передается черной дыре в большем количестве.

Эти результаты объясняются различиями в структуре дисков в непосредственной близости от черной дыры. При использовании новой модели диска около 70% всех захваченных СМЧД звезд в момент захвата были очень близки к круговой орбите и находились в плоскости диска. И хотя обе модели диска инициируют одинаковый темп роста центральной СМЧД (рисунок 2), газовый диск с

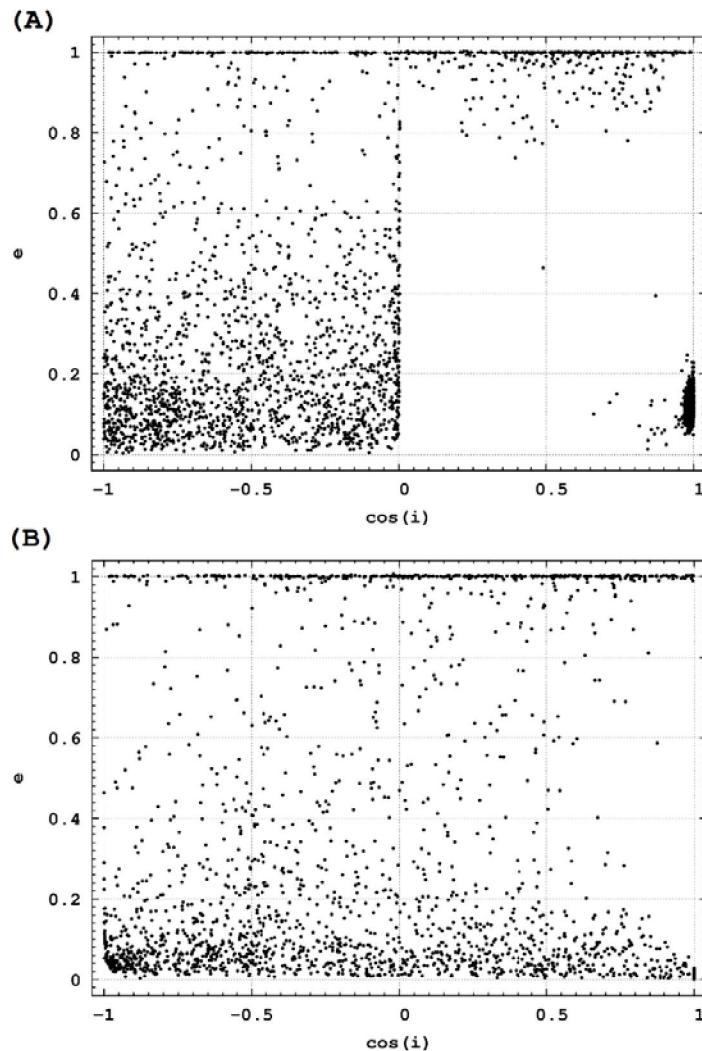


Рисунок 4 –  
Орбитальные параметры звезд  
в момент их акреции.  
По вертикальной оси – эксцентриситет,  
по горизонтальной – косинус угла  
наклона орбиты к плоскости диска.

(А). Данные из запуска

с первой моделью диска.

(Б). Данные из запуска

со второй моделью диска

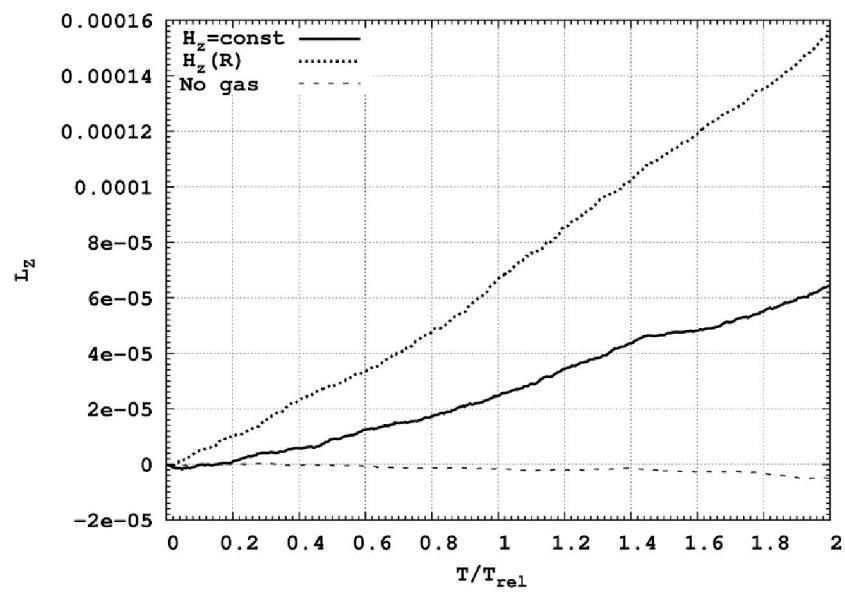


Рисунок 5 – Z-компоненты момента импульса, переданная акрецированными звездами черной дыре,  
как функция времени. Обозначения те же, что и на предыдущих графиках

постоянной толщиной захватывает больше противовращающихся звезд, в отличие от диска с переменной толщиной. В прежней модели диска при уменьшении радиуса акреций плотность газа возрастает, а его толщина остается прежней, при этом диск вращается вокруг центра по кеплеровскому закону. Это приводит к торможению многих звезд с обратным вращением в центральной части диска, включая звезды в почти перпендикулярной к диску плоскости. В случае усовершенствованной модели диска сверхплотный газ находится практически лишь в плоскости экватора около центральной черной дыры, что позволяет многим звездам в центральной части успеть преволюционировать в сторону вращения диска. Звезды, которые преволюционировали в положительную сторону вращения по отношению к направлению диска смогли увеличить вклад положительной Z-компоненты вращательного момента в центральное тело.

Таким образом, мы убеждаемся, что полученная феноменологическая модель газового акреционного диска является физически адекватной, и исследованный профиль плотности может использоваться в будущем также и при моделировании газового диска напрямую методами гидродинамики. В будущем мы планируем усовершенствовать численную модель АЯГ с тем, чтобы учесть дополнительные процессы (столкновения звезд в центральной части, химическая эволюция звезд, учет кратных систем и т.п.) и проводить моделирования один к одному, т.е. с числом звезд, равным таковому в реальных кластерах (порядка миллиона звезд).

*Работа выполнена в рамках Программы Целевого Финансирования, код программы – 0073/ПЦФ-14.*

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Beckmann, V., Shrader, C. Active galactic nuclei. John Wiley & Sons. – 2013. – 374 p.
- [2] Krawczynski H., Treister E. Active galactic nuclei – the physics of individual sources and the cosmic history of formation and evolution // *Front. Phys.* – 2013. – Vol. 8. – P. 609–629.
- [3] Wu X.-B., Wang F., Fan X., Yi W., Zuo W., Bian F., Jiang L., McGreer I.D., Wang R., Yang J., Yang Q., Thompson D., Beletsky Y. An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30 // *Nature*. – 2015. – Vol. 518. – P. 512–515.
- [4] Kormendy J., Ho L.C. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* – 2013. – Vol. 51. – № 1. – P. 511–653.
- [5] Seth, A., Agüeros, M., Lee, D., Basu-Zych, A. The coincidence of nuclear star clusters and active galactic nuclei // *The Astrophysical Journal* – 2008. – Vol. 678. – P. 116-130.
- [6] Just, A., Yurin, D., Makukov, M., Berczik, P., Omarov, Ch., Spurzem, R., Vilkoviskij, E.Y. Enhanced accretion rates of stars on supermassive black holes by star-disk interactions in galactic nuclei // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 758. – P. 51.
- [7] Vilkoviskij E., Makukov M., Omarov Ch., Panamarev T., Spurzem R., Berczik P., Just A. Numerical simulations of AGN evolution // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. – 2013. – Vol. 28. – P. 151-160.
- [8] Harfst, S., Gualandris, A., Merritt, D., Spurzem, R., Zwart, S. P., Berczik, P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers // *New Astronomy*. – 2007. – Vol. 12. – P. 357-377.
- [9] Novikov I. D., Thorne K. S. Astrophysics of black holes // In: *Black holes*. – 1973 – P. 343-450.
- [10] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astronomy and Astrophysics*. – 1973. – Vol. 24. – P. 337-347.
- [11] Aarseth, S. J. *Gravitational N-Body Simulations: Tools and Algorithms* // Cambridge University Press. – 2003. – 431 p.

## REFERENCES

- [1] Beckmann, V., Shrader, C. Active galactic nuclei. John Wiley & Sons, **2013**. P. 374.
- [2] Krawczynski H., Treister E. Active galactic nuclei – the physics of individual sources and the cosmic history of formation and evolution. *Front. Phys.*, **2013**, 8, 609–629.
- [3] Wu X.-B., Wang F., Fan X., Yi W., Zuo W., Bian F., Jiang L., McGreer I.D., Wang R., Yang J., Yang Q., Thompson D., Beletsky Y. An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30. *Nature*, **2015**, 518, 512–515.
- [4] Kormendy J., Ho L.C. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **2013**, 51, 511–653.
- [5] Seth, A., Agüeros, M., Lee, D., Basu-Zych, A. The coincidence of nuclear star clusters and active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, **2008**, 678, 116-130.
- [6] Just, A., Yurin, D., Makukov, M., Berczik, P., Omarov, Ch., Spurzem, R., Vilkoviskij, E.Y. Enhanced accretion rates of stars on supermassive black holes by star-disk interactions in galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, **2012**, 758, 51.
- [7] Vilkoviskij E., Makukov M., Omarov Ch., Panamarev T., Spurzem R., Berczik P., Just A. Numerical simulations of AGN evolution. *Astronomical and Astrophysical Transactions*, **2013**, 28, 151-160.
- [8] Harfst, S., Gualandris, A., Merritt, D., Spurzem, R., Zwart, S. P., Berczik, P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers. *New Astronomy*, **2007**, 12, 357-377.
- [9] Novikov I. D., Thorne K. S. Astrophysics of black holes. In: *Black holes*, **1973**, 343-450.

- [10] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 1973, 24, 337-347.
- [11] Aarseth, S. J. Gravitational N-Body Simulations: Tools and Algorithms. Cambridge University Press, 2003, P. 431.

## АККРЕЦИЯЛЫҚ ДИСК ПІШІНІНІҢ БЕЛСЕНДІ ЯДРОЛЫ ГАЛАКТИКАЛАРДЫҢ ДИНАМИКАСЫНА ӘСЕРІ

**Б. Т. Шүкірғалиев<sup>1,2</sup>, Т. П. Панамарев<sup>1,2</sup>, С. Г. Абдрахманов<sup>1</sup>,  
М. А. Макуков<sup>1</sup>, Ч. Т. Омаров<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>В. Г. Фесенков атындағы астрофизикалық институт, Алматы, Қазақстан,

<sup>2</sup>Astronomisches Rechen-Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

**Тірек сөздер:** Галамның белсенді ядролары, жұлдыз динамикасы, есептеуіш астрофизика, акреция, N-дene есеби.

**Аннотация.** Параллельді есептеу технологияларын пайдалана отырып, біз ғаламның белсенді ядроларының сандық ұлгілерінің зерттеулерін жүргіземіз. phiGRAPE+GPU кодының негізінде іске асырылған карастырылып отырған үлгі уш күраушыдан құралған – орталық аса үлкен массалы қара құрдымнан, акрециялық газ дискің және ықшам жұлдыздық кластерден. Жұлдыздық кластер эволюциясы тікелей әдіспен (N-body simulations) интегралданады, ал қара құрдым мен газды диск феноменологиялық түрде берілген – қара құрдым сыртқы (кеністікте қозғалмайтын, алайда қара құрдым массасының өсуі салдарынан өзгеретін) потенциал түрінде, ал газды диск уақыт бойынша өзгермейтін газ тығыздығының кеністікте таралуымен берілген. Әр жұлдыз ушін басқа жұлдыздармен өзара гравитациялық әсерлесуімен қоса қара құрдымның гравитациялық әсері және газды дисктің диссипативті әсері есептеледі. Соңғысы кластердің орталық аймағындағы жұлдыздардың энергиясын жоғалтуына және белгілі шарттар ішінде кейбірінің акрециялануына алып келеді. Бұл жұмыста газды дисктің тұтас жүйенің эволюциясына тигізетін әсерін зерттеуге ерекше көніл бөлінген. Сондай-ақ, профильдерімен ерекшеленетін екі акрециялық диск үлгілерін салыстыра отырып, олардың жұлдыздар акрециясына, жұлдыздардың орбиталдық параметрлеріне және жалпы жүйенің динамикалық сипаттарына жасаған әсерлеріне талдау жасалған.