

Количественный анализ массовых потерь ядра кометы

Снеткова Юлия Анатольевна

Инженер-конструктор 2 категории

Федеральное государственное унитарное предприятие «Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», Самара, Россия

E-mail: JSnet@mail.ru

Процесс сублимации вещества играет большую роль как в физике, так и в динамике комет. В результате сублимации вещества ядра кометы возникает достаточно плотная газопылевая атмосфера (кома). Сублимация также вызывает реактивное давление на поверхность ядра и, вследствие этого, изменение орбиты и вращения ядра, а также определяет температуру ядра кометы. Это же явление служит главной причиной гибели комет. Чем меньше период обращения кометы вокруг Солнца, тем меньше ее время жизни. Астрономы уже неоднократно наблюдали процесс распада комет.

Длительное существование ряда периодических комет, многократно пролетавших вблизи Солнца, объясняется незначительной потерей вещества при каждом пролете (из-за образования пористого теплоизолирующего слоя на поверхности ядер или наличия в ядрах тугоплавких веществ). Среднее время жизни короткопериодических комет больше, чем время сублимации, поэтому можно предположить, что существуют кометы, которые израсходовали все свои летучие вещества – так называемые *вымершие* кометы. Такие объекты динамически подобны активным кометам, но кома у них отсутствует, поэтому их трудно идентифицировать на основе физических наблюдений. Предполагается, что некоторые астероиды являются ядрами таких комет.

В отличие от планет и абсолютного большинства астероидов, движущихся по стабильным эллиптическим траекториям и поэтому вполне предсказуемых при своих появлениях, с кометами дело обстоит намного сложнее. Ни одна комета, пересекающая планетные орбиты, не может двигаться по идеальным коническим сечениям, поскольку гравитационные воздействия планет постоянно искажают ее "правильную" траекторию (по которой она бы двигалась в поле тяготения одного Солнца). Реальный путь кометы в межпланетном пространстве извилист, и методы небесной механики позволяют вычислить только среднюю орбиту, которая совпадает с истинной не во всех точках. Таким образом, вымершие кометы представляют еще большую опасность, чем активные кометы или астероиды, и требуют тщательного отслеживания их орбит.

В соответствии с вышеизложенным *целью* настоящей работы является количественный анализ массовых потерь ядра кометы на примере 12 короткопериодических комет.

Основными *задачами* данной работы являются:

1. Определение эффективного времени сублимации ядра кометы.
2. Определение массовых потерь ядра кометы за период с использованием модели Уиппла [4].

3. Определение времени жизни кометных ядер.

Новизна работы состоит в том, что при определении массовых потерь мы используем новые значения эффективных радиусов R_N , массы M_N и массовой плотности ρ_N кометных ядер, полученные нами в предыдущих работах [1].

Эффективное время сублимации определяется следующим выражением:

$$f = \frac{v_m}{\pi\sqrt{p}} \text{ лет} = 1.01 \cdot 10^7 \frac{v_m}{\sqrt{p}} \text{ сек}, \quad (1)$$

где p – параметр орбиты кометы, v_m – истинная аномалия орбиты кометы.

Массовые потери ядра кометы за один период определяются выражением:

$$\frac{\Delta M_N}{M_N} = \frac{3fF}{4nH\rho_N R_N}, \quad (2)$$

где $F = 1367 \frac{Bm}{m^2}$ – солнечная постоянная, $H = 1882.8 \text{ кДж/кг}$ – удельная теплота сублимации водяного льда, $\frac{1}{n} = 0.1$ – доля поглощенной энергии солнечного излучения, затрачиваемой на сублимацию льдов [4].

Время жизни ядра кометы определяется выражением:

$$t = P \cdot \frac{M_N}{\Delta M_N} = P \cdot N, \quad (3)$$

где P – период обращения кометы вокруг Солнца, N – число оставшихся витков.

Полученные численные результаты представлены в таблице.

Название кометы	f , $\times 10^7$ (сек)	$\frac{\Delta M_N}{M_N}$	ΔM_N , $\times 10^{10}$ (кг)	N	t_{our} , (лет)	t , (лет)
1P/Halley	2.121	0.0003	12.5051	3038.76	228879	200000 [3]
2P/Encke	3.556	0.0021	1.1520	486.10	1604.14	1650 [4]
4P/Faye	1.127	0.0005	0.8722	2063.7	15580.9	
6P/d'Arrest	1.389	0.0007	0.8968	1527.69	9991.09	
7P/Pons–Winnecke	1.478	0.0006	1.1442	1573.11	10005	

8P/Tuttle	1.514	0.0008	0.8068	1276.67	17362.7	
9P/Tempel 1	1.367	0.0003	2.8557	3501.83	19330.1	11020 [2]
10P/Tempel 2	1.435	0.0004	7.3529	2287.54	12307	
11P/Tempel–Swift– LINEAR	1.245	0.0009	0.3162	1075.41	6850.39	
12P/Pons–Brooks	1.744	0.000065	178.456	15343.5	1.087×10^6	
13P/Olbers	1.223	0.000058	78.930	17374.4	1.208×10^6	
14P/Wolf	0.453	0.0002	0.4647	5918.24	51725.5	

Литература

1. Снеткова Ю.А. Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет // Сборник научных трудов по материалам международной научно-практической конференции «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании 2010». Том 8. Физика и математика. – Одесса: Черноморье, 2010. С. 46-48.
2. Lisse C. On the role of dustmass loss in the evolution of comets and dusty disk systems // Earth, Moon and Planets. 2002. V. 90. P. 497-506.
3. Olsson-Steel D.I. The dynamical lifetime of comet P/Halley // Astron. Astrophys. 1987. V. 187. P. 909-912.
4. Whipple F.L. A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors // Ap. J. 1951. V. 113. P. 464-474.

Формирование состава солнечных космических лучей, богатых тяжелыми элементами**Авдонин В.В.***Аспирант*

Ульяновский Государственный Университет, филиал в г. Димитровграде, Россия

E-mail: avd-vasya@yandex.ru

Солнечные космические лучи (СКЛ), состав которых обогащен тяжелыми элементами, стали объектом интенсивного изучения на протяжении последних четырех десятилетий. Под термином «обогащение» понимается, что содержание определенного элемента в составе СКЛ превышает в некоторое число раз (которое называется коэффициентом обогащения) содержание этого же элемента в солнечной атмосфере. В большинстве экспериментальных наблюдений коэффициент обогащения изотопа ${}^3\text{He}$ относительно ${}^4\text{He}$ составляет 10^3 – 10^5 , для тяжелых элементов (C, N, Ne, Mg, Si, S, Ca, Fe, Ni) $\sim 10^0$ – 10^2 , а для сверхтяжелых (Kr, Rh, Xe, Ba, Au) $\sim 10^2$ – 10^4 . Коэффициенты обогащения тяжелых и сверхтяжелых элементов определяются относительно кислорода. Чаще всего обогащения обозначенных элементов скоррелированы между собой. Наблюдаются обогащения более тяжелых изотопов по отношению к более легкому (например, обогащение ${}^{22}\text{Ne}$ по отношению к ${}^{20}\text{Ne}$ в 2-3 раза) [1]. Также гелий, кислород, тяжелые и сверхтяжелые элементы имеют схожие формы спектров и равные в пределах погрешности времена инжекции, а их зарядовые состояния соответствует примерно одной температуре. Совокупность имеющихся экспериментальных данных свидетельствует в пользу предположения о едином механизме вовлечения элементов в СКЛ [1–3].

Теоретиками было предложено более десятка возможных механизмов обогащения СКЛ, однако общепризнанного механизма в настоящее время не существует, т.к. ни одна модель не способна объяснить всех наблюдаемых данных [3, 4]. Одним из возможных механизмов является модель, предложенная Л.Г. Кочаровым и А.В. Орищенко, в рамках которой удалось объяснить обогащение СКЛ тяжелыми элементами и гелием-3 [5]. Экспериментальные данные по изотопам [6] и сверхтяжелым элементам [2] были получены в прошлом десятилетии и в работах Кочарова и Орищенко не затрагивались. Целью данной работы является рассмотрение возможности обогащения СКЛ сверхтяжелыми элементами и изотопами тяжелых элементов в рамках механизма Кочарова-Орищенко.

Процесс формирования состава СКЛ является двухстадийным: на первой стадии (инжекция) происходит предварительный нагрев частиц, на второй – их вовлечение в основной механизм ускорения (считается, что сформированный на первой стадии состав не претерпевает значительного изменения). Процесс инжекции представляет собой взаимодействие частиц с ионно-звуковой турбулентностью плазмы, и математически описывается уравнением Фоккера-Планка с трением на протонной и электронной компонентах фоновой плазмы:

$$\frac{\partial f(V,t)}{\partial t} = \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial V} \cdot V^2 \left[D_{si} \cdot \frac{\partial f(V,t)}{\partial V} + F(V) \cdot f(V,t) \right], \quad (1)$$

где $f(V,t)$ – функция распределения по скорости частиц определенного сорта, D_{si} – коэффициент диффузии иона с зарядовым числом Z и массовым A в пространстве скоростей, функция $F(V)$ характеризует кулоновское трение частиц. Зависимость коэффициента

диффузии $D_{si} \sim \left[\frac{Z}{A} \left(\frac{Z}{A} - 1 \right) \right]^2$, коэффициента кулоновских потерь $F \sim \frac{Z^2}{A}$, а также пороговой

скорости $V_{th} \sim \frac{Z}{A}$ от зарядового и массового чисел придают модели свойство селективности.

Параметр V_{th} характеризует минимальную скорость, которую должен набрать ион в процессе предварительного нагрева (нелинейного рассеяния на ионно-звуковых плазмонах), чтобы попасть в основной механизм ускорения и в СКЛ [5].

Моделирование состава производится с помощью численного метода, аналогичного методу Монте-Карло, названного методом локальных диффузионных потоков [7]. Его особенностью является учет одновременности обоих процессов (инжекции и вовлечения частиц в состав СКЛ) и покидание частиц системы, чего не удавалось добиться с помощью аналитических или стандартных численных методов решения дифференциальных уравнений в частных производных. Применение этого метода позволило улучшить согласие рассчитанных и экспериментальных данных по сравнению с расчетами, производимыми стандартными численными методами решения уравнений в частных производных.

Результаты моделирования изотопного состава СКЛ (для ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O , ^{18}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{40}Ca , ^{44}Ca , ^{54}Fe и ^{56}Fe) в целом согласуются с наблюдениями: более тяжелые изотопы элемента интенсивнее вовлекаются в состав, чем легкие изотопы; коэффициенты обогащения изотопов скоррелированы с обогащением железа – чем выше коэффициент обогащения СКЛ железом, тем выше обогащение СКЛ для изотопов; при одинаковых физических параметрах наиболее обогащен изотоп ^{13}C (по отношению к ^{12}C), в то время как обогащения ^{56}Fe относительно ^{54}Fe практически не наблюдается.

При моделировании обогащения сверхтяжелых элементов удалось достичь количественного согласия с экспериментом, только при этом пришлось уменьшить относительную плотность ионно-звуковой турбулентности, т.е. подтверждено, что обогащение СКЛ происходит в слабых по мощности энерговыделения событиях. Кроме того, вариацией пороговой скорости удалось «обогатить» СКЛ как до максимального, так и до минимально наблюдаемого на сегодняшний день значения коэффициентов обогащения.

Таким образом, можно сделать вывод, что механизм Л.Г. Кочарова и А.В. Орищенко позволяет объяснить обогащение СКЛ сверхтяжелыми элементами и изотопами тяжелых элементов. Подобная проверка должна проводиться для всех известных механизмов с целью их верификации. Комплексный анализ параметров вспышечной плазмы, для которого используются не только тяжелые элементы, но и сверхтяжелые элементы и изотопный состав тяжелых элементов, будет обладать более высокой степенью точности.

Автор работы благодарит к.ф.-м.н. доцента Орищенко А.В. за постановку задачи, обсуждение результатов и научное руководство.

Литература

1. M.E. Wiedenbeck et al., Proc. 31-st Internat. Cosmic Ray Conf. (2009).
2. G.M. Mason et al., *Astrophys. J.* 606, p.555 (2004).
3. G.M. Mason et al., *Astrophys. J.* 303, p.849 (1986).
4. V. Petrosian, arXiv: 0808.1757v1 [astro-ph] (2008).
5. Л.Г. Кочаров и А.В. Орищенко, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, Т. 11, С. 2162 (1984).
6. R.A. Leske et al., *ASP conference series* 206, p.118, (2000).
7. А.В. Орищенко и В.В. Авдонин, *Материалы 7-й Всероссийской научно-технической конференции ИАМПИ-2010*, с.12 (2010).

Развитие моделей переноса в верхних слоях атмосферы Земли. Метод нейронных сетей.

Зубарев Сергей Николаевич

Студент

*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
физико-технический факультет, Екатеринбург, Россия*

E-mail: Sergey.cl@gmail.com

Общий тепловой баланс планеты включает несколько составляющих, где значительную роль в формировании атмосферной циркуляции и парникового эффекта играют процессы радиационного фазового переноса тепла в системе «атмосфера – земная поверхность» [2].

Комплексное исследование теплофизических характеристик климатической системы в целом и атмосферы в частности с использованием современных технических средств и методов, включая спутниковое зондирование, является актуальной задачей.

Термическое зондирование атмосферы из космоса с высоким спектральным разрешением может дать большое количество информации об атмосфере. Измерения, которые могут быть сделаны на одном из современных спутниковых спектрометров, таких как IMG, AIRS, TES, IASI характеризуются огромным числом спектральных каналов ($10^4 - 10^5$) и высокой скоростью передачи данных (10^3 kbps). В результате возникает проблема обработки больших объемов данных в режиме реального времени.

Нейронные сети являются универсальными аппроксиматорами и с успехом применяются в различных областях деятельности [3, 4]. Нейронная сеть является примером нелинейной регрессии и предоставляет возможность решать обратную задачу определения параметров атмосферы из спектров высокого разрешения, наблюдаемых из космоса. В качестве приложения решается задача определения вертикального профиля метана в атмосфере из ее ИК спектров пропускания.

Для тренировки и тестирования нейронной сети используется набор экспериментальных профилей температуры.

Проверка натренированной нейронной сети на тестовом наборе данных (не участвующем в тренировке) показала достаточно высокую точность.

Метод нейронных сетей позволяет решать обратную задачу определения параметров атмосферы (вертикальные профили температуры и концентрации парниковых газов) из ее инфракрасных спектров высокого разрешения в реальном режиме времени с точностью, сравнимой с другими методами.

Преимущество нейросетевого подхода заключается в том, что он позволяет воспроизводить сложные нелинейные зависимости и выполнять прогноз на любое число шагов.

Для успешного применения спектроскопических методов при изучении атмосферы Земли, погоды и климата необходима достаточно полная спектроскопическая информация о молекулярных составляющих атмосферы. В качестве такого источника была использована база данных молекулярных спектров высокого разрешения HITRAN [1].

Анализ данных с помощью нейронных сетей осуществлялся при помощи модуля Statistica Neural Networks (SNN) пакета STATISTICA 7.0.

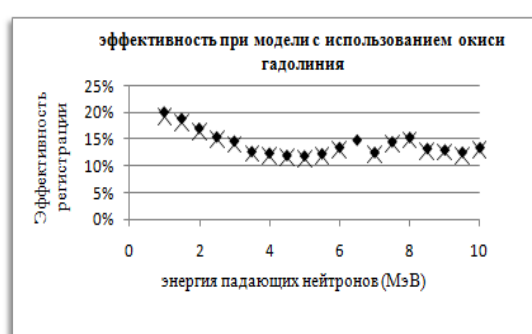
Литература

1. Грибанов, К.Г. Пакет программ FIRE-ARMS и его применение в задачах пассивного ИК-зондирования атмосферы / К.Г. Грибанов, В.И. Захаров, С.А. Ташкун // Оптика атмосферы и океана. – 1999. – Т. 12. - №4. – С. 372-378.
2. Матвеев, Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли / Л.Т. Матвеев. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 296 с.
3. Chedin, A., S. Serrar, N.A. Scott, C. Crevoisier, and R. Armante (2003), First global measurement of midtropospheric CO₂ from NOAA polar satellites: Tropical zone, JDR, 108(D18), 4581, doi: 10.1029/2003JD003439
4. Cheurnside, J.H., Stermitz, T.A., Shroeder, J.A., 1994. Temperature profiling with neural network inversion of microwave radiometer data. J. Atmos. Oceanic Technol. 11 (1), 105-109.

Сравнение расчётных результатов эффективности нейтронного детектора научного комплекса «ГАММА-400».**Тант Зин**
Аспирант*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Кафедра прикладной ядерной физики, Москва, Россия.**Email: thantzin83@gmail.com*

Научный комплекс «ГАММА-400» предназначен для исследования космического гамма-излучения в диапазоне энергий 0,1-3000 ГэВ, регистрации потоков электронов, позитронов и ядер с энергией выше 0,1 ГэВ, поиска и исследования гамма-всплесков сверхвысокой энергии (более 1 ГэВ), солнечных вспышек. Нейтронный детектор гамма-телескопа научного комплекса «ГАММА-400» предназначен для регистрации утечки нейтронного излучения из электромагнитного и адронного калориметров для проведения мониторинга нейтронного излучения по орбите космического аппарата.

В данной работе для расчетного моделирования показаний нейтронного детектора использовалась модель детектора, состоящего из чередующихся слоев сцинтиллятора на основе полистирола и листов металлического кадмия или слоев окиси гадолиния. На детектор размером 80 x 80 x 15 см падал поток моноэнергетических нейтронов с энергией от 1 МэВ до 10 МэВ. Были рассчитаны эффективности регистрации нейтронов для разного расположения слоев кадмия и окиси гадолиния через слой, через два и через три слоя полистирола. Проведено сравнение расчётных эффективностей для двух моделей: а) с кадмием б) с окисью гадолиния. Оказалось, что для модели с использованием окиси гадолиния эффективность регистрации нейтронов не превышает эффективность для модели с использованием кадмия, не смотря на большее сечение захвата нейтронов гадолинием. Изменение расположения слоев кадмия или окиси гадолиния не оказывает большого влияние на эффективность регистрации. На рис приведены расчетные значения эффективности регистрации для двух типов поглощающих слоев (♦- через 1 слой полистирола, ×- через 3 слоя).

**Литература.**

1. В.Г. Родин, М.Ф. Рунцо, и другие . Научные задачи и современное состояние проекта Гамма-400. 31-я ВККЛ, Москва, МГУ, 2010.
2. Элементарные частицы и скрытая масса во Вселенной - одна из главных научных задач эксперимента «ПАМЕЛА», *д.ф.-м.н. проф. А.М. Гальпер, соруководитель международного проекта «РИМ-ПАМЕЛА», НИЯУ «МИФИ».*

К задаче двух тел-точек с переменными массами при наличии реактивных сил

Шукиргалиев Б.Т.

Инженер, бакалавр естествознания

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

E-mail: bakensky@gmail.com

Реальные космические тела, по существу, нестационарные [1-8]. Особенно интенсивно процессы диссипации и переноса массы, изменения формы и размеров компонент происходят в тесных двойных системах [2,7]. В настоящей работе на основе уравнений Мещерского исследуется обобщенная задача двух тел с переменными массами в случае, когда появляются реактивные силы, при этом массы тел изменяются неизотропно с различной скоростью. Тела рассматриваются как материальные точки и скорости отделяющихся (присоединяющихся) частиц в абсолютной ($\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2$) или в относительной ($\mathbf{v}_1 = \dot{\mathbf{r}}_1 - \mathbf{u}_1, \mathbf{v}_2 = \dot{\mathbf{r}}_2 - \mathbf{u}_2$) системе координат O_1XYZ считаются известными. Уравнение Мещерского, в абсолютной системе координат для двух точечных тел с известными переменными массами $m_1=m_1(t), m_2=m_2(t)$, имеет вид

$$m_1\ddot{\mathbf{r}}_1 = -f \frac{m_1 m_2}{r_{21}^3} \mathbf{r}_{21} - \dot{m}_1 \dot{\mathbf{r}}_1 + \dot{m}_1 \mathbf{u}_1, \quad m_2\ddot{\mathbf{r}}_2 = -f \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12} - \dot{m}_2 \dot{\mathbf{r}}_2 + \dot{m}_2 \mathbf{u}_2, \quad (1)$$

здесь $\mathbf{r}_{21}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_{12}=\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1=\mathbf{r}, f$ – постоянная тяготения. Отсюда следует, что уравнение относительного движения может быть написано в виде [1,4]

$$\ddot{\mathbf{r}} = -f \frac{m}{r^3} \mathbf{r} - \frac{\dot{v}}{v} \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{F}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y, z), \quad m = m_1 + m_2, \quad (2)$$

где $v=v(t)$ и $\mathbf{F}=\mathbf{F}(F_x(t), F_y(t), F_z(t))$ – известные функции масс.

Один класс строгих частных решений уравнения (2) находится в случае, когда имеет место условие

$$F_x y - F_y x = 0. \quad (3)$$

При этом уравнение относительного движения (2) запишется в квазисферических координатах в канонической форме [3]

$$\dot{\rho} = \frac{\partial H}{\partial P_\rho}, \quad \dot{P}_\rho = -\frac{\partial H}{\partial \rho}, \quad \dot{\delta} = \frac{\partial H}{\partial P_\delta}, \quad \dot{P}_\delta = -\frac{\partial H}{\partial \delta}, \quad \dot{\lambda} = \frac{\partial H}{\partial P_\lambda}, \quad \dot{P}_\lambda = -\frac{\partial H}{\partial \lambda}, \quad (4)$$

$$H = \frac{1}{2v\psi^2} \left\{ (P_\rho - v\psi\dot{\rho})^2 + \frac{P_\delta^2}{\rho^2} + \frac{P_\lambda^2}{\rho^2 \cos^2 \delta} \right\} - \frac{1}{2} v\psi^2 \rho^2 - (U + R),$$

и пространственные строгие частные решения определяются формулами [5]

$$\rho = \rho_0 = \text{const} \neq 0, \quad P_\rho = v\psi\dot{\rho}_0, \quad \lambda = \int_{t_0}^t w(t) dt + \lambda_0, \quad P_\lambda = P_{\lambda 0} = c = \text{const},$$

$$\sin \delta = \left(\frac{c_1 - c^2}{c_1} \right)^{1/2} \sin \left[\frac{\sqrt{c_1}}{\rho_0^2 v_0} (t - t_0) + c_2 \right], \quad P_\delta^2 = -\frac{c^2}{\cos^2 \delta} + c_1, \quad \psi = (v(t_0)/v(t))^{1/2}. \quad (5)$$

Угловая скорость орбитального движения вокруг оси O_1Z $w(t) = \dot{\lambda} = c/v\psi^2 \rho_0^2 \cos^2 \delta$ определяется выражением

$$w^2(t) = \frac{1}{\cos^2 \delta} \left[\frac{\ddot{\psi}}{\psi} + \frac{\dot{v}\dot{\psi}}{v\psi} + f \frac{m_1 + m_2}{\psi^3 \rho_0^3} - \frac{F}{\psi \rho_0} - \frac{P_\delta^2}{v^2 \psi^4 \rho_0^4} \right], \quad F = \|\mathbf{F}\|. \quad (6)$$

В общем случае уравнение относительного движения может быть исследовано методами теорий возмущений [3,4]. Рассматривается уравнение движения (2) в оскулирующих элементах $a, e, \omega, \Omega, i, M$ аperiодического движения по квазиэллипсу [3]

$$\ddot{\mathbf{r}} = -fm \frac{\mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right) \dot{\mathbf{r}} + \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right) \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right] \mathbf{r} + grad_{\mathbf{r}} R. \quad (8)$$

Возмущающая функция определяется выражением

$$\tilde{R} = - \left(\frac{m_0}{m\gamma} \right)^{1/2} \left\{ \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right) \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right] \frac{1}{2} r^2 + F_x x + F_y y + F_z z \right\}, \quad \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} = -2 \frac{\dot{v}}{v} - \frac{\dot{m}}{m}. \quad (9)$$

Ограничимся вековой частью возмущающей функции

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{sec} = & Aa^2 \left(1 + \frac{3}{2} e^2 \right) + F_x Bae (\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i) + \\ & + F_y Bae (\cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos \Omega \cos i) + F_z Bae \sin \omega \sin i, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$A = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_0}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right) \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \right] \gamma^{3/2}, \quad B = -\frac{3}{2} \left(\frac{m_0 \gamma}{m} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Анализ вековых возмущений сводится к исследованию системы из четырех уравнений

$$\begin{aligned} \dot{e} = & -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial \omega}, \quad \dot{\Omega} = \frac{\operatorname{cosec} i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial i}, \\ \frac{di}{dt} = & \frac{\operatorname{ctg} i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial \omega} - \frac{\operatorname{cosec} i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial \Omega}, \\ \dot{\omega} = & \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial e} - \frac{\operatorname{ctg} i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial \tilde{R}_{sec}}{\partial i}, \end{aligned} \quad (12)$$

в которых $a = a_{sec} = \text{const}$. В некоторых случаях вместо (12) могут быть применены другие уравнения возмущенного движения, в частности, канонические уравнения вековых возмущений [3].

Уравнение относительного движения (2) и его строгие частные решения (5), при условии (3), а также система уравнений вековых возмущений (12) могут быть использованы для анализа эволюции реальных нестационарных космических систем. Строгие частные решения также можно использовать в небесно-механических моделях в ограниченной задаче трех тел с переменными массами.

Литература

1. Лукьянов Л.Г. Об уравнениях движения задачи двух тел с переменными массами. // Вестник МГУ, Сер.3, физ., астрон. 1983. Т.24. №1. С. 62-66.
2. Лукьянов Л.Г. Динамическая эволюция орбит звезд в тесных двойных системах с консервативным обменом масс. // Астрон. ж. 2008. Т.85. №8. С. 755-768.
3. Минглибаев М.Дж. Динамика нестационарных гравитирующих систем. Алматы: Изд. КазНУ, 2009.
4. Минглибаев М.Дж., Шукиргалиев Б.Т. Уравнения вековых возмущений в обобщенной задаче двух тел с переменными массами. // Сбор.тезис.меж.науч.конф. «Теор. и прикл. пробл. матем., мех. и информ.», г. Караганда, 2010. С. 211-213.
5. Минглибаев М.Дж., Шукиргалиев Б.Т. Строгие частные решения обобщенной задачи двух тел с переменными массами. // Третьи Фесенковские чтения. Современная астрофизика: традиции и перспективы. Тезисы докл. межд. конф., посвященной 60-летию Астрофизического института им. Ф.Г. Фесенкова. Алматы, 2010. С. 42-44.
6. Омаров Т.Б. Динамика гравитирующих систем Метагалактики. Алма-Ата:Наука, 1975.
7. Hadjidemetriou J.D. Secular variation of mass and the evolution of binary systems. //Advances in Astronomy and Astrophysics. 1967. Vol. 5. P. 131-188.

8. Omarov T.B. (Editor). Non-Stationary Dynamical Problems in Astronomy. New-York: Nova Science Publ. Inc., 2002.

**Выбор оптимальной антенны системы "GlobalStar" для передачи алертов
о гамма-вспышках с КА "Ломоносов"**

Краснов А.С.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: lehin146@rambler.ru*

Существует множество систем спутниковой связи. Перечислим некоторые из них: Iridium, GlobalStar, Thuraya, Intelsat, ICO и т.д.

Рассмотрим основные характеристики некоторых из них:

1. Система спутниковой связи Iridium имеет в своем распоряжении 66 спутников на 11 разных орбитах с наклоном 86° . Спутники находятся на высоте около 780 км над поверхностью Земли. Благодаря такой конфигурации, спутники этой системы доступны для связи в любой точке планеты. Iridium использует следующие диапазоны частот: 1616-1625,5 МГц; 19,6 ГГц; 23,18-23,38; 29,1-29,3 ГГц.

2. Система спутниковой связи Thuraya использует всего 3 спутника, которые находятся на геостационарных орбитах, то есть висят почти неподвижно над определенной точкой на экваторе. Один спутник находится над Малайзией, а остальные над Кенией и Сомали. Данная система не является глобальной, так как имеет ограниченную зону покрытия. Связь ухудшается с удалением от экватора. Диапазоны частот: 1525-1559 МГц; 1626,5-1660,5 МГц; 3400-3625 МГц; 6425-6725 МГц;

3. Орбитальная группировка спутников системы GlobalStar состоит из 48 основных и 4 резервных аппаратов, находящихся на высоте около 1400 метров над поверхностью Земли. Орбита спутников имеет наклонение 52° . Эта система связи также не является глобальной. Она не покрывает полярные области планеты и некоторые регионы Азии и Африки. Используемые диапазоны частот: 1610-1626,5 МГц; 2483,5-2500 МГц; 5091-5250 МГц; 6875-7055 МГц.

Теперь подробнее рассмотрим вопрос, связанный с выбором, во-первых, спутниковой системы связи; и во-вторых, оптимальной антенны для связи КА "Ломоносов" с системой.

1. Космический аппарат "Ломоносов" будет запущен в ноябре 2011 года. Он будет располагаться на солнечно-синхронной орбите на высоте около 550 км. Для связи со спутником будет использоваться система GlobalStar.

Выбор системы GlobalStar не случаен. Эта система удовлетворяет ряду параметров: во-первых, удобство связи (ни к чему использовать узконаправленные антенны, а значит и ориентировать их); во-вторых, удобство расположения орбит спутников по высоте (к примеру, если бы была выбрана система Iridium, то были бы сложности с использованием наземного оборудования для связи с системой); в-третьих, оборудование, используемое для связи с системой GlobalStar стоит гораздо дешевле,

2. В связи с выбором системы GlobalStar возникает ряд особенностей, которые нужно учесть. Во-первых, КА "Ломоносов" будет работать и на полюсах тоже. Поэтому необходимо выбрать оптимальное направление, в котором следует установить антенну спутника. К примеру, очевидно, что не разумно направлять антенну "вверх", потому что при прохождении

полюсов планеты связь со спутником будет теряться. Во-вторых, нужно подобрать антенну системы GlobalStar таким образом, чтобы учесть то, что максимальное расстояние между спутником "Ломоносов" и ближайшими спутниками системы GlobalStar будет около 7000 километров. (К сведению, максимальное расстояние между спутниками системы GlobalStar и терминалом, который находится на Земле не превышает 4500 километров.) Т.е. сигнал со спутника будет намного слабее.

Оптимальная антенна будет выбрана на основе технических данных об антеннах GlobalStar.

Ранговый анализ астрофизических систем и оценка их разнообразия

Дятлова М.В. бакалавр, Хайбуллов Р.А. бакалавр

*Ульяновский государственный университет,
инженерно-физический факультет, Ульяновск, Россия
E-mail: marinka8d@mail.ru*

Картина мира, основанная на теории глобального эволюционизма характеризуется переходом к изучению этого мира, опираясь на целостные образования – ценозы различной природы. Однако, астрономическая картина мира как часть единой научной картины мира не разработана с точки зрения ценологической теории.

К настоящему времени теория рангового анализа наиболее разработана для технических систем (техноценозов). Как оказалось, устойчивость и стабильность других систем – экономических, лингвистических, биологических, социальных также определяется выполнимостью закона рангового распределения (РР), то есть соответствием *H*-распределению Ципфа [www.kudrinbi.ru, 1 и др.]:

$$W = A / r^{\beta}$$

где *W*- ранжируемый параметр; *r* – ранговый номер объекта; *A* – максимальное значение параметра объекта с рангом *r*=1, т.е. в первой точке (или коэффициент аппроксимации); *β* – ранговый коэффициент, характеризующий степень крутизны гиперболы.

Элементы астросистем связаны силами гравитации, а количество особей астросистемы, в отличие от техноценоза, может быть небольшим. Поэтому необходима проверка астрономических систем на «ценозность». В наших работах рассмотрены параметрические и рангово-видовые распределения объектов ряда астрономических систем (галактики, планеты, спутники планет и пр.) и сделан вывод о соответствии этих РР уравнению, отражающему классический закон РР (1). Полученные результаты позволяют рассматривать современную астрономическую картину мира с ценологических позиций. На рис. 1 а, б представлен пример параметрического РР ближайших галактик по массам (б—спрямлённая зависимость в двойном логарифмическом масштабе)

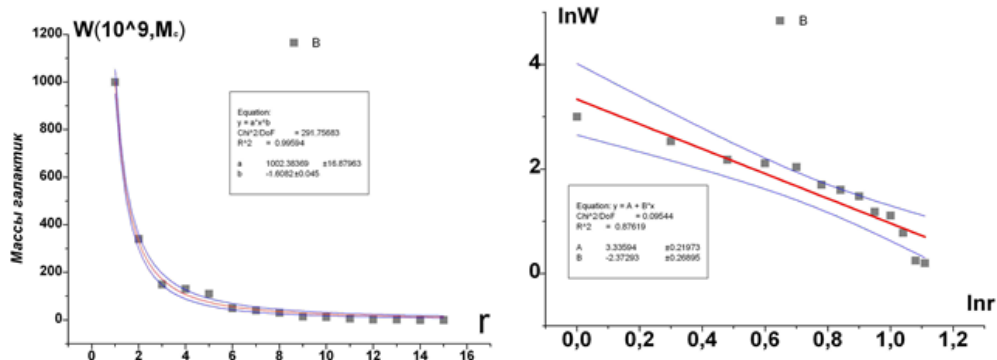


Рис.1. PP масс ближайших галактик ($A=1002 \pm 16$; $\beta=1,600 \pm 0,045$):

а) график $W(r)$; б) график $\ln W = f(\ln r)$.

В работах Б.И. Кудрина и его школы (www.kudrinbi.ru; www.gurinary.ru) показано, что разнообразие объектов любой системы отражает гиперболический закон рангового распределения (ЗРР). У. Эшби сформулировал закон необходимости разнообразия систем. Математическим выражением принципа разнообразия Эшби является ЗРР. Как количественно сравнить разнообразие ранговых систем? Самым распространённым является метод, основанный на методе оценки сложности информационных систем Шеннона по известной формуле [2]:

$$H = -\sum_{i=1}^n p_i \cdot \log_2 p_i \quad (2)$$

где H – коэффициент Шеннона, n – количество видов в системе, $p_i = W / W_0$ – доля элементов данного (i -го) вида в общем количестве элементов или вероятность обнаружения объекта данного вида. При этом $H=0$ при $p=1$ (рис.2, прямая 1, если в системе имеется только один вид, разнообразие отсутствует).

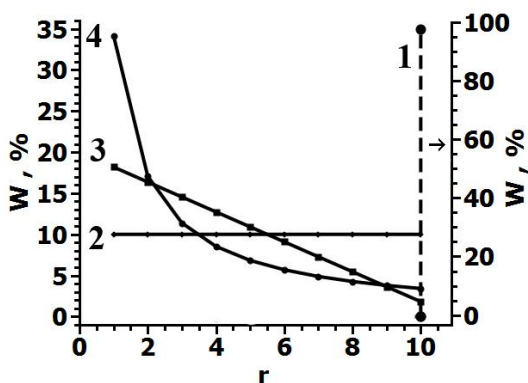


Рис.2. Типы ранговых распределений

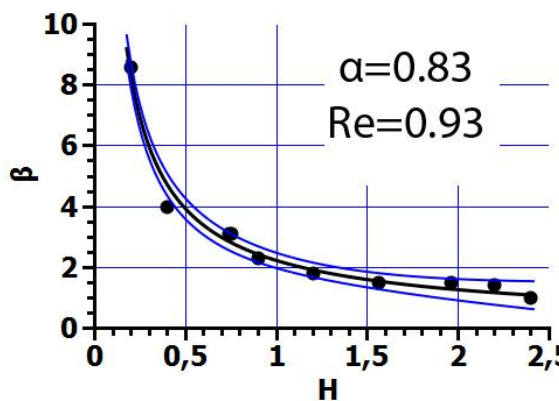


Рис.3. Зависимость β от H

Для трёх строго упорядоченных систем из одинакового количества элементов и 10 видов (рис.2), в которых ранговое распределение количественного видового состава (в долях) p_i представляют: прямую, параллельную оси ординат – график 2 (вероятности обнаружения всех элементов системы одинакова, разнообразие максимально); линейно убывающую

зависимость – 3, и идеальную гиперболу – 4 индексы Шеннона равны соответственно 3.32; 3.10; 2, 88. Т.е. чем круче ранговое убывание видовых составов в системе, тем меньше H .

Как связан индекс Шеннона с ранговым коэффициентом β ? Из множества построенных нами астрофизических и геофизических распределений [2 и др.] по данным различных справочников были выбраны 10 рангово-видовых распределений, для каждого из них получены значения β и рассчитан показатель Шеннона. По результатам построен эмпирический график зависимости $\beta(H)$ и аппроксимирован гиперболической зависимостью $\beta = H_0 / H^\alpha$, где $\alpha = 0,83$ (рис.3). Доверительный интервал значений β – 0,95. Разнообразие систем также можно сравнивать по значению относительного коэффициента Шеннона H/H_0 , не зависящем от числа элементов данной системы, где H_0 – его максимальное значение (например, для 10 видов $H_0 = 3,1$; график 2, рис.2).

Выводы: 1. Закон рангового параметрического и рангово-видового РР применим к процессам вселенского масштаба.

2. Получено соответствие реальных и теоретических зависимостей параметрических и рангово-видовых H -распределений астрономических объектов нашей галактики, подтверждающее, что наша галактика является ценозом. Ранговое распределение в астрономических системах следует рассматривать как системное свойство.

3. Закон разнообразия Эшби дополнен количественным содержанием и принял математическую оболочку в виде закона РР. Коэффициент β в законе РР приобрел новый смысл – он связан с индексом Шеннона обратной зависимостью и отражает степень разнообразия системы: чем больше β , тем меньше разнообразие системы.

Литература

1. Кудрин Б.И. Техногенная самоорганизация. Для технариев электрики и философов. Вып. 25. «Ценологические исследования». –М.: Центр системных исследований, 2004. – 248 с.
2. Шеннон К.Е. Бандвагон. Работы по теории информации и кибернетике, М., 1963.
3. Гурина Р.В., Валежанина Е.В., Дятлова М.В. Ранговое распределение как системное свойство физических ценозов //Актуальные проблемы современной науки и образования: Материалы Всероссийской научно-практической конференции с международным участием г. Ульяновск, УлГУ, 15-16 сентября 2010 г. – Ульяновск: УлГУ, 2010. С.33-36 .

Исследование атмосферы Земли по данным спутника

«Университетский – Татьяна - 2»

Морозенко В.С.

Аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

физический факультет, Москва, Россия

Morozenko_viola@mail.ru

Детектор УФ и ИК излучения [1], установленный на борту спутника «Университетский – Татьяна - 2» позволил зарегистрировать свечение ночной атмосферы в двух диапазонах длин волн: ультрафиолетовом (УФ 240-400нм) и инфракрасном (ИК 600-800нм).

За время работы спутника были получены карты свечения ночной атмосферы Земли в ИК и УФ области.

Вариации свечения ночной атмосферы на трассе полёта спутника в УФ диапазоне связаны с рассеянным светом луны, человеческой деятельностью и собственным свечением атмосферы. Выделены регионы с минимальным свечением (Сахара, Сибирь, южные области Тихого и Атлантического океана ($3-5 \cdot 10^7$ фот/см² с ср)), а также районы с максимальным свечением (авроральные области ($2 \cdot 10^9$ фот/см² с ср – данные «Татьяны - 1»), области над наиболее крупными городами ($1-2 \cdot 10^8$ фот/см² с ср)) [2,3].

Свечение над крупными промышленными районами наблюдается и в ИК диапазоне длин волн. Замечено повышение свечения ночной атмосферы в районе Южно-Атлантической Аномалии, связанное, скорее всего, со светом, возникающим при прохождении заряженных частиц через оптические элементы детектора.

Получено географическое распределение интенсивности заряженных частиц на высоте орбиты спутника «Университетский - Татьяна- 2». Прибор ФЗК зарегистрировал значительные потоки заряженных частиц в области ЮАА.

Литература

1. Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А. и др. Детектор ультрафиолетового излучения научно-образовательного микроспутника МГУ «Университетский-Татьяна» // ПТЭ. 2006. №1. С. 135-141.
2. В. А. Садовничий, М. И. Панасюк, С. Ю. Бобровников и др. Первые результаты исследования космической среды на спутнике «Университетский-Татьяна». // Космические исследования 2007, т.45, № 4, с. 291-305.
3. G.K. Garipov, B.A. Khrenov, M.I. Panasyuk и др. UV radiation from the atmosphere: Results of the MSU “Tatiana” satellite measurements. Astroparticle Physics, P 400-408, V 24, Iss. 4-5, 2005

**Возрастания потоков энергичных электронов и их локализации
относительно границ аврорального овала.**

Караваяев Михаил Владимирович

Студент

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия*

E-mail: michael23j@mail.ru

Внешний электронный пояс испытывает значительные вариации даже во время слабых геомагнитных возмущений. Особенно подвержена изменениям полярная граница внешнего радиационного пояса. В данной работе производится сопоставление данных спутников Метеор-М №1 и Коронас-Фотон с целью выяснения локализации относительно аврорального овала квазистационарных (наблюдающихся в течении нескольких часов) возрастаний потоков энергичных электронов (с энергиями 200-1000 кэВ) на полярных границах внешнего электронного радиационного пояса. По данным ИСЗ Коронас-Фотон выделены случаи многократного наблюдения таких высыпаний на нескольких последовательных витках орбиты. С использованием данных почти одновременных наблюдений низкоэнергичных (0.3-16КэВ) электронов на ИСЗ Метеор-М №1 показано, что возрастания потоков энергичных электронов к полюсу от внешней границы внешнего радиационного пояса локализованы на широтах аврорального овала, т.е. в области повышенной турбулентности в широком диапазоне частот и масштабов, в которой возможно возникновение турбулентного ускорения. Обсуждена возможность формирования квазистационарных возрастаний в локальных ловушках магнитного поля. Для получения вышеуказанных результатов был разработан комплекс программ для обработки, анализа и сопоставления данных экспериментов Коронас-Фотон и Метеор-М №1.

Наблюдения собственного излучения гамма-всплесков на робот-телескопах МАСТЕР

Горбовской Евгений Сергеевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gorbovskoy@sai.msu.ru

Создание роботизированных обсерваторий – одно из самых актуальных и быстро развивающихся направлений современной астрономии. Автоматизированные астрономические комплексы, обладающие широким полем зрения и способностью быстро наводиться в любую точку неба, незаменимы при поиске транзитных феноменов на небе (гамма-всплесков, вспышек сверхновых и новых звезд и т.п.), когда невозможно заранее предугадать в какой момент и куда следует наводить телескоп.

Единственная в России и одна из крупнейших в мире сеть робот телескопов МАСТЕР представляет собой распределенную сеть обсерваторий, расположенных в 5-то точках России от Благовещенска до Кисловодска (Благовещенск, п. Тунка (Бурятия), Кауровка (Свердловская обл), Москва и Кисловодск) и постоянно расширяется[1][2]. Так уже в ближайшем 2011 году в рамках проекта МАСТЕР будет построена новая обсерватория на Канарских островах (Испания),а на *университетском спутнике «Михаило Ломоносов»* в ноябре 2011г 2 широкопольные камеры запущены в космос.

Программное обеспечение каждого автоматизированного астрономического комплекса имеет свою специфику, определяемую решаемой задачей, т.е. не может быть универсальным. Тем более универсальные методы не работают в сверхшироких полях (используемых нами), где многие методы классической астрономии разбиваются о кривизну поля, количество обрабатываемой информации и пр.

В состав системы МАСТЕР входят 2 класса инструментов: широкопольные телескопы МАСТЕР (45-см. инструменты, с глубокой проникающей способностью и потоком данных $\sim 20 \text{ Gb/ночь}$) и сверхширокопольных камер ($\sim 1 \text{ Tb/ночь}$). Принципы обработки изображений с данных инструментов в целом схожи, однако если исходная информация с первых может (и должна быть (по астрономическим причинам)) сохранена, со сверхширокопольных камер должна обрабатываться в режиме реального времени и не сохраняется. Стоит заметить что разработанные алгоритмы будут применяться для анализа данных с ШОК (широкопольная оптическая камера) в проекте **университетского спутника «Михаило Ломоносов»**.

Результатами работы системы уже стали многократные (опубликовано более 130 GNC-циркуляров (см. список не реферируемых публикаций)) наблюдения гамма-всплесков, в том числе и первые в мире. С помощью камер сверхширокого поля с 2008г. были произведены синхронные наблюдения шести гамма-всплесков и получены важные верхние пределы. Недавно, с помощью новых телескопов в Кисловодске, удалось впервые в мире оценить оптическую поляризацию собственного излучения GRB091127 в первую минуту после всплеска; и в связи с на порядок возросшим, по сравнению с предыдущими годами, потенциалом системы, вскоре, критическая для многих теорий задача о поляризации

собственного излучения гамма-всплесков будет решена. Так только за сентябрь 2010г. сетью МАСТЕР было произведено 4 наблюдения собственного излучения гамма-всплесков (почти четверть из всех имеющихся к настоящему времени наблюдений в мире). Важно, что для двух всплесков GRB100901A и GRB100906A было зарегистрировано оптическое излучение, показывающее существенное различие между ними. Особо важно, что для GRB100906A телескопом МАСТЕР в Тунке, **впервые в мире, измерена поляризация собственного излучения!!!** Физическая природа новых данных сейчас обсуждается и является предметом для новых исследований.

Также впервые в России системой МАСТЕР, при помощи авторских программ, были открыты сверхновые звезды (SN2005bv, 2005ee, ... , 2010iz и многие другие). Сейчас сверхновые звезды открываются ежемесячно. Более детально эти открытия и др. открытия описаны в статьях [1],[2] приложенных к данной работе. Как хорошо известно сверхновые звезды типа Ia являются “стандартными свечами”, что активно используется в современной космологии для измерения расстояний во Вселенной, а так же исследования особенностей ее расширения.. На всех обсерваториях в рамках постоянного обзора звездного неба, начат мониторинг сверхновых звезд типа Ia. К настоящему моменту (окт. 2010г.) проведена многоцветная фотометрия ~80 сверхновых звезд типа Ia, которые используются для детектирования космической энергии вакуума (темной энергии).

Группой МАСТЕР было обнаружено уникальное явление - оптическая вспышка (повышение оптической светимости гамма-всплеска после начала монотонного его падения) у GRB060926 [6]. Замечательно, что благодаря синхронным наблюдениям рентгеновского телескопа Свифт и наблюдениям в белом свете системы МАСТЕР впервые в мире получен спектр излучения в диапазоне от 1 эВ до 1 кэВ. Спектр оказался единым степенным, характерным для синхротронного механизма. Нами была предложена новая теоретическая модель гамма-всплесков, в рамках которой получили естественное объяснения явления оптических и рентгеновских вспышек и прекурсоров, регистрируемые ранее у других всплесков. (Недавно зарегистрированные GRB100901A и GRB100906A, находятся в стадии обработки)

До сих пор, все существующие модели гамма-всплесков, самых мощных и загадочных явлений во вселенной, не рассматривали временное поведение “центральной машины” (т.е. объекта, коллапс которого и приводит к выделению гигантских энергий) и ее действие сводилось к минимуму – точечному, мгновенному взрыву. Однако космические и наземные наблюдения последних лет (в том числе и авторские) явно указывали на обратное. “Центральная машина” работает долго. Настоящая работа – одна из первых попыток (и, надо сказать, очень удачная) детально, на основе простых физических принципов, без привлечения дополнительных гипотез, рассмотреть процесс коллапса ядра звезды в черную дыру и описать временное поведение “центральной машины”. Входными параметрами теории являются - масса, момент вращения и магнитное поле коллапсара. Модель включает приближенное описание следующих эффектов: центробежную силу, релятивистские эффекты метрики Керра, давления ядерной материи, диссипацию вращательного момента из-за присутствия магнитных полей, уменьшение дипольного магнитного момента вследствие эффектов сжатия и эффектов ОТО (черная дыра не имеет волос), нейтринное охлаждение, замедление времени и эффекты гравитационного красного смещения. Модель позволяет описать временное поведение «центральной машины» и демонстрирует качественное разнообразие типов такого поведения в природе.

Развитая теория применяется к объяснению наблюдаемых особенностей гамма-всплесков всех типов. В частности, модель позволяет унифицировать явление прекурсоров,

рентгеновских и оптических вспышек и появление плато на временах в несколько тысяч секунд. Кроме того, интерпретация феномена длинного рентгеновского плато, позволяет говорить о том, что космические рентгеновские телескопы на протяжении около тысячи секунд наблюдали излучение объекта с характерным размером меньше гравитационного радиуса. При этом время из-за эффектов ОТО замедляется в 13(!) раз[4]. Заметим, что это не противоречит теории относительности, так как для быстро вращающихся объектов горизонт событий деформируется и в пределе уменьшается в 2 раза. Таким образом, показано, что наблюдения гамма-всплесков могут послужить ключом для исследования черных дыр.

Наша модель так же предсказывает ряд сопутствующих явлений гамма-всплесков, которые могут наблюдаться и которые уже наблюдаются [5][6]. Например, множественность прекурсоров, с объяснением которых в более ранних моделях возникали сложности.

Данная работы выполнена в рамках ПНР 3.12 и поддержана фондом «Династия»

Литература

1. Gorbovskey E, Ivanov K, Lipunov V, et al “Transient detections and other real-time data processing from wide-field chambers MASTER-VWF”, *Advances in Astronomy*, vol. 2010, Article ID 917584, 17 pages, 2010. doi:10.1155/2010/917584
2. В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, Е.С.Горбовской, и др. “Оптические наблюдения гамма-всплесков, открытие сверхновых звезд 2005bv, 2005ee, 2006ak и поиск транзиентов на телескопе-роботе МАСТЕР” *Астрономический журнал*, 2007, т.84, N12
3. Lipunov, V.; Gorbovskey, E. «An Extra Long X-Ray Plateau in a Gamma-Ray Burst and the Spinar Paradigm» *Astrophysical Journal Letters* 2007, ApJ...665L..97L
4. В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, Е.С.Горбовской, и др. “Открытие оптической вспышки гамма-всплеска GRB060926 телескопом-роботом МАСТЕР: возможное образование предельно-вращающейся черной дыры.” *Письма в “Астрономический журнал”*, 2008, 34(3), 167
5. Lipunov, V. M.; Gorbovskey, E. S. “Spinar paradigm and the central engine of gamma-ray bursts” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2008, V.383(4), 1397.

Исследование пичч-углового распределения в последнем событии GLE по данным наземных установок

Кураева А.С.¹, Яковлева Е.И.^{2,3}, Кузовкова А.Ю.⁴, Астапов И.И.²

¹Студент, ²аспирант, ³ассистент, ⁴инженер

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия*

E-mail: EYakovleva@mephi.ru

Бурное развитие спутниковой инфраструктуры, расширение исследовательских космических программ требует корректного учета влияния солнечной активности на функционирование технологических систем и на здоровье космонавтов. Одним из важнейших факторов подобного воздействия является корпускулярное солнечное излучение (солнечные протонные события), в том числе и солнечные космические лучи (СКЛ), образующееся во время солнечных вспышек [1]. Исследования характеристик потока таких частиц дают возможность изучать физические процессы их генерации и ускорения, происходящие в активной зоне вспышки. Потоки протонов высоких энергий (> 10 МэВ) приводят к резкому возрастанию радиационного фона в околоземном пространстве и несут значительную опасность для космических аппаратов и космонавтов. Характерный диапазон энергий СКЛ лежит от нескольких МэВ до единиц ГэВ, но в наиболее мощных вспышках наблюдались солнечные протоны более высоких энергий вплоть до 30-40 ГэВ. Причем, СКЛ высоких энергий могут служить предвестниками радиационной опасности в околоземном пространстве, вызванной интенсивным потоком СКЛ более низких энергий [2-4], поскольку их скорость практически равна скорости света, и они долетают до Земли первыми. Кроме этого, излучение вспышек может привести к мощным магнитным бурям, негативно влияющим на функционирование высокоточных технологических систем на Земле. Таким образом, актуальность изучения высокоэнергичных частиц от Солнца определяется таким огромным и негативным влиянием солнечных вспышек, как на околоземное пространство, так и непосредственно на Землю.

Солнечные космические лучи высоких энергий представляют собой релятивистские солнечные протоны и ядра более тяжелых частиц. Они регистрируются в достаточно редких событиях после наиболее мощных вспышек на Солнце, во время которых происходит резкое повышение темпа счета наземных детекторов. Это так называемые события GLE (Ground Level Enhancements – повышение интенсивности на поверхности Земли), возрастание интенсивности вторичных космических лучей из-за наиболее мощных высокоэнергетичных вспышек на Солнце. Регистрация событий GLE, достаточно редкое явление – всего 70 событий начиная с 1942 года. Такие события несут ценную информацию о СКЛ высоких энергий, дают возможность анализировать спектр первичных протонов в этих событиях. Регистрация этих событий на поверхности Земли в основном реализуется с помощью сети нейтронных мониторов, мюонных годоскопов и телескопов.

Данная работа посвящена методике восстановления питч-углового распределения частиц по данным сети нейтронных мониторов [5] и мюонного годоскопа УРАГАН [6] для последнего на данный момент события GLE № 70, которое произошло 13 декабря 2006 года. Отличительной особенностью мюонного годоскопа УРАГАН от других наземных установок является его возможность регистрировать поток мюонов одновременно со всех направлений небесной полусферы. Поэтому отдельные зенитно-угловые интервалы мюонного годоскопа УРАГАН могут быть использованы независимо в качестве отдельных детекторов. Метод расчета питч-углового распределения в данной работе разработан с учетом этой особенности.

Каждая наземная установка имеет свой конус приема, при попадании в который частицы регистрируются этим детектором. Расчет питч-углов дает возможность сопоставить конус приема установки и угол прилета первичных частиц. В расчетах используются данные нейтронных мониторов, стабильно работавших во время события GLE №70, и мюонного годоскопа УРАГАН. Математически косинус питч-угла определяется скалярным произведением векторов магнитной силовой линии и асимптотического направления прилета частицы. При расчете вектора магнитной силовой линии используются данные спутника ACE [7] по магнитному полю. В данной работе вектор магнитной силовой линии рассчитывается за 6 часов до максимального возрастания в темпе счета наземных установок.

Угловое распределение потока частиц, регистрируемых наземной установкой, позволяет получить качественную картину об угловом распределении потока первичных протонов космических лучей в околоземном пространстве. Для сопоставления этих распределений с угловым распределением первичных протонов космических лучей проводится расчет асимптотических направлений. Для этого необходимо знать энергию и направление регистрируемой частицы в детекторе, и энергию протона в зоне генерации. Решение обратной задачи сводится к нахождению асимптотического приближения с помощью построения обратной траектории движения частиц (мюона от детектора до зоны генерации и протона от зоны генерации до границы магнитосферы Земли) [8]. Расчет асимптотических направлений ведется на основании модели атмосферы NRLMSISE-00 [9] и двух моделей магнитного поля Земли Н.А. Цыганенко: TS04 [10] и GEOPACK-2005 [11]. Сравнение результатов расчета асимптотических направлений по предложенному методу в данной работе показало довольно хорошее согласие с работой [12].

Полученные результаты показали, что для мюонного годоскопа УРАГАН разброс значений питч-углов в исследуемом событии GLE в среднем составляет около 45° , это значение гораздо меньше, чем у многих нейтронных мониторов. Данный результат говорит о том, что установка УРАГАН «смотрела» на поток вторичных частиц от солнечных протонов вспышки 13 декабря 2006 года. Сделанные расчеты используются для анализа спектра СКЛ в событии GLE № 70.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД в рамках ведущей научной школы (НШ-5712.2010.2) при поддержке Министерства образования и науки (ФЦП «Кадры»).

Литература

1. Модель космоса: Науч.-инф. издание. Под ред. М.И. Панасюка // М: КДУ. 1. 2007. с. 272
2. M.I. Panasyuk. In: Space storms and space weather hazard. Ed. by I.A. Daglis. // Kluwer Acad. Publ., 2001. с. 251.
3. Н.В. Кузнецов, М.И. Панасюк. Вопросы атомной науки и техники. // Сер. Физика радиацион. воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, вып. 1-2. 2001. с. 3.
4. R.A. Nymmik. // Adv. Space Res., 21. 1998. 1689 с.
5. База данных сети нейтронных мониторов.
<http://cr0.izmiran.rssi.ru/common/links.htm>.
6. Н.С. Барбашина и др. // ПТЭ, № 2, 2008. с. 26.
7. <http://www.swpc.noaa.gov/ftpmenu/lists/ace2.html>.
8. В.В. Шутенко и др. Изв. РАН, Сер. физ., 2009. т. 73. №3. с. 364.
9. <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html>.
10. <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html>.
11. http://modelweb.gsfc.nasa.gov/magnetos/data-based/Geopack_2005.html.
12. Диссертационная работа на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Ю.В. Балабина, 2008.

Сверхновые звезды типа Ia и космическая энергия вакуума

Пружинская Мария Викторовна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: pruzhinskaya@gmail.com

Сверхновые звезды типа Ia играют огромную роль в разных областях астрофизики. Их изучение очень важно для задач космологии, ведь эти объекты оказались прекрасными индикаторами расстояний во Вселенной ввиду их больших светимостей и удивительной схожести кривых блеска. Они также пролили свет на понимание химической эволюции галактик, объяснив наличие тяжелых элементов в межзвездном пространстве. Тем не менее, остаются вопросы, связанные с пониманием физики механизма взрыва и природы тех процессов, которые приводят к феномену сверхновых.

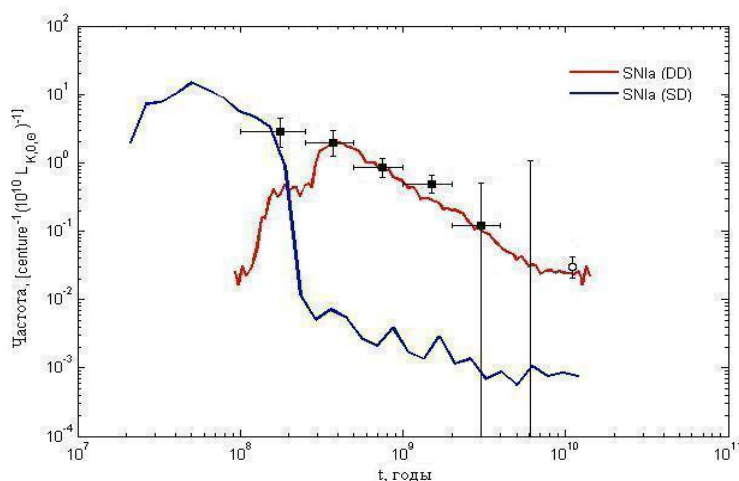


Рис 1: Эволюция скорости взрывов сверхновых [на (100 лет)⁻¹] после δ -образного звездообразования для галактики, чья полная светимость в K фильтре составляет $10^{10} L_k$, на момент, когда возраст галактики равен 11 млрд. лет. Закрашенные квадратики – наблюдательные точки. Незакрашенная точка получена из анализа эволюции скорости взрывов сверхновых в близких эллиптических галактиках.

В работе были рассмотрены два основных механизма вспышки сверхновых Ia (SD и DD механизмы). В 1997 году с помощью машины сценариев [1] была промоделирована эволюция скорости взрывов сверхновых Ia в галактике с массой $10^{11} M_\odot$ после мгновенного звездообразования. Оказалось, что последние наблюдательные данные по частоте сверхновых типа Ia находятся в прекрасном согласии со старыми результатами популяционного синтеза двойных звезд и подтверждают, что подавляющая часть сверхновых типа Ia (~99%) в эллиптических галактиках являются результатом слияния белых карликов с общей массой больше Чандрасекаровского предела (см. рис. 1). Кроме того, отсутствие мощной рентгеновской светимости эллиптических галактик в мягком диапазоне не противоречит этим предсказаниям.

Наблюдаемое уменьшение скорости взрывов сверхновых Ia описывается законом $t^{-\alpha}$, где $\alpha=1$. На самом деле, этот же результат можно получить теоретически, важно только, чтобы время слияния определялось начальным распределением по полуосям. Изменение скорости вспышек сверхновых Ia DD- механизмом не зависит от закона сближения.

Что касается «стандартности» сверхновых Ia, то здесь с каждым годом возникает все больше и больше вопросов. Было найдено, что существует несколько механизмов взрыва сверхновых Ia. В зависимости от реализующегося механизма блеск сверхновых может меняться. Кроме того, чем дальше мы заглядываем вглубь Вселенной, тем более раннее в химическом смысле население звезд мы видим. Это связано с постепенной химической

эволюцией Вселенной, возникающей при термоядерном горении первичных водорода и гелия в более тяжелые элементы в звездах. Вполне возможно, что взрыв сверхновой типа Ia может зависеть от химического состава предшествующей звезды.

К тому же недавнее открытие экстремально ярких сверхновых Ia [2] заставляет задуматься о стандартности их блеска. Наличие таких объектов вполне предсказуемо в рамках модели сливающихся белых карликов, сумма масс которых не постоянна и медленно меняется с Хаббловским временем Вселенной. Дело в том, что на ранних стадиях эволюции Вселенной происходили слияния в среднем более массивных белых карликов, чем сейчас. Согласно расчетам А.В. Тутукова, средняя энергия сверхновых Ia должна возрасти с $z > 2$ и существенно увеличиваться на $z > 8$. Но очень далекие сверхновые еще не открыты в достаточном количестве, чтобы стало возможным делать выводы о влиянии суммарной массы звезд-прародителей на абсолютную звездную величину сверхновых. А для открываемых в большом количестве близких сверхновых до $z=1$ этот эффект несущественен.

В работе был рассмотрен вопрос о нарушении стандартности блеска, связанный с поглощением излучения серой пылью в родительских галактиках. Согласно гипотезе о сером поглощении, ускоренное потемнение сверхновых обусловлено в первую очередь поглощением излучения серой пылью, влияние которой пока не учитывается стандартными процедурами по учету поглощения [3]. Кроме того, в прошлом количество серой пыли было больше. Для исследования этого эффекта были рассмотрены сверхновые, взорвавшиеся далеко от центра родительской галактики, где мало газа и пыли, в том числе и «серой». Полученный результат показывает ускоренное расширение Вселенной и наличие темной энергии на уровне $\Omega_\Lambda = 0.661 \pm 0.180$. Разница между кривой, соответствующей Вселенной без темной энергии, и кривой, аппроксимирующей сверхновые «без поглощения», на диаграмме Хаббла составляет ~ 1 звездную величину. Это значение увеличится, если учесть, что в прошлом сверхновые были ярче из-за большей массы сливающихся белых карликов.

Кроме того, есть основания полагать, что рассмотренный класс сверхновых более однороден. Эти звезды взорвались в эллиптических галактиках или далеко от центра родительских галактик, следовательно, предшествующие сверхновым звезды имели схожий химический состав. Механизм взрыва сверхновых «без поглощения» – слияние двух белых карликов. Сравнивая относительный разброс точек на диаграмме Хаббла для исследуемого класса сверхновых и для всех остальных сверхновых Ia, получаем, что сверхновые, «свободные» от поглощения, показывают более гладкое поведение на диаграмме Хаббла.

Уже проделывались работы по разделению сверхновых по типам галактик, а также по расстоянию от центра родительской галактики, например [4]. Было обнаружено, что разность между наблюдательными точками на диаграмме Хаббла и соответствующими им значениями на кривой, проводимой через эти точки наилучшим образом, зависит от типа родительской галактики. Разброс минимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках ранних типов, и максимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках поздних типов и в неправильных галактиках. Сверхновые Ia в галактиках поздних типов в среднем слабее сверхновых в E/S0 галактиках. Разница в абсолютных звездных величинах для этих сверхновых составляет $0.14 \pm 0.09m$ [4]. В спиральных галактиках сверхновые оказались краснее.

С помощью зависимости параметров кривых блеска от абсолютной звездной величины сверхновых, обнаруженной еще Ю.П. Псковским, строятся алгоритмы оптимизации кривых блеска. Но на данный момент указанная зависимость исследована не полностью, и значения входящих в нее параметров меняются от работы к работе. С ростом объема данных процедура обработки кривых блеска усложняется. Если раньше основным параметром, описывающим кривую блеска, был ее наклон, то теперь стали учитывать еще изменение показателя цвета сверхновых. В связи с этим остается надеяться, что все многообразие факторов, влияющих на блеск сверхновых Ia, в конечном итоге, удастся корректно учесть и

тем самым сохранить право называться «стандартными свечами» за этими уникальными объектами природы.

Данная работы выполнена в рамках ПНР 3.12 и поддержана фондом «Династия»

**Оценка активности ядерных процессов на Солнце с применением
мультифрактального анализа динамики солнечных пятен**

Козловский Артем Леонидович

Студент

Евразийский национальный университет имени Л.Н.Гумилева

физико-технический факультет, Астана, Казахстан

E-mail: artem88sddt@mail.ru

Для выполнения данной работы использовался материал с данных следующих ресурсов: Solar Influences Data Center (Бельгия), обсерватория ТЕСИС (Россия), Institute of Solar-Terrestrial Physics (Россия). Все снимки рассортировывались на несколько групп: снимки фотосферы в видимом свете, полученные инструментом HMI на борту спутника SDO, снимки хромосферы, полученные в линии водорода H_α (6563 Å) в Kanzelhöhe Solar Observatory (Австрия), снимки магнитного поля Солнца, полученные инструментом HMI на борту спутника SDO, снимки отдельных групп пятен в видимом свете. Количество обрабатываемых снимков составило 150. Все снимки относятся к 23-ему солнечному циклу.

В дальнейшем снимки обрабатывались при помощи программы для мультифрактального анализа. С помощью данной программы получали 3 коэффициента: D0 - фрактальная размерность, содержит всю информацию о структуре, отражает изменения структуры, D1 – информационная размерность, пропорциональная энтропии S(r), определенная Шенноном, как мера количества знания о системе. Чем больше энтропия, тем меньше информации доступно о структуре, и тем хаотичнее ее распределение в пространстве. D2 – корреляционная размерность, определяет величину корреляционной функции I(r), которая показывает вероятность обнаружить два элемента структуры в одном пространственном промежутке.

В дальнейшем строились графики следующих зависимостей: 1. Зависимость D0, D1, D2 от количества пятен для данной даты с 1992 года по 2010 год. 2. Зависимость D0, D1, D2 от площади пятен, измеряемой в млн. долях солнечного диска. В ходе анализа графиков сделаны выводы: в период с 2001 по 2004 годы (период солнечной активности) наблюдаются совпадения максимумов и минимумов при рассмотрении зависимости D2 от количества пятен, и антикорреляция данных при рассмотрении зависимости D2 от площади пятен. То есть, можно сказать что, чем больше площадь пятна, тем меньше корреляционная размерность, и наоборот. Для фрактальной размерности и информационной размерности результаты получаются схожие, но корреляции слабо выражены.

При рассмотрении графика зависимости $D2$ от количества пятен получен следующий результат. Выделяются две области: первая объединяет период с 1992 по 2003гг, соответствующий нарастанию солнечной активности, корреляционная размерность в данный период превышает 1, и вторая область в период с 2003 по 2007гг, соответствующий убыванию солнечной активности, в которой корреляционная размерность меньше 1. По данным результатам видна связь между количеством пятен и $D2$, чем больше количество пятен, тем больше корреляционная размерность и наоборот.

Литература

1. Божокин С.В., Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы. Москва. Ижевск .2001
2. SSRT Web server. - Institute of Solar-Terrestrial Physics. Siberian Solar Radio Telescope
3. StarLab – первый всероссийский астрономический портал
4. www.thesis.lebedev.ru

Моделирование влияния отклика эмульсионного блока и микроскопа на процедуру поиска треков

Левашев Дмитрий Константинович

Студент 4-го курса,

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,

физический ф-т, Москва, Россия

E-mail: dimacreet@mail.ru

Эмульсионные пленки уже долгое время используются в физике высоких энергий для непосредственного определения направления и энергии заряженной частицы. Существуют эксперименты, в которых эмульсия является основным источником информации. Одним из таких экспериментов является эксперимент OPERA, нацеленного на поиск осцилляций нейтрино $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ [4]. В этом эксперименте общая площадь эмульсионных пленок достигает 176000 m^2 .

Данная работа посвящена моделированию отклика как эмульсии на заряженную частицу, так и отклика сканирующего комплекса – активные частицы современных эмульсий настолько малы, что за счет дифракции микроскоп «видит» некое размытое пятно. Стоит отметить, что за основу были взяты эмульсионные пленки эксперимента OPERA.

Эмульсионная пластинка состоит из двух слоев эмульсии, толщиной по 44 мкм и пластикового основания толщиной 205 мкм и расположенного между слоями эмульсии. Каждый эмульсионный слой заполнен активными зернами (фактор заполнения объема 0.3). При прохождении трека заряженной частицы вблизи зерна вероятность его «засветки» равна 0.17. Диаметры зерен распределены по нормальному закону со средним 0.2 мкм и дисперсией 0.05 мкм[2].

Для работы была использована база данных, полученная в результате моделирования взаимодействия первичных нейтрино с помощью пакета программ Neugen3.5.5 [3]. Т.к. ресурсов компьютера не хватает для модели всей пластины, каждый участок трека окружался слоем радиуса 1мкм. В этот цилиндр случайным образом распределялись зерна эмульсии. Затем часть зерен была засвечена – эффект вуали[4]. После этого засвечивались зерна, пересекающиеся с треками. Все засвеченные зерна подвергались размытию, в соответствии с дифракцией[1]. Полученные данные были занесены в новую базу, содержащую координаты и видимый размер каждого засвеченного зерна. В конце концов, по полученным данным была проделана процедура восстановления направления трека, и вычислена ошибка в определении направления.

Литература

1. М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики//НАУКА 1973, с 237-240
2. N. Agafonova *et all.* The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment // JINST 4 P06020. 2009. С.21.
3. Gallagher, H.// Nucl. Phys. Proc. Suppl. B. 2002. V. 112. P. 188
4. <http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en> (Официальный сайт проекта OPERA)

Анализ кривой блеска двойной системы с экзопланетой HD 189733

Абубекеров Марат Керимович

Гостев Николай Юрьевич

Старший научный сотрудник, кандидат физ.-мат. наук

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Москва, Россия*

E-mail: marat@sai.msu.ru

Выполнен анализ высокоточных многоцветных кривых блеска двойной системы с экзопланетой HD 189733 [1,2]. Получены значения радиуса звезды, радиуса планеты, наклона орбиты двойной системы. Получены значения коэффициентов потемнения диска звезды к краю в десяти фильтрах в диапазоне $\lambda\lambda = 5500 - 10500\text{Å}$. Оценки ошибок искомых параметров выполнены методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей.

Особое внимание уделено исследованию коэффициентов потемнения к краю звезды HD 189733, являющейся карликом спектрального класса K2V. Проведен тщательный анализ ошибок вычисления коэффициентов потемнения к краю в линейном и квадратичном законах.

Принимая во внимание наличие пятен на поверхности звезды K2V [1,2], мы проанализировали отдельно левую и правую ветви кривых блеска, а также всю кривую блеска, уделив особое внимание проверке адекватности нашей модели наблюдательным данным. Оказалось, что наша модель является "плохой". При интерпретации отдельно левой и правой ветвей кривой блеска наша модель для большинства длин волн отвергается на очень высоком уровне значимости $\alpha > 50\%$, что скорее всего, означает наличие скоррелированности и отдельных наблюдательных точек на кривой блеска, а при интерпретации всей кривой блеска наша модель для большинства длин волн отвергается на очень низком уровне значимости.

Поскольку наша модель в применении к системе HD 189733 оказалась "плохой" мы при оценке ошибок параметров вынуждены были брать высокий уровень доверия $\gamma = 95.5\%$ (а не 68% , что можно делать для "хороших" моделей). Анализ полученных нами наблюдательных зависимостей коэффициентов в линейном и квадратичном законе потемнения при выбранном уровне доверия $\gamma = 95.5\%$ привел к следующим выводам:

Наблюдаемые значения коэффициентов потемнения в линейном законе для системы HD189733 получаются систематически ниже теоретических, причем это различие нарастает с уменьшением длины волны.

Наблюдаемые зависимости коэффициентов потемнения от длины в квадратичном законе потемнения в пределах ошибок определения (при уровне доверия 95.5%. на уровне 2σ) удовлетворительно согласуется с теоретическими зависимостями, следующими из модели одномерных тонких звездных атмосфер ([2,3]).

Следует подчеркнуть, что эти выводы относятся к кривым блеска системы HD 189733, когда на диске звезды наблюдались пятна [1]. Для дальнейшего исследования потемнения к краю этой звезды необходимо получить дополнительные наблюдательные данные по кривым затмения в моменты, когда вклад пятен будет пренебрежимо мал. Для более детального знакомства с работой см. [5] или пишите авторам.

Литература

1. F.Pont, R.L. Gilliland, C. Moutou et al., *Astron & Astrophys* 476, 1347 (2007).
2. F. Pont, H. Knutson, R. L. Gilliland et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 385, 109 (2008).
3. A. Claret, *Astron & Astrophys* 428, 1001 (2004).
4. A. Claret, *Astron & Astrophys* 506, 1335 (2009).
5. Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепашук А.М., *Астрон. Журн.* Т.88 (2011) (в печати)

РСДБ-наблюдения спутников ГЛОНАСС

Дуев Дмитрий Андреевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия,
Объединенный Европейский Институт РСДБ (JIVE), Двингелоо, Нидерланды
E-mail: duev@physics.msu.ru

Российская глобальная навигационная спутниковая система (ГНСС) ГЛОНАСС, как и другие ГНСС, используется для определения координат пунктов или движущихся объектов на Земле и в ближнем космосе с различными целями и точностью.

Координаты ГНСС привязаны к Международной Земной системе отсчета (ЗСО) ITRF. С другой стороны, Международная Небесная система отсчета (НСО) ICRF определяется радиоинтерферометрическими наблюдениями со сверхдлинными базами (РСДБ) наиболее удаленных источников естественного радиоизлучения. Для наилучшей привязки динамической ЗСО ITRF к кинематической НСО ICRF необходимо проводить наблюдения спутников ГНСС с помощью РСДБ-телескопов, применяя при этом те же методы обработки, что используются для естественных радиоисточников, относительно которых будет получено положение спутников ГНСС.

В РСДБ-наблюдениях космических аппаратов (КА) вообще и спутников ГНСС в частности измеряется частота или фаза сигнала, принятого на каждой станции РСДБ-сети. Топоцентрические измерения частоты/фазы сигнала КА с разных станций приводятся к общему фазовому центру, обычно – геоцентру. При этом используются предвычисленные геоцентрические РСДБ задержки сигнала КА, являющегося источником в ближнем поле:

$$\varphi_g = \varphi_s(t_s - \tau_s), \quad f_g = \dot{\varphi}_g = \dot{\varphi}_s(t_s - \tau_s) \cdot (1 - \dot{\tau}_s) = f_s(t_s - \tau_s) \cdot (1 - \dot{\tau}_s);$$

где φ_s и f_s – измеренные величины фазы/частоты, τ_s и $\dot{\tau}_s$ – геоцентрическая задержка для станции s и её производная. Геометрическая часть задержки вычисляется по модели Секидо-Фукушимы [2] для радиоисточника в ближнем поле. Помимо геометрической части задержки учитывается также вклад тропосферы, ионосферы, межпланетной среды (данные фазовой калибровки), сдвиг и дрейф шкал часов на станциях.

Далее, относительно выбранной «опорной» станции вычисляются дифференциальные фазы/частоты ($\Delta\varphi$ или Δf). Отметим, что, если доступны измерения только частоты, дифференциальную фазу $\Delta\varphi$ можно получить, просто проинтегрировав Δf по временному интервалу наблюдений.

Наконец, полученные дифференциальные фазы или частоты используются при МНК-оценивании интересующих параметров (коими могут быть, например, поправки к координатам станции или космического аппарата) в качестве невязок.

На данный момент проведено несколько тестовых РСДБ-наблюдений спутников ГНСС в геодезическом режиме с использованием двух телескопов, 26.5-метрового в Онсале, Швеция, и 32-метрового в Медине, Италия [3]. Обе станции оборудованы L-полосными приёмниками. Наиболее успешные на данный момент наблюдения проведены 16.08.2010. Наблюдались спутники ГЛОНАСС PR21, с 12.45 UT (Всемирного времени) до 13.00 UT, и PR13, с 13.30 до 13.45 UT. Использовалась стандартная система сбора РСДБ данных Mark5A, ширина полосы – 16 МГц. Тестовая кросс-корреляция сигнала спутника, одновременно записанного на двух станциях, проведенная с помощью программного коррелятора DiFX [1], дала очень хорошую интерференционную картину. Первичное детектирование несущей и тонов сигнала спутника было проведено с использованием программного спектрометра высокого разрешения (SWSpec) [4], разработанного в Обсерватории Метсахови, Финляндия и

Объединенном Европейском Институте РСДБ (JIVE, Нидерланды) в рамках проекта PRIDE (Planetary Radio Interferometry and Doppler Experiment). Для дальнейшей обработки, а именно для остановки фазы сигнала и узкополосной фильтрации тонов и их экстракции, использовался программный комплекс STracker (spacecraft tone tracking software) [4]. Шум протектированной частоты, получающийся на выходе, находится на уровне нескольких мГц на 1 секунде. Результаты узкополосной обработки сигнала анализировались в JIVE с помощью специально разработанного программного пакета согласно алгоритму, кратко описанному выше.

На рисунке 1 слева представлена дифференциальная частота сигнала спутника ГЛОНАСС PR21, наблюдения на базе Онсала – Медичина. Близость к нулю линейного тренда и отсутствие у него наклона говорят о том, что измеренные на разных станциях частоты сигнала с очень высокой точностью приведены к одному фазовому центру, что, в свою очередь, характеризует качество и правильность модели вычисления задержки. По этой дифференциальной частоте восстанавливается дифференциальная фаза сигнала, по которой считаются поправки к положению спутника, которые представлены на том же рисунке справа. Сильная корреляция между поправками к координатам обусловлена тем, что наблюдения велись лишь на одной базе.

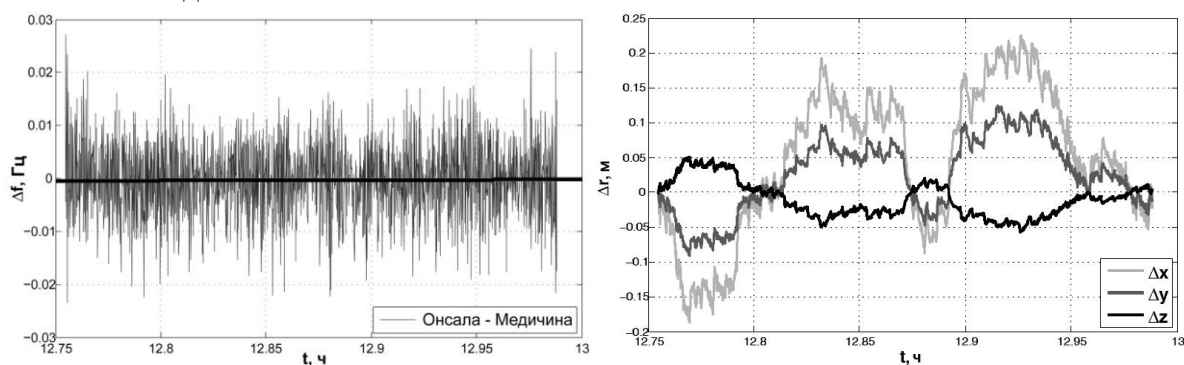


Рис. 1. Слева – дифференциальная частота несущей сигнала спутника ГЛОНАСС PR21; справа – поправки к положению спутника в системе ITRF

Работа показывает достижимость целей, ставящихся перед РСДБ-наблюдениями спутников ГНСС. Двухчастотные наблюдения (GPS L2 и L1 или ГЛОНАСС G2 и G1) позволят использовать задержки для вычисления ионосферной коррекции. Увеличение количества участвующих в наблюдениях телескопов, длины баз и продолжительности наблюдений, позволит в ближайшем будущем существенно улучшить точности эфемерид ГНСС с нынешних 5 см, по крайней мере, в несколько раз.

Автор выражает огромную благодарность V. Tornatore и R. Haas за предоставление сырых данных, S. Casey, G. Molera Calves и С. В. Погребенко за первичную обработку наблюдений, а также персоналу участвовавших в наблюдениях телескопов.

Литература

1. Deller A. T., Tingay M., Bailes M., West C. DiFX: A Software correlator for very Long Baseline Interferometry using Multiprocessor Computing Environments. *The Astr. Soc. of the Pacific*, 119: 318–336, 2007.
2. Sekido M., Fukushima T. A VLBI Model for a Radio Source at Finite Distance. *J. Geod.*, 80, 137–149, 2006.
3. Tornatore V., Haas R., Maccaferri G., Casey S., Pogrebenko S.V., Molera Calves G., Duev D. Tracking of GLONASS satellites by VLBI radio telescopes. // In *TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESA-ESTEC, 21 – 23 September 2010.

4. Wagner J., Molera G., Pogrebenko S.V. Metsähovi Software Spectrometer and Spacecraft Tracking tools, software release, GNU GPL. <http://www.metsahovi.fi/en/vlbi/spec/index>, 2009-2011.