## ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ОТ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ

### А.А. Ал-Рубайее, О.А. Гресс, К.С. Лохтин, Ю.В. Парфенов, С.И. Синеговский

Иркутский государственный университет, Иркутск a75a2000@yahoo.co.uk

### PARAMETERIZATION OF THE LATERAL DISTRIBUTION FUNCTION OF CHERENKOV LIGHT IN EXTENSIVE AIR SHOWER

### A.A. Al-Rubaiee, O.A. Gress, K.S. Lokhtin, Yu.V. Parfenov, S.I. Sinegovsky

Одной из проблем физики космических лучей является измерение энергетического спектра в окрестности его излома и определение химического состава первичных космических лучей (КЛ). В последние годы интенсивно развивался метод иссследования КЛ, основанный на регистрации черенковского света вторичных частиц, генерируемых в каскадных процессах широких атмосферных ливней (ШАЛ). Функция пространственного распределения (ФПР) черенковского света в ШАЛ зависит от энергии, типа первичной частицы, уровня наблюдения, высоты первого взаимодействия, зенитного угла и др. В работе [1] была предложена параметризация ФПР как функции расстояния (*R*) от оси ШАЛ и энергии (*E*) первичной частицы, представляющая результаты численного моделирования ФПР черенковского излучения заряженных частиц, рождающихся при развитии широкого атмосферного ливня (ШАЛ), генерируемого в атмосфере Земли частицей КЛ очень высоких энергий:

$$Q(R,E) = \frac{C\sigma e^{a} \exp\left[-\left(\frac{R}{\gamma} + (R - r_{0})/\gamma + (R/\gamma)^{2} + (R - r_{0})^{2}/\gamma^{2}\right)\right]}{\gamma\left[\left(\frac{R}{\gamma}\right)^{2} + (R - r_{0})^{2}/\gamma^{2} + R\sigma^{2}/\gamma\right]} ph/m^{2},$$

где C =  $10^3 \text{м}^{-1}$ ; R – расстояние от оси ливня;  $a, \gamma, \sigma, r_0$  – параметры ФПР черенковского света.

Нами с использованием кода CORSIKA [2] для условий установки Тунка-25 [3] было выполнено моделирование ливней, генерируемых первичными протонами и ядрами железа. ФПР черенковского излучения рассчитывались в энергетическом интервале  $10^{13}-10^{16}$  эВ для нескольких значений зенитного угла. В отличие от [1], мы получили параметры ФПР черенковского света как непрерывные функции энергии *E* первичной частицы. Задание параметров *a*,  $\gamma$ ,  $\sigma$ ,  $r_0$  как функций энергии позволяет рассчитать для любой энергии первичной частицы функцию пространственного распределения черенковского света, которая хорошо аппроксимирует результат, полученный с помощью программы CORSIKA. Общая формула для параметров *a*,  $\gamma$ ,  $\sigma$ ,  $r_0$ , может быть представлена в виде

$$k(E) = c_0 + c_1 \lg(E/1eV) + c_2 \lg^2(E/1 eV) + c_3 \lg^3(E/1eV),$$

где k(E) = a,  $\lg(\gamma/1 \text{ км})$ ,  $\lg\sigma$ ,  $\lg(r_0/1 \text{ км})$ ;  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3 - коэффициенты, полученные для ливней от первичных$ протонов и ядер железа для зенитных углов 0°, 10° и 20°. Отметим, что теперь ФПР черенковского света может быть рассчитана для любого значения энергии (из заданного интервала) и произвольного направленияоси ШАЛ за очень короткое время, что позволяет создать для моделированных ШАЛ библиотеку образцовФПР, которая может служить основой для идентификации событий, регистрируемых на экспериментальнойустановке.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alexandrov L., Mavrodiev S.Cht., Mishev A., Stamenov J. Estimation of the primary cosmic radiation characteristics // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug 2001. P. 257–260.

Heck D., Knapp J., Sciutto S.J. et al. Extensive air shower simulations at the highest energies // Astropart. Phys. 2003. V.
 P. 77–99. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers.

3. Budnev N., Chernov D., Galkin V. et al. Tunka EAS Cherenkov Array – status 2001 // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug 2001. P. 581–584.

One of the cosmic rays physics problems is the measurements of the energetic spectrum about the knee and determination of mass composition for primary cosmic rays. In the last years, the investigation of the primary cosmic rays, developed strongly, based on the registration of Cherenkov light secondary particles, which were generated in cascade processes in extensive air shower (EAS).

The lateral distribution function (LDF) of Cherenkov light in EAS, depends on the energy and type of primary particles, the observation level, the height of first interaction, the zenith angle, etc. In Ref. [1], was proposed the parameterization for Cherenkov light LDF as a function of the distance (R) from the shower axis and the energy (E) of the initial primary particle, to present the simulated LDF Cherenkov radiation of the charged particles, which be born in EAS developments, and produce very high energy cosmic rays in atmosphere:

$$Q(R,E) = \frac{C\sigma e^{a} e^{-\left[R/\gamma + (R-r_{0})/\gamma + (R/\gamma)^{2} + (R-r_{0})^{2}/\gamma^{2}\right]}}{\gamma \left[ (R/\gamma)^{2} + (R-r_{0})^{2}/\gamma^{2} + R\sigma^{2}/\gamma \right]} ph/m^{2},$$

Where,  $C = 10^3 \text{ m}^{-1}$ ; R is the distance from the shower axis; a,  $\gamma$ ,  $\sigma$  and  $r_0$  are parameters of LDF Cherenkov light.

By using CORSIKA code [2] for Tunka-25 [3], the simulations for EAS that produce primary protons and irons nuclei, have been performed .The calculations for LDF of Cherenkov radiation, be fulfilled in the energy range  $(10^{13}-10^{16})$  eV for several zenith angles. Unlike ref. [1] we obtained energy dependence of LDF Cherenkov light parameters. Gave the parameters a,  $\gamma$ ,  $\sigma$ ,  $r_0$  as a function of primary energy, allow to calculate the lateral distribution function of Cherenkov light, that describes LDF obtained by CORSIKA program, for any given primary energy. The energy dependence of LDF parameters was approximated by:

$$k(E) = c_0 + c_1 \lg(E/1 \ eV) + c_2 \lg^2(E/1 \ eV) + c_3 \lg^3(E/1 \ eV),$$

where k(E) = a,  $lg(\gamma/1km)$ ,  $lg\sigma$ ,  $lg(r_0/1km)$ , and  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  are a coefficients obtained for EAS, from primary protons and irons nuclei for zenith angles 0°, 10° and 20°. It's worth to note, that now LDF of Cherenkov light can be calculated for any primary energy (in the given energy range) in very short time. This allow to create many samples of LDF for simulated EAS, which can use as a basis for identification of events recorded with Cherenkov array.

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦЫ, ГЕНЕРИРУЮЩЕЙ ШИРОКИЙ АТМОСФЕРНЫЙ ЛИВЕНЬ, И ОЦЕНКА ЕЕ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА

### А.А. Ал-Рубайее, О.А. Гресс, К.С. Лохтин, Ю.В. Парфенов, С.И. Синеговский

Иркутский государственный университет, Иркутск a75a2000@yahoo.co.uk

## IDENTIFICATION OF COSMIC RAY PARTICLE GENERATING THE EXTENSIVE AIR SHOWER AND ESTIMATION OF ITS ENERGY BASING ON THE CHERENKOV LIGHT LATERAL DISTRIBUTION FUNCTION

### A.A. Al-Rubaiee, O.A. Gress, K.S. Lokhtin, Yu.V. Parfenov, S.I. Sinegovsky

Изучение энергетического спектра и зарядового состава первичных космических лучей (КЛ) в интервале энергий  $10^{15}-10^{16}$  эВ представляет особый интерес в связи с обнаруженным (и до сих необъясненным) изменением показателя спектра КЛ при энергиях ~  $3 \cdot 10^{15}$  эВ (излом или «колено»). Основным методом исследования КЛ высоких энергий является детектирование широких атмосферных ливней (ШАЛ), а одно из важных направлений этого метода – регистрация и исследование черенковского излучения частиц ливня. В ШАЛ больше всего черенковских фотонов – около  $10^5$  числа электронов. Широкоугольная черенковская установка «Тунка-25» [1, 2] ориентирована именно на изучение спектра КЛ вблизи излома. Установка «Тунка-25» представляет 25 детекторов, расположенных на площади  $340 \times 340$  м на высоте 675 м над уровнем моря, расстояние между детекторами 85 м.

Для оценки энергии частицы космических лучей, генерирующей ШАЛ, используют плотность черенковского излучения вторичных частиц Q(R, E) – функцию пространственного распределения (ФПР). В настоящей работе с помощью кода CORSIKA [3, 4] выполнен расчет ФПР черенковского света для первичных протонов и ядер железа в интервале энергий  $10^{13}$ – $10^{16}$  эВ для нескольких зенитных углов. Расчет сделан для условий и параметров установки «Тунка-25», с экспериментальными измерениями которой и проведено сравнение расчета. Моделирование с помощью программы CORSIKA позволило параметризовать ФПР черенковского света с использованием предложенной в работе [5] четырехпараметрической функции Q(R, E). Точность аппроксимации ФПР черенковского света для первичных протонов и ядер железа оказалась не хуже 10 % для вертикали, а для зенитных углов  $10^{\circ}$  и  $20^{\circ}$  – не хуже 15 %. Рассчитанное для вертикальных ШАЛ отношение ФПР черенковского света от первичного протона и ядра железа  $Q^P/Q^{Fe}$  на расстоянии около 100 м от оси ливня находится в пределах значений 1.40-1.20 для интервала энергий  $10^{15}-10^{16}$  эВ. Для наклонного ливня ( $\theta = 10^{\circ}$ ) это отношение становится еще более выразительных:  $Q^P/Q^{Fe} = 1.7$  при E =  $10^{15}$  эВ и  $Q^P/Q^{Fe} = 1.2$  при E =  $10^{16}$  зВ. Таким образом, в данном подходе имеется возможность отличать ливни, порожденные первичным протоном в интервала энергий  $10^{15}-10^{16}$  зВ. от ливней от первичного ядра железа.

Рассчитанная для вертикального ливня ФПР черенковского света отличается примерно на 5% для первичного протона при  $E = 10^{15}$  эВ и на ~10 % при  $10^{16}$  эВ.от измеренной на установке «Тунка-25» ФПР для интервала расстояний от оси ливня 10–200 м. Для наклонных направлений ( $\theta = 10^{\circ}$ , 20°) точность находится в пределах 10–15 % для интервала  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ. Для ШАЛ от первичного ядра железа ФПР рассчитана приблизительно с такой же точностью. Таким образом, расчетные ФПР черенковского света удовлетворительно согласуются с востановленными на установке «Тунка-25» ФПР для ливней, порожденных первичным протонами и ядрами железа, на расстояниях 10–200 м от оси ливня для интервала энергий первичной частицы 10<sup>15</sup>–10<sup>16</sup> эВ. В дальнейшем предполагается проверка развиваемой в работе методики на примере данных измерения ФПР черенковского света, полученных на Якутской установке ШАЛ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budnev N., Chernov D., Galkin V. et al. Tunka EAS Cherenkov Array – status 2001 // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug 2001. P. 581–584.

2. Буднев Н. М., Васильев Р.В. Вишневский Р. и др. Энергетический спектр и массовый состав первичных космических лучей по данным черенковской установки ШАЛ «Тунка» // Сборник трудов 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам. М.: МИФИ, 2004. С. 1206–1209.

3. Heck D., Knapp J., Sciutto S.J. et al. Extensive air shower simulations at the highest energies // Astropart. Phys. 2003. V. 19. P. 77–99.

4. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH. Karlsruhe, 1998. 90 p.

5. Alexandrov L., Mavrodiev S.Cht., Mishev A., Stamenov J. Estimation of the primary cosmic radiation characteristics // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug 2001. P. 257–260.

Studying of the energetic spectrum and charge composition of the primary cosmic rays (CR) in the energy range  $10^{15}$ – $10^{16}$  eV is of a special interest in connection with discovering the change of CR spectrum index at energies ~  $3 \cdot 10^{15}$  eV (named the knee). The main method in the high-energy CR research is the detection of extensive air showers (EAS). One of the important part of this method is Cherenkov radiation studies.

The wide-angle Tunka-25 Cherenkov array [1, 2] is designated for studying the CR spectrum and mass composition near the knee. Tunka-25 consists of 25 detectors arranged on the square of  $340x340 \text{ m}^2$  at 675 m above sea level, the distance between detectors is 85 m.

To estimate the energy of the primary CR particle, which generates EAS, one may use the secondary particle Cherenkov light density Q(R, E) – the lateral distribution function (LDF). In the present work, with the help of CORSIKA code [3, 4], the calculation of the Cherenkov light LDF was performed for primary protons and irons nuclei in the energy range  $10^{13}$ – $10^{16}$  eV for different zenith angles. Calculations are compared with Tunka-25 Cherenkov array measurements. The simulation with the CORSIKA program allowed us to parametrize the Cherenkov light LDF, which was proposed in Ref [5].

The accuracy of the Cherenkov light LDF approximation for primary protons and irons nuclei is found about 10 % for vertical showers, and the accuracy is close to 15 % for zenith angles 10° and 20°. The calculated Cherenkov light LDF ratio for vertical showers from primary proton and iron nuclei in the energy range  $10^{15}-10^{16}$  eV,  $Q^{P}/Q^{Fe}$ , is about 1.40–1.20 at the distance about 100 m from the shower axis. For slant showers ( $\theta = 10^{\circ}$ ), this relation becomes more expressive:  $Q^{P}/Q^{Fe} = 1.7$  for  $E = 10^{15}$  eV and  $Q^{P}/Q^{Fe} = 1.2$  for  $E = 10^{16}$  eV. Thus in this approach one has potential to distinguish the showers, which produced by primary proton or by the primary iron nuclei.

The calculated Cherenkov light LDF for vertical showers slightly differs from the Tunka-25 measured LDF: the distinction consists of near 5 % for primary proton at the energy  $E = 10^{15} \text{ eV}$  and that of 10 % at  $10^{16} \text{ eV}$ , at the distance interval 10–200 m. For slant directions ( $\theta = 10^{\circ}$ , 20°), the accuracy is varied from 10–15 % for the energy interval  $10^{15}$ – $10^{16} \text{ eV}$ . Thus computed Cherenkov light LDFs reasonably agree with the measured ones with TUNKA-25. In the future, we intend to develop the above method for Cherenkov light LDF measured with Yakutsk EAS array.

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД «РАСПЛАВ–КРИСТАЛЛ» В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ ТВЕРДЫХ СФЕР

#### Ю.В. Аграфонов, Т.В. Бирюлина

Иркутский государственный университет, Иркутск agrafonov@physdep.isu.ru

### LIQUID-SOLID TRANSITION IN A HARD-SPHERE BINARY MIXTURE

### Yu.V. Agrafonov, T.V. Biryulina

С помощью метода частичных функций распределения рассматривается двухкомпонентная система твердых сфер с замыканием Мартынова–Саркисова в случае предельного разбавления ( $\rho_{\beta} \rightarrow \rho$ ,  $\rho_{\alpha} \rightarrow 0$ ). Плотность кристаллизации определяется по исчезновению действительных решений уравнения Орнштейна–Цернике и при помощи критерия Хансена–Верле, согласно которому жидкость замерзает, когда максимальное значение ее структурного фактора становится равным 2.85. Для полученных плотностей приведены графики радиальной функции распределения G(r) и структурного фактора S(k) при различных соотношениях диаметров частиц ( $\sigma_{\alpha}/\sigma_{\beta} = 1/2$  и  $\sigma_{\alpha}/\sigma_{\beta} = 2$ ). Полученные результаты сравниваются с литературными данными.

Hard-sphere binary mixture with Martynov–Sarkisov closure is studied with help of distribution function method in case of the limit diluted solution ( $\rho_{\beta} \rightarrow \rho$ ,  $\rho_{\alpha} \rightarrow 0$ ). Crystallization density is determined as a disappearance of Ornstein–Zernike equation real roots and following the Hansen–Verlet criterion, where a liquid point of freezing is at maximum of structure factor S(k) = 2.85. The plots of radial distribution function G(r) and structure factor S(k) are putted for some different particle diameters ( $\sigma_{\alpha}/\sigma_{\beta} = 1/2 \ \mu \ \sigma_{\alpha}/\sigma_{\beta} = 2$ ). We also compare obtained results with those of others theoretical and experimental data.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ К ОПИСАНИЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО КРИСТАЛЛА С ПОТЕНЦИАЛОМ ТВЕРДЫХ СФЕР

### Ю.В. Аграфонов, Т.В. Бирюлина

Иркутский государственный университет, Иркутск agrafonov@physdep.isu.ru

Метод частичных функций распределения применяется для описания высокотемпературного кристалла вблизи линии плавления. В этом случае мы имеем устойчивую структуру первого порядка и решение будет периодически зависеть от радиус-вектора частиц. Поэтому обобщенное уравнение Орнштейна–Цернике необходимо рассматривать, разлагая входящие в него функции по степеням  $\mu_i$  и  $\mu_i$ . Линейное приближение для нулевых компонент волнового вектора *k* можно представить аналитически в виде итерационного разложения, где за нулевое приближение берется решение для жидкости твердых сфер. Но это приближение описывает сферически-симметричную систему (жидкость) и не учитывает анизотропию кристалла, поэтому не дает вклада в искомые функции. В данном случае получается расходящееся решение для  $\Omega_k^{r}$ . Для ненуле-

вых компонент  $(\stackrel{1}{k} \neq 0)$  линейного приближения используется разложение по полиномам Лежандра. Для нулевого члена разложения вычислено первое приближение для Щ. Для квадратичного приближения в приближении хаотических фаз получены аналитические выражения.

# МЕТОД ЛИФ ДЛЯ МОНИТОРИНГА РАСТИТЕЛЬНОСТИ

# <u><sup>1</sup>Л.А. Больбасова</u>, <sup>2</sup>Н.Л.Фатеева

<sup>1</sup>Томский государственный университет, Томск; <sup>2</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск sla@iao.ru

## METHOD LIF FOR MONITORING OF VEGETATION

# <sup>1</sup>L.A. Bol'basova, <sup>2</sup>N.L. Fateeva

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме оперативного исследования лесных массивов дистанционными методами с помощью искусственных спутников Земли. Однако при интенсивном развитии исследований растительных покровов космическими системами дистанционного зондирования необходима также наземная проверка и привязка наблюдений из космоса. Комплексное использование данных дистанционного зондирования с привлечением натурных исследований позволит более рационально использовать лесные ресурсы и значительно сократить затраты на обновление информации о лесном фонде, потребности в которой возрастают.

Методика лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) может служить эффективным подходом при решении задач проведения подспутниковых калибровочных измерений для мониторинга растительности. Крона, особенно ее листовая составляющая, является важной частью дерева, благодаря листу, а точнее процессам фотосинтеза, протекающим в нем, обеспечивается жизнь и прирост биомассы дерева. Интенсивность процессов фотосинтеза является важнейшим показателем физиологического состояния растений. Метод лазерно-индуцированной флуоресценции предназначен для оценки активности процессов фотосинтеза.

В основу разработок метода ЛИФ положены представления о фотосинтетическом аппарате зеленого листа как о динамической системе пигментов, утилизирующих электромагнитную энергию ультрафиолетового и видимого диапазонов длин волн. При поглощении энергии квантов света молекулами хлорофилла существуют три основные пути диссипации энергии – это фотохимические реакции, тепловая диссипация и флуоресценция. Эти процессы являются конкурентными, вследствие чего изменение эффективности одного ведет к противоположному изменению двух других. Поэтому величина интенсивности флуоресценции при фотосинтезе зависит от целостности и функциональной активности фотосинтетического аппарата и чувствительна к изменениям интенсивности фотосинтетической активности. Чем более эффективен фотосинтетический процесс, тем слабее флуоресцентный отклик. Следовательно, анализ флуоресцентных характеристик может дать информацию о физиологическом состоянии растений, а также служить критерием в оценке эффектов загрязнения. Для развития и усовершенствования метода лазерно-индуцированной флуоресценции важным является исследование и понимание деталей спектра флуоресценции интактных растений. Важны сбор и создание базы данных основных типов спектральных изменений флуоресценции, зависящих от состояния здоровья растительности и следующих за изменением условий окружающей среды.

Работа направлена на разработку подходов, позволяющих осуществить измерения флуоресценции древесной растительности, а также на исследовательские работы по изучению флуоресцентных характеристик древесной растительности в различных условиях окружающей среды, в том числе при антропогенных загрязнениях. Главным инструментом исследования являлся флуоресцентный лидар, разработанный в ИОА СО РАН.

В работе приводятся экспериментальные данные, указывающие на возможность обнаружения отклонений в физиологическом состоянии растений с помощью метода лазерно-индуцированной флуоресценции, в том числе при антропогенных загрязнениях, определения видового состава лесов и содержания пигментов по отношению флуоресцентных откликов древесных растений. Главное преимущество разрабатываемого метода – возможность выявить негативные изменения в физиологическом состоянии растительности в отсутствие визуальных признаков повреждения.

Now the big attention is given a problem of operative research of large forests by remote methods with the help of artificial satellites of the Earth. However at intensive development of space systems of remote sensing for researches ground checkout and a binding of supervision from space is necessary also. Complex use of the data of remote sensing with attraction of natural researches will allow to use more rationally wood resources and considerably to reduce expenses for updating of the information on forest fund, needs in which grow.

The technique of laser-induced fluorescence (LIF) is effective approach at the decision of problems of carrying out calibration measurements for monitoring vegetation. Crone, it is especial its leaf component, is the important part of a tree, due to a leaf, to be exact the processes of a photosynthesis proceeding in it, life and a gain of biomass of a tree is provided. Intensity of processes of photosynthesis is the major exponent of a physiological state of plants. The method of a laser-induced fluorescence intended for an estimation of activity of processes of a photosynthesis.

Basis of development of LIF method are representations about the photosynthetic device of a green sheet as about dynamic system of the pigments utilizing electromagnetic energy of ultra-violet and seen ranges of wavelengths. At absorption of energy of light quantum by chlorophyll there are three basic ways dissipation energy these are photochemical reactions, thermal dissipation and fluorescence. These processes are competitive owing to what change of efficiency of one conducts to opposite change of two others. Therefore quantity of fluorescence intensity at photosynthesis depends on integrity and the functional activity of the photosynthetic apparatus and is sensitive to changes of intensity of photosynthetic activity. The photosynthetic process, the more feebly the fluorescent response is more effective. Hence, the analysis of fluorescent characteristics can give the information on a physiological state of a plant. Some experimental results showing to an opportunity of the developed LIF method are a subject given works.

For development and improvement of the method is important examination and fathoming of details of a spectrum of intact plants. The collection and making of a database of the basic types of spectral changes of the fluorescence dependent on a state of vegetation and following change of requirements of a surrounding medium are important.

Work is directed on development of the approaches, allowing carrying out measurements of fluorescence of vegetation, and also on exploratory operations on studying fluorescent performances of wood vegetation in various requirements of an environment, including at anthropogenesis pollution. The main tool of examination was the fluorescent lidar designed in Institute of Atmospheric Optics SB RAS.

The experimental data indicating an opportunity of detection of diversions in a physiological state of plants with the help of a method of a laser-induced fluorescence are given; definition of a specific composition of forest include at anthropogenesis pollution and content of colorants under the relation of fluorescent responses of forest plants are in-process given. Main advantages of a developed method are an opportunity to reveal negative changes in a physiological state of vegetation in absence of visual attributes of damage.

### СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВ СОЛНЦА

### А.И. Галеев, И.Ф. Бикмаев, В.В. Шиманский

Казанский государственный университет, Казань almaz@ksu.ru

### SPECTROSCOPIC STUDY OF PHOTOMETRIC ANALOGUES OF THE SUN

### A.I. Galeev, I. F. Bikmaev, V. V. Shimanski

Среди звезд солнечного типа – обширной группы звезд спектральных классов от поздних F до ранних K, расположенных на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рессела или вблизи нее – выделяют так называемые звезды-аналоги Солнца. Параметры их атмосфер ненамного отличаются от солнечных значений. Одной из актуальных проблем данного типа звезд остается задача поиска полного аналога (двой-

ника) Солнца. Двойник Солнца – звезда, все физические параметры которой – температура, светимость, масса, радиус вращения, поле скоростей, возраст, магнитогидродинамическая структура, химический состав и т. д. – в пределах ошибок наблюдений, измерений, модели атмосферы и пр. совпадают с солнечными. Наиболее вероятным кандидатом в двойники Солнца, по мнению большинства исследователей, считается звезда 18 Скорпиона (HD 146233), предложенная в этом качестве в 1997 г.

В данной работе проведено всестороннее исследование 15 звезд, которые имеют сходные с солнечными фотометрические характеристики, т.е. фотометрических аналогов Солнца из выборки Миронова и Харитонова [1]. Спектры этих звезд были получены летом 1998 г., а также осенью 1999 г. с помощью кудэ-эшелле спектрометра [2], установленного на 2-м телескопе Zeiss-2000 обсерватории Терскол, расположенной на горе Эльбрус (Сев. Кавказ). В качестве детектора использовалась ПЗС-камера WI 1242×1152 с размером пиксела 22.5×22.5 мкм. Спектры экспонированы с разрешением 45000 и охватывают диапазон длин волн от 3500 до 10000 Å. Благодаря хорошей чувствительности камеры отношение сигнал/шум в красной части спектров данных звезд достигает 200. Изображения спектров переведены в одномерный вид и соответствующим образом нормированы и калиброваны. В спектрах каждой звезды были измерены эквивалентные ширины нескольких сотен линий почти 40 атомов и ионов от Li I до Eu II и лучевые скорости звезд по примерно 130 сильным линиям различных элементов.

На основе литературных данных были вычислены эффективные температуры звезд и логарифмы ускорений силы тяжести. Для шести звезд фундаментальные параметры атмосфер получены впервые. По эволюционным трекам и изохронам на теоретической диаграмме Герцшпрунга–Рессела, опубликованным в работе Джирарди и др. [3], были оценены важные физические характеристики данных звезд – массы и возрасты. Значения масс у большинства звезд близки к солнечным значениям, а возрасты аналогов Солнца лежат в более широких пределах. Две звезды, HD 133002 и HD 225239, не являются солнечными аналогами, они – явные субгиганты, показывающие пониженное содержание металлов.

Содержания железа и других химических элементов определялись по измеренным эквивалентным ширинам нейтральных или однажды ионизованных атомов посредством программы WIDTH9 с использованием ЛТР-моделей звездных атмосфер Куруца [4]. При вычислениях использованы атомные данные из системы VALD. Методом «линия–линия» получены дифференциальные значения содержаний химических элементов относительно Солнца (точнее, содержаний элементов, найденных аналогично по эквивалентным ширинам, которые были измерены по потоковому атласу Куруца).

Анализ результатов показывает, что по химическому составу звезды однородной выборки фотометрических аналогов Солнца разделяются на три группы: шесть звезд имеют солнечный химический состав атмосферы, четыре звезды с избытком, а пять – с дефицитом содержания тяжелых элементов [5].

Кроме того, были вычислены значения пространственной скорости движения в Галактике (Vspace) и ее проекций (U, V, W). Они получены на основе измерений собственного движения многих тысяч звезд, сделанных спутником «Гиппаркос», и наших измерений лучевых скоростей этих звезд.

Звезда HD 225239 имеет значения модулей компонент скорости движения в Галактике близкие к 100 км/с. Эта звезда относится к звездам толстого диска, в отличие от других звезд, по этому критерию являющихся звездами тонкого диска. Еще два объекта с большими значениями U, V, W и Vspace на диаграммах скоростей – это HD 159222 и HD 34411, имеющие слегка повышенное содержание химических элементов.

Результат нашей работы подтверждает, что предложенный ранее кандидат в двойники Солнца HD 146233 удовлетворяет критериям полного аналога Солнца – фундаментальные параметры, возраст и химический состав (за исключением избытка лития) этой звезды очень близки к солнечным значениям.

Данная работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (02-02-17174 и 01-02-06068), программы «Ведущие научные школы России» (НШ – 1789.2003.2).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kharitonov A.V., Mironov A.V. // Solar Analogs: Characteristics and Optimum Candidates: Proceedings of the Second Annual Lowell Observatory Fall Workshop, Flagstaff. 1998. P. 149.

2. Мусаев Ф.А., Галазутдинов Г.А., Сергеев А.В. и др. // Кинематика и физика небесных тел. 1999. Т. 13. С. 282.

3. Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 2000. V. 141. P. 371.

4. Kurucz R. L. // "ATLAS9 Stellar Atmospheres Programs and 2 km/s Grid". Cambridge: Cambridge University Press Atmospheric models on CD-ROMs, 1993.

5. Галеев А., Бикмаев И., Мусаев Ф., Галазутдинов Г. // Астрон. журн. 2004. Т. 81. С. 841.

So-called solar analogues can be identified among solar-type stars, which make up a large group of late-F to early-K dwarfs located on or near the main sequence of the Hertzsprung–Russell diagram. The parameters of their atmospheres are situated in small limits and differ from solar values a little. Searching for a full analogue (twin) of the Sun remains an important problem. A solar twin is a star whose physical parameters – temperature, luminosity, mass, radius, rotational velocity, velocity field, age, magnetohydrodynamical structure, chemical composition, etc.– all coincide with the solar parameters within the errors. From 1997 the majority of the researchers considers a star 18 Sco (HD 146233) as the most probable candidate for the solar twin.

In this work, the all-round research of 15 photometric solar analogues from the sample [1] is carried out. The spectra of these stars have been obtained by authors (A. G.) in summer of 1998 and autumn of 1999 with the echelle

spectrometer [2] mounted at the 2-m telescope Zeiss-2000 of the Terskol Observatory in the northern Caucasus (mountain Elbrus). The detector was a WI 1242×1152 CCD with size of pixel 22.5×22.5 micrometers. Spectra have a resolution 45000 and wavelength range from 3500 to 10000 Å. The signal-to-noise ratio is 200 for the red part of the spectrum. Images of the spectra are transformed into one-dimensional form, normalized and wavelength calibrated. The equivalent widths of several hundreds lines of almost 40 atoms and ions from Li I up to Eu II and radial velocities of each star have been measured.

The effective temperatures and surface gravities are derived from the published calibrations. For six stars fundamental parameters of atmospheres are obtained for the first time. Evolutional tracks and isochrones on theoretical Hertzsprung–Russell diagram from paper [3] were used to evaluate a masses and ages of the stars. The masses of most stars are close to solar value, but their ages lie in wide range. Two stars (HD 133002 and HD 225239) are not a solar analogues; they are clearly subgiants and show metal deficiency.

Abundances of iron and other elements were calculated from the measured equivalent widths of the lines of neutral and singly ionized atoms by means of the WIDTH9 program and the LTE model atmospheres of Kurucz [4]. For these calculations gf factors from the VALD database were adapted. The differential abundances of elements relative to the corresponding solar abundances were derived using the "line minus line" method.

The analysis of results shows that on chemical composition homogeneous sample of photometric analogues of the Sun is divided to three groups: six stars have solar chemical compositions, four stars show overabundances of metals and five show underabundances. [5].

For 13 stars the values of space velocities and projections (U, V, W) were calculated. They are obtained on the basis of measurements of proper motions made with the "HIPPARCOS" mission, and our measurements of radial velocities for these stars.

The star HD 225239 has components of space velocity near of 100 km/s. This star relate to thick disc population as against other stars which are objects of thin disc. Two objects with the larger values of U, V, W and Vspace on the velocity diagrams are HD 159222 and HD 34411, they show slightly increased of chemical abundances.

In the end, our results confirm that the fundamental parameters, age and chemical composition (except lithium abundance) of HD 146233 coincide with the corresponding solar values. Consequently this star is a genuine solar twin.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (projects 02-02-17174 and 01-02-06068), the Program for the Support of Leading Scientific Schools (grant NSh-1789.2003.2).

### ПРИБОР ДЛЯ МОНИТОРИНГА ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАБОЧЕГО ТЕЛА НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА НТ-200+

### А.Н. Дячок, Н.М. Буднев, Р.Р. Миргазов, Б.А. Таращанский

ИГУ, НИИ прикладной физики, Иркутск russion@rambler.ru

### THE INSTRUMENT FOR NEUTRINO TELESCOPE NT-200+ OPTICAL PROPERTIES OF WORKING BODY MONITORING

### A.N. Dyachok, N.M. Budnev, R.R. Mirgazov, B.A. Taraschansky

Основной задачей Байкальского глубоководного нейтринного телескопа HT-200+ является поиск нейтрино сверхвысоких энергий от астрофизических источников. Рабочим телом HT-200+ является глубинная байкальская вода, в которой распространяется черенковское излучение заряженных частиц каскадных ливней, рожденных нейтрино.

Условия регистрации черенковского света зависят от оптических свойств природной воды: от спектров поглощения и рассеяния, а также от индикатрисы рассеяния света, которые подвержены влиянию биохимических процессов в озере, происходящих в основном на поверхности. Изменения оптических свойств воды в глубинной зоне могут происходить в результате водообмена, седиментации органической взвеси и т.д. Временной масштаб существенных изменений оптических свойств составляет 4–5 лет. Периоды, когда наблюдалось повышенное рассеяние в глубинной зоне, длились около полугода.

Задача мониторинга оптических свойств водной среды HT-200+ решается с помощью прибора ASP-15, имеющего ряд недостатков: световой фон, создаваемый им телескопу, малое спектральное разрешение. В новой разработке мы попытались устранить эти недостатки, сохранив основные методы измерений.

Для измерения спектра поглощения в качестве источников света предполагается использовать три квазиизотропных рассеивателя, в которые попеременно попадает свет от монохроматора через три световода. Два из них расположены на максимальном (~3 м) и минимальном (~1 м) расстоянии от приемника, третий в режиме калибровки имеет возможность перемещения. В режиме измерения он находится между первым и вторым излучателем для проверки экспоненциального закона поглощения.

Для измерения показателя и индикатрисы рассеяния предполагается использовать четвертый точечный рассеиватель, затеняемый экраном. Экран перемещается вдоль оси источник – приемник от источника до максимального расстояния, при котором диаметр тени от экрана равен диаметру приемника. В крайнем положении экран удаляется с оси, что необходимо для абсолютной калибровки прибора.

Изменение угла затенения точечного изотропного источника света эквивалентно повороту оси узконаправленного приемника, применяемого в ASP-15 для измерения индикатрисы. Одновременно с этим определяется зона влияния дифракции света на краях экрана.

Монохроматор позволяет плавно менять длину волны излучения, это необходимо для поиска «тонкой структуры» спектров поглощения и рассеяния, для нахождения критериев оценки химического состава воды.

The main task of Baikal deep underwater neutrino telescope NT-200+ is a searching of neutrino super high energy from astrophysical source. The working body of NT-200+ is a deep Baikal water, where the cherenkov emission of charge particle of cascade shower, produce by neutrino is spreaded.

The condition of registration of cherenkov light are depended from optical properties of natural water: absorption, scattering spectruma, scattering phase function, which are depended from biochemical process on the lake surface mainly. The variation of optical properties of deep water is due to water change, sedimentation of organic suspended particles and others processes. The time scale of significant variations of optical properties is 4 - 5 years. The periods of high scattering in deep water continues near half year.

Now the task of optical water monitoring solves by instrument ASP-15, which has some minuses: the background for telescope, the low spectral resolution and others. In last design we try to make away them, saving the main ideas.

For absorption measurement as a source we will use tree quasi isotropic diffusers, in which the light come from monochromator through tree optic fibers. Two of them situated on maximum ( $\sim$ 3 m) and minimum ( $\sim$ 1 m) distance from receiver, third in calibration mode can move. In measure mode it stays between first and second sources, for to check the exponent low of absorption.

For scattering coefficient and scattering phase function measurement we will use forth source, shadowed by screen. The screen moves along source – receiver axis from source to maximum distance at which diameter of shadow equal diameter of receiver. In extreme position the screen remove from axis, it is necessary for absolute calibration of device.

The variation of the shadow angle of isotropic source is equal to the rotation of narrow receiver, which use in ASP-15 for phase function measurement. At the same time by this way the zone of influence of light diffraction on screen edge is determined.

Monochromator allows change the wavelength of emission smoothly for to find the "fine structure" of absorption and scattering spectruma, for to find the criteria of estimation of water chemical composition.

### РАСЧЕТ НАКЛОННЫХ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ

## И.В. Ермаков

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва ermakov\_ilia@mail.ru

## SLOPING RAYS SOLUTION FOR THE MIRROR-LENS TELESCOPE

### I.V. Ermakov

Строительство крупных оптических телескопов в настоящее время очень актуально. Достаточно отметить, что в последние годы построена серия телескопов на Гавайских островах с диаметром главного зеркала 8.2 м. Несколько лет на орбите работает американский телескоп имени астронома Хаббла с главным зеркалом 2.4 м; в настоящее время разработан проект телескопа «Евро-50» с главным зеркалом диаметром 50 м и идет его интенсивное строительство; начата проработка телескопа с адаптивным, подстраиваемым зеркалом диаметром 10 м.

Тема моей работы заключалась в расчете качества изображения четырех вариантов зеркально-линзовых телескопов. В качестве базовой системы выбрана афокальная двухзеркальная система (АДС), запатентованная профессором Д.Т. Пуряевым [1]. АДС состоит из сферического и асферического зеркал. Классическая афокальная система Мерсена – это зеркальная система с двумя поверхностями второго порядка – параболоидами. В зеркальной части моего проекта используется лишь одно асферическое зеркало, что существенно облегчает технологический процесс изготовления, а также юстировку зеркал. В работе использовалась зафокальная система, т.е. система, в которой луч, идущий от главного зеркала к вторичному, пересекает оптическую ось. Выбран такой вариант системы не случайно, а именно чтобы к АДС можно было присоединить линзовую часть (ЛЧ), устанавливаемую между зеркалами, в плоскости, для которой сечение каустики, образованное лучами от главного зеркала, наименьшее. Общее решение АДС было получено на основе принципа Ферма и заключается в том, что при известной форме одного из зеркал форма меридионального профиля второго может быть однозначно определена из системы уравнений, приведенной в [1] и [2]. АДС абсолютно свободна от сферической аберрации, но наклонные пучки лучей не гомоцентричны. В настоящее время не существует программы, рассчитывающей наклонные пучки лучей в системах с асферическими поверхностями, заданными в параметрическом виде. Поэтому для анализа аберраций наклонного пучка пользуются отступлением от выполнения условия синусов [2]. Конструктивные параметры рассчитанных АДС и отступления от выполнения условия синусов (для всех вариантов систем угловое параксиальное увеличение принято равным  $\Gamma_0 = 4.4$  крат):

Системы с главным асферическим зеркалом и вторичным сферическим:

d = 1500 мм,  $D_s = 216$  мм,  $D_A = 846$  мм,  $\Gamma_{max} = 4.48$  крат,  $\Delta_{sin1} = 1.8$  %;

d = 2900 мм,  $D_s = 242$  мм,  $D_A = 845$  мм,  $\Gamma_{max} = 4.42$  крат,  $\Delta_{sin2} = 0.49$  %.

Системы с главным сферическим зеркалом и вторичным асферическим:

d = 3000 мм,  $D_s$  = 845 мм,  $D_A$  = 212 мм,  $\Gamma_{max}$  = 4.31 крат,  $\Delta_{sin3}$  = -1.99 %;

$$d = 1500$$
 мм,  $D_s = 845$  мм,  $D_A = 234$  мм,  $\Gamma_{max} = 4.07$  крат,  $\Delta_{sin4} = -7.62$  %

Здесь d – расстояние между вершинами зеркал;  $D_s$  – диаметр сферического зеркала;  $D_A$  – диаметр асферического зеркала; величина  $\Gamma_{max}$  – отношение максимальных высот на зеркалах в точках отражения луча. Важно отметить, что в системах с главным асферическим зеркалом можно получить отступление от условия синусов существенно меньшее по абсолютной величине, чем в системах с главным сферическим зеркалом.

ЛЧ системы представляет собой трехлинзовый компонент, с отверстием в центральной части для прохождения лучей от главного зеркала к вторичному. Диаметр отверстия определяется наклонными лучами, идущими из края зрачка. Параксиальное фокусное расстояние ЛЧ составляет 2283 мм, диафрагменное число в зависимости от варианта схемы АДС от 10 до 12, угловое поле 5°. Объектив рассчитан для работы на пяти длинах волн. Аберрации осевого пучка отсутствуют на дифракционном уровне по всему полю. Диаметр кружка Эри равен 12 мкм. Аберрации наклонных пучков лучей на два порядка больше, чем аберрации осевого пучка. Их необходимо скомпенсировать аберрациями противоположными по знаку зеркальной системы, чтобы в телескопе получить наилучшее качество. Размеры пятен рассеяния ( $D_{пятна}$ ) и аберрация кома ( $\Delta y$ ) для наклона w =  $-0.5^{\circ}$  на основной длине волны (е) в меридиональной плоскости для четырех вариантов ЛЧ приведены ниже:

$$\begin{split} D_{\text{irstha}} &= 545 \text{ MKm}, \ \Delta y' = -43.8; \\ D_{\text{irstha}} &= 560 \text{ MKm}, \ \Delta y' = -46.6; \\ D_{\text{irstha}} &= 582 \text{ MKm}, \ \Delta y' = -51.3; \\ D_{\text{irstha}} &= 606 \text{ MKm}, \ \Delta y' = -56.3. \end{split}$$

Параметры схемы зеркально-линзового телескопа следующие: f'<sub>0</sub> = 10046 мм, k = 11.9, 2w = 1.0°, размер кадра равен 124×124 мм. Алгоритм расчета аберраций наклонных пучков лучей следующий:

1. Построение трассировки лучей от главного к вторичному зеркалу на высотах  $Y_{max}$  и  $Y_{min}$  для луча  $w = -0.5^{\circ}$ .

2. Определение осевого расстояния между вторичным зеркалом и первой поверхностью ЛЧ.

3. Совмещение выходного зрачка АДС и входного зрачка ЛЧ.

4. Определение положения апертурной диафрагмы ЛЧ.

5. Построение трассировки лучей для нескольких зон от главного зеркала к вторичному.

6. Определение наклона нормали в точках отражения от второго зеркала. В случае с вторичным сферическим зеркалом задача определения наклона нормали очень проста. Если второе зеркало – асферическая поверхность, необходимо решать уравнение в неявном виде, что усложняет задачу расчета и уменьшает точность дальнейших операций.

7. Построение трассировки лучей для нескольких зон от вторичного зеркала к первой поверхности ЛЧ.

8. Определение их угла наклона и координат пересечения с ЛЧ.

9. Расчет каждого трассированного луча через ЛЧ по формулам Федера с учетом его наклона.

10. Определение комы.

Получены следующие значения аберраций наклонного пучка лучей на основной длине волны (е) в меридиональной плоскости для четырех вариантов систем:

 $\begin{array}{l} D_{\text{instha}} = 591 \ \text{mkm}, \ \Delta y' = -56 \ \text{mkm}; \\ D_{\text{instha}} = 556 \ \text{mkm}, \ \Delta y' = -58 \ \text{mkm}; \\ D_{\text{instha}} = 490 \ \text{mkm}, \ \Delta y' = -48 \ \text{mkm}; \\ D_{\text{instha}} = 369 \ \text{mkm}, \ \Delta y' = -43 \ \text{mkm}. \end{array}$ 

Если провести параллель между отступлением от условия синусов в АДС и аберрацией кома в телескопе, то видно, что для уменьшения аберрации кома в два раза необходимо уменьшить отступление от условия синусов в АДС на 10 %.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пуряев Д.Т. Зеркальная телескопическая система: Авторское свидетельство SU 1527607 А1. Приоритет 09.03.1988 г. // Бюл. № 45. 1989.

2. Ермаков И.В. Исследование афокальной двухзеркальной системы // Сборник трудов VI Международной конференции «Прикладная оптика-2004»., Т. III. С. 172.

Big optical telescope building is very relevant problem today. It's enough to say that the following telescopes with the big primary mirror have been built recently: a series of the telescopes in the Hawaiian Islands with the primary mirror diameter of 8.2 meters, the Hubble telescope with the primary mirror of 2.4 meters having been working on spatial orbit for more then ten years already. By now the project "Euro-50" has been completely designed and now is being realized. The work under the telescope with the adaptive 10 meters mirror has been begun.

The theme of my work is concerns the image quality estimation for the four variants of the mirror-lens telescope. The telescope based on the afocal two-mirror system, patented by professor Daniil T. Puryayev. It consists of spherical and aspherical mirrors. Classical Mersen's afocal system contains two reflecting second-order (paraboloid) surfaces. In the mirror part of our system only one aspherical mirror is used, therefore its production process and the whole system adjustment are much easier. In the mirror system, which has been chosen as a basis the rays cross optical axis after the primary mirror. This variant has been specially chosen to provide ray passing through the axial hole lens part, which is located between two mirrors of the afocal system. The fundamental equation of the two-mirror system was obtained by professor Daniil T. Puryayev on Ferma's principle. If the either of mirrors is known, then another can be exactly defined using the equations [1]. The mirror part is absolutely free from spherical aberration, but the sloping rays aberrations are not corrected. There is no computer program tracing the sloping rays in systems including surfaces described by parametric equations nowadays. Therefore the offence against the sine condition (OSC) is used to analyze sloping rays aberrations [2]. Parameters of the designed mirror systems and the OSC are following (the paraxial magnification is equal 4.4 for all variants):

Systems with the aspherical primary mirror:

d = 1500 mm,  $D_s$  = 216 mm,  $D_A$  = 846 mm,  $\Gamma_{max}$  = 4.48,  $OSC_1$  = 1.8 %

 $d = 2900 \text{ mm}, D_s = 242 \text{ mm}, D_A = 845 \text{ mm}, \Gamma_{Max} = 4.42, OSC_2 = 0.49 \%$ 

Systems with the spherical primary mirror:

d = 3000 mm,  $D_s$  = 845 mm,  $D_A$  = 212 mm,  $\Gamma_{max}$  = 4.31,  $OSC_3$  = -1.99 % d = 1500 mm,  $D_s$  = 845 mm,  $D_A$  = 234 mm,  $\Gamma_{max}$  = 4.07,  $OSC_4$  = -7.62 %

Where d is the distance between the mirrors,  $D_s$  is the spherical mirror diameter,  $D_A$  is the aspherical mirror diameter,  $\Gamma_{\text{max}}$  is the maximum heights on mirrors ratio in beam reflection points. It is important to mark that the systems with aspherical primary mirror have OSC much lower then in case those with spherical primary mirror.

Lens part is a three-lens component with axial hole to pass beams coming from the primary mirror. Diameter of the hole is defined by sloping rays, following from the pupil edge. Paraxial focal length is 2283 mm,  $f'_0/D_{pupil}$  ratio is 10...12 (depends on the afocal system scheme variant), field is 5 degrees. The lens part was designed for 5 wave-length (e, F', C', F, C). For the axial bundle lens part has diffraction-limited image quality. Airy disk has the diameter of 1.2E–02 mm. But sloping rays aberrations are double-order greater. To obtain the whole telescope of good quality it's necessary to compensate them by means of the afocal system aberrations. The spot size ( $D_{spot}$ ) and the coma ( $\Delta y$ ) in tangential plane for the slope w =  $-0.5^{\circ}$  at e-wavelength for the four variants are following:

 $D_{spot} = 545E-03 \text{ mm}, \Delta y' = -43,8E-04 \text{ mm}$  $D_{spot} = 560E-03 \text{ mm}, \Delta y' = -46,6E-04 \text{ mm}$  $D_{spot} = 582E-03 \text{ mm}, \Delta y' = -51,3E-04 \text{ mm}$  $D_{spot} = 606E-03 \text{ mm}, \Delta y' = -56,3E-04 \text{ mm}$ 

Parameters of the telescope are following:  $f'_0 = 10046 \text{ mm}$ ,  $f'_0/D_{\text{pupil}} = 11.9$ , 2w = 1.0 degree, image frame size is 124x124 mm. Sloping rays aberrations (tangential plane) counting algorithm includes the following operations:

1. The ray from the primary to secondary mirror tracing (maximum  $Y_{max}$  and minimum  $Y_{min}$  heights for the slope  $w = -0.5^{\circ}$ ).

2. Distance between the secondary mirror and the first lens surface apexes definition.

3. Making the afocal system exit pupil and the lens part entrance pupil coincide.

4. The definition of the lens part aperture diaphragm position.

5. The ray from the primary to the secondary mirror tracing at the several zones for the slope w = -0.5 degree.

6. Perpendiculars slope with regard to the secondary mirror in reflection points definition. The definition task is very easy in case of the secondary spherical mirror. However, if the secondary mirror is aspherical surface, it's necessary to solve implicit equation. This variant is more difficult and the precision of method is lower.

7. The ray from the secondary mirror to the lens first surface tracing at the several zones.

8. Later rays slope and their coordinates on the lens first surface definition.

9. These rays tracing through the lens part with regard to their slopes.

10. Coma definition.

The following slope rays aberrations in tangential plane at the e-wavelength were obtained for the four variants:

 $\begin{array}{l} D_{{}_{\Pi STHa}} = 591E{-}03 \text{ mm}, \ \Delta y' = -56E{-}04 \text{ mm} \\ D_{{}_{\Pi STHa}} = 556E{-}03 \text{ mm}, \ \Delta y' = -58E{-}04 \text{ mm} \\ D_{{}_{\Pi STHa}} = 490E{-}03 \text{ mm}, \ \Delta y' = -48E{-}04 \text{ mm} \\ D_{{}_{\Pi STHa}} = 369E{-}03 \text{ mm}, \ \Delta y' = -43E{-}04 \text{ mm} \end{array}$ 

Comparison the OSC of the mirror part and the coma aberration whole telescope in the first and in the fourth variant makes it obvious that to reduce coma in double value it's necessary to reduce OSC of the afocal system by 10 %.

## ИЗУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ ВОДНО-ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА УСТАНОВКИ «ТУНКА»

### О.А. Гресс, А.В. Загородников

ИГУ, НИИ прикладной физики, Иркутск russion@rambler.ru

## THE STUDY CHARGED COMPONENTS OF COSMIC RAYS BY MEANS OF WATER CHEREN-KOV DETECTOR OF AN TUNKA INSTALLATION

## O.A. Gress, A.V. Zagorodnikov

Интерес к исследованию широких атмосферных ливней (ШАЛ) с помощью методики регистрации вспышек черенковского света в условиях свечения ночного звездного неба связан с достигнутыми результатами в изучении первичного энергетического спектра и ядерного состава космического излучения. Целью широкоугольной атмосферной черенковской установки «Тунка-25» с 2000 г. является изучение как энергетического спектра и ядерного состава первичного космического излучения в диапазоне 3·10<sup>14</sup>−10<sup>17</sup> эВ, так и параметров и характеристик самих ШАЛ. Установка «Тунка-25» расположена в Тункинской долине вблизи пос. Торы (λ=103.04° E, φ=51.49° N, *h*=952 г/см<sup>2</sup>) на высоте 680 м над уровнем моря.

Для повышения точности определения первичной энергии используется регистрация высоты зарождения ШАЛ по длительности импульса черенковского света атмосферного ливня на дополнительных детекторах формы импульса. Дальнейшее повышение информативности и точности определения параметров первичного космического излучения возможно при раздельной регистрации электронно-мюонной компоненты. С этой целью планируется ввести в состав установки детектор регистрации заряженной компоненты раздельно по электронам и мюонам, состоящий из двух водных баков большой площади, расположенных один над другим.

С осени 2004 г. в составе установки функционирует первый водный черенковский детектор «Водный бак». Этот детектор представляет собой бассейн с чистой водой диаметром 3.5 м и высотой 0.8 м, объем которого просматривают четыре ФЭУ. Детектор «Водный бак» заглублен в грунт на 2 м для ослабления электронной компоненты ШАЛ и расположен в 96.6 м от центра установки «Тунка-25».

С декабря 2004 г. по февраль 2005 г. были проведены экспериментальные исследования характеристик черенковского детектора «Водный бак». Над бассейном был расположен мюонный телескоп из двух сцинтилляционных счетчиков для выделения проходящих космических мюонов в телесном угле 0.4 ср и для амплитудной калибровки фотоумножителей водного черенковского детектора. Электроника установки для каждого ФЭУ состояла из усилителя, формирователя со следящим порогом (ФСП) и счетчика импульсов. Сигналы с ФСП подавались на схему 6-кратных совпадений (СС) с разрешающим временем 1 мкс. Триггер СС являлся признаком «события». При наличии события производилась кодировка амплитуд импульсов сигналов с помощью зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП). Электроника выполнена в стандарте модулей КАМАК и работала под управлением персонального компьютера IBM PCI-486.

Методика измерений заключалась в регистрации амплитуд импульсов сигналов всех ФЭУ детектора «Водный бак» при срабатывании мюонного телескопа. В ходе эксперимента всего было зарегистрировано 1.46·10<sup>6</sup> событий за 229 ч наблюдений. Оценка амплитудного отклика детектора «Водный бак» производилась относительно амплитудного спектра мюонного телескопа, обусловленного прохождением космических мюонов.

Interest in the Extensive Atmospheric Showers study (EAS) by means of strategies of registrations of flashes of cherenkov light in conditions of phosphorescence of the night star sky is connected with reached by results in studying a primary energy spectrum and nucleus composition of cosmic radiation. Take aim a wide-angle atmospheric cherenkov TUNKA-25 installation from 2000 year is a study as an energy spectrum and nucleus composition of primary cosmic radiation within the range of  $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$  eV, so and parameters and features EAS themselves. TUNKA-25 installation situated in Tunka valley near village Tory ( $\lambda$ =103.04° E,  $\varphi$ =51.49° N, *h*=952 g/cm<sup>2</sup>) on the height 680 m at the sea level.

For raising accuracy of determination of primary energy is used the registration of height of EAS generation on duration of cherenkov pulse of light of atmospheric shower on additional detectors of the pulse shape. The most further information increasing and accuracy of the parameters determination of primary cosmic radiation are possible under separated registrations of the electronic-muon components. It is for this purpose planned to carry in the composition of installation a detector for registration charged components on electrons separately and muon separately, costanding from two water tanks of big area, situated one on the others.

After 2004 autumn the first water cherenkov detector – 'Water tank' is working in the composition of installation. This detector presents from itself pool with clean water by the diameter 3.5 m and height 0.8 m, which volume examine 4 PMTs. 'Water tank' detector is at the depth of 2 m for the weakening electronic components of EAS and situated in 96.6 metres from the centre of TUNKA-25 installation.

From the 2004 December to 2005 February there were conducted experimental reseaches of cherenkov "Water Tank". Muon telescope was situated above the pool consisting from two scintillation counters for the separation the passing cosmic muons by solid angle 0.4 ster and for amplitude calibration of photomultipliers of water Cherenkov

detector. Electronics of installation for each PMT consisted of the amplifier, constant fraction discriminators (CFD) and scalers. Signals from CFD were served to the 6-fold coincidence circuit (TT) with 1 mks strobe time.

CC trigger was shown the sign as 'events'. Coding of amplitudes of pulses of signals was produced at presence of event by means of charge-digital converter (CDC). Electronics is executed by the CAMAC standard and run under the IBM PCI-486 personal computer.

Method of the measurements was concluded in registrations of pulses amplitudes of signals from all PMT for 'Water tank' detector when muon telescope operating. In the course of the experiment the  $1.46 \cdot 10^6$  events for 229 hours of observations was registrated.

Amplitude response estimation of "Water tank" detector was produced for muon telescope amplitude spectrum, as cosmic muons passing.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

# А.Г. Ченский, Г.С. Коренблит

Иркутский государственный университет, Иркутск korenb@ortel.ru

## NUMERICAL MODELING OF SPREADING THE SOUND WAVES IN THE LAKE BAIKAL

### A.G. Chensky, G.S. Korenblit

На основе массива экспериментальных данных по давлению, температуре и солености воды в озере Байкал проведено численное моделирование распространения звуковых волн. Профили были измерены CTD-зондом SB-25. Погрешность измерения температуры не более 0.002°. Соленость озера 0.1 кг/л, изменения солености по глубинам озера не превышает 20 %, поэтому влияние этой составляющей на величину скорости звука практически очень мало. Главная причина изменчивости профилей скорости звука в озере – это сезонные изменения температуры.

По формуле Чена–Миллеро [1] восстановлена зависимость скорости звука от глубины. В зимний период непрерывно увеличивающаяся с глубиной скорость звука приводит к образованию приповерхностного звукового канала. В августе–сентябре вертикальное распределение скорости звука соответствует асимметричному, расположенному близко к поверхности (50–70 м) подводному звуковому каналу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen C-T.A., Millero F.J. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only limnological range // Limnol.Oceanogr. 1986. 31(3). P. 657–662.

A numerical modeling of spreading the sound waves in the lake Baikal is presented on the base of experimental date array about the water temperature, pressure and saltiness. The profiles were measured by CTD probe SB-25. The inaccuracy of temperature measurement is no more than 0.002 degree. The saltiness of the lake water is 0.1 kg/l with deviation on depths does not exceed 20 %. So, the influence of this parameter on the value of sound velocity is practically very small. The main reason of sound velocity profile's variability in the lake is the seasonal changing a temperature.

On use of the Chen-Millero formula [1] the dependency of sound velocity on the depth is restored. The continuously increasing with depth sound velocity at a winter period leads to formation of the near to surface underwater sound channel. The vertical sound velocity distribution in the august–september corresponds to asymmetric underwater sound channel very close to surface (50–70 m).

## ФОРМИРОВАНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ АТМОСФЕРАХ НЕПТУНА И УРАНА

### Н.М. Костогрыз

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев kosn@mao.kiev.ua

## THE FORMING RAMAN SCATTERING IN NON ISOTHERMIC ATMOSPHERES OF URANUS AND NEPTUNE

### N.M. Kostogryz

Комбинационное, или рамановское рассеяние света эффективно использовать для изучения структуры молекул, при анализе атмосферных газов путем определения колебательных или вращательных спектров молекул. В ультрафиолетовом (УФ) участке спектра планет-гигантов, полученном даже с низким разреше-

нием, наблюдаются детали комбинационного рассеяния. Поскольку причиной этого является рассеяние на молекулах водорода, то интенсивность деталей комбинационного рассеяния будет уменьшаться с уменьшением относительной концентрации водорода либо с увеличением значения аэрозольной составляющей атмосферы. Несомненно, появление комбинационного рассеяния приводит к изменениям альбедо однократного рассеяния атмосферных составляющих.

Рамановское рассеяние рассмотрено Мороженком (1997) для случая изотермических атмосфер планетгигантов.

Учет эффекта комбинационного рассеяния делался на основе анализа модифицированного Дж. Поллаком выражения для альбедо однократного рассеяния  $\omega$ , имеющего вид

$$\omega = \frac{\sigma_R + \sigma_a + \sum \sigma_R^i \begin{pmatrix} f_{\lambda_i} \\ f_{\lambda_0} \end{pmatrix}}{\sigma_R + \sigma_a + \sigma_\kappa + \sum \sigma_R^i} = \frac{\tau_R + \tau_a + \sum \tau_R^i \begin{pmatrix} f_{\lambda_i} \\ f_{\lambda_0} \end{pmatrix}}{\tau_R + \tau_a + \tau_\kappa + \sum \tau_R^i}, \quad (1)$$

где  $\sigma_R^i(\tau_R^i)$  – усредненные по лучу зрения объемные коэффициенты (оптические глубины) комбинационного рассеяния молекулами;  $f_{\lambda_i}$  – интенсивность солнечного излучения на длинах волн  $\lambda$ ;  $\lambda_i$  – длина волны, с которой соответствующими переходами в процессе комбинационного рассеяния световой фотон перенесен на длину волны  $\lambda_0$ .

Если учесть, что необходимая точность учета комбинационного рассеяния достигается при учете только стоксовых вращательных S(0), O(2), S(1) и колебательного  $Q_1(1)$  переходов и что реальные атмосферы планет-гигантов являются водородно-гелиевыми, то соответствующие суммы выражения (1) записываются в виде

$$A = 0.85 \cdot \left( N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)} + N_1 \tau_{s(1)} + \tau_{Q_1(1)} \right) / \tau_R, \tag{2}$$

$$D' = 1 + 0.85 \cdot \left[ \left( \left( N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)} \right) f_{\lambda_1} + N_1 \tau_{s(1)} f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)} f_{\lambda_3} \right) / f_{\lambda_0} \tau_R \right].$$
(3)

Во всех работах, где анализировались данные об интенсивности деталей комбинационного рассеяния, рассматривалась модель изотермической атмосферы, тогда как реальные атмосферы планет-гигантов характеризуются довольно сложными температурными профилями.

Целью настоящей работы является на примере температурного профиля в атмосферах Нептуна и Урана рассмотреть:

1) изменение эффектов комбинационного рассеяния в зависимости от эффективной глубины формирования интенсивности диффузно отраженного излучения;

2) влияние неучета реального температурного профиля на определяемые значения отношений  $\tau_a/\tau_R, \tau_\kappa/\tau_R$  и  $\tau_\kappa/\tau_S$ .

Модельные расчеты влияния неизотермичности атмосфер планет Урана и Нептуна на интенсивность деталей комбинационного рассеяния в их спектрах показали, что в оптически однородной неизотермической атмосфере интенсивность комбинационного рассеяния зависит от глубины уровня его формирования. Получен вывод, что неучет реальных температурных профилей при модельных расчетах приводит к значительным (до 70 % для Нептуна) погрешностям определяемых значений оптических параметров атмосферы.

При расчетах использовался спектр Солнца для полного диска в интервале длин волн 320–400 нм с разрешением 0.0005 нм, а также стандартные температурные профили планет-гигантов Солнечной системы, полученные с помощью космических аппаратов.

Raman scattering of light efficiently use for structure of molecules study, when we analysis atmospheric gases by determination of vibration and rotation molecular spectra. Raman scattering is observing in the UV spectrum of giant planets even with low (1nm) resolution. Since it condition is scattering on the hydrogen molecules that, it is obviously, the intensity of Raman scattering details are lesser when the relative hydrogen concentration is lesser and when the role of aerosol constituent of atmosphere is increaser. Undoubtedly, the appearance of Raman scattering will lead to changing the single-scattering albedo.

Raman scattering in the isothermic giant planet atmospheres were considered by Morozhenko (1997).

Taking into account of the effect of the Raman scattering was done on base of the analysis modified by J.B. Pollack expressions for single-scattering albedo  $\omega$ , being of the form of

$$\omega = \frac{\sigma_R + \sigma_a + \sum \sigma_R^i \begin{pmatrix} f_{\lambda_i} \\ f_{\lambda_0} \end{pmatrix}}{\sigma_R + \sigma_a + \sigma_\kappa + \sum \sigma_R^i} = \frac{\tau_R + \tau_a + \sum \tau_R^i \begin{pmatrix} f_{\lambda_i} \\ f_{\lambda_0} \end{pmatrix}}{\tau_R + \tau_a + \tau_\kappa + \sum \tau_R^i}, \quad (1)$$

where  $\tau_R^i$  – averaged of the linesight the optical depths of the Raman scattering molecule;  $f_{\lambda_i}$  – the intensities of Sun radiation on the wavelengths  $\lambda$ ,  $\lambda_i$  – the wavelength from which corresponding to transition in process of the Raman scattering light photon is carried on wavelength  $\lambda_0$ .

If take into account that necessary accuracy of the account of the Raman scattering is reached at account only Stocks rotation S(0), O(2), S(1) and vibration  $Q_1(1)$  transition and since real atmosphere of the planets-giant are hydrogen-helium (with relative concentration these gas approximately 0.85 and 0.15, accordingly), that corresponding to amounts of the expression (1) written in the manner of

$$A = 0.85^* \left( N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)} + N_1 \tau_{s(1)} + \tau_{Q_1(1)} \right) / \tau_R.$$
<sup>(2)</sup>

$$D' = 1 + 0.85 * [((N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)}) f_{\lambda_1} + N_1 \tau_{s(1)} f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)} f_{\lambda_3}) / f_{\lambda_0} \tau_R],$$
(3)

In all works with analysis data about intensities of the details of the Raman scattering was considered model isothermal atmosphere then real atmosphere of the planets-giant are characterized rather complex temperature profile.

The purposes of persisting report are on example of the temperature profile in atmosphere of the Neptune and Uranus consider:

1. The effect of changing of Raman scattering depending on efficient depth of the shaping to intensities diffuse reflected radiations;

2. The Influence failure to take account of real temperature profile on definied values of the relations  $\tau_a/\tau_R$ ,  $\tau_\kappa/\tau_R$  and  $\tau_\kappa/\tau_S$ .

We were computed the influence of non-isothermic atmosphere to intensity of Raman Scattering details in the Uranus and Neptune atmosphere. There were shown that the intensity of Raman scattering will depend on the depth of they forming level in the optical homogeneous non-isothermic atmosphere and that the mistakes will be large when we don't take into account real temperature profile in the upper levels of atmosphere.

Sun spectrum in the interval of wavelengths 320–400 nm with resolution 0.004 Å was taking. Standard temperature profile of Neptune atmosphere was obtained from the observation data at space vehicle.

## ГЕНЕРАЦИЯ ПИОНОВ В АДРОННЫХ КАСКАДАХ, ИНИЦИИРУЕМЫХ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

# <sup>1</sup>А.А. Кочанов, <sup>2</sup>Т.С. Синеговская, <sup>1</sup>С.И. Синеговский

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет; <sup>2</sup>Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск kochanov@api.isu.ru

## PION PRODUCTION IN HADRON CASCADES, INITIATED BY HIGH-ENERGY COSMIC RAYS IN THE EARTH ATMOSPHERE

# <sup>1</sup><u>A A. Kochanov</u>, <sup>2</sup>T.S. Sinegovskaya, <sup>1</sup>S.I. Sinegovsky

Во взаимодействиях космических лучей с атмосферой Земли генерируются потоки вторичных нуклонов, а также нестабильных частиц, таких как пионы, каоны и очарованные адроны, в распадах которых рождаются нейтрино и мюоны. Сравнение измеряемых характеристик потоков атмосферных мюонов с рассчитанными дает возможность исследовать параметры первичных космических лучей (спектр, химический состав) и уточнять модели ядерного каскада в атмосфере. Отдельной и важной задачей является расчет спектров и угловых распределений атмосферных нейтрино.

Целью данной работы является расчет дифференциальных энергетических спектров пионов при энергиях выше 1 ГэВ. Основным каналом генерации пионов в атмосфере являются взаимодействия нуклонов и пионов с ядрами атомов воздуха и распады каонов. В рамках модели ядерного каскада [1, 2] (приближение «прямо-вперед», пренебрежение геомагнитными эффектами и потерями энергии в электромагнитных взаимодействиях) система уравнений переноса пионов в атмосфере с учетом процессов регенерации и неупругой перезарядки пионов имеет вид

$$\frac{\partial \pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\partial h} = -\frac{\pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + \sum_{i} G_{i\pi^{\pm}}^{int}(E, h) + \sum_{K} G_{K\pi^{\pm}}^{dec}(E, h), \tag{1}$$

где  $i = p, n, \pi^{\pm}, K^{\pm}, K^{0}, \overline{K^{0}}$ ;  $K = K^{\pm}, K_{L}^{0}, K_{S}^{0}$ ;  $\lambda_{\pi}$  – средний пробег пиона до неупругого взаимодействия в воздухе, а  $m_{\pi}, \tau_{\pi}, E$  и p – его масса, время жизни, энергия и импульс соответственно;  $\rho(h, \theta)$  – плотность воздуха на глубине h вдоль направления  $\theta$  (угол  $\theta$  отсчитывается от вертикали, проведенной через точку пересечения продолжения траектории частицы с поверхностью Земли);  $G_{i\pi^{\pm}}^{int}(E, h)$  и  $G_{K\pi^{\pm}}^{dec}(E, h)$  – функции генерации пионов частицами i и K в процессе взаимодействий с ядрами воздуха и в распадах каонов. Вклад в пионную компоненту от каонов мал, поэтому его можно учесть в качестве поправки. Решение системы (1) с граничными условиями  $\pi^{\pm}(E, h=0, \theta) = 0$  при отсутствии каонного источника пионов ищем в

виде  $\pi^{\pm}(E, h, \theta) \stackrel{\sim}{=} \frac{1}{2} \Big[ \Pi^{+}(E, h, \theta) \pm \Pi^{-}(E, h, \theta) \Big].$ 

(2)

Учитывая изотопическую симметрию  $\pi\pi$ -взаимодействий и пренебрегая распадами каонов и рождением пионов в процессах взаимодействия  $K^{\pm} + A \rightarrow \pi^{\pm} + X$ , приходим к следующей системе уравнений для функций  $\Pi^{\pm}(E, h, \theta)$ :

$$\frac{\partial \Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\partial h} = -\frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + G_{N\pi}^{\pm}(E, h) + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \Pi^{\pm}(E/x, h, \theta) \frac{d}{x^{2}},$$

где  $G_{N\pi}^{\pm}(E, h) = \sum_{i=p,n} G_{i\pi^{+}}^{\text{int}}(E, h) \pm \sum_{i=p,n} G_{i\pi^{-}}^{\text{int}}(E, h),$ 

$$\Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E,x) = \frac{E}{\sigma_{\pi\pi}^{in}(E)} \left[ \frac{d \sigma_{\pi^{+}\pi^{+}}(E,E_{0})}{d E} \pm \Theta \left( E_{0} - E_{0}^{\min} \right) \frac{d \sigma_{\pi^{+}\pi^{-}}(E,E_{0})}{d E} \right]_{E_{0} = E/x}.$$

Как и в случае с нуклонами, решение уравнений (2) будем искать методом, изложенным в [1, 2]. Основная идея метода заключается в сведении интегродифференциальных уравнений переноса к нелинейному интегральному уравнению, содержащему Z-фактор – величину, непосредственно связанную с эффективными пробегами поглощения. Поэтому введем величины

$$Z_{\pi\pi}^{\pm}(E, h, \theta) = \left(\Pi^{\pm}(E, h, \theta)\right)^{-1} \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \Pi^{\pm}(E/x, h, \theta) \frac{d x}{x^{2}},$$
(3)

тогда уравнения (2) можно записать в следующей форме:

$$\frac{\partial \Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\partial h} = -\frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + G^{\pm}_{N\pi}(E, h) + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)}Z^{\pm}_{\pi\pi}(E, h, \theta) \quad \Pi^{\pm}(E, h, \theta).$$
(4)

Формальное решение уравнений (4) дается интегралом

$$\Pi^{\pm}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} d h' G_{N\pi}^{\pm}(E, h) \exp\left[-\int_{h'}^{h} dh'' \left(\frac{1 - Z_{\pi\pi}^{\pm}(E, h'', \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h'', \theta)}\right)\right].$$
(5)

Как и в случае нуклонной компоненты адронного каскада [2], решаем систему для пионов итерационным методом с нулевым приближением  $Z_{\pi\pi}^{\pm(0)}(E, h) = 0$ . В первом приближении источником пионов являются нуклоны, а процессы регенерации и перезарядки пионов не учитываются; тогда дифференциальный энергетический спектр пионов на глубине *h* в атмосфере в направлении с зенитным углом  $\theta$  равен

$$\Pi^{\pm(1)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} dt \ G_{N\pi}^{\pm}(E, t) \exp\left[-\int_{t}^{h} dh' \left(\frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h', \theta)}\right)\right],$$
(6)

$$Z_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, x, h, \theta) dx, \qquad \eta_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, x, h, \theta) = \frac{\Pi^{\pm(1)}(E/x, h, \theta)}{x^{2}\Pi^{\pm(1)}(E, h, \theta)}.$$
 (7)

В следующих приближениях в качестве источника включаются процессы регенерации и перезарядки. Для *n*-го приближения имеем:

$$\Pi^{\pm(n)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} dh' G_{N\pi}^{\pm}(E, h') \exp\left[-\int_{h'}^{h} dh'' \left(\frac{1 - Z_{\pi\pi}^{\pm(n-1)}(E, h'', \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h'', \theta)}\right)\right],$$
(8)

$$Z_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, x, h, \theta) dx, \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, x, h, \theta) = \frac{\Pi^{\pm(n)}(E/x, h, \theta)}{x^{2}\Pi^{\pm(n)}(E, h, \theta)}.$$
 (9)

Полученные таким образом спектры пионов являются первым шагом в расчете функций генерации атмосферных мюонов и нейтрино. Следующим шагом должен стать расчет спектров атмосферных каонов и тяжелых короткоживущих очарованных адронов, которые при высоких и очень высоких энергиях становятся доминирующими источниками мюонов и нейтрино.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наумов В.А., Синеговская Т.С. Элементарный метод решения уравнений переноса нуклонов космических лучей в атмосфере // Ядерная физика. 2000. Т. 63. С. 2020–2028.

2. Naumov V.A., Sinegovskaya T.S. Atmospheric proton and neutron spectra at energies above 1 GeV // Proc. 27 ICRC. Hamburg, 7–15 Aug 2001. P. 4173–4176.

During the process of interaction of cosmic rays with the Earth's atmosphere the fluxes of secondary nucleons, unstable particles like pions, kaons and charmed hadrons are generated. A comparison between observations and

calculations a way of testing the inputs of nuclear cascade models and can furnish valuable information about primary cosmic radiation and about the interactions of hadrons and nucleus at high energies.

The purpose is the calculation of pion differential energy spectra at energy above 1 GeV. The main channel of generation of pions at the atmosphere are interactions of nucleons and pions with nucleus and kaon decays. On the basis of nuclear-cascade model [1–2], one-dimensional approximation, in the absence of geomagnetic effects, the problem of calculating the differential energy spectra of pions  $\pi^{\pm}(E, h, \theta)$  reduces to solving the set of onedimensional transport:

$$\frac{\partial \pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\partial h} = -\frac{\pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + \sum_{i} G_{i\pi^{\pm}}^{int}(E, h) + \sum_{K} G_{K\pi^{\pm}}^{dec}(E, h), \tag{1}$$

where  $i = p, n, \pi^{\pm}, K^{\pm}, K^{0}, \overline{K^{0}}$ ;  $K = K^{\pm}, K_{L}^{0}, K_{S}^{0}$ ;  $\lambda_{\pi}$  – pion interaction length,  $m_{\pi}, \tau_{\pi}, E$  and p are the mass, life time, the energy and momentum of a pion;  $\rho(h, \theta)$  – the air density at the atmospheric depth h and zenith angle;  $G_{i\pi^{\pm}}^{\text{int}}(E, h)$  and  $G_{K\pi^{\pm}}^{\text{dec}}(E, h)$  – the source functions which describe the pion production resulting from interactions of particles i, K and nuclei and kaon decays. The contribution of kaons is small, therefore it's can be taken into account as a correction. Neglecting kaon sources in Eq. (1) the solution of Eq. (1) with the boundary condition  $\pi^{\pm}(E, 0, \theta) = 0$  one may search in the form

$$\pi^{\pm}(E, h, \theta) \stackrel{\sim}{=} \frac{1}{2} \Big[ \Pi^{+}(E, h, \theta) \pm \Pi^{-}(E, h, \theta) \Big].$$

Taking into account approximate isotopic symmetry of  $\pi\pi$  – interactions and neglecting the pion generation in interactions  $K^{\pm} + A \rightarrow \pi^{\pm} + X$  and kaon decays, it is possible to reduce the set of Eqs. (1) to the equations for  $\Pi^{\pm}(E, h, \theta)$ :

$$\frac{\partial}{\partial} \frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{h} = -\frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + G_{N\pi}^{\pm}(E, h) + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \Pi^{\pm}(E/x, h, \theta) \frac{d}{x^{2}}$$
where  $G_{N\pi}^{\pm}(E, h) = \sum_{i=p,n} G_{i\pi^{+}}^{int}(E, h) \pm \sum_{i=p,n} G_{i\pi^{-}}^{int}(E, h),$ 

$$\Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) = \frac{E}{\sigma_{\pi\pi}^{in}(E)} \left[ \frac{d}{x} \frac{\sigma_{\pi^{+}\pi^{+}}(E, E_{0})}{dE} \pm \Theta\left(E_{0} - E_{0}^{\min}\right) \frac{d}{z} \frac{\sigma_{\pi^{+}\pi^{-}}(E, E_{0})}{dE} \right]_{E_{0} = E/x}.$$
(2)

Similar to nucleons, the solutions of (2) can be found with the method discussed in [1, 2]. Basically, the idea of the method consists in reducing the integro-differential transport equation to a nonlinear integral equation with a so-called Z-factor, a quantity that is directly related to the absorption range. Let us introduce

$$Z_{\pi\pi}^{\pm}(E, h, \theta) = \left(\Pi^{\pm}(E, h, \theta)\right)^{-1} \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \Pi^{\pm}(E/x, h, \theta) \frac{d x}{x^{2}},$$
(3)

then Eqs. (2) can be represented in the form

$$\frac{\partial}{\partial} \frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{h} = -\frac{\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\Pi^{\pm}(E, h, \theta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \theta)} + G_{N\pi}^{\pm}(E, h) + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)}Z_{\pi\pi}^{\pm}(E, h, \theta) \quad \Pi^{\pm}(E, h, \theta).$$
(4)

Formal solution of Eqs. (4) is given by

$$\Pi^{\pm}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} dt \ G_{N\pi}^{\pm}(E, h) \exp\left[-\int_{t}^{h} dh' \left(\frac{1 - Z_{\pi\pi}^{\pm}(E, h', \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h', \theta)}\right)\right].$$
(5)

Similar to the nucleon component of hadron cascade [2], pion transport equations can be solved by an iterative procedure with the zero-order approximation  $Z_{\pi\pi}^{\pm(0)}(E, h) = 0$ . In the first approximation, when pions are generated by nucleons and the processes of regeneration and recharge of pions are not taken into consideration, we have

$$\Pi^{\pm(1)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} d h' G_{N\pi}^{\pm}(E, h') \exp\left[-\int_{h'}^{h} dh'' \left(\frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h'', \theta)}\right)\right],$$
(6)

$$Z_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, x, h, \theta) \ dx, \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(1)}(E, x, h, \theta) = \frac{\Pi^{\pm(1)}(E/x, h, \theta)}{x^{2}\Pi^{\pm(1)}(E, h, \theta)}.$$
 (7)

In the next approximation, the processes of regeneration and overcharging of pions are taken into consideration, and for n-th approximation we obtain

$$\Pi^{\pm(n)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{h} d h' G_{N\pi}^{\pm}(E, h') \exp\left[-\int_{h'}^{h} dh'' \left(\frac{1 - Z_{\pi\pi}^{\pm(n-1)}(E, h'', \theta)}{\lambda_{\pi}(E)} + \frac{m_{\pi}}{p\tau_{\pi}\rho(h'', \theta)}\right)\right],$$
(8)

$$Z_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, h, \theta) = \int_{0}^{1} \Phi_{\pi\pi}^{\pm}(E, x) \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, x, h, \theta) dx, \ \eta_{\pi\pi}^{\pm(n)}(E, x, h, \theta) = \frac{\Pi^{\pm(n)}(E/x, h, \theta)}{x^{2}\Pi^{\pm(n)}(E, h, \theta)}.$$
(9)

A comparison of measured and calculated fluxes of cosmic ray hadron component, in particular pion fluxes, can furnish valuable information about primary cosmic radiation and about the interactions of hadrons and nuclei at high energies. Therefore along with the problem of calculation of atmospheric muon and neutrino fluxes the calculation of hadron spectra is of importance.

Pion spectra obtained in that way are the first step in computations of atmospheric muon and neutrino source functions. The next one is the calculation of spectra of kaons and short-lived charmed hadrons, which become the dominant sources of atmospheric neutrinos at high and very high energies.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ МЮОНОВ И ТАУ-ЛЕПТОНОВ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ЯДРАХ

### К.С. Лохтин, С.И. Синеговский

Иркутский государственный университет, Иркутск lohtin@list.ru

## MUONS AND TAU-LEPTON ENERGY LOSS IN LEPTON-NUCLEUS INELASTIC SCATTERING

### K.S. Lokhtin, S.I. Sinegovsky

В работе [1] построена гибридная модель неупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклоне и ядре, в которой хорошо вопроизводились данные коллайдера HERA по неупругому взаимодействию электронов и позитронов с протоном. В настоящей работе на основе этой модели рассчитаны потери мюонов и тау-лептонов в процессах неупругого рассеяния на ядрах в воде. Анализируется роль каждой из компонент гибридной модели, обсуждается вклад процессов с обменом Z<sup>0</sup>-бозоном в области очень высоких энергий, влияние ядерных факторов на структурные функции нуклона, и, в конечном счете, – на величину энергетических потерь.

Как и ожидалось, модель обобщенной векторной доминантности (ОВД) [2] дает предсказания, существенно отличающиеся от результатов гибридной модели, причем отличия эти возрастают с энергией. Так, при энергии 10<sup>9</sup> ГэВ предсказание гибридной модели для энергетических потерь мюона в воде в два раза выше соответствующей величины в модели ОВД. Таким образом, в интервале энергий  $10^5-10^8$  ГэВ модель ОВД уже плохо описывает потери мюонов в веществе. В одном из вариантов расчета ядерные эффекты учитывались для всех  $Q^2$  в схеме, предложенной в работе [3], а в другом эффекты затенения нуклонов в области малых  $Q^2$  учитывались в рамках недиагональной модели ОВД [2]. Такое различие, затрагивающее область малых бьеркеновских x (<  $10^{-3}$ ), приводит к заметному изменению коэффициента средних энергетических потерь мюонов в воде в области энергий  $E>10^6$  ГэВ.

Исследование роли слабого нейтрального тока в энергетических потерях на неупругое рассеяние мюонов и тау-лептонов на ядрах в воде и грунте показало, что эффект различия сечений рассеяния  $\tau$  и  $\tau^+$  велик при сравнительно небольших энергиях ( $10^4-10^5$  ГэВ) и очень больших  $Q^2$  (>  $10^4$  ГэВ<sup>2</sup>): отношение сечений близко к 2. Однако в интеграле, определяющем средние потери энергии, эффект становится практически незаметным, достигая максимума в ~ 0.01 % при энергиях  $E<10^5$  ГэВ для рассеяния  $\tau$ -лептона. Таким образом, вклад слабого нейтрального тока представляет лишь академический интерес: расчет энергетических потерь мюонов и тау-лептонов в неупругом рассеянии на ядрах в воде и стандартном грунте, выполненный в рамках гибридной модели, показал, что практически важен учет именно малых и промежуточных виртуальностей фотона,  $Q^2<6$  ГэВ<sup>2</sup>. Потребности в достаточно точной структурной функции, согласующейся с измерениями в этом кинематическом интервале, обеспечивает реджевская модель СКМТ [4]. Построены параметризации энергетической зависимости потерь мюонов и тау-лептонов в воде и тау-лептонов в наувах ридение потери точной структурной функции, согласующейся с измерениями в этом кинематическом интервале, обеспечивает реджевская модель СКМТ [4]. Построены параметризации энергетической зависимости потерь мюонов и тау-лептонов в воде и грунте в интервале энергий  $10^2-10^9$  ГэВ.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, грант ур.02.01.063 «Университеты России».

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин К.С., Лохтин К.С., Синеговский С.И. Неупругое рассеяние заряженных лептонов на ядрах // Труды VII Конференции молодых ученых. Взаимодействие полей и излучения с веществом: БШФФ-2004. Иркутск: Изд-во ИСЗФ СО РАН, 2004. С. 221–223.

2. Безруков Л.Б., Бугаев Э.В. Эффекты затенения нуклонов в фотон-ядерных взаимодействиях // Ядерная физика. 1981. Т. 33, № 5. С. 1195–1207.

3. Smirnov G.I. Determination of the pattern of nuclear binding from the data on the lepton nucleus deep inelastic scattering // Eur. Phys. J. 1999. V. C10. P. 239–247; hep-ph/9901422.

4. Kaidalov A.B., Merino C., Pertermann D. On the behavior of F2 and its logarithmic slopes // Eur. Phys. J. 2001. V. C 20. P. 301–311.

In Ref. [1], the composite model was constructed to describe inelastic scattering of charged leptons on nucleons and nuclei. The model describes the HERA collider data on  $e^{\pm}p$  inelastic scattering. This composite model is used here for calculation of muon and tau energy loss in inelastic scattering on nuclei of water. The role of the each of model components is analyzed, as well as  $Z^0$  exchange processes at very high energies and the influence of nuclear effects on nucleon structure functions are discussed.

As one supposed, the results of generalized vector meson dominance (GVMD) model [2] differs from the composite model substantially, and this difference grows with energy. At energy  $10^9$  GeV the result of the composite model is twice as much as the corresponding value for GVMD model. Thus at energies  $10^5-10^8$  GeV the GVMD model describes scarcely the muon energy loss in the substance. In one version of the composite model nuclear effects was calculated in the whole range of  $Q^2$  according to scheme, proposed in [3], in the other version of the model shadowing effects at low  $Q^2$  are taken into account according to GVDM. This distinction affects low Bjorken x region ( $x < 10^{-3}$ ) and results in noticeable changing of the muon energy loss in the water at energies  $E > 10^6$  GeV.

The study of the weak neutral current contribution to the energy loss due to inelastic muon-nucleus scattering in water and standard rock reveals that effect, resulting from difference of  $\tau^-$  u  $\tau^+$  cross-sections, is noticeable at comparatively little energies (10<sup>4</sup>–10<sup>5</sup> GeV) and very high  $Q^2$  (> 10<sup>4</sup> GeV<sup>2</sup>). The cross-section ratio in this case is nearly 2. But this effect appears quite negligible in the energy loss integral, both for muons and tau-leptons. Maximum value of the neutral current contribution to the energy loss is something like 0.01 % at energies  $E > 10^5$  GeV for tau-lepton.

Calculation of muons and tau-leptons energy losses in inelastic interaction with nuclei of water and standard rock using composite model showed that just accounting of low and moderate values of  $Q^2$  (< 6 GeV<sup>2</sup>) is essential. Regge model CKMT [4] gives structure function precise enough in the Q<sup>2</sup> range of few GeV<sup>2</sup>. Approximation formulas for the muon and tau energy loss in water and standard rock for wide energy range are presented.

This work supported by the Russian Federation Ministry of Education and Science, the grant ur.02.01.063, "Universities of Russia".

### РОЛЬ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НА ЯДРАХ В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА АТМОСФЕРНЫХ МЮОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

### К.С. Лохтин, С.И. Синеговский

Иркутский государственный университет, Иркутск

lohtin@list.ru

## PART OF THE MUON-NICLEUS INELASTIC SCATTERING IN THE PROPAGATION OF ATMOSPHERIC MUONS THROUGH MATTER

### K.S. Lokhtin, S.I. Sinegovsky

Энергию мюонов как атмосферных, так и рожденных при взаимодействии атмосферных или астрофизических нейтрино с нуклонами вещества можно определять по черенковскому свету частиц каскадных ливней, образуемых мюонами в электромагнитных взаимодействиях и в неупругом рассеянии на ядрах. При высоких энергиях тормозное излучение мюона и его неупругое рассеяние на ядре порождают наиболее мощные ливни. Расчеты показывают [1, 2], что в области малых относительных энергопередач ( $y < 10^{-3}$ ) преобладают ливни за счет образования  $e^+e^-$ -пар, тогда как в интервале  $10^{-2} < y < 1$  доминируют ливни за счет тормозного излучения и ливные неупругим мюон-ядерным рассеянием. Представляет интерес оценка частоты образования каскадных ливней в веществе, рождающихся в мюон-ядерных взаимодействиях при очень высоких энергиях, сравнение предсказаний разных моделей.

В данной работе рассчитаны спектры ливней, образуемых мюонами и тау-лептонами в воде и грунте в процессах неупругого рассеяния на ядрах. Расчет выполнен для двух моделей – гибридной модели неупругого рассеяния лептонов на ядрах [3, 4] и, для сравнения, известной модели фотоядерного взаимодействия мюонов [5]. Гибридная, или двухкомпонентная (2К) модель [4] отвечает разбиению диапазона виртуальностей  $Q^2$  на два интервала: для  $0 < Q^2 < 5 \ \Gamma \Rightarrow B^2$  используется реджевская параметризация [6] структурных функций нуклона, а для  $Q^2 > 5 \ \Gamma \Rightarrow B^2$  расчет базируется на кварк-партонной схеме и партонных распределениях СТЕQ6 [7], полученных из глобального фита экспериментальных данных.

Определим интегральный спектр ядерных ливней, т. е. число ливней в слое толщиной  $\Delta h = h_2 - h_1$  с энергией  $\omega > y_0 E_0$ , образуемых лептоном с энергией больше заданной:

$$S_{\omega}^{n}(E_{0},\theta,\Delta h) = N_{0} \int_{h_{1}}^{h_{2}} dt \int_{E_{0}}^{\infty} dE \quad D_{1}(E,t,\theta) \int_{y_{0}}^{y_{max}} dy \quad \frac{d\sigma_{n}(E,y)}{dy}, \quad (cm^{-2} ce\kappa^{-1} cp^{-1}).$$

Здесь  $d\sigma(E, y)/dy$  – дифференциальное сечение лептон-ядерного рассеяния,  $D_1(E, h, \theta)$  – дифференциальный энергетический спектр лептонов с энергией *E* на глубине *h*, распространяющихся под углом  $\theta$  к вертикали,  $y = \omega/E$  – доля энергии лептона, переданной ливню,  $N_0$  – число ядер в 1 г вещества. При E = 10 ТэВ результаты расчетов ливней от мюонов для двух моделей отличаются незначительно (до 12 %). Однако с ростом энергии отличие результатов резко возрастает: для E = 100 ТэВ оно достигает ~30 %, а при энергии 10<sup>5</sup> ТэВ результат 2К-модели в области больших у в 2.4 раза превышает результат модели фотоядерного взаимодействия. Очевидно, что последняя, удовлетворительно описывая спектры ливней от мюонядерного взаимодействия в воде и грунте при энергиях до 10 ТэВ, становится неприменимой в области более высоких энергий. Аналогичную картину мы видим и для ливней от взаимодействующих с ядрами таулептонов: при E = 10 ТэВ максимальное различие результатов расчетов в двух моделях составляет ~20 %, а при энергии  $E = 10^5$  ТэВ результаты расчета в области больших у отличаются уже в 4.5–5 раз.

Для атмосферных мюонов в воде более полный анализ предполагает новый расчет глубоководных спектров  $D_{\mu}(E, h, \theta)$ , т.е. решение уравнения переноса, в интеграле столкновений которого необходимо заменить сечение фотоядерного взаимодействия вновь рассчитанным сечением [4] неупругого рассеяния мюона на ядре.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, грант ур.02.01.063 «Университеты России».

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин К.С., Синеговский С.И. Электромагнитные и адронные ливни, образуемые атмосферными мюонами в воде // Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике, Физика волновых процесов: 17–22 сент. 2001. Иркутск, 2001. С. 42.

2. Кузьмин К.С. Спектры электромагнитных и ядерных ливней, образуемых мюонами космических лучей в веществе // Вестник Иркутского университета: Материалы ежегодной научно-теоретической конференции молодых ученых. Иркутск: Иркутский ун-т, 2001. С. 170–171.

3. Кузьмин К.С., Лохтин К.С., Синеговский С.И. Неупругое рассеяние заряженных лептонов на ядрах // Труды VII Конференции молодых ученых. Взаимодействие полей и излучения с веществом: БШФФ, 13–18 сент. 2004. Иркутск, 2005. С. 221–223.

4. Kuzmin K.S., Lokhtin K.S., Sinegovsky S.I. Charged lepton-nucleus inelastic scattering at high energies // Intern. J. Mod. Phys. A. 2005. V. 20 (in press); hep-ph/0412377.

5. Безруков Л.Б., Бугаев Э.В. Эффекты затенения нуклонов в фотон-ядерных взаимодействиях // Ядерная физика. 1981. Т. 33, № 5. С. 1195–1207.

6. Kaidalov A.B., Merino C., Pertermann D. On the behavior of  $F_2$  and its logarithmic slopes // Eur. Phys. J. 2001. V. C 20. P. 301–311; hep-ph/0004237.

7. Pumplin J., Stump D.R., Huston J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analyses // J. High Energy Phys. 2002. V. 0207, 012. P. 1–46; hep-ph/0201195.

Energy both of atmospheric muons and atmospheric or astrophysical neutrino induced muons can be derived from Cerenkov radiation of cascade shower particles generated in electromagnetic interactions of muons as well as in inelastic muon-nucleus scattering. At very high energies The bremsstrahlung and inelastic scattering produce power cascades of particles. It was shown in [1, 2], that for low energy transfer ( $y < 10^{-3}$ ) showers from direct pair production dominatel, while for the  $10^{-2} < y < 1$  range the bremsstrahlung and inelastic scattering showers dominate. Estimations of the shower rate generated in muon-nuclei interactions at very high energies as well as the comparison of different model predictions seem to be of interest.

In this work, we compute spectra of cascade showers generated in inelastic scattering of muons and taus passing through layers of water and standard rock. Calculations performed using two models, the hybrid model for lepton-nuclear inelastic scattering [3, 4] and the well known photonuclear interaction model [5]. In the hybrid (two-component, 2K) model [4], the Regge parametrization [6] of the nucleon structure function is used for the range  $0 < Q^2 < 5$  GeV<sup>2</sup>, and for  $Q^2 > 5$  GeV<sup>2</sup> quark-parton based scheme and the global fit CTEQ6 [7] of parton distribution functions was applied.

Let us define the integral spectrum of nuclear showers as a number of showers with energy  $\omega > y_0 E_0$  in a layer  $\Delta h = h_2 - h_1$  produced by lepton with energy  $E > E_0$ :

$$S_{\omega}^{n}(E_{0},\theta,\Delta h) = N_{0} \int_{h_{1}}^{h_{2}} dt \int_{E_{0}}^{\infty} dE \quad D_{1}(E,t,\theta) \int_{y_{0}}^{y_{\text{max}}} dy \quad \frac{d\sigma_{n}(E,y)}{dy}, \quad (\text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}\,\text{sr}^{-1}).$$

Here  $d\sigma(E, y)/dy$  is the differential lepton-nucleus inelastic scattering cross-section,  $D_1(E, h, \theta)$  – the differential energy spectrum of the lepton at depth of *h* under zenith angle close to  $\theta$ ,  $y = \omega/E$  – the lepton energy portion transferred to the cascade,  $N_0$  – number of nuclei per gramme.

For E = 10 TeV results of the two models differ slightly, ~12 % but for higher energies the discrepancy grows sizeably, up to 30 % at  $E = 10^2$  TeV and up by a factor 2.4 at  $E = 10^5$  TeV for large values of y. We have similar results for showers generated by tau-nuclear interactions: at E = 10 TeV the discrepancy of the models is close to 20 % and that grows by factor 4.5–5 at  $E = 10^5$  TeV.

Thorough studies of atmospheric muons underwater imply calculations for deep-water spectra  $D_{\mu}(E, h, \theta)$ , that is the solving anew of transport equation with using the cross-section [4] of muon-nuclear inelastic scattering.

This work supported by the Russian Federation Ministry of Education and Science, the project ur.02.01.063, "Universities of Russia".

## ГАММА-ВСПЛЕСК ПРИ ВЫХОДЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ГИПЕРНОВОЙ ЗВЕЗДЫ

### В.В. Марченко, Б.И. Гнатык

Астрономическая обсерватория КНУ, Киев, Украина marv@observ.univ.kiev.ua

# GAMMA-RAY FLASH FROM RELATIVISTIC SHOCK BREAK OUT AT THE SURFACE OF HYPERNOVA STAR

## V.V. Marchenko, B.I. Hnatyk

Широкий спектр астрофизических явлений связан с взрывами звезд и выходом на поверхность звезды ударной волны. В частности, наиболее популярная модель для длительных гамма-всплесков связана с взрывами массивных звезд – гиперновых [1] или коллапсаров [2].

Теория связи гамма-всплесков с взрывами звезд получила первое наблюдательное доказательство, когда сразу после открытия гамма-всплеска GRB 980425 в его окресностях была замечена необычная суперновая SN 1998bw, которая была в 20–30 раз мощнее суперновых подобного класса. Такой класс суперновых получил название гиперновых.

Движение ударной волны во внешних областях звезды определяется преимущественно профилем плотности вещества в оболочке звезды, и при достаточно большом градиенте ударная волна может ускоряться до релятивистских скоростей. В свою очередь, при выходе на поверхность звезды ударная волна ускоряет часть вещества оболочки звезды до релятивистских скоростей. Взаимодействие ускоренных релятивистских частиц с газом околозвездной среды приводит к генерации гамма квантов и нейтрино.

В работе исследована гидродинамика выхода релятивистской ударной волны на поверхность Гиперновой звезды [3]. Рассчитаны характеристики гидродинамически ускоренной внешней оболочки звезды (энергетический спектр ускоренных частиц и пр.). Для исследования движения релятивистской ударной волны использовался приближенный аналитический метод, использованный в [4].

Рассмотрено взаимодействие ускоренных частиц оболочки звезды с межзвездным веществом, в частности анализировалась генерация гамма-квантов в результате неупругих р–р-взаимодействий. Эти взаимодействия приводят к рождению нейтральных пионов, которые распадаются на гамма-кванты. Оценены параметры потока гамма-излучения и возможность его детектирования современными и будущими космическими миссиями.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Paczynski B. Are gamma-ray bursts in star-forming regions? // Astrophys. J. 1998. V. 494. P. L45.

2. MacFadyen A. I., Woosley S. E. Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in «Failed Supernovae» // Astrophys. J. 1999. V. 524. P. 262.

3. Tan J.C., Matzner C.D., McKee C.F. Trans-relativistic blast waves in supernovae as gamma-ray burst progenitors // Astrophys. J. 2001. V. 511. P. 946.

4. Berezinsky V. S., Blasi P., Hnatyk B. I. A new mechanism for gamma-ray bursts in SN type I explosions. I. Weak magnetic field // Astrophys. J. 1996. V. 469. P. 311.

A wide variety of astrophysical events are connected with stare explosions. The current opinion connects the nature of long gamma-ray bursts (GRBs) with death of massive star - Hypernova [1] or collapsar [2].

The observational evidences of the connection between GRBs and SNe include a few cases, starting from GRB 980425, when an unusual Type Ic Supernova was revealed in the error box of this GRB. This Supernoa was 20-30 times more powerful than usual so it was called Hypernova.

The motion of shock wave in outermost layers of the star is influenced mostly by the density profile of star envelope and in some cases the shock wave can become relativistic. After break out some amount of stellar matter is accelerated to relativistic velocities and due to interaction with circumstellar matter the gamma radiation and neutrino are generated.

The observational signatures of relativistic shock break-out at the surface of Hypernova star [3] are investigated. The motion of relativistic shock wave in the outer layers of the stellar envelope can be described by an analytical approximation proposed in [4].

The interaction of accelerated particles with the particles of circumstellar medium is considered. Particularly we analysed a gamma-ray flash as a result of inelastic proton-proton collisions. The parameters of the flash are calculated and conditions of its detection are estimated.

## ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ В ТРИПЛЕТАХ И ГРУППАХ

### О.В. Мельник

Астрономическая обсерватория КНУ, Киев, Украина melnykov@observ.univ.kiev.ua

### INTERACTING GALAXIES IN TRIPLETS AND GROUPS

#### **O.V. Melnyk**

Вопрос о природе взаимодействующих галактик был затронут еще в конце 50-х гг. Воронцовым-Вельяминовым, Арпом и другими авторами. Согласно Воронцову-Вельяминову к взаимодействующим галактикам относятся следующие объекты: погруженные в общую светящуюся оболочку; взаимопроникающие; с нарушением формы (асимметрия, наличие хвостов и перемычек).

В этой работе мы рассмотрели некоторые наблюдательные, кинематические и вириальные характеристики взаимодействующих галактик в триплетах и группах из каталога Воронцова-Вельяминова и др. [1]. Этот каталог содержит 2014 взаимодействующих галактик и является объединением и продолжением двух предыдущих частей каталога, которые были опубликованы Воронцовым-Вельяминовым в 1959 и 1977 г. Мы выбрали из каталога [1] системы, которые классифицированы по типу взаимодействия как гнезда «N» или цепочки «Ch» с количеством членов три и более и с известными лучевыми скоростями. Таким образом, выборка содержит 87 взаимодействующих галактик, содержащих от трех до восьми компонентов.

Для 87 взаимодействующих галактик в группах мы получили медианные характеристики средней лучевой скорости  $\langle V_{LG} \rangle = 7673$  км/с, средней квадратичной скорости  $S_v = 166$  км/с, среднего гармонического радиуса  $R_h = 29$  кпк, безразмерного времени пересечения системы в единицах Хаббловского времени  $\tau = 0.03$ , вириальной массы  $M_{vir} = 2.29 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ , светимости группы  $L = 7.53 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  и отношения вириальной массы к светимости  $M_{vir}/L = 33M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Высокое значение средней квадратичной скорости характерно для групп разной численности с  $M_{vir}/L$  более  $40M_{\odot}/L_{\odot}$ . Разброс значений  $M_{vir}/L$  с населенностью группы уменьшается, а медианы увеличиваются. Значение  $M_{vir}/L$  сильно зависит от средней квадратичной скорости и не зависит от среднегармонического радиуса группы. Некоторые триплеты имеют высокое значение средней квадратичной скорости – более 300 км/с, что характерно для групп, состоящих из 4–8 членов. Эти триплеты могут находиться в скоплениях и/или у них существуют более отдаленные спутники на расстоянии нескольких радиусов группы. Возрастание отношения масса/светимость с возрастанием средней квадратичной скорости галактик группы и количеством членов может быть вызвано и селекционными эффектами, поскольку существует зависимость между  $S_v$  и  $< V_{LG} >: 1gS_v = 0.821g < V_{LG} > - 1.03.$ 

Мы также сравнили некоторые характеристики взаимодействующих триплетов с тремя другими выборками: триплетами Местного Сверхскопления [2] ( $V_{LG} < 3000$  км/с), Широкими триплетами [3], объединенной выборкой Северных и Южных триплетов ( $S_v \le 300$  км/с) [4, 5]. Взаимодействующие галактики, Северные и Южные триплеты, имеют наименьшие значения среднегармонического радиуса и времени пересечения системы, в течение которого они уже могли достичь вириального равновесия. Триплеты Местного Сверхскопления и Широкие являются динамически молодыми системами. Медианные значения отношения вириальной массы к светимости для этих систем сильно различаются. Данные отличия можно объяснить использованием различных методов отбора галактик в группы.

Взаимодействующие галактики в триплетах (N = 42 с  $S_v \le 300$  км/с) показывают наименьшее отношение масса/светимость ( $M_{vir}/L = 19M_{\odot}/L_{\odot}$ ) по сравнению с другими выборками и наибольшее количество активных галактик с ультрафиолетовым избытком. Данные результаты можно объяснить следующими причинами: 1) в этих системах наблюдается активное звездообразование; 2) взаимодействующие галактики могут иметь меньшие гало по сравнению с нормальными галактиками вследствие слияния и перераспределения материи между галактиками.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vorontsov-Velyaminov B.A., Noskova R.I., Arkhipova V.P. The catalog of interacting galaxies by Vorontsov-Velyaminov // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2001. V. 20. P. 717–959.

2. Вавилова И. Б., Караченцева В. Е., Макаров Д.И., Мельник О. В. Триплеты галактик Местного Сверхскопления. І. Кинематические и вириальные свойства // Кинематика и физика небесных тел. 2005. № 1.

3. Трофимов А.В., Чернин А.Д. Широкие триплеты галактик и проблема скрытых масс // Астрон. журн. 1995. Т. 72, № 3. С. 308–317.

4. Караченцева В.Е., Караченцев И.Д., Щербановский А.Л. Изолированные триплеты галактик І. Список // Известия САО. 1979. Т. 11. С. 3.

5. Karachentseva V.E., Karachentsev I.D.. Souhern Isolated galaxy Triplets // Astronomy Reports. 2000. V. 44, N 8. P. 501-522.

The problem of interacting galaxies nature was first discussed in the late 1950s by Vorontsov-Velyaminov, Arp and other authors. According to Vorontsov-Velyaminov, the interacting galaxies are peculiar objects with tails and bridges, in contact or nearly in contact, surrounded with a common luminous haze and merging galaxies.

We considered some observational, kinematical and virial properties of interacting galaxies in triplets and groups by using the Catalog of Interacting Galaxies by Vorontsov-Velyaminov (2001) [1]. Actually, the catalog [1] is a revised and updated version of its two earlier editions published in 1959 and 1977. It contains 2014 interacting galaxies. From the Catalog [1], we selected 87 interacting galaxies that Vorontsov-Velyaminov classified as the nests "N" or chains "Ch" with known radial velocities. Galaxy systems in our sample contain 3 to 8 members in each group.

We obtained the median characteristics of 87 interacting galaxies in groups: mean group radial velocity  $\langle V_{LG} \rangle =$  7673 km/s, dispersion of galaxy velocities with respect to the center  $S_v = 166$  km/s, mean harmonic projected distance  $R_h = 29$  kpc, dimensionless crossing time of the system expressed in units of the Hubble time  $\tau = 0.03$ , virial mass  $M_{vir} = 2.29 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ , group's luminosity  $L = 7.53 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  and virial mass-to-luminosity ratio  $M_{vir}/L = 33M_{\odot}/L_{\odot}$ .

High velocity dispersion relates to the groups with mass-to-light ratio above  $40M_{\odot}/L_{\odot}$ . The range of mass-toluminosity values decreases as group members increase in number, while the median values become higher. Virial mass-to-luminosity value depends highly on velocity dispersion and is invariant with harmonic radius. Some triplets have high velocity dispersion of above 300 km/s such as the groups with 4–8 members. These triplets are possibly not quite isolated and may have small satellites within a radius of few groups. Increasing mass-to-luminosity ratio as group number and velocity dispersion increase could be also attributable to the selection effect, because velocity dispersion is dependent on mean group radial velocity:  $\lg S_v = 0.82 \lg \langle V_{LG} \rangle - 1.03$ .

Then, we took some samples of triple systems and compare their properties Interacting triple galaxies in the Catalog by Vorontsov-Velyaminov and triple systems in other samples: Local Supercluster [2] (radial velocities under 3000 km/s); sample of Wide triplets [3], united samples of isolated North and South triplets ( $S_{\nu} \leq 300 \text{ KM/c}$ ) [4, 5]. The interacting galaxies and the North and South triplets have both crossing time and harmonic radius small enough to attain their virial equilibrium. Triplets of Local Supercluster and Wide triplets are dynamically young systems. The median values of virial mass-to-luminosity ratios for these samples are quite different. The deterrence may stem from the selection criterion for groups.

The interacting galaxies in triplets (N = 42 with  $S_v \le 300$  km/s) show the smallest mass-to-luminosity ratio ( $M_{vir}/L = 19M_{\odot}/L_{\odot}$ ) when compared to other samples and excess of active galaxies with UV-continuum. We can explain this result by the following reasons: 1) active starformation in these systems, 2) they may have a halo smaller than that in normal galaxies due to merging.

## ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ВРЕМЕННОЙ КАЛИБРОВКИ БАЙКАЛЬСКОГО НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА НТ-200+

## Т.И. Гресс, Р.Р. Миргазов, А.С. Немоляев

НИИ прикладной физики ИГУ, Иркутск tigress@api.isu.ru

## NT-200+ BAIKAL NEUTRINO TELESCOPE LAZER SYSTEM OF TIME CALIBRATION

### T.I. Gress, R.R. Mirgazov, A.S. Nemoljaev

Весной 2005 г. завершены работы по увеличению эффективного объема Байкальского глубоководного нейтринного телескопа HT-200 более чем в сто раз для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий. Для этого развернуты три дополнительные гирлянды с оптическими модулями, которые расположены в вершинах треугольника на расстоянии 100 м от HT-200, находящегося в центре. Новая установка получила название HT-200+. Основной информацией для восстановления событий являются времена срабатывания оптических модулей установки при попадании на них черенковских фотонов от мюонов и каскадных ливней, порожденных нейтрино.

Одной из наиболее трудных экспериментальных задач, стоявших при проектировании Нейтринного телескопа HT-200+, было создание системы временной синхронизации с точностью порядка наносекунды измерительных каналов установки, расположенных глубоко под водой на значительном (более 100 м) расстоянии друг от друга. Поскольку конфигурация установки не позволяет осуществлять синхронизацию каналов HT-200 и внешних гирлянд с помощью сигналов, передаваемых по кабелям, было предложено проводить измерения временных сдвижек каналов (рассогласований временных трактов) путем регистрации световых вспышек, создаваемых находящимся в пределах эффективного объема установки лазером. Для практической реализации этой идеи необходимо было определить оптимальное положение лазера, чтобы при минимальной мощности засвечивались все каналы установки. Причем, даже до самых дальних от лазера каналов должны доходить фотоны, не испытавшие существенной задержки за счет рассеяния по пути от лазера до оптических модулей, а для ближних каналов засветка не должна быть чрезмерной. При проектировании системы лазерной синхронизации необходимо было также учесть технические возможности и реализуемость тех или иных вариантов размещения лазера и создания кабельных линий для его электропитания и управления режимами работы.

С учетом приведенных выше обстоятельств лазер системы синхронизации Нейтринного телескопа HT-200+ размещен на буйковой станции, расположенной в середине отрезка между двумя внешними гирляндами на глубине 1300 м. Для синхронизации используется азотный лазер с длиной волны 337.1 нм. Число фотонов в импульсе порядка 10<sup>13</sup>, его ширина около 0.5 нс. Для изменения числа фотонов используется вращаемый шаговым двигателем диск с поглотителями, что позволяет ступенчатым образом уменьшать число фотонов до 0.3 % от максимального их числа. Для сдвига фотонов в область окна прозрачности байкальской воды азотный лазер возбуждает лазер на красителе с максимумом излучения на длине волны 475 нм. Далее световой импульс конвертируется в изотропный с помощью специального рассеивающего устройства.

Устройство управления питанием калибровочного лазера создано на базе гидрологического контроллера. Оно распознает команды включения и выключения по шине данных. Коммутация калибровочного лазера осуществляется контроллером по команде с береговой ЭВМ. Рабочий цикл происходит в два основных этапа: передача команды от береговой ЭВМ гидрологическому контроллеру; фиксация команды в памяти устройства и коммутация калибровочного лазера посредством высоковольтного оптического реле.

In spring 2005 year the effective volume of Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope NT-200 was increased more then in 100 times for super-high energy neutrino detection. Three additional strings with optical modules were deployed in triangle corners at the distance 100 m from the NT-200 located in triangle center. New installation has got a name NT-200+. Main information for the events reconstruction are times when the optical modules are hit by the Cherenkov photons from muon or cascade showers generated neutrino.

Time synchronization of different channels of NT-200+ with accuracy of order one nanosecond is one of the most difficult experimental problems. The channels are situated deep underwater at significant (more than 100 m) distances one from other and from technical point of view it is impossible to use any cable lines for synchronization. So, it was proposed to use the laser light flashes to measure time delays in different channels. For practical realization of this idea it was necessary to determine an optimum position of the laser.

Taking into account the results of analysis the laser was installed on a string that located half between two external strings at the depth 1300 m. Nitric laser with the wavelength 337.1 nm is used for synchronization. Number of photons in the pulse is an order  $10^{13}$ , its width near 0.5 ns. The disk with the absorbers is used reduce a number of photons from 100% up to 0.3 % from maximum their numbers. To shift the photons wavelength in the Baikal water transparency window the light pulse of nitric laser pumps a dye laser with emission maximum at wavelength 475 nm. After light pulse is converted into isotropic by means of the special diffusion device. Power control module of calibration laser was designed on the base of hydrological controller. It is recognize commands of switching on and off on the data bus. Switching of calibration laser is realized by the controller on the PC command from shore. Working cycle consists from two main stages: the send of command from PC to hydrological controller; the writing command into memory of device and commutation of calibration laser by high-voltage photo-relay.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

## Н.М. Буднев, А.А. Кочанов, Р.Р. Миргазов, А.А. Павлов, <u>Г.Л. Паньков</u>, Л.В. Паньков.

НИИ прикладной физики ИГУ, Иркутск pgeorg@api.isu.ru

# STUDY OF BACKGROUND CONDITIONS FOR ACOUSTIC DETECTION OF HIGH ENERGY NEUTRINO IN THE LAKE BAIKAL

### N.M. Budnev, A.A. Kochanov, R.R. Mirgazov, A.A. Pavlov, G.L. Pankov, L.V. Pankov

Регистрация акустических сигналов от каскадных ливней является одним из возможных путей поиска нейтрино сверхвысоких энергий от астрофизических источников. В предположении, что основной механизм генерации акустических сигналов каскадными ливнями, рождающимися при взаимодействии нейтрино сверхвысоких энергий с водой, – термоакустический, создаваемые ими импульсы давления должны иметь биполярную форму длительностью порядка нескольких десятков микросекунд. Основная сложность практической реализации этого метода состоит в том, что в любом природном водоеме присутствует значительный акустический фон, создаваемый другими многочисленными источниками.

Для определения амплитудно-временных характеристик высокочастотных акустических шумов в озере Байкал как фона для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий в НИИПФ ИГУ разработан двухканальный глубоководный автономный цифровой прибор. Измерительная система прибора изготовлена на базе флэш-микроконтроллера – (MCU) MSP430F149 фирмы «Texas Instruments», в состав которого входит 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь с максимальной частотой преобразования 200000 выборок в секунду и многоканальный аналоговый мультиплексор. Для хранения информация записывается на внутреннюю память емкостью 1 Гбайт.

Результаты выполненных измерений показали, что самым мощным источником акустического шума на Байкале является лед, точнее треск льда. Средняя величина звукового давления в полосе частот 1–50 кГц в период, когда озеро покрыто льдом, составляет 0.1–0.2 Па, что в несколько раз больше, чем соответствующая величина во время, когда льда на Байкале нет. Интегральный уровень природных шумов в Байкале слабо зависит от глубины, его минимальная величина среднеквадратичного отклонения акустического давления находится на уровне 10 мПа. Спектральная плотность мощности шумов при стабильных условиях, как правило, на всех глубинах практически равномерно уменьшается на 5–6 дБ с ростом частоты на октаву в частотном диапазоне 1–50 кГц. В Байкале встречаются шумовые импульсы с самой разной формой, амплиту-

дой, длительностью, интервалами времени между сменой знака акустического давления. Наблюдается значительное число коротких (длительностью от 10 мкс) импульсов, в том числе биполярных, форма которых похожа на ожидаемую для акустических сигналов от каскадных ливней в воде, а амплитуда на несколько стандартных отклонений превышает средний уровень шума в данный момент времени. Как показали результаты корреляционного анализа, большая часть таких коротких импульсов возникает в результате интерференции акустических волн. Однако не исключено, что некоторые из зарегистрированных коротких импульсов были порождены квазилокальными источниками звука.

The detection of the acoustic signals from the showers is one of the possible ways to search high energy neutrino from astrophysical sources. Suggesting that main mechanism of production of acoustic signals by showers is thermoacoustic, the pulses must have a bipolar form and duration about tens microseconds. The main problem of the method is extraction of neutrino induced acoustic signals from background, which exist in any natural water basin due to other multiple sources.

In the Applied Physic Institute of Irkutsk State University the two channels deep underwater autonomous digital instrument was designed for study of time- amplitude characteristics of high frequency acoustic noise in the Lake Baikal. The flash-microcontroller MSP430F149 (made by Texas Instruments Company) with 12-bit ADC is used to digitize the signals from both hydrophones with the frequency up to 200000 samples per second maximum. The information is storaged into 1 Gb flash card. The results of measurements show that ice is the most powerful source of the acoustic noise in Lake Baikal. The average value of an acoustic pressure in the frequency diapason 1–50 kHz is about 0.1–0.2 Pa in time, when the Lake is covered by ice. It is in several times more, than one for time without ice. The value of integral acoustic noise in the Lake Baikal weakly depends on depth and its minimum value is about 10 mPa. Under stable conditions spectrum power density, as a rule, at all depths decreases on 5–6 dB when frequency increase in two times in the frequency range 1–50 kHz. A number of acoustic pulses including bipolar one with the most different form, amplitude, duration, time interval between changing of a sign of acoustic pressure are observed in the Lake Baikal As well, there are many short (duration from 10 mks) pulses, which form is similar one for acoustic signals from shower and amplitude is some standard deviation of background of acoustic noise at the moment. The correlation analyze shows, that main part of such short pulses appears as a result of interferences of acoustic waves. However, not excluded, that some of them were generated by quasilocal acoustic sources.

## ПРИБОР ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ КАСКАДНЫХ ЛИВНЕЙ, ОБРАЗОВАННЫХ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

### Н.М. Буднев, А.А. Кочанов, Р.Р. Миргазов, А.А. Павлов, <u>Г.Л. Паньков</u>, Л.В. Паньков

НИИ прикладной физики ИГУ, Иркутск pgeorg@api.isu.ru

## THE DEVICE FOR ACOUSTIC DETECTION OF SHOWERS PRODUCED BY THE ULTRA HIGH ENERGY NEUTRINO

### N.M. Budnev, A.A. Kochanov, R.R. Mirgazov, A.A. Pavlov, G.L. Pankov, L.V. Pankov

В настоящее время в мире существует лишь два крупных детектора нейтрино высоких энергий. Это установка AMANDA и Байкальский глубоководный нейтринный телескоп HT-200+, введенный в эксплуатацию в 2005 г. после развертывания трех дополнительных гирлянд с фотоприемника, которые расположены в вершинах треугольника, в центре которого находится построенный ранее нейтринный телескоп HT-200. Оба основаны на регистрации черенковского излучения от мюонов и каскадных ливней, порожденных нейтрино. В настоящий момент эффективный объем нейтринного телескопа HT-200+ составляет 10<sup>7</sup> кубических метров. Однако дальнейшее увеличение эффективного объема телескопа ведет к огромным техническим и материальным затратам.

Идея акустической регистрации нейтрино сверхвысоких энергий восходит к работе Г.А. Аскарьяна 1957 г. Потенциальные возможности метода связаны с тем, что поглощение акустических волн в воде значительно меньше, чем поглощение черенковского излучения. В особенности это относится к пресной воде, где длина затухания ультразвука с частотой порядка 50 кГц превышает километр. Второе обстоятельство, которое благоприятствует возможности регистрации акустических сигналов на расстоянии в сотни метров и даже несколько километров от каскадных ливней, состоит в том, что амплитуда импульсов от ливней в ближней зоне уменьшается только как корень из расстояния, а в дальней – обратно пропорционально расстоянию от ливня. Поэтому, в принципе, глубоководный акустический детектор нейтрино сверхвысоких энергий может содержать значительно меньшее число измерительных каналов, чем черенковский детектор при том же эффективном объеме. Если предположить, что основной механизм генерации акустических сигналов каскадными ливнями – термоакустический, создаваемые ими импульсы давления должны иметь биполярную форму.

В докладе представлено описание созданного в НИИПФ ИГУ глубоководного многоканального прибора для акустической регистрации каскадных ливней, образованных нейтрино сверхвысоких энергий, а также

приводятся результаты первых натурных измерений, выполненных в марте-апреле 2005 г. Прибор работает в трех режимах:

1) непрерывный мониторинг статистических параметров шумов;

2) непрерывный поиск сигналов заданной структуры и восстановление местоположения источников принятых сигналов;

3) запись непрерывного фрагмента данных при поступлении управляющего сигнала от нейтринного телескопа HT-200+.

Испытания прибора проводились на озере Байкал в зимний период на глубине около 100 м. Гидрофоны прибора были расположены в вершинах правильной четырехгранной пирамиды с ребром порядка 144 см. С гидрофонов сигнал поступал на 16-разрядное дельта-сигма-АЦП, которое управлялось с помощью мини-компьютера (Celeron-400, 256 Mб). В зависимости от текущего режима работы производилась первичная обработка данных, после чего результаты по TCP/IP-протоколу отправлялись через DSL-модем на поверхность. Измерения проводилась в течение нескольких суток как в ночное время, так и днем. Были получены данные в режиме эмуляции совместной работы с телескопом, а также набрана статистика по результатам поиска биполярных импульсов в окружающем шуме.

At present there are only two large arrays for high energy neutrino detection: AMANDA and Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope NT-200+. The last was put into operation in 2005 year after a deployment of three additional strings with optical modules, which situated in corners of triangle around Neutrino telescope NT-200 in the center. Both arrays detect Cherenkov light of muons and showers, produced by neutrino. At this moment effective volume of Neutrino Telescope NT-200+ is about 10<sup>7</sup> cubic meters. Further increasing of an optical neutrino telescope effective volume leads to enormous technical and material problems.

The idea of the acoustic detection of high energy neutrino was proposed by G.A. Askarian in 1957. The acoustics pulse from shower must have a bipolar form. Advantage of the method are connected with two circumstance: absorption of acoustic waves in water far less compare with Cherenkov radiation one (in particularities, this is important for fresh water, where an absorption length of acoustic waves with a frequency of order 50 kHz exceeds a kilometer), the second, at near wave zone an amplitude of acoustic signal decreases as  $1/\sqrt{R}$ , where R is a distance from shower and as 1/R in far wave zone. So, a high energy neutrino deep underwater acoustic detector can contain many times smaller number of measurement channels compare with Cherenkov one with the same efficient volume.

In the report we present the special instrument for detection of acoustic signals from neutrino produced showers. The instrument was designed in Applied Physic Institute of Irkutsk State University and tested in March 2005 year on the Lake Baikal. The instrument operates in three modes:

- 1. The long-term monitoring of statistical parameters of a background;
- 2. Search for acoustic signals with definite signature and reconstruction of its sources location;
- 3. Storage of data frame after receiving a trigger signal from Neutrino Telescope NT-200+.

Test of an instrument was done on the Lake Baikal from ice cover at depth 100 m. Four hydrophones of the instrument were set in the corners of the tetrahedral pyramid with the side of order 144 cm. The hydrophone's signals were digitized with 16 bit delta-sigma ADC, which was controlled by means of minicomputer (Celeron 400MHz, 256 Mb). The preprocessing analysis of data were done for different operation mode in situ and results were send to the surface using the TCP/IP protocol with help the DSL modem. Measurements were done during several days, both at a night and day time.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СТЕКЛОВАНИЯ АРГОНА МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

### А.Н. Парфенов, Ш.Б. Цыдыпов, Д.С. Сандитов, Ю.В. Аграфонов, А.С. Нестеров

Бурятский государственный университет, Улан-Удэ ivc\_mltrid@bsu.ru

### MOLECULAR DYNAMICS SIMULATION OF ARGON GLASS TRANSITION

### A.N. Parfenov, S.B. Tsydypov, D.S. Sanditov, Yu.V. Agrafonov, A.S.Nesterov

За последние два-три десятилетия появилась серия работ по численному моделированию процесса стеклования простых жидкостей с потенциалом межмолекулярного взаимодействия, описываемым уравнением Леннарда-Джонса. Одним из интересных результатов этих исследований является расщепление второго максимума радиальной функции распределения на два пика при вполне определенной температуре, которая может быть интерпретирована как температура перехода жидкость-стекло. В самом деле, данное расщепление второго максимума отражает размывание вероятностного распределения атомов в пространстве второй координационной сферы, что вполне логично связать с процессом аморфизации. Тем более, признак аморфного состояния в области второго максимума функции распределения подтверждается натурными экспериментами по нейтронному и рентгеновскому рассеянию.

В настоящей работе вводится флуктуационный объем жидкости и аморфных сред, обусловленный смещениями атомов из равновесных положений в результате тепловых флуктуаций. Определенный таким обра-

зом флуктуационный объем сравнивается с аналогичной величиной в модели возбужденного состояния. С помощью метода молекулярной динамики по температурной зависимости доли этого объема находится точка стеклования аргона. Дается сравнение полученной температуры стеклования с температурой расщепления второго максимума радиальной функции распределения.

Температура, начиная с которой наблюдается расщепление второго максимума радиальной функции распределения аргона на два пика, совпадает с температурой стеклования, полученной по температурной зависимости флуктуационного объема.

For last two-three decades a series of works on computer simulation of glass transition of simple liquids with the potential of intermolecular interaction described by Lennard–Jones equation has appeared. One of interesting results of these researches is splitting the second maximum of radial distribution function to two peaks at quite certain temperature that may be interpreted as temperature of liquid-glass transition. Really, the given splitting of the second maximum reflects "erosion" of distribution of atoms in space of the second coordination sphere, it is quite logical to connect this fact with process of amorphicity. Especially the attribute of an amorphous condition in the field of the second maximum of function of distribution proves to be true natural experiments on neutron and X-ray dispersion.

In the present work fluctuation volume of a liquid and the amorphous environments is determined, caused by displacement of atoms from equilibrium positions as a result of thermal fluctuations. With the help of molecular dynamics method on temperature dependence of a share of this volume a point of argon glass transition was found. Comparison of the received temperature of glass transition with temperature of splitting of the second maximum of radial distribution function is given.

The temperature, since which splitting the second maximum of argon radial distribution function on two peaks is observed, coincides with temperature of glass transition, received on temperature dependence of fluctuation volume.

## МОДЕЛЬ ШУМОВ В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ КАК ФОНА ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

### А.Л. Пахорукова

Иркутский государственный университет, Иркутск nbudnev@api.isu.ru

## MODEL OF ACOUSTIC NOISE IN THE LAKE BAIKAL AS BACKGROUND FOR ACOUSTIC DE-TECTION OF SUPER HIGH ENERGY NEUTRINO

### A.L. Paharukova

Регистрация акустических сигналов от каскадных ливней является одним из потенциально возможных методов изучения нейтрино сверхвысоких энергий от астрофизических источников. Потенциальные возможности метода связаны с тем, что поглощение акустических волн в воде значительно меньше, чем поглощение черенковского излучения. В особенности это относится к пресной воде, где длина затухания ультразвука с частотой порядка 50 кГц превышает километр. Второе обстоятельство, которое благоприятствует возможности регистрации акустических сигналов на расстоянии в сотни метров и даже в несколько километров от каскадных ливней, состоит в том, что амплитуда импульсов от ливней в ближней зоне уменьшается только как корень из расстояния, а в дальней – обратно пропорционально расстоянию от ливня. Поэтому, в принципе, глубоководный акустический детектор нейтрино сверхвысоких энергий может содержать значительно меньшее число измерительных каналов, чем черенковский детектор при том же эффективном объеме. Возможность практической реализации идеи акустической регистрации зависит как от величины сигнала, возникающего при взаимодействии нейтрино или другой частицы сверхвысокой энергии с водой, так и от характеристик акустических шумов в данном водоеме. Фактически сама возможность (или невозможность) акустической регистрации нейтрино высоких энергий и энергетический порог регистрации определяются возможностью (или невозможностью) выделения сигналов от каскадных ливней из шумов, создаваемых другими источниками.

Наиболее мощные источники акустических шумов: волны, ветер, дождь, лед, судоходство и т.д. – находятся в поверхностном слое. Для оценки шумового фона в толще озера приповерхностные источники шума в хорошем приближении могут быть заданы в виде равномерно распределенных некоррелированных элементарных источников звука с частотной характеристикой, падающей на k децибел на октаву (как правило, k = 5-6) и диаграммой изучения пропорциональной  $\cos^{2n}\theta$ , где  $\theta$  – зенитный угол, а 2n = 0.5-2. Как следует из результатов измерений, интегральный уровень шума слабо зависит от глубины, что также почти очевидно качественно. Однако, частотно-угловые характеристики шума меняются с глубиной из-за рефракции звука, возникающей из-за изменения скорости звука с глубиной, и зависимости затухания акустических волн от частоты.

В докладе представлены результаты расчета дифференциальной по зенитному углу спектральной плотности акустических шумов для озера Байкал. Расчеты выполнены для трех случаев зависимости температуры, а следовательно и скорости звука, от глубины: гомотермии в диапазоне глубин 0–300 м, которая наблюдается в июне–июле и ноябре–декабре, прямой и обратной температурной стратификации в этом диапазоне глубин. На глубинах больше 300 м межсезонными изменениями температуры с точки зрения данной задачи можно пренебречь. В расчетах учтены частотная зависимость коэффициента затухания и эффекты отражения звука от дна и поверхности водоема.

Результаты расчета использованы с целью формирования оптимальной (с точки зрения величины отношения сигнал/шум и апертуры) диаграммы направленности приемных антенн глубоководного модуля, созданного в НИИПФ ИГУ для поиска акустических сигналов от каскадных ливней сверхвысоких энергий в озере Байкал.

The detection of the acoustic signals from the showers is one of the possible ways to study super high energy neutrino from the astrophysical sources. The advantages of the method are evident from two factors. First, absorption of the acoustic waves in water is far less, than one of Cherenkov radiation (especially, in fresh water, where a length of the absorption of the ultrasound with frequency of the order 50 kHz exceeds the kilometer). The second, an amplitude of acoustic pulse from a shower in the near-field zone (up to some hundreds meters in this case) decreases inversely as the root from distance from shower R and in far-field zone inversely as the R. So, the deep underwater acoustic detector of super high energy neutrino have to have not so large number of sensors as the Cherenkov array with the same efficient volume. Will be possible or not to realize the method practically depends on the value of the acoustic signal generated due to neutrino interaction with water and properties of acoustic noise in a basin.

The most powerful sources of acoustic noise are waves, wind, rain, ice, ships and so on, they are located in surface layer. In a good approximation to estimate the acoustic background at large depths one can propose that elementary sources are distributed uniformly at a surface. Its a spectral power density decrease on k dB (as a rule, k = 5-6) if the frequency increases in two times, and angle of radiation is proportional to  $\cos^{2n}\theta$ , where  $\theta - a$  zenithal angle and 2n = 0.5-2. As it follows from results of the measurements, integral level of the noise weakly depends on a depth in the Lake Baikal. However, frequency and angular parameters of the noise change with depth due to the refraction the absorption.

The results of the calculations of the differential spectral density of acoustic noise in the Lake Baikal are presented. The calculations are done for three different dependencies of the temperature from a depth: homothermy take place within the range of depths 0–300 m (it is observed at June–July and November–December), direct and inverse temperature stratification in this range of the depths. One can neglect by season changing of the temperature at depths more than 300 m in this case. The dependence of the absorption coefficient from a frequency and a reflection from the bottom and the surface are taken into account as well.

The results of the calculations are used to optimize acceptance angle of antenna of the deep underwater device, which was designed in API ISU to search the acoustic signals from the super high energy showers in the Lake Baikal.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

# <sup>1,2</sup>А.Б. Пушкарев, <sup>3</sup>Д.К. Габузда

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково; <sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория; <sup>3</sup>University College Cork pushkarev@crao.crimea.ua

### POLARIZATION VLBI OBSERVATIONS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

# <sup>1,2</sup>A.B. Pushkarev, <sup>3</sup>D.C. Gabuzda

Объекты типа BL Lacertae представляют собой крайне экстремальный класс активных галактических ядер, характеризующихся рядом пекулярных свойств: слабыми либо практически необнаружимыми эмиссионными линиями, быстрой и сильной переменностью во всех участках электромагнитного спектра, высокой степенью поляризации, компактной радио- и точечной оптической структурой. Изучение этих объектов с беспрецедентным угловым разрешением, составляющим около одной миллисекунды дуги, возможно с использованием метода радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.

Одновременные многочастотные поляризационные наблюдения 24 из 34 источников полной радиовыборки Г. Кура и Г. Шмидта были проведены в феврале 1997 г. (1997.11) с помощью десяти антенн сети VLBA (NRAO): St. Croix, Hancock, N. Liberty, Fort Devis, Los Alamos, Pie Town, Kitt Peak, Owens Valley, Brewster и Mauna Kea; диаметр каждой из антенн 25 м. Наблюдения были проведены одновременно на 5, 8 и 15 ГГц в двух частотных каналах с общей шириной полосы 32 МГц. Каждая из антенн наблюдала как левую, так и правую круговую поляризацию. Данные были прокоррелированы на VLBA-корреляторе в Сокорро. Калибровка данных проводилась в пакете AIPS (NRAO) с использованием стандартных процедур. Амплитудная калибровка выполнена с использованием измеренных на каждой антенне системных температур и кривых усиления. После калибровки для построения изображений использовались задачи CALIB и IMAGR.

Сильный источник 3С 84, который можно считать неполяризованным на этих частотах, был использован для определения инструментальной поляризации каждой из антенн на всех частотах. Абсолютная ориента-

ция позиционных углов поляризации была калибрована по VLBA-наблюдениям компактного, сильнополяризованного источника 1823+568 вместе с измерениями его интегральной поляризации, полученной из VLA-данных спустя один день после окончания наблюдательной сессии на VLBA. При калибровке предполагается, что фактически вся интегральная поляризация возникает на VLBA-масштабах, поэтому углы поляризации для VLBA- и VLA-данных должны совпадать. Окончательная неопределенность в позиционных углах поляризации составляет 2–3° на всех частотах.

В работе обсуждаются полученные изображения в полной интенсивности и линейной поляризации. Ряд источников из полной выборки имеют такую поляризационную структуру, которая позволяет сделать предположение о существовании оболочки с продольным магнитным полем, формирующейся вокруг РСДБвыброса источника на некотором расстоянии от ядра (порядка нескольких парсек в проекции на картинную плоскость). Это может указывать и на возможное взаимодействие выброса с окружающей средой. В нескольких объектах обнаружено неоднородное распределение меры вращения, что указывает на наличие тепловой плазмы в непосредственной близости от источника.

BL Lacertae objects are members of an extreme class of active galactic nuclei characterized by a number of peculiar properties: weak (sometimes undetectable) emission lines in their optical spectra, rapid and strong variability in all parts of electromagnetic spectrum (from optical to radio), a high degree of linear polarization, point-like optical and compact radio structure. Very high resolution (about one milliardcsecond) probing of these sources is possible making use of the method of Very Large Interferometer Baseline (VLBI).

Simultaneous multifrequency polarization observations of 24 out of 34 sources from a complete sample defined by G. Kuhr and H. Schmidt were obtained in February 1997 (epoch 1997.11) using all ten VLBA (NRAO) antennas: St. Croix, Hancock, N. Liberty, Fort Devis, Los Alamos, Pie Town, Kitt Peak, Owens Valley, Brewster  $\mu$  Mauna Kea; the diameter of each antenna is 25m. The observations were carried out simultaneously at 5, 8  $\mu$  15 GHz using two intermediate frequencies with a total bandwidth of 32 MHz. Each of the antennas recorded both right- and left-circular polarization. The data were correlated at the VLBA correlator in Socorro, New Mexico, and then reduced in the NRAO AIPS package using standard procedures. Amplitude calibration was performed using system temperature measurements together with gain curves taken on each antenna. After the preliminary calibration, the AIPS tasks CALIB and IMAGR were used iteratively to construct the images.

The strong source 3C 84, which is essentially unpolarized at these frequencies, was used to determine the instrumental polarizations of each of the antennas at each of the three frequencies. The absolute orientation of the polarization angles was calibrated using our VLBA observations of the compact, strongly polarized source 1823+568 together with measurements of its integrated polarization obtained on the Very Large Array one day after the end of the VLBA observations. The polarization-angle calibration assumed that a large fraction of the integrated polarization arises on VLBI scales, so that the total VLBA and VLA polarization angles should coincide. The final uncertainty in the polarization angles was  $2-3^{\circ}$  at all frequencies.

We discuss the total intensity and linear polarization images. A number of sources from the complete sample showed the polarization structure that suggests the presence of sheath with longitudinal magnetic field forms around the VLBI jet at some distance from the core. This can provide us with an evidence of possible interaction of the jet and surrounding medium. Several objects demonstrated inhomogeneous rotation measure distribution. Therefore, it means the presence of thermal plasma in immediate vicinity of the sources.

## СПЕКТР АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: РАСЧЕТ И ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ

# 1Т.С. Синеговская, <sup>2</sup>С.И. Синеговский

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск <sup>2</sup>Иркутский государственный университет, Иркутск tanya@api.isu.ru

## HIGH-ENERGY ATMOSPHERIC NEUTRINO SPECTRUM: THE COMPUTATION AND MEASURING DATA

# <sup>1</sup>T.S. Sinegovskaya, <sup>2</sup>S.I. Sinegovsky

Регистрация потоков нейтрино высоких энергий от астрофизических источников – одна из важнейших задач современной астрофизики, для решения которой созданы большие глубоководные (подледные) нейтринные телескопы (HT-200+, AMANDA-II), а также проектируются гигантские детекторы нового поколения – с эффективным объемом до 1 км<sup>3</sup> (IceCube, NEMO). Неустранимый фон в этих задачах составляют атмосферные нейтрино, генерируемые космическими лучами в атмосфере Земли. В то же время атмосферные нейтрино могут служить тестом для установки, поскольку возможен расчет потоков нейтрино и мюонов, в свою очередь проверяемый на основе измерений потоков атмосферных мюонов. В недавней работе [1] были опубликованы предварительные результаты измерения энергетического спектра атмосферных мюонных нейтрино, зарегистрированных в направлении снизу вверх. Это первый измеренный спектр атмосферных нейтрино в области высоких энергий – от 1.5 до 300 ТэВ. Представляет интерес сравнение этих измерений с ранее предсказанными спектрами. Поскольку в работе [2] приведено сравнение расчетов разных авторов, здесь мы ограничимся сравнением с измеренным на установке AMANDA спектром только одного расчета, выполненного в рамках модели атмосферного адронного каскада [2–3].

Детектор AMANDA-II представляет 677 оптических модулей, закрепленных на 19 вертикальных стрингах и погруженных в лед на Южном полюсе на глубину от 1500 до 2000 м. Оптические модули регистрируют черенковский свет заряженных мюонов, рождающихся вблизи детектора в реакциях  $v_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$ .

Так как в работе [1] не приведены данные о зенитных углах, которым отвечают зарегистрированные события, мы рассчитали дифференциальные спектры атмосферных мюонных нейтрино от распадов пионов, каонов и мюонов для диапазона зенитных углов 0–89° при энергиях от 500 до 10<sup>6</sup> ГэВ. В качестве источников мюонных нейтрино дополнительно рассматривались трехчастичные полулептонные распады заряженных и нейтральных каонов, а также пионы от распадов каонов. Рассчитанные спектры мюонных нейтрино в целом не противоречат экспериментальным данным установки AMANDA-II и находятся в неплохом согласии с результатами измерений для зенитных углов в интервале 70–75°. Неопределенности измеренных спектров атмосферных нейтрино при энергиях до 300 ТэВ не позволяют сделать определенных заключений о вкладе нейтрино от распадов очарованных частиц, однако не исключают, по-видимому, предсказаний [4] рекомбинационной кварк-партонной модели и модели кварк-глюонных струн. Решающими для определения вклада прямых нейтрино станут, возможно, измерения при более высоких энергиях  $E_v > 10^6 \Gamma$ эВ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ackermann M., Ahrens J., Albrecht H. et al. (AMANDA Collaboration). New results from the Antarctic Muon And Neutrino Detector Array. arXiv: astro-ph/0409423, 2004. 8 p.

2. Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. The Kl3 form factors and atmospheric neutrino flavor ratio at high energies // Nuovo Cim. A. 1998. V. 111. P. 129–148.

3. Bugaev E.V., Misaki A., Naumov V.A. et al. Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 054001.

4. Kuzmin K.S., Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. Atmospheric prompt neutrinos as a background to high-energy neutrino astronomy // 18<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium. Moscow, 8–12 July, 2002. M.: MFY, 2002. HE41P.

The detection of high-energy neutrinos from astrophysical sources becomes the problem of a great importance and of a progressive interest as large underground detectors (Frejus, MACRO) and deep-sea neutrino telescopes (Baikal NT-200+, AMANDA-II) come into play and future huge

installation projects (IceCube, NEMO) start to being intensively discussed. Neutrinos originated from interactions of primary cosmic rays with the Earth's atmosphere present an irreducible background for these studies. At the same time, the atmospheric neutrinos along with atmospheric muons may be applied to test for the installation.

The preliminary energy spectrum for up-going muon neutrinos from the neutrino detector AMANDA-II was presented at [1]. This is the first atmospheric neutrino spectrum above a few TeV, and it extends up to 300 TeV. Of interest is the comparison between this experimental result and previously predicted energy spectra. Since at [2] was presented the comparisons among the calculations different authors? We restrict our attention to comparison AMANDA data with energy spectrum, calculated on basis of the nuclear-cascade model refined at [2–3].

The AMANDA-II detector consists of 677 optical modules arranged along 19 vertical strings buried deep in the glacial ice at the South Pole, mainly at depths between 1500 and 2000 m. The optical modules record Cherenkov light of muons created near the detector in neutrino-nucleon interactions,  $v_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$ . Since zenith angle data was not specified in Ref. [1], we computed differential energy spectra of muon neutrinos originated from pion and kaon decays for zenith angle range 0–89° at energies 500–10<sup>6</sup> GeV. Semileptonic decays of charged and neutral kaons and pions from decays those kaons has to be taken into account as additional sources of muon neutrinos. Calculated muon neutrino spectra and AMANDA-II measurements are in reasonable agreement. The calculation for zenith angles 70–75°. does not contradict the experimental data Measurement uncertainties prevent us from certain conclusions concerning the charmed particle decay contribution to the neutrino flux, however predictions [4] both of the recombination quark-parton model and the quark-gluon string model are still not be ruled out. The crucial experiment to detect atmospheric prompt neutrinos will become possible when reaching higher energies,  $E_v > 10^6$ .

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ МАСС И ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ДИСКОВ ГАЛАКТИК <u>Н.В. Тюрина</u>, А.В. Засов, А.В. Хоперсков

# Государственный астрономический институт им.П.К. Штернберга, Москва tiurina@sai.msu.ru

Звездно-газовые диски галактик являются сложными по структуре компонентами, содержащими основную массу звезд и газа в большинстве дисковых (линзовидных, спиральных, неправильных) галактик. От их массы и внутренней структуры зависят практически все крупномасштабные процессы в галактиках, такие как распространение волн плотности, степень сжатия газового диска, возможный отклик галактики на внешние гравитационные возмущения, звездообразование, и связанные с ними явления.

Исследование распределения масс в дисковых галактиках основано, в первую очередь, на анализе их кривых вращения. Стандартный подход к построению модели кривой вращения галактики – это суммирование ее основных компонент: диска, балджа и гало. В общем случае ее форма может быть объяснена при различных соотношениях между массами дисковой и сферических компонент, так как каждый из них характеризуется несколькими параметрами.

Фотометрический профиль хорошо описывается диском и балджем, но если считать, что масса в галактиках распределена также, как яркость, то практически ни одна из известных достаточно длинных кривых вращения не будет объяснена: в подавляющем большинстве случаев галактики имеют плоскую кривую вращения на периферии, что требует присутствия несветящейся массы.

Но мы можем использовать характерные радиальные шкалы распределения яркости для диска и балджа, считая, что они характеризуют и распределение плотности этих компонент, что сужает возможный круг решений и облегчает оценку скрытой массы в галактике.

Для многих галактик известна не только кривая вращения, но и дисперсия скоростей звезд в старых звездных дисках. Анализ дисперсии позволяет резко сузить круг возможных моделей распределения масс в галактиках, объясняющих наблюдаемую кривую вращения: наблюдаемая дисперсия скоростей старых звезд диска на различных расстояниях от центра должна быть не ниже тех минимальных значений, которые обусловливают гравитационную устойчивость диска, т.е. устанавливаются в первоначально гравитационно неустойчивом диске после его выхода на стационарное состояние. Проблема заключается в том, что строгих аналитических критериев гравитационной устойчивости не существует. Это делает особенно важным использование численных моделей N-тел.

Подход, альтернативный использованию наблюдаемой дисперсии скоростей при численном моделировании, заключается в использовании при построении динамических моделей наблюдаемой толщины звездного диска. В основе такой возможности лежит зависимость вертикальной шкалы диска (при данной дисперсии скоростей) от локальной плотности диска и от массы сфероидальной подсистемы. При этом если дисперсия скоростей звездных дисков близка к требуемой для пороговой (маржинальной) устойчивости, то толщина звездных дисков оказывается тесно связанной с относительной массой диска и сферических компонент.

Используя численный метод построения трехмерных динамических моделей галактик, мы получили оценки масс диска, балджа и темного гало для спиральных галактик различных типов с известными кривыми вращения и дисперсиями скоростей звезд диска. В большинстве рассмотренных галактик суммарная масса балджа и темного гало (в пределах оптического радиуса) превышает массу диска.

На основании анализа наблюдательных данных показано, что относительная толщина звездных дисков галактик уменьшается с ростом относительной массы темного гало – в хорошем согласии с результатами моделирования галактик, обладающих маржинально устойчивыми дисками.

Особый интерес представляло исследование динамики звездного диска нашей Галактики и распределения масс в нем на базе существующих кинематических оценок характеристик старых звезд диска. С использованием численных экспериментов построена динамическая модель нашей Галактики, и на ее основе получен ряд ограничений на динамические и кинематические параметры галактических подсистем.

Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-16518.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКИХ ОБСЕРВАТОРИЙ

### С.С. Цыганков, А.А. Лутовинов

Институт космических исследований РАН, Москва st@hea.iki.rssi.ru

## STUDIES OF X-RAY PULSARS WITH SPACE OBSERVATORIES

## S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov

В работе представлены результаты детального исследования излучения рентгеновских пульсаров по данным разных космических обсерваторий, таких как «ГРАНАТ», «RXTE», «ИНТЕГРАЛ», и наземного оптического телескопа PTT-150. К основным результатам исследования можно отнести следующее: <u>SMC X-1</u>: В случае пульсара SMC X-1 исследована переменность излучения источника на масштабах десятков дней по данным телескопа APT-П обсерватории «ГРАНАТ». Показано, что его интенсивность подвержена близким к периодическим вариациям с характерным временем  $\sim 61$  день. Одной из возможных причин наблюдаемой переменности может быть прецессия наклоненного аккреционного диска, что косвенно подтверждается отсутствием пульсаций излучения в «низком» состоянии. Спектр источника хорошо описывается степенным законом зависимости плотности потока фотонов от энергии с наклоном  $\sim 1.5$  и экспоненциальным завалом на энергиях выше  $\sim 14-18$  кэВ. Получены оценки угла наклона между плоскостями орбиты и аккреционного диска и магнитного поля нейтронной звезды.

<u>GX 301-2</u>: Исследована переменность интенсивности излучения пульсара GX 301-2 по данным телескопа АРТ-П обсерватории «ГРАНАТ» с характерными временами несколько тысяч секунд в разных фазах орбитального цикла. Превышение потока, регистрируемого от источника в «высоком» состоянии, достигает фактора 10 по сравнению с «низким» состоянием. Показано, что в зависимости от интенсивности излучения источника сильно меняется его жесткость и форма спектра. Такие вариации интенсивности скорее всего связаны с существенными неоднородностями в звездном ветре звезды-компаньона. Проведенные оценки показывают, что неоднородности рассматриваемого нами масштаба плотнее среднего экваториального звездного ветра, характерного для звезд спектрального класса Ве, примерно в 40–50 раз.

<u>LMC X-4</u>: Пульсар LMC X-4 наблюдался обсерваторией «ИНТЕГРАЛ» и монитором всего неба ASM обсерватории «RXTE» в январе 2003 г. Проведенные наблюдения покрывают практически весь 30.5-дневный цикл, связанный с прецессией наклоненного аккреционного диска, что позволило нам исследовать переменность излучения источника на разных масштабах времени.

Показано, что поток излучения, регистрируемый от источника в жестком рентгеновском диапазоне энергий, меняется более чем в 50 раз (от ~ 70 мКраб в «высоком» состоянии до ~ 1.3 мКраб в «низком» состоянии) на масштабе периода прецессии аккреционного диска, средняя величина которого за период 1996–2004 гг. определена с высокой точностью  $P_{prec} = 30.275 \pm 0.004$  сут. В «низком» состоянии от источника зарегистрирована вспышка излучения длительностью около 10 ч, во время которой поток от источника увеличился более чем в 4 раза. Форма широкополосного спектра пульсара практически не меняется с изменением его интенсивности; в спектре источника не обнаружено значимых особенностей, связанных с возможной линией резонансного циклотронного поглощения.

<u>KS1947+300</u>: Также в работе представлены результаты анализа наблюдений транзиентного рентгеновского пульсара KS1947+300, выполненного по данным обсерваторий «ИНТЕГРАЛ» и «RXTE» в широком рентгеновском диапазоне энергий 3–100 кэВ. Обнаружена зависимость формы профиля импульса от светимости источника. По изменению темпа ускорения вращения нейтронной звезды проведено исследование характеристик пульсара на основании модели замагниченной нейтронной звезды. Получены оценки величины магнитного поля пульсара и расстояния до двойной системы. Средний спектр излучения источника описывается простым степенным законом с завалом на высоких энергиях, при этом параметры наилучшей аппроксимации зависят от светимости объекта.

<u>V0332+53</u>: В последней части обзора приводятся результаты наблюдений рентгеновского пульсара V0332+53 обсерваториями «ИНТЕГРАЛ» и «RXTE», выполненных в декабре 2004 – январе 2005 гг. во время мощной вспышки излучения с максимальным потоком около 1 Краб в диапазоне энергий 2–12 кэВ.

Было обнаружено, что форма профиля импульса зависит от светимости объекта и энергетического диапазона наблюдений. В частности, профиль импульса становится однопиковым вместо двухпикового при уменьшении светимости объекта на энергии примерно 25 кэВ.

Средний спектр излучения источника описывается простым степенным законом с фото-электронным поглощением, завалом на высоких энергиях и линией резонансного циклотронного поглощения с двумя высшими гармониками на энергиях 26.3, 49.1 и 74 кэВ, соответственно.

Параллельно с рентгеновскими миссиями наблюдения проводились на оптическом российско-турецком телескопе РТТ-150 в январе 2005 г. Во время этих наблюдений яркость источника в R-фильтре не изменялась и находилась на уровне 14.12 величины. Основываясь на быстрой фотометрии, пока нельзя сделать окончательного заключения о присутствии пульсаций в оптическом диапазоне длин волн. Приведены оценки вклада переотраженного рентгеновского излучения в оптическом диапазоне.

The work presents the results of extended studies of X-ray pulsars radiation obtained with various space observatories, such as GRANAT, RXTE, INTEGRAL and ground-based telescope RTT-150. One may found next main results:

<u>SMC X-1</u>: For the pulsar SMC X-1 using the ART-P telescope onboard the Granat observatory data we investigated the variability of the flux from the source on time scales of several tens of days. The intensity variation of the pulsar are shown to be consistent with the presence of a periodicity in the system with a characteristic time scale of ~ 61 days. The precession of an inclined accretion disk, as indirectly confirmed by the absence of low-state pulsations, may be responsible for the observed variability. The spectrum of the source is well described by a power-law energy dependence of the photon flux density with a slope of ~ 1.5 and an exponential cutoff at energies above ~ 14–18 keV. We estimated the inclinations between the planes of the orbit and the accretion disk and the magnetic field of the neutron star.

<u>GX 301-2</u>: The variability of the X-ray flux from the pulsar GX 301-2 is analyzed by using data from the ART-P telescope of the Granat Observatory. The intensity variations with time scales of several thousand seconds are studied at various orbital phases. The high-state flux from the source exceeds its low-state flux by as much as a factor of 10. The hardness and spectrum of the source are shown to change greatly with its intensity. These intensity variations are most likely caused by substantial inhomogeneities in the stellar wind from the companion star.

LMC X-4: LMC X-4 was observed with the INTEGRAL observatory several times on Jan 2003 during the observations of the Large Magellanic Cloud. Total useful exposure was more than 1 million sec. Performed observations covered practically whole 30.5-days cycle and allowed us to investigate a source behavior in hard X-rays on different time scales. The measured turn-on moment is not coincident with ones, that can be predicted from previous determinations of the 30.5-days cycle parameters. It seems that such instability of the precessing period is typical for all binary systems where it is observed.

On the orbital period time scale we can note a short increase of the source intensity just after the eclipse and smooth output from the eclipse.

We performed an analysis of the LMC X-4 spectrum obtained with INTEGRAL observatory during ~ 300 ksec in the source high-state. This analysis showed that the source average spectrum can be well fitted by a simple powerlaw model with the photon index of  $\alpha = 0.20 \pm 0.15$  and a high energy cutoff at Ecut = 9.1  $\pm$  0.8 keV with Ef = 11.0  $\pm$  0.6 keV.

We have not detected any indications of the cyclotron resonance absorption feature presence in the source spectrum up to 80 keV. Formal addition of such feature with a centroid energy of ~90 keV into our model has also small significance ~  $2\sigma$ . Thus at the moment we cannot make a final conclusion about the magnetic field value of the source.

<u>KS1947+300</u>: X-ray pulsar KS 1947+300 was studied with the INTEGRAL and RXTE observatories in the broad energy band 3–100 keV. The performed observations covered several powerful outbursts and allowed us to investigate the source behavior in hard X-rays on different time scales. Variations of the pulse profile shape are shown to be consistent with changes of the source luminosity. The spectral analysis showed that the source average spectrum can be well fitted by a simple powerlaw with a high energy cutoff model, with parameters depending on the source luminosity. Based on the magnetized accretion disk model we estimated the magnetic field on the surface of the neutron star and the distance to the system.

<u>V0332+53</u>: In this part of the work we present results of observations of the transient X-ray pulsar V0332+53 with the INTEGRAL and RXTE observatories in a broad energy band 1–100 keV performed on December 2004 – January 2005 during a powerful outburst with the peak flux about 1 Crab in the 2–12 keV energy band .

The pulse profile dependences on the source luminosity and energy band were revealed; particularly, the source pulse profile becomes one-peaked instead of two-peaked at energies above 25 keV with the object luminosity decreasing.

The source average spectrum can be well fitted by a simple powerlaw model with a photoelectric absorption at low energies, high energy cutoff and cyclotron line with two higher harmonics.

Pulsar observations with the Russian-Turkish optical telescope RTT-150 were performed on January 2005 simultaneously with X-ray observatories. During these observations the brightness of the object in the R filter was constant and about of 14.12 magnitude. Based on a fast photometry we cannot make at the moment a final conclusion about possible pulsations in the optical band. Estimations of the reflected X-rays contribution to the optical radiation are given.

## ВЯЗКОСТНАЯ МОДЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКОЙ КАРЛИКОВОЙ ГА-ЛАКТИКИ С БОЛЕЕ НИЗКИМ УРОВНЕМ СОДЕРЖАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

### <u>Т.А. Шумакова</u>, П.П. Берцик

Главная астрономическая обсерватория НАНУ, Киев, Украина aphina@mao.kiev.ua

VISCOSITY MODEL OF DISK AND DWARF GALAXY WITH LOWER HEAVY ELEMENTS

# ABUNDANCE MINOR MERGER

## T.A. Shumakova, P.P. Berczik

В последнее время все более и более популярными становятся исследования явлений слияния галактик. Как космологические модели, так и детальные наблюдения выдвигают идею о существенном влиянии таких явлений на эволюцию галактик. Более общий случай слияний представляют слияния галактик разных масс. Предполагается, что поглощение массивной дисковой галактикой меньшей – своего спутника – должно произойти хотя бы один раз на протяжении ее жизни. Поглощения галактиками маломассивных спутников происходят довольно часто, и их следствия могут быть замечены даже в нашей Галактике: Магелланов поток, молодые шаровые скопления в гало Галактики, карликовая галактика в Стрельце. Поглощение более массивными галактиками меньших играет важную роль не только для эволюции меньших галактик, но и для эволюции массивных галактик. В отличие от слияния больших галактик равных масс, где динамическое трение настолько эффективно, что галактики сливаются уже после немногих оборотов, большое массовое отношение при поглощении галактиками маломассивных спутников (>10:1) гарантирует то, что орбитальный распад спутника будет происходить достаточно долго. Спутник может быть полностью разрушен приливными воздействиями галактики, находясь еще в ее гало, либо упав на диск, находиться в нем еще достаточно долгое время, пока полностью не разрушится. Орбитальные движения спутника возбуждают в дисковой галактике формирование спирального узора. Некоторая доля вырванных из спутника приливным воздействием галактики отдельных его частей остается в гало галактики, а другая доля вещества спутника выпадает на ее диск. В результате такого поглощения меняется структура, форма и химический состав диска галактики.

Чтобы выяснить, каким образом меняется распределение химических элементов в диске массивной галактики в результате ее слияния с маломассивным спутником, мы численно смоделировали эволюции сложной гравитирующей системы дисковой и карликовой галактик.

В данной работе путем ввода вязкости между сталкивающимися частицами (телами либо гравитирующими сегментами, включающими в себя как звезды, так и межзвездную среду) в модели N тел мы получили перераспределение частиц в диске галактики в процессе ее эволюции. В результате перемешивания частиц с различными значениями содержания в них тяжелых элементов общий уровень содержания тяжелых элементов в диске галактики со временем повышается. Таким образом, задавая различные значения диссипативного коэффициента (коэффициента вязкости), мы можем получить темп перемешивания частиц и темп повышения содержания тяжелых элементов в диске, соответствующий какой-то определенной галактике.

Используя наш вязкостный алгоритм, мы смоделировали эволюцию сложной гравитирующей системы дисковой и карликовой галактик и получили, что основная масса карликовой галактики в процессе ее разрушения приливными воздействиями дисковой галактики выпадает на диск в определенном месте – месте прохождения спутника через диск. Оставшаяся же доля частиц спутника выпадает на диск в соседних с этим местом прохождения областях и почти равномерно распределяется по всему диску.

Путем построения численной модели мы получили распределение тяжелых элементов в диске галактики и исследовали влияние поглощения карликовой галактики с более низким содержанием тяжелых элементов на его эволюцию.

В результате такого поглощения в диске галактики повышается общий уровень содержания тяжелых элементов и образуется компактная область с пониженным их содержанием. Причем эта компактная область видна на графике радиального распределения как в моменты прохождения спутника через диск в процессе его орбитальных движений вокруг галактики, так и в моменты времени, когда спутник обращается вокруг центра галактики уже в самом диске. Следовательно, согласно с данными о распределении содержания тяжелых элементов в дисках спиральных галактик, можно выявить в них наличие поглощенных карликовых галактик с пониженным содержанием тяжелых элементов.

Полученные результаты мы сравнили с данными наблюдений для дисковой галактики NGC 2903 и выяснили, что в ней наблюдаются проявления поглощения карликовой галактики с пониженным содержанием тяжелых элементов. На основании полученных результатов мы можем говорить о том, что около 3.5 миллиардов лет тому назад дисковой галактикой NGC 2903 была захвачена и поглощена карликовая галактика с пониженным содержанием тяжелых элементов, и в результате такого поглощения общий уровень содержания тяжелых элементов в диске этой галактики существенно повысился.

Last times investigations of galaxies minor mergers become more and more popular. Both cosmological models and detail observations bring forward an idea about its essential influance on galaxy evolution. More general are the mergers of galaxies with different masses. As assumed, the absorption of dwarf galaxy (massive galaxy satellite) by massive disk galaxy must take place at least one time for massive galaxy life. Satellite absorptions by disk galaxies happen very often and their consequences may be seemed even in our own Galaxy: Magellanic Stream, young globular clusters in Galaxy halo, dwarf galaxy in Sagittarius. Dwarf galaxies evolution. Unlike major mergers of equal masses galaxies, where dimanical friction is so efficient that the galaxies merge after only a few perigalactic passages, the extreme mass ratio (>10:1) of minor mergers ensures that the orbital decay of the satellite's orbit is slow. The companion may be totally destroyed before reaching the inner portion of host galaxy or it may reach the inner portion and live there still for much time. Satellite orbital motions simulate the formation of spirals in disk galaxy. Some part of satellite material stripped by host galaxy tidal field stay in galaxy halo but other its part fall into galaxy disk. In result, it occur the changes in structure, form and chemical composition of galaxy disk.

To find out how chemical elements distribution in the massive galaxy disk changes in result of its minor merger we numerically modelled the evolution of complex disk and dwarf galaxies system.

In this work we got particle redistribution in galaxy disk in the process of its evolution due to viscosity implementation between colliding particles in N-body model. In result of particles mixing with different values of heavy elements abundance in them we obtained the rising of heavy elements abundance in disk.

Using our viscosity algorithm we modeled the evolution of complex disk and dwarf galaxies system. In result we got that the major part of dwarf galaxy mass in the process of its destruction by disk galaxy tidal effects fell into disk at the place of satellite passing through the disk. The rest of satellite particles fall into disk in the near places of these satellite passing through places and almost uniformly distribute through whole disk.

By means of numerical modelling we received the heavy elements abundance in galaxy disk and investigated its evolution due to minor merger of disk galaxy and dwarf galaxy with lower heavy elements abundance. In result of such minor merger galaxy disk becomes richer on the maintenance of heavy elements and the compact area with the lowered heavy elements abundance forms in disk. But the presence of a dwarf galaxy with lower abundance of heavy elements in the halo of disk galaxy as well as its presence in disk give in result the formation of the compact area with the lowered abundance of heavy elements on the schedule of heavy elements radial distribution. This result says that it is the possibility to find the satellite with lower abundance of heavy elements in disk galaxy owing to its radial distribution.

We have compared received results with the observational data for disk galaxy NGC 2903. In this galaxy the manifestations of its minor merger with dwarf galaxy with lower abundance of heavy elements are observed. On the basis of our results we can say that about 3.5 billions of years ago disk galaxy NGC 2903 caught and absorbed dwarf galaxy with lower heavy elements abundance, and in result the galaxy disk became richer on the maintenance of heavy elements.

## ВРЕМЯ ЗАДЕРЖКИ И ОТКЛОНЕНИЕ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ГАЛАКТИКИ

## А.А. Элыив, Б.И. Гнатык

Астрономическая Обсерватория КНУ, Киев, Украина elyiv@observ.univ.kiev.ua

## THE TIME DELAY AND DEFLECTION OF EXTRAGALACTIC COSMIC RAYS IN THE GALAC-TIC MAGNETIC FIELD

## A.A. Elyiv, B.I. Hnatyk

Несмотря на долгую историю исследования космических лучей, их происхождение остается одной из актуальных проблем современной астрофизики. Энергетический спектр космических лучей очень широкий, вплоть до энергий  $3 \cdot 10^{20}$  эВ, без ожидаемого ГЗК-обрезания [1]. Направления прибытия космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ), вероятно, распределены случайно и не коррелируют с потенциальными источниками КЛСВЭ. Наиболее подходящим объяснением является диффузный характер распространения КЛСВЭ в случайном галактическом и внегалактическом магнитных полях. Регулярная компонента магнитного поля Галактики для земного наблюдателя увеличивает некоторый уровень анизотропии первоначально изотропного внегалактического потока КЛСВЭ. Предполагается, что при энергиях  $E > 10^{18}$  эВ внегалактическая компонента космических лучей состоит преимущественно из протонов.

Мы исследуем распространение внегалактических космических лучей (ВКЛ) в магнитном поле Галактики. Главным образом мы численно рассчитываем временную задержку ВКЛ вследствие искривления их траектории. Построены карты времени задержки и анизотропии ВКЛ для турбулентного магнитного поля, которое задается Колмогоровым спектром. Представлены зависимости времени распространения от энергии ВКЛ для разных моделей магнитного поля Галактики. Мы показали, что регулярная компонента галактического магнитного поля увеличивает время до 700 тыс. лет для низкоэнергетической части  $E>3\cdot10^{17}$  эВ ВКЛ. Эта величина значительно больше, чем ожидаемое время задержки в случайной (турбулентной) компоненте галактического магнитного поля. Регулярная и турбулентная компоненты галактического магнитного поля значительно не модифицируют поток ВКЛ и спектр для энергий  $E > 10^{18}$  эВ. Мы также приводим оценку максимального расстояния до источников, которые дают вклад в поток ВКЛ с энергией  $10^{17}$ – $10^{18}$  эВ.

Переход от галактической к внегалактической компоненте суммарного потока космических лучей обсуждается в работе [2]. Как и ожидалось, ВКЛ доминируют в потоке космических лучей при энергиях  $E > 10^{18}$  эВ и состоят преимущественно из протонов. Галактическое и внегалактическое магнитные поля влияют на траекторию и время распространения ВКЛ и значительно изменяют суммарный поток и спектр ВКЛ [3, 4]. Например, ожидается, что случайное внегалактическое поле и магнитное поле Галактики (регулярная и случайная компоненты) значительно увеличивают время распространения низкоэнергетической части ВКЛ до масштаба больших энергетических потерь, результатом чего будет обрезание спектра в области низких энергий – так называемый низкоэнергетический фильтр [4].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Berezinskii V., Bulanov S., Dogiel V., PtuskinV. Astrophysics of cosmic rays. Amsterdam: North-Holland, 1990. p.534
- 2. Berezinsky V., Grigorieva S., Hnatyk B. // Astropart. Phys. 2004. V. 21. P. 617.
- 3. Sigl G., Miniati F., Ensslin T. Preprint astro-ph/0409098. 2004.
- 4. Parizot E. Preprint astro-ph/0409191. 2004.

Despite the long history of investigations of cosmic rays, they still challenge the modern astrophysics. Cosmic rays possess a very wide power-low energy spectrum with maximum energy up to  $3 \cdot 10^{20}$ eV, perhaps without expected GZK cutoff. Arrival directions of ultra high energy cosmic rays (UHECRs) are, probably, randomly distrib-

uted and do not correlate evidently with potential sources of UHECRs. The most appropriate explanation of this is the diffusive character of UHECR propagation in random Galactic and extragalactic magnetic fields. At the same time, regular component of the galactic magnetic field should create for terrestrial observer some level of anisotropy of initially isotropic extragalactic flux of UHECRs. It is expected that at energies  $E > 10^{18}$  eV extragalactic component of cosmic ray consists, predominantly, of protons and dominates in the total CR flux.

We investigate the propagation of extragalactic cosmic rays (ECRs) in the Galactic magnetic field. Especially we numerically calculate the expected time delay of ECRs due to curvature of trajectories. For Kolmogorov spectrum of turbulent magnetic field the maps of time delay and an anisotropy of the ECRs have been constructed. The dependence of the propagation time on energy of ECRs is presented for different models of galactic magnetic field. We show that regular component of Galactic magnetic field increases the time delay up to 700 kyr for low-energy part E  $> 3 \cdot 10^{17}$ eV of ECRs. This value is noticeably larger than the expected time delay in a random (turbulent) component of the Galactic magnetic field. Both regular and turbulent components of Galactic magnetic field do not modify considerably ECR flux and spectrum at energy  $E > 10^{18}$  eV. The field-limited maximum distance to sources contributed to the extragalactic ECRs flux in the energy range  $10^{17}$ – $10^{18}$  eV is estimated.

Transition from Galactic to extragalactic component in total flux of cosmic rays is still a point at issue [1, 2]. As it is argued in [2] extragalactic cosmic rays (ECRs) are expected to dominate in the total flux of cosmic rays at energy  $E > 10^{18}$  eV and are comprised predominantly of protons. Galactic and extragalactic magnetic fields affect the trajectories and propagation time of ECRs and can considerably change the total flux and spectrum of ECRs [3, 4]. For example, it is expected that the random extragalactic magnetic field and both regular and random components of Galactic magnetic field considerably increase the time-in-flight of low energy part of ECRs outside and inside Galaxy - up to the energy loss time scale, which can result in suppressing of ECR flux (low-cut filter [4]).