

4. В.Д.Байков. Решение траекторных задач в микропроцессорных системах ЧПУ: монография – М.: Машиностроение, 2010. – 106 с.
5. Курочкин А.В. Задачи ЧПУ: геометрическая задача [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://studfile.net/preview/1966656/page:7/> (дата обращения: 28.04.2020).
6. М.П.Белов. Инженеринг электроприводов и систем автоматизации: монография – М.: Академия, 2009. – 368 с.

УДК 524.4  
ГРНТИ 41.27.19

## **К ТЕОРИИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ СИСТЕМ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ВОКРУГ ГАЛАКТИК**

**Икрам Уралбаевич Таджибаев**

*Кандидат физ.-мат.наук, доцент кафедры Физики  
Чирчикского государственного педагогического института  
Ташкентской области, г.Чирчик, ул.А.Темура 104  
DOI: 10.31618/ESU.2413-9335.2020.2.76.899*

### **АННОТАЦИЯ**

Изучены вопросы происхождения бедных и умеренных систем шаровых скоплений вокруг галактик на фоне нелинейно нестационарной модели колapsирующих галактик. Исследуется устойчивость модели относительно четырех мод возмущений, причем степень моды определяет в среднем количество скоплений в системе. Для каждой моды построена критическая зависимость начального вириального отношения от степени вращения. Найдены зависимости инкрементов неустойчивости от физических параметров модели.

### **ABSTRACT**

The origin of poor and moderate globular cluster systems around galaxies against the background of a nonlinear non-stationary model of collapsing galaxies is studied. The stability of the model with respect to four perturbation modes is studied, and the degree of the mode determines on average the number of clusters in the system. A critical dependence of the initial virial relation on the degree of rotation is constructed for each mode. The dependences of the instability increments on the physical parameters of the model are found.

**Ключевые слова:** Шаровые скопления, система шаровых скоплений, колапсирующая галактика, устойчивость, нестационарная модель, инкремент неустойчивости.

**Keywords:** Globular clusters, globular cluster systems, collapsing galaxy, stability, non-stationary model, increment of instability.

**Введение.** Нам известно, что все типы галактик содержат системы шаровых скоплений (СШС) и она является одной из самых крупных подсистем галактик. Анализ данных по СШС даст нам возможность понять не только физику и этапы эволюции галактик, но и самих шаровых скоплений (ШС). Такой анализ является весьма актуальной задачей современной астрофизики. При этом возрасты, химические составы и динамические свойства СШС играют значительную роль в исследовании ранних стадий формирования галактик. А наблюдательные данные СШС могут быть использованы, в частности, для проверки проблем происхождения их родительских галактик.

В настоящее время происхождения галактик объясняют, в основном, двумя отличающимися сценариями – теорией каскадной фрагментации и теорией иерархического скучивания [1,2]. Согласно этим сценариям, ШС являются самыми первыми объектами во Вселенной. Значит, СШС являются самыми старыми объектами в галактиках. В теории происхождения галактик в рамках каскадной фрагментации [1] на ранней стадии эволюции Вселенной, где вначале формируются

протосверхскопления галактик, а затем из-за неустойчивости происходит процесс их поэтапной фрагментации вплоть до протогалактик и только потом рождается СШС. Теория иерархического скучивания [2] считает, что во Вселенной вначале возникаютprotoобласти ШС, которые постепенно объединяются в протогалактики, а те – в скопления галактик и, наконец, в сверхскопления. Как видно, результаты исследования

ШС могут быть использованы для получения ограничений в сценариях формирования и эволюции галактик. Надо отметить, что изучение СШС также дает возможность уточнить оценку их возраста и многие другие физические характеристики. Следовательно, анализ проблемы формирования СШС является ключом к теории происхождения галактик во Вселенной.

**Состояние теории происхождения СШС.** По теории происхождения СШС опубликованы всего лишь несколько работ. К сегодняшнему дню предложены несколько различных точек зрения на формирование СШС [3-5]. Например, Форбс [3] считает возможным механизмом гравитационного сжатия крупных газовых сгущений и единым

образом формирования СШС во всех галактиках. Он полагает, что примерно 14 млрд. лет назад в гало всех галактик первыми формировались бедные металлами ШС с  $[Fe/H] \sim -0.5$ . Затем наряду с балджами сформировались богатые металлами  $[Fe/H] \sim +0.5$ .

ШС в результате коллапса газовых сгущений. Вероятно так он хочет объяснить наблюдаемое бимодальное распределение металличности СШС.

Авторы работы [6] отмечают, что бимодальное распределение металличности СШС в гигантских эллиптических галактиках связано с моделью слияния спиральных галактик. Они также исследовали альтернативную возможность: металлически богатые ШС – внутренние собственные скопления галактик, а вот металлически бедная часть распределения ШС – результат либо захвата скоплений от других галактик, либо слияние, или эффект приливного взаимодействия. Авторы [6] объясняют бимодальное распределение металличности ШС в галактиках M49 и M87 без привлечения формирования СШС через слияния. Они указывают на возможность использования отношения числа ШС богатых металлом к числу ШС бедных металлами для определения истории слияния.

В работе [7] дается анализ свойств более 50 СШС эллиптических и линзовидных галактик. Интересно, что половина из них имеет бимодальное распределение цвета, а металлически богатые скопления концентрируются ближе к центру галактики. Модель слияния хорошо объясняет бимодальное распределение СШС галактик. Однако, кажется, что металлически богатые скопления в некоторых галактиках (напр., NGC3115) больше связаны с диском галактики. Это говорит о том, что линзовидные галактики ранее не подвергались слиянию, в отличие от эллиптических.

Из вышеуказанных работ, мы можем сделать вывод о том, что сценарий формирования галактик, в которых имело место слияние, предсказывает такие свойства СШС, в целом отличные от сценариев, где происходило только коллапс. Но все это основано на определенных предположениях и результатах статистического анализа наблюдательных данных. Однако нет цельной теории формирования галактик и их подсистем. Для теории СШС большое значение имеет построение точно решаемых коллапсирующих моделей. Подобная работа была выполнена впервые Нуритдиновым и др. [8], которые

предложили аналитически решаемую нелинейную модель формирования СШС галактик.

**Анализ неустойчивости нелинейной модели.** Мы рассматриваем модель, где формирование СШС на ранней стадии коллапса протогалактики обязано гравитационной неустойчивости нелинейно нестационарной модели относительно мод колебаний высоких степеней, которые соответствуют весьма мелкомасштабным возмущениям плотности коллапсирующей системы. При этом степень моды определяет в среднем количество ШС в данной системе. Надо отметить, что физические основы данного метода нами изложены в работах [8-10]. Согласно классификации СШС [11,12], если количество ШС в системе находится в интервале (10;100), такие системы называем бедными. Бедными являются преимущественно большая часть карликовых эллиптических галактик, а иногда в некоторых спиральных галактиках также можно увидеть такую картину. Если количество ШС находится в интервале (100;1000), то такие системы называем умеренными, и такие СШС встречаются вокруг спиральных и часто, линзовидных галактиках. Поэтому мы рассмотрим анализ именно бедных и умеренных СШС. Нами выбраны следующие моды колебаний высоких степеней:  $N=9, m=3, N=11, m=3, N=14, m=4$  и  $N=15, m=5$ . Для указанных мод колебаний неустойчивость при определенных начальных условиях способна привести к формированию системы из сгущений, количество которых будет соответствовать случаю бедных и умеренных СШС. Например, моды  $N=9, m=3, N=11, m=3$  соответствует бедным и  $N=14, m=4$  и  $N=15, m=5$  соответствует случаю умеренным СШС. В этих случаях количество ШС содержит: для бедных СШС – 36, 60, а для умеренных – 120, 150, соответственно. Здесь мы рассматриваем обобщенную Нуритдиновым [13] равновесную модель Камма на случай нестационарных сферических систем. В этом случае, полагая возмущения потенциала в виде

$$\delta\Phi = A(\psi)r^N \exp(im\phi)P_n^m(\cos\theta), \quad (1)$$

и путем решения проблемы устойчивости этой неравновесной модели получаем следующее нестационарное дисперсионное уравнение (НДУ):

$$\frac{1}{6}a(\psi)\Pi^3 = \frac{1}{N(N+1)}S_{1N} + \frac{im\Omega(N-2)!}{(N+2)!}S_{2N}, \quad (2)$$

где

$$S_{1N} = \int_{-\infty}^{\psi} W^{-1} E \frac{dP_N(\cosh)}{d\cosh} d\psi; \quad S_{2N} = \int_{-\infty}^{\psi} W^{-1} E \cdot \sinh \cdot \frac{d^2 P_N(\cosh)}{d(\cosh)^2} d\psi.$$

Остальное обозначения даны в работе [14].

Случаи мод колебаний высоких степеней приводят к громоздким системам интегральных или дифференциальных уравнений. Рассмотрим

$$a(\psi) = \frac{1}{(1 + \lambda \cos \psi)^{18}} K_{93}(\gamma_\tau), \quad \tau = \overline{1, 9}, \quad (3)$$

причем

$$\begin{aligned} K_{93}(\gamma_\tau) = & (-25/8e^4c^4s^4 - 4e^2c^6s^2 + c^8 + 15/8e^6c^2s^6)\gamma_0 + \\ & + (16c^7e^2s - 23/2e^4c^5s^3 - 95/4e^6c^3s^5 + 15/4e^8cs^7)\gamma_1 + \\ & + (-4e^2c^8 + 145/8e^6c^4s^4 - 165/4e^8c^2s^6 + 15/8e^{10}s^8 + 229/4c^6e^4s^2)\gamma_2 + \\ & + (127/2c^5e^6s^3 - 95/4e^{10}cs^7 + 205/4e^8c^3s^5 - 23/2e^4c^7s)\gamma_3 + \\ & + (145/8e^{10}c^2s^6 + 85/2c^4e^8s^4 + 145/8e^6c^6s^2 - 25/8e^{12}s^8 - 25/8e^4c^8)\gamma_4 + \\ & + (205/4e^8c^5s^3 + 127/2c^3e^{10}s^5 - 95/4e^6c^7s^2 - 23/2e^{12}cs^7)\gamma_5 + \\ & + (-165/4e^8c^6s^2 - 4e^{14}s^8 + 145/8e^{10}c^4s^4 + 229/4c^2e^{12}s^6 + 15/8e^6c^8)\gamma_6 + \\ & + (15/4e^8c^7s - 23/2e^{12}c^3s^5 - 95/4e^{10}c^5s^3 + 16ce^{14}s^7)\gamma_7 + \\ & + (-4e^{14}s^6c^2 + 15/8e^{10}s^2c^6 + e^{16}s^8 - 25/8e^{12}s^4c^4)\gamma_8 + \\ & + im\Omega \left( -1/2ec^7s - 1/35e^7cs^7 + 1/6e^3c^5s^3 + 11/30e^5c^3s^5 \right) \gamma_0 + \\ & + (-4c^6e^3s^2 - e^5c^4s^4 + 1/2ec^8 - 1/35e^9s^8 + 13/10e^7c^2s^6) \gamma_1 + \\ & + (-28/3c^5e^5s^3 - 133/30e^7c^3s^5 + 13/10e^9cs^7 + 4c^7e^3s) \gamma_2 + \\ & + (28/3c^6e^5s^2 - 1/6e^3c^8 + 11/30e^{11}s^8 - 21/2c^4e^7s^4 - 133/30e^9c^2s^6) \gamma_3 + \\ & + (21/2c^5e^7s^3 + e^5c^7s - 21/2c^3e^9s^5 - e^{11}cs^7) \gamma_4 + \\ & + (133/30e^7c^6s^2 + 1/6e^{13}s^8 + 21/2c^4e^9s^4 - 11/30e^5c^8 - 28/3c^2e^{11}s^6) \gamma_5 + \\ & + (133/30e^9c^5s^3 - 13/10e^7c^7s - 4ce^{13}s^7 + 28/3c^3e^{11}s^5) \gamma_6 + \\ & + (1/35e^7c^8 + 4c^2e^{13}s^6 - 1/2e^{15}s^8 + e^{11}c^4s^4 - 13/10e^9c^6s^2) \gamma_7 + \\ & + (1/35e^9sc^7 - 11/30e^{11}s^3c^5 + 1/2e^{15}s^7c - 1/6e^{13}s^5c^3) \gamma_8 \} \end{aligned}$$

НДУ для остальных мод ( $N=11, m=3; N=14, m=4; N=15, m=5$ ) ввиду их громоздкости мы не

моду колебаний с  $N=9, m=3$ . В этом случае количества скоплений равно 36. Тогда из (2) находим, что

приводим. В этих уравнениях используются обозначения:  $c \square \square \square \cos \square, s \square \sin \square, e \square 1 \square \square^2$ , а

$$\gamma_\tau = \int_{-\infty}^{\Psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) a(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{N-\tau} \sin^{\tau-1} \psi_1 d\psi_1. \quad (4)$$

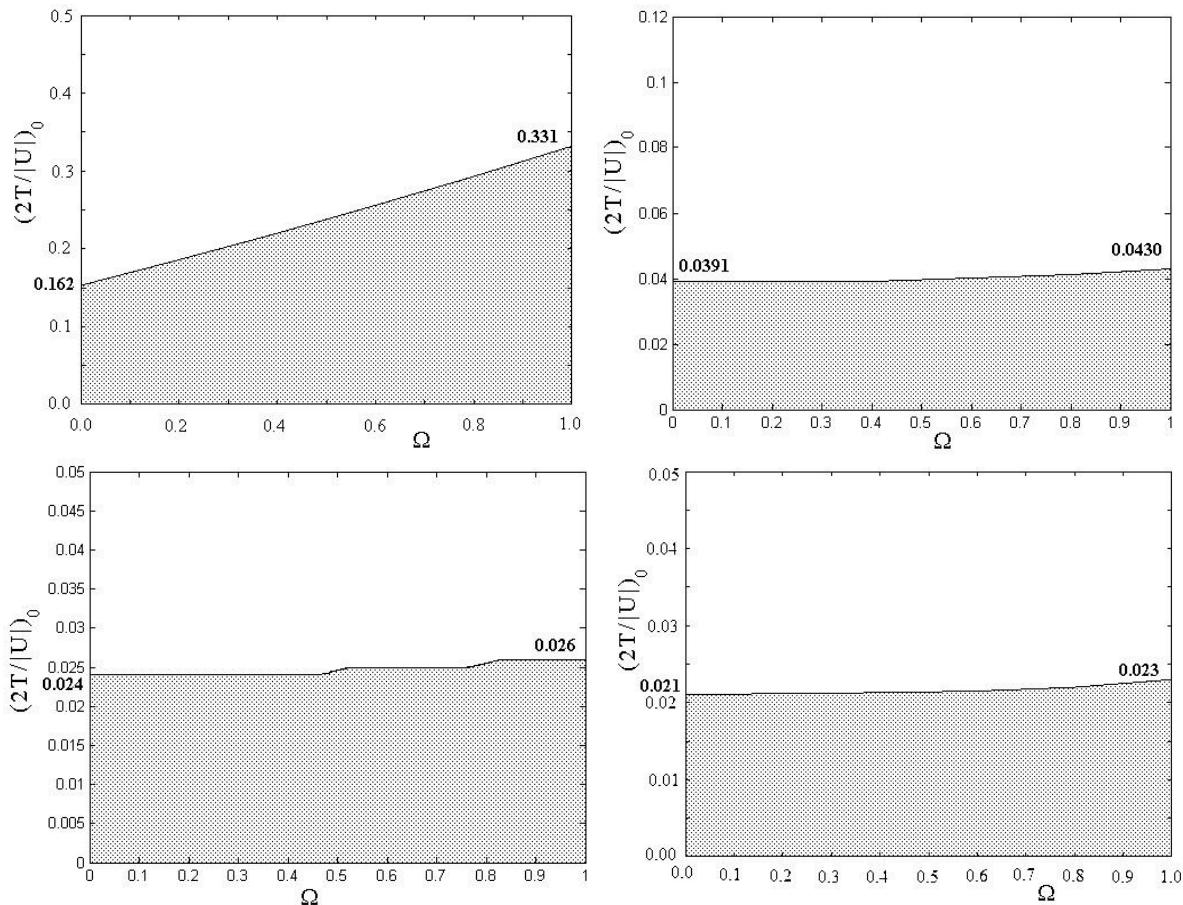
Для решения НДУ мы перейдем от интегральной формы (4) к дифференциальной:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 \gamma_\tau}{d \psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d \gamma_\tau}{d \psi} + \gamma_\tau = (1 + \lambda \cos \psi)^3 (\lambda + \cos \psi)^{N-\tau} \sin^{\tau-1} \psi \cdot a(\psi).$$

Так мы имеем систему дифференциальных уравнений 36-порядка в случае  $N=9$ ,  $m=3$ , а для остальных мод возмущений 44-, 56- и 60-порядка, соответственно.

Неустойчивости четырех мод колебаний нами исследовались численно, решая НДУ отдельно для каждой моды. Для мелкомасштабных мод колебаний нами найдены соответствующие зависимости инкремента неустойчивости от значения вириального отношения в момент начала коллапса. На рис.1 приведены критические

зависимости начального вириального отношения от параметра вращения. Из графиков видно, что с ростом порядка мод значение критического начального вириального параметра уменьшается, точнее стремится к нулю. Это означает, что область неустойчивости медленно уменьшается. Интересно, что темп неустойчивости очень слабо зависит от степени вращения коллапсирующей протогалактики.



*Рисунок 1. Критические зависимости начального вириального отношения от параметра вращения. Графики приведены вверху для бедных систем ( $N=9$ ,  $m=3$  и  $N=11$ ,  $m=3$ ) и внизу для умеренных систем ( $N=14$ ,  $m=4$  и  $N=15$ ,  $m=5$ ).*

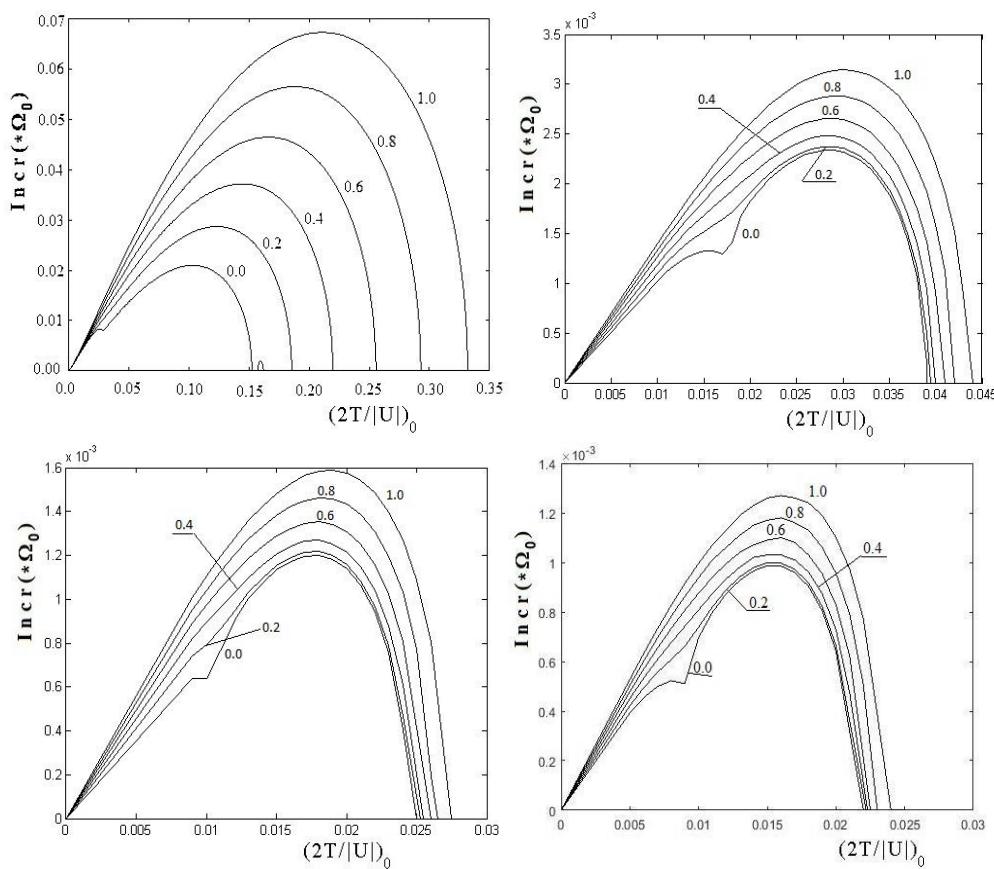


Рисунок 2. Поведение инкрементов неустойчивости от  $(2T/|U|)_0$  и  $\Omega \cdot \Gamma$ . Графики приведены вверху для бедных систем ( $N=9, m=3$  и  $N=11, m=3$ ) и внизу для умеренных систем ( $N=14, m=4$  и  $N=15, m=5$ ). Цифрами у кривых инкрементов обозначены значения параметра вращения.

Из рис.2 видно, что значения инкрементов неустойчивостей в каждом случае увеличиваются с ростом значения азимутального волнового числа и параметра вращения. Расчеты показывают, что соответствующая область неустойчивости начинается при значении  $(2T/|U|)_0 \approx 1$ . Например, для моды  $N=9, m=3$  значение вириального параметра равна  $(2T/|U|)_0 = 0.162$ , а для моды  $N=15, m=5$  критическое значение  $(2T/|U|)_0 = 0.021$ . Оба значения вириального отношения соответствуют случаю без вращения, а включение вращение приводит к дестабилизации. Согласно этим результатам, соответствующая физика неустойчивости связана с механизмом неустойчивости радиальных орбит.

**Заключение.** В данной работе нами выведены нестационарные дисперсионные уравнения для мод высоких степеней, имеющие отношения к происхождению бедных и умеренных СШС. Изучены вопросы их неустойчивости с учетом эффекта вращения модели, а также, вопросы неустойчивостей, приводящие к формированию бедных и умеренных СШС в случае объемных мод колебаний для нелинейной модели коллапсирующей протогалактики. По мере того, как моды колебаний являются более мелкомасштабными, соответствующие области неустойчивости постепенно сужаются, а характерное время проявления этих

неустойчивостей нарастает. При этом всегда вращение является дестабилизирующим фактором. Можно полагать, что при формировании системы протоскоплений механизм неустойчивости радиальных орбит играет важную роль.

Автор выражает благодарность профессору С.Н.Нуритдинову за постановку задач и обсуждения результатов. Работа выполнялась в рамках гранта № Ф-2-54 ККРНТ РУз.

### Литература

1. Зельдович Л.В., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной, Москва, Наука; 1975 [Zeldovich L.V., Novikov I.D. The structure and evolution of the Universe, Moscow, Science; 1975 (in Russ.)]
2. White S.D.M. Formation and evolution of galaxies, Max-Planck-Institut, Germany; 1996
3. Forbes D.A. The globular cluster systems of elliptical and spirals // IAU Symposium Series. 2002. vol.207. pp.238-244
4. Perret K.M., Bridges T.J., Hanes D.A. et al. The kinematics and metallicity of the M31 globular cluster system // The Astronomical Journal. 2002. vol.123, Issue 5, pp.2490-2510
5. Ashman K. M., Zepf S.E. The formation of globular clusters in merging and interacting galaxies // Astrophysical Journal. 1992. Part 1, vol.384, pp.50-61

- 6.Côté P., Markze R.O., West M.J. The formation of giant elliptical galaxies and their globular cluster systems // Astrophysical Journal. 1998. vol.501. pp.554570
- 7.Kundu A., Whitmore B.C. WFPC2 studies of the globular cluster systems of over 50 galaxies // Bulletin of the American Astronomical Society. 1999. vol.31, p.874
- 8.Нуритдинов С.Н., Оразимбетов Ж.Р., Таджибаев И.У. К проблеме формирования системы шаровых скоплений // Труды ГАИШ МГУ. 2000. сс.197-201 [Nuritdinov S.N., Orazimbetov J.R., Tadjibaev I.U. On the problem of forming a globular cluster systems // Transactions of GAI MSU. 2000. pp.197-201 (in Russ.)]
- 9.Tadjibaev I.U., Nuritdinov S.N., Ganiev J.M. Globular star cluster systems around galaxies. II. Spiral and dwarf galaxies // Astrophysics. 2015. vol. 58. Issue 2. pp.181-192
- 10.Tadjibaev I.U., Nuritdinov S.N., Muminov A.A. Non-linear cosmology of globular cluster systems around galaxies // Ukrainian Journal of Physics. 2017. vol. 62. № 12. pp.1057-1064
- 11.Nuritdinov S.N., Tadjibaev I.U. Globular star cluster systems around galaxies. I. Search for statistical relationships // Astrophysics. 2014. vol. 57. Issue 1. pp.59-69
- 12.Tadjibaev I.U., Nuritdinov S.N. Can globular clusters in the Galaxy be classified by the velocity anisotropy parameter? // Ukrainian Journal of Physics. 2019. vol. 64. № 4. pp.271-275
- 13.Нуритдинов С.Н. Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физикоматематических наук, Санкт-Петербург, 1993 [Nuritdinov S.N. Nonlinear models and instability physics of nonequilibrium collisionless self-gravitating systems // Abstract of dissertation for the degree of Doctor of Physics and Mathematics, St. Petersburg, 1993 (in Russ.)]
- 14.Нуритдинов С.Н. Ранняя эволюция галактик: нелинейные модели и неустойчивости. Ташкент. 2003. – с.174 [Nuritdinov S.N. Early evolution of galaxies: nonlinear models and instabilities. Tashkent. 2003. – p.174 (in Russ.)]

## НОВАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ВИЗУАЛИЗАЦИЮ СТРУКТУРЫ АТОМА ВОДОРОДА

**Х. Нигматов<sup>1</sup>, Б.Х. Турсунбаев<sup>2</sup>, Т.Б. Турсунбаев<sup>3</sup>.**

<sup>1,3</sup> Международная Исламская академия Узбекистана,  
г. Ташкент, Узбекистан.

<sup>2</sup> Ташкентский автомобильно-дорожный институт,  
г. Ташкент, Узбекистан.

DOI: 10.31618/ESU.2413-9335.2020.2.76.904

### **АННОТАЦИЯ**

В статье анализируются результаты эксперимента по визуализации структуры атома водорода с Детерминистической теорией атома. Описывается поведение электрона в структуре атома водорода для возбуждённого и невозбуждённого состояний.

**Ключевые слова.** Атом водорода. Радиус атома водорода. Диаметр атома. Электромеханическая мноoorбитальная модель атома. Квантовая механика.

История науки (особенно физики) неоднократно демонстрировала некий «Квазиколебательный характер» своего развития: иногда, казалась бы, отработанные концепции возвращаются и оказываются полезными для решения некоторых задач. В этом смысле очень интересна судьба идей фундаментальной механики и электродинамики при попытках их применения к такому объекту, как атом, представление о котором на сегодняшний день стереотипно связывают с квантовой механикой.

После открытии планетарной модели атома Э. Резерфордом [1], Н. Бор эвристически ввёл в планетарную модель атома идею квантования момента импульса, тем самым выделив некоторые орбиты, радиусы которых выражались через постоянного Планка [2].

Далее атомная теория стала развиваться на путях квантовой механики, и это стало считаться общепризнанным успехом [3].

Однако, не все учёные были удовлетворены таким развитием теории атома (напр. А. Эйнштейн [4]), что стимулировало появление новых попыток сохранить идеи классической физики в атомной теории. Здесь особенно интересно отметить поиск компромисса Р. Фейнманом [5], который, охраняя траектории частицы, ввёл идею интегрирование по траекториям. Очевидно, что такое описание квантовой механики как-то сочетает подходы Ньютона [6] и У. Гамильтон [7] к классической механике. Это движение продолжается и по настоящий день.