

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ МОДЕЛЕЙ ИЗЛОМА В СПЕКТРЕ ПКИ

В. П. Павлюченко

Рассматривается новый подход к анализу имеющихся экспериментальных данных для выяснения природы излома (колена) в спектре частиц первичного космического излучения. Предлагаемый высокочувствительный разностный метод позволяет сканировать всю небесную сферу в поисках аномалий и возможных источников ПКИ.

Ключевые слова: первичное космическое излучение, излом энергетического спектра, модели.

Энергетический спектр заряженных частиц первичного космического излучения (ПКИ) от сотен ГэВ до предельно высоких энергий имеет удивительно гладкий степенной вид $E^{-\gamma}$, нарушаемый только достаточно резким изменением показателя спектра γ с 2.7 на 3.1 при $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ (колена) и при $\sim 10^{18}$ эВ, где показатель практически восстанавливается до своего прежнего значения.

Проблема колена, несмотря на свою более чем полувековую историю [1], до сих пор вызывает споры о своей природе. В настоящее время имеются три основные астрофизические модели, объясняющие поведение ПКИ в этой области энергий [2–4].

– Диффузионная модель хорошо разработана и практически избавилась от главной трудности — объяснения резкости излома. В ней предполагается, что суммарный спектр родившихся во внутригалактических источниках частиц не изменяется вплоть до энергий $\sim 10^{18}$ эВ. Но при своем движении в Галактике траектории заряженных частиц искривляются хаотическими и регулярными магнитными полями, поэтому их распространение можно описать уравнениями диффузии. При увеличении энергии траектории заряженных частиц все менее искривляются, коэффициент диффузии увеличивается, и частицы постепенно, начиная с протонов, начинают покидать Галактику, укрупняя спектр ПКИ. Параметры диффузии подбираются так, чтобы удовлетворить предположениям об ускорении частиц в источниках ПКИ и хорошо описать экспериментальные данные.

– Модель предельной энергии. Предполагается, что колено отражает максимальную энергию, до которой ускоряются протоны в оболочках сверхновых звезд в Галактике, а при энергиях в Z раз больших последовательно вымирают и ядра с зарядом Z .

– Модель близкого источника, в которой на усредненный от многих источников спектр ПКИ накладываются его частицы, создавая избыток в области колена. Источник должен быть расположен достаточно близко к Земле, чтобы его частицы не успели полностью перемешаться с остальными.

В двух последних моделях резкость излома не представляет большой трудности.

Подтвердить или опровергнуть модели или выявить вклад каждой может только достаточно убедительный экспериментальный результат. В настоящей работе предлагается использовать высокочувствительный разностный метод анализа экспериментальных данных, предполагающий диффузный характер распространения ПКИ в Галактике. Искривление траекторий и диффузия, несомненно, имеют место хотя бы потому, что среднее время жизни частиц ПКИ в любых моделях не менее миллионов лет, а время пролета релятивистских частиц через всю Галактику на порядок меньше. Следовательно, при наличии многих источников должен быть градиент плотности частиц и диффузия в направлении от центра к периферии.

Если представить Галактику в виде плоского диска (или сферы) радиусом 15 килопарсек, то Земля находится приблизительно на расстоянии $1/2$ ее радиуса от центра между спиральными рукавами Персея и Стрельца. Анизотропия по направлениям прихода заряженных частиц с энергиями до 10^{15} эВ в околоземном пространстве не превышает долей процента, что говорит о большом количестве источников и/или хорошем перемешивании частиц практически независимо от точки их рождения.

Экспериментальные установки для исследования ПКИ высокой энергии, как правило, имеют ограниченный сектор обзора вокруг зенита, но из-за вращения Земли сканируют достаточно большую часть небесной сферы. Разобьем всю небесную сферу в галактических координатах на две полусферы: одна в направлении на Центр Галактики, а другая — в противоположном направлении (Антицентр), и сравним события, пришедшие из них, между собой. Плоскость раздела полусфер проходит через точку наблюдения, а направлением считается перпендикуляр к ней. Число первичных частиц n_g и n_a , приходящих из этих полусфер за определенный промежуток времени, пропорционально времени обзора соответствующих областей Галактики установкой, а их отношение $K = n_g/n_a$ различно для установок, расположенных на разных широтах Земли.

Чтобы сравнивать наборы событий n_g и n_a между собой, надо привести их к одинаковым условиям наблюдения, отнормировав, например, по полному числу событий с использованием коэффициента K , тем самым компенсируя разное время просмотра полусфер экспериментальной установкой. Процедура вносит минимальные искажения в анализ, так как вся экспериментальная статистика делится только на два набора. Более мелкое разбиение из-за сильного перемешивания траекторий в магнитных полях не имеет смысла.

В каждом наборе строятся распределения выбранных для анализа экспериментальных параметров или их комбинаций, и эти распределения вычитаются друг из друга, реализуя разностный метод. В нем автоматически вычитается общий фон и возможные методические ошибки, т.к. они одни и те же в обоих наборах. Параметрами для анализа могут быть число электронов N_e или мюонов N_μ в ШАЛ, энергия первичной частицы, массовый состав, глубина максимума развития ШАЛ, возраст ливня S и т.д.

Чтобы корректно сравнить распределения, границы их интервалов в каждом наборе должны быть одинаковыми. Пусть в интервале i до нормировки было число событий m_{ig} и m_{ia} , тогда разность между распределениями в интервале i будет равна $\Delta_i = m_{ig}/K - m_{ia}$, а среднеквадратичная ошибка этой разности будет вычисляться из распределения Пуассона:

$$\sigma_i = \sqrt{(m_{ig} + 1)/K^2 + (m_{ia} + 1)}. \quad (1)$$

Характеристикой отличия одного распределения от другого может быть величина

$$\chi^2 = \sum_i (\Delta_i/\sigma_i)^2. \quad (2)$$

Но удобнее использовать χ^2/J , где J – число степеней свободы, для сравнения с другими распределениями. Здесь суммирование ведется по всем интервалам, кроме тех интервалов, в которых число событий в обоих наборах равно нулю.

Если частицы с увеличением энергии начинают постепенно уходить из Галактики и этим определяется колено в спектре, то характеристики ПКИ для частиц, приходящих со стороны Центра, с ростом энергии должны все более отличаться от характеристик частиц с направления Антицентр.

Для разбиения на полусферы Центр – Антицентр достаточно в Галактической системе координат (l, b) вычислить знак косинуса Галактической долготы l пришедшего ливня при любом значении широты b , так как отсчет долгот начинается от направления Земля – Центр Галактики.

Чтобы более детально исследовать ПКИ, можно поворачивать плоскость разбиения, сканируя пространство Галактики для поиска направления, где характеристики ПКИ будут максимально отличаться друг от друга. Это может быть, например, направление на близкий источник ПКИ.

Для произвольного направления (l_0, b_0) плоскости раздела полусфер применяется формула

$$H = \cos \psi = \sin b_0 \sin b + \cos b_0 \cos b \cos(l - l_0). \quad (3)$$

H – это косинус плоского угла ψ между направлением (l, b) прихода частицы ПКИ и заданным направлением (l_0, b_0) в сферической системе координат. Разбиение на полусферы ведется по знаку $\cos \psi$. Формула справедлива для любых сферических систем, в том числе для экваториальной с координатами (α, δ) и горизонтальной (лабораторной). В последнем случае используются азимутальный угол φ и высота $h = (90^\circ - \theta)$, где θ – зенитный угол.

При одном и том же полном числе событий и фиксированных (l_0, b_0) минимальные ошибки в формуле (1) и, соответственно, максимум χ^2/J достигаются при $K = 1$. Если K существенно отличается от 1, то границей для разбиения сферы на 2 части можно выбрать величину $H \neq 0$, добиваясь приближения K к единице.

Использование $H \neq 0$ означает, что плоскость раздела проходит не по экватору, а по широте $90^\circ - \psi$ в новой сферической системе координат с полюсом (l_0, b_0) , и делит сферу наблюдений на неравные части, но с равным числом событий в каждой. Кроме уменьшения ошибок этот прием дает возможность исследовать всю небесную сферу даже при ограниченных углах обзора установки, так как высокая чувствительность разностного метода дает возможность уловить разницу не только в “облучаемой” и “теневого” полусферах, но и в областях “полутени”.

Обоснованность этой процедуры и учета особенностей конкретных моделей можно проверить расчетами.

Из общих соображений можно предположить следующие возможные результаты:

– Если наибольшее отличие распределений будет обнаружено в направлении Центр – Антицентр, то наиболее вероятна диффузионная модель.

– Если наибольшее отличие обнаружится в другом направлении, то наиболее вероятна модель близкого источника, расположенного в этом направлении.

– Если выделенных статистически обеспеченных направлений обнаружено не будет, то, скорее всего, реализуется модель предельного ускорения с равномерным распределением источников в Галактике.

Возможны промежуточные результаты, зависящие от вклада разных моделей.

Для вычисления галактических координат прихода частиц ПКИ требуется знать географические координаты установки, зенитный и азимутальный углы и время прихода ШАЛ. Практически все экспериментальные установки регистрируют эти параметры, поэтому для использования разностного метода проводить новые измерения не требуется, достаточно переобработать уже имеющийся материал.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ **35**, 635 (1958).
- [2] В. С. Птускин, УФН **177**, 558 (2007).
- [3] E. G. Berezhko, H. Volk, J. Astron. Astrophys. **451**, 981 (2006); astro-ph/0602177.
- [4] A. D. Erlykin, A. W. Wolfendale, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23**, 979 (1997).

Поступила в редакцию 2 декабря 2013 г.