

Определение спектров эволюционирующих пространственно распределенных источников космических лучей сверхвысоких энергий

В.Н.Зиракашвили, В.С.Птускин, С.И.Роговая

Федеральное государственное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), 108840 Москва, Троицк, Россия

E-mail: zirak@izmiran.ru, skype: live:zirak_19

Аннотация

Исследуется влияние космологической эволюции и пространственного распределения источников на решение обратной задачи об определении спектров источников космических лучей сверхвысоких энергий. Решение учитывает распространение и потери энергии протонов и ядер в расширяющейся Вселенной. Спектры источников космических лучей сверхвысоких энергий определяются из наблюдательных данных обсерватории Auger.

Введение. Проблема происхождения космических лучей с энергиями $E > 10^{18}$ эВ остается важной нерешенной задачей астрофизики космических лучей. Список потенциальных источников, которые в принципе могли бы дать наблюдаемые космические лучи, включает активные галактические ядра, источники гамма-всплесков, магнетары, взаимодействующие галактики, ударные волны, сопровождающие формирование крупномасштабных космологических структур и др., см. обзор [1].

Обычно, определение энергетического спектра внегалактических источников производится методом проб и ошибок, когда рассчитываются ожидаемые у Земли интенсивность и состав космических лучей при сделанных предположениях о спектре и составе источников, которые корректируются на основе сравнения с наблюдениями и расчет повторяется. Таким образом, расчет производится от источника к наблюдателю. При этом обычно предполагается, что спектр источника имеет степенной вид по магнитной жесткости ускоренных частиц.

В наших предыдущих работах мы показали как можно обратить процедуру расчета и вычислить характеристики источников, исходя из наблюдаемого спектра космических лучей и не вводя каких-либо предположений о форме спектра в источниках.

Настоящая работа предполагает использование данного подхода на случай источников с различной космологической эволюцией. Как и ранее мы вычисляем характеристики источников, не вводя каких-либо предположений о форме спектра в источниках. Рассматривается сложный химический состав в источниках и предполагается, что спектры отдельных ядер – функции магнитной жесткости частиц.

Уравнение переноса для космических лучей и решение обратной задачи.

Используется следующее уравнение переноса для ядер космических лучей с массовым числом A в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением (подробнее см. [2]):

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{F(A,\varepsilon,z)}{(1+z)^3}\right) - \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\varepsilon\left(\frac{H(z)}{(1+z)^3} + \frac{1}{\tau(A,\varepsilon,z)}\right)F(A,\varepsilon,z)\right) + \nu(A,\varepsilon,z)F(A,\varepsilon,z) = \sum_{i=1,2,\dots} \nu(A+i \rightarrow A,\varepsilon,z)F(A+i,\varepsilon,z) + q(A,\varepsilon,z). \quad (1)$$

Система уравнений (1) должна быть решена совместно для всех типов ядер с различными значениями A от железа ($A = 56$) до протонов. Используется переменная $\varepsilon = E/A$ - энергия на нуклон, поскольку эта величина примерно сохраняется в процессе ядерного фоторасщепления, $F(A,\varepsilon,z)$ - функция распределения космических лучей, z - космологическое красное смещение, $q(A,\varepsilon)$ - концентрация источников космических лучей в настоящую эпоху ($z = 0$), $\tau(A,\varepsilon,z)$ - характерное время потерь энергии на фоторождение e^-e^+ пар и пионов, $\nu(A,\varepsilon,z)$ - частота ядерного фоторасщепления, сумма в правой части уравнения (1) описывает вклад вторичных ядер, возникающих при фоторасщеплении более тяжелых ядер, $H(z) = H_0((1+z)^3\Omega_m + \Omega_\Lambda)^{1/2}$ - параметр Хаббла для плоской расширяющейся Вселенной с плотностью материи $\Omega_m (=0.3)$ и Λ -членом ($\Omega_\Lambda = 0.7$).

При численном решении системы уравнений (1) для функций $F(A,\varepsilon,z)$ с различными A используется метод конечных разностей. Независимыми переменными являются z и $\log(\varepsilon)$.

Пусть $G(A,\varepsilon;A',\varepsilon')$ является решением уравнений (1) при $z = 0$ для дельта-источника $q(A,\varepsilon) = \delta_{AA'}\delta(\varepsilon - \varepsilon')$. Эта функция источника соответствует испусканию ядер с массовым числом A' и энергией ε' источниками космических лучей, распределенными по всем красным смещениям вплоть до максимального значения z_{\max} . Общее решение уравнений (1) для наблюдателя, расположенного при $z = 0$ может быть представлено как

$$F(A,\varepsilon,z=0) = \sum_{A'} \int d\varepsilon' G(A,\varepsilon;A',\varepsilon')q(A',\varepsilon'). \quad (2)$$

Наблюдаемый спектр всех частиц по полной энергии $N(E)$ определяется суммированием по всем типам ядер $N(E) = \sum_A A^{-1}F(A,E/A,z=0)$, то есть

$$N(E) = \sum_{A,A'} A^{-1} \int d\varepsilon' G(A,E/A;A',\varepsilon')q(A',\varepsilon'). \quad (3)$$

Ниже будем предполагать, что спектры ядер – функции магнитной жесткости частиц $q(A, \varepsilon) = k(A)Q(\varepsilon A / Z)$, где – $Q(\varepsilon)$ спектр протонов, а коэффициенты $k(A)$ определяют химический состав источников.

Для численного решения уравнений переноса вводим дискретный набор энергий частиц ε_i . В вычислениях используется разбиение с постоянным отношением $\Delta\varepsilon / \varepsilon$ и с числом дискретных значений энергии на декаду, равным 25. В дискретной форме уравнение (3) имеет вид:

$$N_i = \sum_j S_{ij} Q_j, \quad S_{ij} = \sum_{A, A'} \frac{Z(A') k(A')}{A' A} G(A, E_i / A; A', \varepsilon_j Z / A) \Delta\varepsilon_j \quad (4)$$

где индексы i и j отвечают соответствующим значениям энергии E_i и ε_j .

Спектр источника Q_j может быть найден из системы линейных уравнений (4), если известен наблюдаемый спектр N_i . В наших предыдущих работах [3,4] мы рассмотрели случаи источника, содержащего только ядра железа и протоны. Уже в этом случае решения уравнения (4) имеют физический смысл не при всяком соотношении протонов и ядер железа, так как оказалось, что Q_j может принимать отрицательные значения в некоторых случаях. Кроме того, решение уравнения (4) не всегда устойчиво относительно малых изменений левой части. Для решения таких некорректных задач обычно используется так называемый метод регуляризации [5].

Вместо решения системы (4) мы будем решать систему уравнений, получаемую при минимизации следующего функционала:

$$L = \sum_i \left(1 - \frac{1}{N_i} \sum_j S_{ij} Q_j \right)^2 + \varepsilon_R \sum_j (Q_{j-1} - 2Q_j + Q_{j+1})^2 \quad (5)$$

Здесь ε_R - параметр регуляризации. Первое слагаемое – это просто сумма квадратов относительных отклонений спектра, создаваемого источниками, от наблюдаемого спектра КЛ.

Из условия экстремума $\partial L / \partial Q_j = 0$ следует искомая система уравнений

$$\sum_j S_{kj}^R Q_j = N_k^R, \quad N_k^R = \sum_i \frac{1}{N_i} S_{ik}, \quad S_{kj}^R = \sum_i \frac{1}{N_i^2} S_{ik} S_{ij} + \varepsilon_R (6\delta_{kj} - 4\delta_{k,j-1} - 4\delta_{k,j+1} + \delta_{k,j-2} + \delta_{k,j+2}) \quad (6)$$

Использовалось минимальное значение параметра регуляризации ε_R , при котором спектр Q_j получался неотрицательным и не имел особенностей.

Использовалась следующая аналитическая аппроксимация наблюдаемого спектра в эксперименте Auger [6]

$$J(E) \propto E^{-3.23}, E < E_{ankle}, \quad J(E) \propto E^{-2.63} \left(1 + \exp\left(\frac{\log(E/E_{1/2})}{0.15}\right) \right)^{-1} \exp(-E^4/E_c^4), E > E_{ankle} \quad (7)$$

здесь $E_{ankle} = 5 \cdot 10^{18}$ eV, $E_{1/2} = 10^{19.63}$ eV, $E_c = 2.0 \cdot 10^{20}$ eV.

Типы внегалактических источников. Мы рассмотрели три типа источников с различной космологической эволюцией: 1) равномерно распределенные неэволюционирующие источники $q \propto (1+z)^m$, $m = 0$; 2) активные галактические ядра с законом эволюции $q \propto (1+z)^4$, $z < 0.7$, $q = const$, $z > 0.7$ [7]; 3) лацертиды с законом эволюции [7]

$$q \propto \frac{(z + 0.000283)^{0.85}}{(z + 0.7662)^6} \exp\left(-\frac{z}{10.0}\right). \quad (8)$$

Химический состав (коэффициенты $k(A)$) источников подбирался так, чтобы минимизировать сумму квадратов относительных отклонений от наблюдаемого спектра, среднего логарифма и его дисперсии.

Химический состав, полученный для трех типов источников приводится в Таблице 1.

На Рис.1 показаны вычисленные спектры в источниках.

На Рис.2а и Рис.2б вычисленные средний логарифм массового числа A и его дисперсия сравниваются с результатами Auger. Наилучшее согласие с наблюдениями достигается для активных галактических ядер. Спектры отдельных ядер для этого случая показаны на Рис.2с.

Обсуждение и заключение.

В настоящей работе показано, как по данным о космических лучах сверхвысоких энергий, наблюдаемых у Земли можно восстановить энергетический спектр частиц, ускоренных во внегалактических источниках. Для этого разработан алгоритм численного решения обратной задачи для уравнений переноса космических лучей (1) в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением. Найдены спектры источников по данным экспериментов Auger. Найденные спектры очень жесткие с показателем меньше 1 и обрезанием при энергии порядка $4 \times 10^{18} Z$ эВ.

Источники КЛ сверхвысоких энергий должны быть сильно обогащены ядрами для того, чтобы объяснить средний логарифм, измеренный Auger. Ядер гелия должно быть на порядок, а ядер остальных элементов на два порядка больше чем при солнечном химическом составе. Наши результаты находятся в качественном согласии с результатами решения прямой задачи [9].

Согласно нашим результатам, наиболее вероятными источниками космических лучей сверхвысоких энергий являются активные галактические ядра.

Настоящая работа была поддержана грантом РФФИ 19-02-00043.

Таблица 1. Химический состав космических лучей в источниках (в процентах)

	H	He	CNO	Si	Fe
AGN	21	54	21	3	0.2
Lac	61	24	4	10	0.6
m=0	48	48	1	3	0.5

Список литературы

- [1] Torres D.F., Anchordoqui L.A.// Reports Progr. Phys., 2004, V. 67, P.1663.
- [2] Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N., arXiv:1105.4491P, 2011.
- [3] Зиракашвили В.Н., Птускин В.С., Роговая С.И., Клепач Е.Г. // Известия РАН, серия физ. 2015, Т. 79. С.352-354.
- [4] Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N.// JCAP, 2015, V.03, P.054.

- [5] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач математической физики, Москва, Наука, 1986.
- [6] Letesser-Selvon, A. et al., // Proc. 33th ICRC, Rio de Janeiro 2013, arXiv:1310.4620.
- [7] Калашев О.Е. Космические лучи ультравысоких и сверхвысоких энергий, диссертация ИЯИ РАН, Москва 2016
- [8] Bellido J. et al. (Pier Auger Collaboration) arXiv:1708.06592 (2017)
- [9] Aloisio R., Berezhinsky V., Blasi P. // JCAP, 2014. V. 10, P. 020.

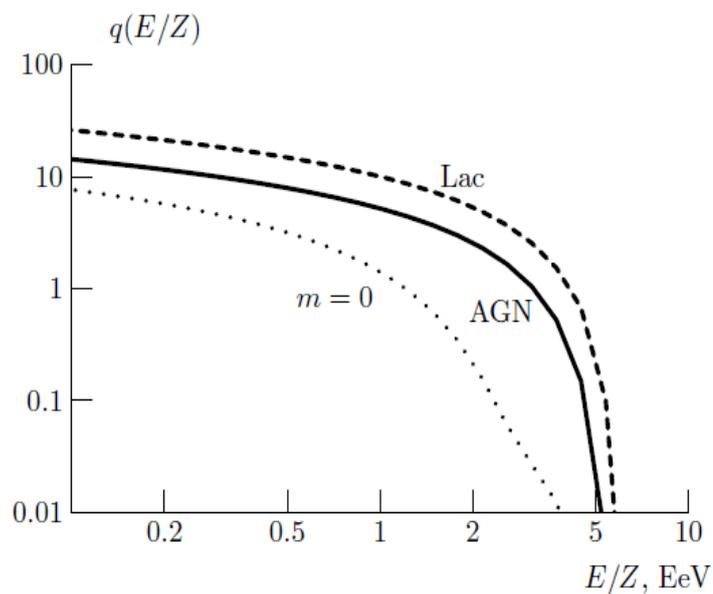


Рис.1

Спектры источников в произвольных единицах. Показаны результаты для активных галактических ядер (AGN), лацертид (Lac) и неэволюционирующих источников ($m=0$).

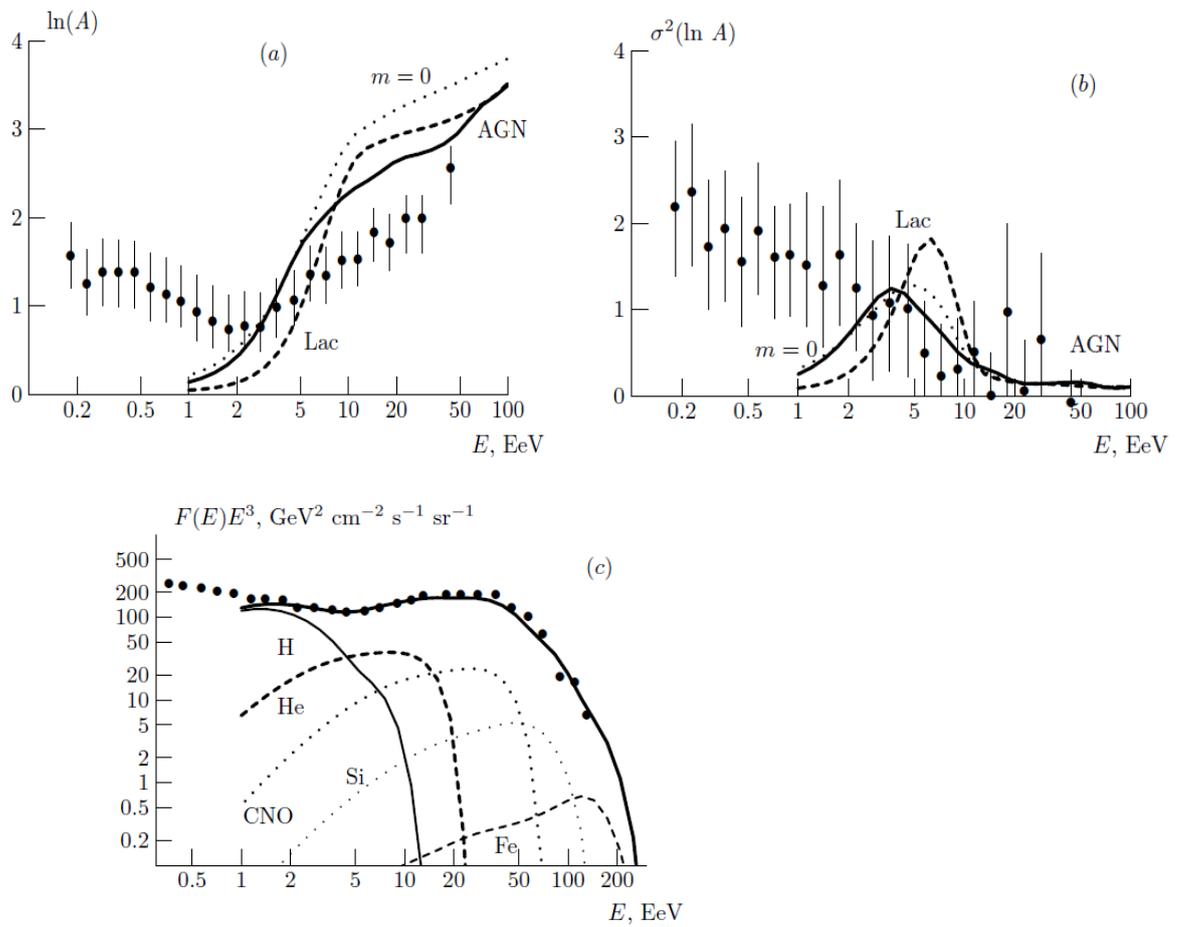


Рис.2. Сравнение наблюдаемого среднего логарифма A [8] (панель а) и дисперсии логарифма A [8] (панель б) с вычисленными. Показаны результаты для активных галактических ядер (AGN), лацертид (Lac) и неэволюционирующих источников ($m=0$). Панель с. Спектры всех частиц (сплошная кривая) и отдельных ядер, вычисленные для активных галактических ядер. Также показаны экспериментальные данные Auger [7] (кружки).