

# Новое универсальное колено космических лучей вблизи магнитной жесткости 10 ТВ по данным космической обсерватории НУКЛОН<sup>1)</sup>

Е. Аткин<sup>a</sup>, В. Булатов<sup>b</sup>, В. Дорохов<sup>b</sup>, Н. Горбунов<sup>c,d</sup>, С. Филиппов<sup>b</sup>, В. Гребенюк<sup>c,d</sup>, Д. Карманов<sup>e</sup>, И. Ковалев<sup>e</sup>, И. Кудряшов<sup>e</sup>, А. Курганов<sup>e</sup>, М. Меркин<sup>e</sup>, А. Панов<sup>e,2)</sup>, Д. Подорожный<sup>e</sup>, Д. Полков<sup>b</sup>, С. Пороховой<sup>c</sup>, В. Шумихин<sup>a</sup>, А. Ткаченко<sup>c,f</sup>, Л. Ткачев<sup>c,d</sup>, А. Турундаевский<sup>e</sup>, О. Васильев<sup>e</sup>, А. Воронин<sup>e</sup>

<sup>a</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

<sup>b</sup>ООО ГОРИЗОНТ, 620075 Екатеринбург, Россия

<sup>c</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

<sup>d</sup> Университет “ДУБНА”, 141980 Дубна, Россия

<sup>e</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>f</sup>Институт теоретической физики им. Боголюбова, 03143 Киев, Украина

Поступила в редакцию 15 февраля 2018 г.

После переработки 18 мая 2018 г.

Результаты космической обсерватории НУКЛОН дают сильное указание на существование нового универсального “колена” космических лучей, которое наблюдается во всех группах ядер, включая тяжелые ядра, вблизи магнитной жесткости 10 ТВ. Универсальность означает одно и то же положение колена в шкале магнитной жесткости для всех групп ядер. Колено наблюдается с использованием обоих методов измерения энергии частиц, реализованных в обсерватории НУКЛОН — калориметрическим методом и кинематическим методом. Новое “колено” космических лучей, вероятно, связано с пределом ускорения достаточно широко распространенным или ближним источником космических лучей.

DOI: 10.1134/S0370274X18130027

Предполагается, что основным механизмом ускорения космических лучей с энергиями выше приблизительно 1 ГэВ является ускорение заряженных частиц магнитными полями ударных волн остатков сверхновых [1–7]. Простейшие теории ускорения космических лучей ударными волнами предсказывают простой степенной энергетический спектр ядер космических лучей в источнике со спектральным индексом, близким к 2.0 [8, 9]. Следовательно, ожидается что все наблюдаемые спектры будут иметь степенной вид с примерно одинаковыми спектральными индексами. Однако недавние прямые стратосферные и космические эксперименты показали, что реальная ситуация много сложнее. Во-первых, было открыто, что энергетические спектры протонов и ядер гелия имеют различные спектральные индексы [10–17]. Затем было открыто, что форма спектров существенно отклоняется от простого степенного закона даже при

энергиях ниже знаменитого колена космических лучей (около  $3 \cdot 10^{15}$  эВ). Например, вблизи магнитной жесткости 200–500 ГВ в спектрах всех обильных ядер космических лучей наблюдается универсальный излом с уменьшением спектрального индекса (выполаживание) [11, 14, 16–18]. Имеются указания и на другие особенности спектров. В частности, в компиляции данных прямых экспериментов для спектра протонов на рис. 1 можно увидеть указание на существование излома вблизи 10 ТэВ; однако ни один эксперимент не дает в этом отношении статистически значимого результата. Этот излом специально обсуждался в двух недавних статьях экспериментов НУКЛОН [19] и CREAM [20]. В обеих статьях отмечалось, что указание на излом вблизи той же магнитной жесткости 10 ТВ имеется и в спектре гелия, но оценки статистической значимости существования изломов не были приведены ни в одной из статей. Следовательно, остается важным доказательство существования излома вблизи магнитной жесткости 10 ТВ в спектрах протонов и гелия с достаточно высокой статистической значимостью.

<sup>1)</sup>См. доп. материалы к данной статье на сайте нашего журнала [www.jetpletters.ac.ru](http://www.jetpletters.ac.ru)

<sup>2)</sup>e-mail: [panov@dec1.sinp.msu.ru](mailto:panov@dec1.sinp.msu.ru)

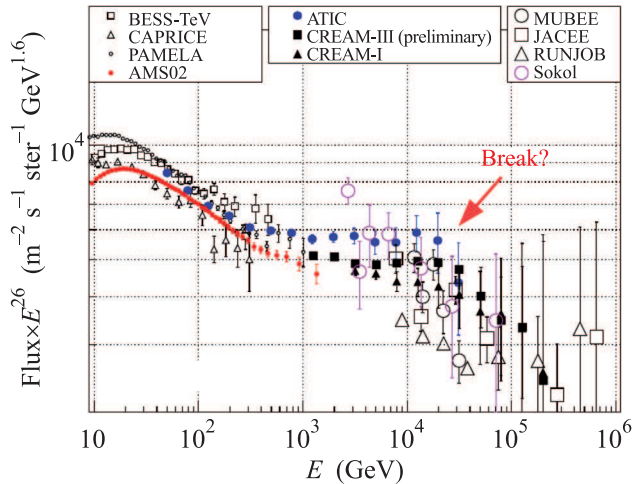


Рис. 1. (Цветной онлайн) Компиляция данных для спектра протонов до эксперимента НУКЛОН и недавних результатов эксперимента CREAM [20]. Показаны спектры: AMS02 [16], BESS-TeV [21–23], CAPRICE [24], PAMELA [14], ATIC [11], CREAM-III (предварительные) [12], CREAM-I [13], MUBEE [25, 26], JACEE [27], RUNJOB [28], SOKOL [29]

В действительности проблема даже интереснее. В. Зацепин и Н. Сокольская, основываясь на данных, аналогичных приведенным на рис. 1, в статье [30] предположили, что излом в спектрах протонов и гелия не только действительно существует, но имеет также универсальный характер в том смысле, что он имеет место в спектрах всех ядер при той же самой магнитной жесткости. Так как предел ускорения определяется магнитной жесткостью частиц, этот излом был ими связан с определенным типом источника космических лучей, который имеет предел ускорения вблизи 10 ТВ. Используя эту гипотезу и некоторые другие факты и предположения, В. Зацепин и Н. Сокольская построили феноменологическую трехкомпонентную модель спектров космических лучей, которая в некотором приближении разумно описала энергетические спектры всех ядер космических лучей вплоть до энергии  $10^{17}$  эВ. Можно сказать, что эта модель *предсказывает*, что излом вблизи магнитной жесткости около 10 ТВ должен быть обнаружен в спектрах жесткости тяжелых ядер  $Z \geq 6$ . Однако эта возможность до сих пор не изучалась экспериментально по причине недостатка статистики в имеющей отношении к делу области магнитной жесткости во всех предшествующих прямых экспериментах космических лучей. Следовательно, задача состоит не только в том, чтобы с достаточной статистической значимостью подтвердить существование излома в спектрах протонов и гелия, но и обнару-

жить аналогичный излом в спектрах тяжелых первичных ядер. Именно эта группа задач изучается в настоящей статье с использованием данных космического спектрометра НУКЛОН. НУКЛОН является первым экспериментом, который смог обеспечить достаточную статистику в спектрах тяжелых ядер для магнитной жесткости выше 10 ТВ.

Космический спектрометр НУКЛОН был разработан, главным образом, для измерения спектров ядер космических лучей с индивидуальным разрешением по заряду в диапазоне энергий от нескольких ТэВ до 1 ПэВ. В аппаратуре НУКЛОН реализовано два различных метода измерения энергии частиц: первый использует ионизационный калориметр (Ionization Calorimeter – IC), второй есть кинематический метод (Kinematic Lightweight Energy Meter – KLEM) [31, 32], который основан на измерении множественности вторичных частиц после первого ядерного взаимодействия первичной частицы с мишенью в спектрометре. Метод KLEM является принципиально новым, и он был использован на практике впервые. Основные системы спектрометра (рис. 2)

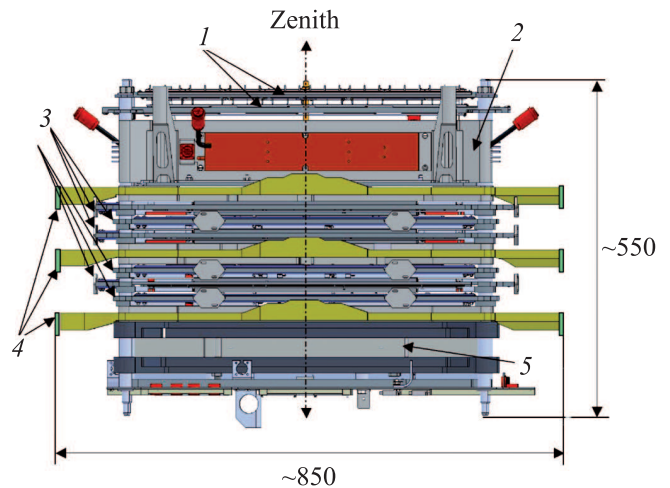


Рис. 2. (Цветной онлайн) Упрощенная схема детектора НУКЛОН: 1 – система измерения заряда; 2 – углеродная мишень; 3 – трекер системы KLEM; 4 – сцинтилляционная триггерная система; 5 – ионизационный калориметр

представлены четырьмя плоскостями системы измерения заряда, углеродной мишенью, шестью плоскостями системы измерения энергии KLEM (трекер KLEM), тремя двухслойными плоскостями триггерной системы на основе сцинтилляторов, и малоапертурным ионизационным калориметром ( $25 \times 25 \text{ см}^2$ ). Детали устройства детектора представлены в статьях [33–37]. 28 декабря 2014 г. обсерватория НУКЛОН была выведена на солнечно-синхронную ор-

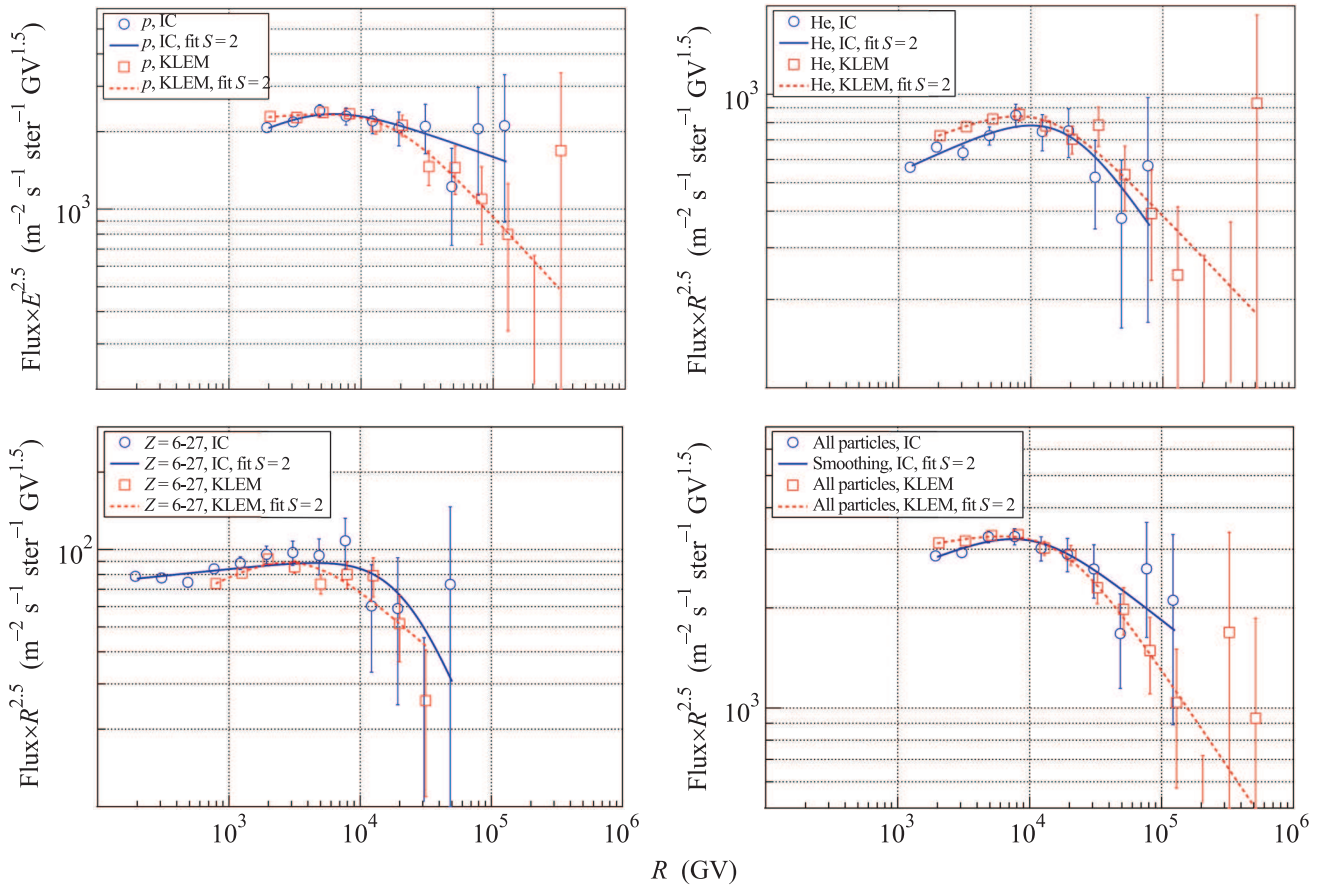


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры магнитной жесткости протонов, ядер гелия, тяжелых ядер с зарядами  $Z = 6 \div 27$  и всех частиц, измеренные калориметрическим методом (IC) и методом KLEM в эксперименте НУКЛОН. Показаны также аппроксимации спектров двойными степенными функциями из семейства (2) для параметра сглаживания  $S = 2$ . Спектры IC искусственно немного сдвинуты влево, а спектры KLEM немного сдвинуты вправо, чтобы избежать сильного наложения точек данных

биту. Недавние результаты обсерватории НУКЛОН, полученные после первых двух лет сбора данных, представлены в обзоре [38]. Детали реализации методик измерения энергии методами IC и KLEM в эксперименте НУКЛОН даны в статье [19]. В настоящей статье анализ данных основан на обоих методиках – IC и KLEM.

Спектры магнитной жесткости четырех групп ядер: протонов, ядер гелия, объединенный спектр ядер с зарядами  $Z = 6 \div 27$ , и спектр всех ядер, измеренные обоими методами IC и KLEM в эксперименте НУКЛОН показаны на рис. 3 вместе с некоторым сортом аппроксимации спектров, как будет обсуждаться ниже. Спектры первых трех групп: p, He,  $Z = 6 \div 27$  независимы друг от друга. Спектр всех ядер зависит от первых трех групп и рассматривается здесь так как он обеспечивает наибольшую возможную статистику. Все тяжелые ядра  $Z = 6 \div 27$  были объединены в один спектр жесткости так как

статистика для каждого отдельного ядра на текущей стадии эксперимента пока слишком мала для анализа и, в то же время, группа ядер  $Z = 6 \div 27$  содержит все обильные первичные тяжелые ядра. Ядра с зарядами от 3 до 5 специально не рассматривались, так как это преимущественно вторичные ядра, полученные при соударении первичных более тяжелых ядер с межзвездным газом, и ожидается, что спектры вторичных ядер отличаются от спектров первичных ядер: протонов, гелия, основной доли ядер  $Z = 6 \div 27$ . Визуально, в области между 5 и 20 ТВ магнитной жесткости в каждом спектре обоих методов IC и KLEM определяется наличие излома. Все изученные группы спектров: p, He,  $Z = 6 \div 27$ , все ядра показывают приблизительно одинаковый излом спектра вблизи жесткости 10 ТВ, что означает универсальный характер “колена”. Существование излома в спектре тяжелых ядер, предсказанное в трехкомпонентной модели [30] и никогда раньше

не проверявшееся экспериментально, подтверждено. Это означает, что этот излом, как и предполагалось в [30], действительно имеет универсальную природу и может быть связан с пределом ускорения некоторого источника космических лучей. Точный статистический смысл существования этого универсально-го излома обсуждается в основной оставшейся части статьи.

Ошибки, показанные на рис. 3, чисто статистические. Видно, что некоторые энергетические бины спектра пустые, и это допустимо для методов анализа, которые описаны ниже. Ожидается, что систематические ошибки связаны главным образом с неопределенностями в работе триггера событий, и они оцениваются приблизительно на уровне 25 % для абсолютной интенсивности и  $\pm 0.06$  в общем спектральном индексе спектров. Систематическая ошибка в определении энергии для обоих методов IC и KLEM проверялась в пучковых экспериментах в ЦЕРН [36] и ожидается на уровне  $\sim 5\%$ . Методы IC и KLEM фактически представляют два различных эксперимента с различной физикой генерации триггера, объединенных в одной экспериментальной установке. Различие результатов этих двух методов дает естественную меру систематических ошибок обоих методов, и из рис. 3 видно, что это различие невелико. Качественное поведение спектров обоих методов существенно одинаково. Важно, что вся возможная систематика в форме спектров (изломы, выполаживания, пики, провалы), произведенная аппаратными эффектами типа насыщения энергии в детекторах и другими артефактами может быть связана только с полной кинетической энергией частиц, так как оба метода – IC и KLEM – работают в терминах полной энергии на частицу. Следовательно, систематические артефакты в спектрах могут, в принципе, иметь место (если они вообще есть) при одной и той же энергии на частицу для различных типов ядер, но не при одной и той же магнитной жесткости, как на рис. 3. Например, изломы для протонов и ядер  $Z = 6 \div 27$  имеют место около 10 и 100 ТэВ, соответственно, в терминах энергии на частицу, и они не могут иметь одно и то же систематическое происхождение. Следовательно, очень маловероятно, что излом вблизи магнитной жесткости 10 ТВ в различных группах ядер имеет систематическую природу, и мы можем исключить эту возможность. Последующий анализ формы спектров рассматривается как устойчивый против предполагаемых систематических ошибок.

Нашей задачей теперь является оценка статистической значимости существования изломов для каждого спектра на рис. 3 и оценка параметров изломов.

В этой задаче имеет место два типа неопределенностей: первый есть статистическая неопределенность, и второй – методическая неопределенность. Начнем обсуждение с чисто статистической проблемы.

Предположим, что мы выбрали некоторое семейство функций  $F(\mathbf{a}, R)$  в качестве модели степенного спектра с изломом, и намерены аппроксимировать одну из экспериментальных кривых на рис. 3 одной из таких функций. Здесь  $\mathbf{a}$  означает набор параметров, которые должны быть подобраны для того, чтобы аппроксимировать экспериментальные точки одной из кривых из семейства,  $R$  есть магнитная жесткость. Жесткости частиц, используемые для получения спектров на рис. 3, получаются из оценок энергии частиц событие за событием, следовательно, каждому бину жесткости соответствует пуассоновская статистика. Особенность задачи состоит в том, что статистика на конце спектра с высокой жесткостью мала (некоторые бины даже пустые). Следовательно, семейство методов хи-квадрат не может быть использовано для аппроксимации данных. Однако метод максимального правдоподобия, основанный прямо на пуассоновской статистике, использовать можно. Если  $N_i$  есть число отсчетов в  $i$ -м бине спектра, то нетрудно получить, что функция правдоподобия тогда имеет вид:

$$\mathcal{P}(\mathbf{a}) = - \sum_i [N_i \ln F(\mathbf{a}, R_i) - \ln N_i! - F(\mathbf{a}, R_i)]. \quad (1)$$

Можно видеть, что выражение (1) является осмысленным, даже если некоторые из  $N_i$  равны нулю. Для поиска оптимальной аппроксимации данных нужно минимизировать функцию  $\mathcal{P}(\mathbf{a})$  по вектору параметров  $\mathbf{a}$ . Необходимо подчеркнуть, что предложенный метод не должен смешиваться с хорошо известным семейством методов хи-квадрат для малого количества отсчетов [39, с. 734], которые дают малые аналитические поправки для обычного метода хи-квадрат в случаях, когда статистика в бинах не удовлетворяет условию  $N_i \gtrsim 10$ , но при этом все  $N_i > 0$ . Предложенный метод является точным и работает для любых  $N_i$ , но он требует численной минимизации функции (1) по вектору параметров  $\mathbf{a}$ .

Теперь обратимся к методологической части задачи. Для представления степенных спектров с изломом мы используем функции, которые для той же цели были использованы в трехкомпонентной модели Зацепина–Сокольской [30] и были использованы в статье [40] для представления известного колена космических лучей около  $3 \cdot 10^{15}$  эВ. Эти функции могут быть записаны в следующей симметричной форме:

$$F_S(\gamma_1, \gamma_2, A_*, R_*; R) = A_* \left(\frac{R}{R_*}\right)^{-\frac{\gamma_1}{2}} \left(\frac{R}{R_*}\right)^{-\frac{\gamma_2}{2}} \left[ \frac{(R_*/R)^{\frac{S}{2}} + (R/R_*)^{\frac{S}{2}}}{2} \right]^{\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{S}} \quad (2)$$

Здесь параметр  $S$  представляет степень сглаживания вблизи точки сочленения двух степенных спектров со спектральными индексами  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Статистика данных НУКЛОН (рис. 3) не позволяет нам разумно ограничить  $S$ , поэтому приходится оценить неопределенность всех результатов по отношению к неопределенности  $S$ . Функция (2) имеет четыре параметра  $\gamma_1, \gamma_2, A_*, R_*$ , которые должны быть оптимизированы, и один параметр  $S$ , который мы рассматриваем как неопределенный.  $R_*$  есть некоторое эффективное положение точки излома,  $A_*$  есть амплитуда кривой в этой точке. Специальный случай  $S \rightarrow \infty$  представляет точно-подобную стыковку двух степенных спектров со спектральными индексами  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в точке  $R_*$ .

На рисунке 3 показана аппроксимация экспериментальных спектров функциями (2) со сглаживающим параметром  $S = 2$ , которые получены минимизацией функции правдоподобия (1) по параметрам  $\gamma_1, \gamma_2, A_*, R_*$ . Для значений  $S < 2$  аппроксимация уже не выглядит как степенной спектр с изломом, следовательно,  $S = 2$  есть разумный минимум для параметра  $S$ . Для  $S < 2$  в контексте настоящей задачи понятие двух отдельных  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  становится фактически бессмысленным. Однако должны рассматриваться все значения  $S$  от 2 до  $+\infty$ .

**Таблица 1.** Параметры излома, полученные аппроксимацией двойным степенным спектром с различными параметрами сглаживания  $S$  для различных групп ядер в методах IC и KLEM

Группа ядер	$\Delta\gamma$	$R^*$ (TV)	$\Delta\gamma$	$R^*$ (TV)
	$S = 2$		$S = \infty$	
IC				
p	0.44	5.45	0.27	5.38
He	0.89	18.18	0.50	9.65
6 ÷ 27	1.39	22.93	0.72	7.94
Все	0.48	10.42	0.31	7.28
KLEM				
p	0.61	17.05	0.37	9.94
He	0.65	12.90	0.42	9.04
6 ÷ 27	0.72	3.52	0.43	2.13
Все	0.66	17.13	0.40	10.11

Таблица 1 дает меру методологической стабильности результатов аппроксимации по отношению к неопределенности параметра сглаживания  $S$ . В этой таблице для каждого из двух методов IC и KLEM,

для каждой группы ядер, сравниваются величины  $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$  и  $R_*$  для двух экстремальных предположений  $S = 2$  и  $S = \infty$ . Из таблицы 1 следует, что зависимость величин  $\Delta\gamma$  и  $R_*$  от сглаживающего параметра существует. Более того, можно видеть, что  $\Delta\gamma$  в общем случае меньше для  $S = \infty$ , чем для  $S = 2$ , но ниже будет видно, что это различие существенно не влияет на оценки статистической значимости существования излома. Заметим, что значение  $R_*$  находится между 2.13 и 22.7 ТВ для всех групп ядер во всех моделях, а геометрическое среднее всех полученных значений составляет 11.3 ТВ. Это соответствует понятию универсального излома с положением вблизи  $\sim 10$  ТВ с точностью до мультипликативного фактора порядка единицы.

Другой фактор методологической неопределенности связан с бинингом магнитной жесткости, используемым для построения экспериментальных спектров. Для исследования этой неопределенности были использованы бининги с более узкими бинами, вплоть до более узких в восемь раз. Было показано, что этот фактор систематической неопределенности мал по сравнению со статистической неопределенностью и несуществен для окончательного результата.

Следующим шагом анализа является определение статистической значимости утверждения о существовании излома. Для оценки методической неопределенности результата эта задача тоже решалась отдельно для двух экстремальных случаев  $S = 2$  и  $S = \infty$ . Из-за существенной нелинейности метода аппроксимации и из-за низкой статистики на высокоэнергетических концах спектров задача получения статистических оценок может решаться только методом Монте-Карло. Для каждого использованного параметра сглаживания  $S$  и для каждой группы ядер при генерации модельных спектров метода Монте-Карло, для генерации пуассоновских случайных чисел для каждой точки спектра использовались те значения матожиданий, которые даются амплитудой аппроксимирующей функции в этих точках (см. рис. 3). Для каждого модельного Монте-Карло спектра проводится полная процедура обработки для поиска аппроксимирующей функции. Статистические распределения полученных параметров аппроксимации позволяют ответить на вопрос об их статистической устойчивости.

Обычно статистические ошибки экспериментальных величин оцениваются в терминах стандартных отклонений. Такие оценки предполагают, что случайные отклонения распределены приблизительно по закону Гаусса. Однако в нашей задаче распределения, которые мы получили, вообще говоря имеют

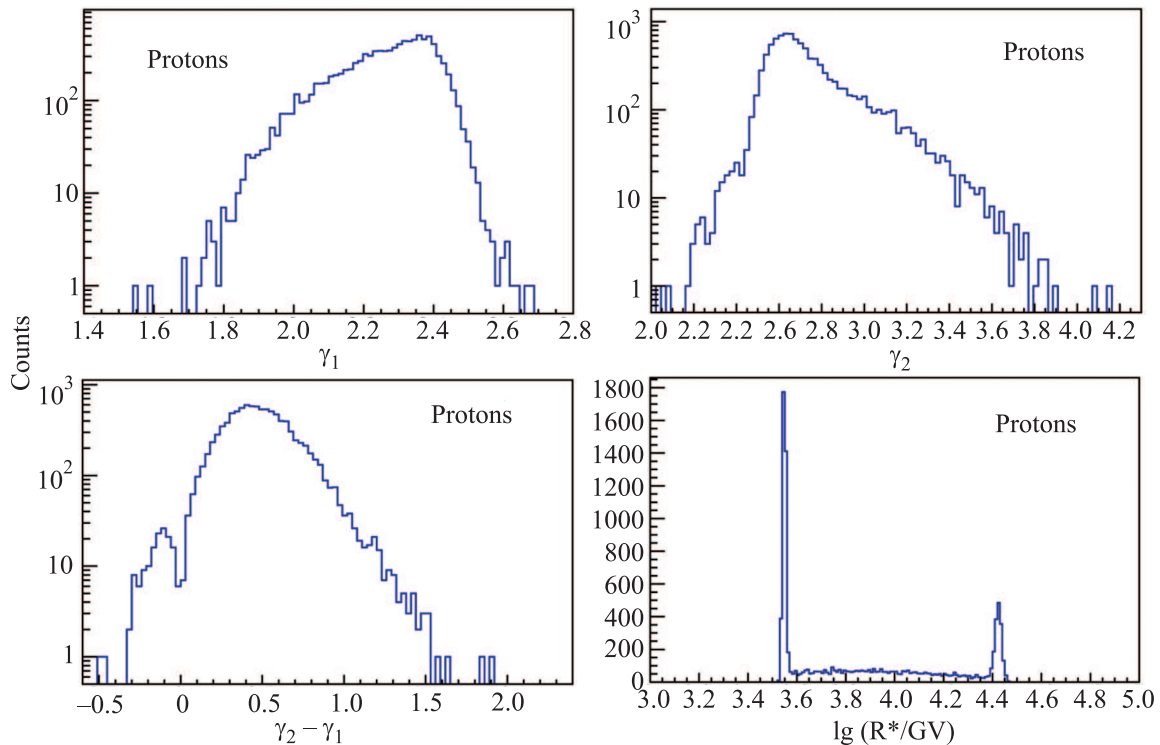


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределения величин  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_2 - \gamma_1, R_*$  в спектре протонов для параметра сглаживания  $S = 2$  в методе IC

мало общего с гауссовым распределением и, следовательно, оценки ошибок в терминах стандартных отклонений лишены смысла. Полный и исчерпывающий ответ на вопрос о статистической значимости параметров дают только полученные распределения как таковые. Вопрос об интерпретации этих распределений должен ставиться отдельно.

На рисунке 4 показан пример для распределений величин  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_2 - \gamma_1, R_*$ , вычисленных методом Монте-Карло для спектра протонов в методе IC, для параметра сглаживания  $S = 2$ . Полный набор картинок для всех групп ядер и обоих значений  $S = 2$  и  $S = \infty$  показан в дополнительных материалах к статье.

Функции распределения для параметра  $R_*$  имеют очень причудливую форму. Надо отметить, что положения узких пиков на краях распределения ни в одном случае не соответствуют границам области поиска минимума или граничным точкам спектров в терминах магнитной жесткости. Необычная форма распределения связана с очень плоским дном функции правдоподобия для параметра  $R_*$ , которое ограничено в то же самое время очень крутыми склонами. Имеется большая вероятность для минимума оказаться вблизи одного из “нижних углов” такой

функции – это фактически есть вариант реализации механизма спонтанного нарушения симметрии.

**Таблица 2.** Вероятности (статистические значимости) гипотезы  $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1 > 0$

Группа ядер	$S = 2$ % ( $\sigma$ )	$S = \infty$ % ( $\sigma$ )	Одиночное $\gamma$ % ( $\sigma$ )
	2	3	4
IC			
p	99.31 (2.70)	98.49 (2.43)	53.17 (0.73)
He	99.85 (3.25)	99.45 (2.78)	90.13 (1.65)
6 ÷ 27	95.94 (2.05)	97.93 (2.31)	90.00 (1.64)
All	99.97 (3.62)	99.89 (3.26)	91.07 (1.70)
KLEM			
p	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)	98.67 (2.47)
He	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)	99.59 (2.93)
6 ÷ 27	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)
All	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)	> 99.99 (3.9)

С точки зрения возможности существования излома в спектре, наибольший интерес представляет разница в спектральных индексах после и до предполагаемой точки излома:  $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ . Формально, излом существует, если разница больше нуля:  $\gamma_2 > \gamma_1 \Rightarrow \Delta\gamma > 0$ . В таблице 2 в колонках 2 и 3 даны статистические значимости в процен-



тах для гипотезы  $\Delta\gamma > 0$  (излом есть) для обоих методов, для параметров сглаживания  $S = 2$  и  $S = \infty$  и отдельно для каждой группы ядер. Для удобства в скобках приведено эквивалентное число стандартных отклонений. Напоминаем, однако, что распределения  $\Delta\gamma$  реально имеют мало общего с нормальным распределением, поэтому величины в скобках, строго говоря, не имеют физического смысла. Эти результаты получены непосредственно по распределениям вероятности, как на рис. 4.

В методе IC вероятности существования излома,  $\Delta\gamma > 0$ , в некоторых группах ядер довольно велики (формально, больше  $3\sigma$ ), но в некоторых других они ниже  $3\sigma$ . Вероятности для  $S = 2$  и  $S = \infty$  сравнимы, следовательно, систематика, связанная с неопределенностью  $S$  (табл. 1) существенно не влияет на результаты, имеющие отношение к статистической значимости излома. Статистика исходных данных в методе KLEM примерно вдвое выше, чем в методе IC, в результате все оцененные статистические значимости излома в методе KLEM для всех значений  $S$  больше чем 99.99% ( $3.9\sigma$ ) во всех группах ядер. Статистические значимости не могли быть вычислены с более высокой точностью, так как в методе Монте-Карло было только 10000 тестов из-за вычислительных ограничений.

Другой подход к оценке статистической значимости существования излома состоит в том, чтобы продемонстрировать, что аппроксимация спектров простыми степенными функциями без излома не является адекватной. Обычно для решения аналогичных проблем используется критерий хи-квадрат, но здесь, как и для аппроксимации спектров двойными степенными функциями, вместо этого нужно использовать критерий, основанный на прямом методе максимального правдоподобия для пуассоновской статистики. Пуассоновский критерий использует вместо величины хи-квадрат значения функции правдоподобия (1). Распределения амплитуд функции правдоподобия должны моделироваться методом Монте-Карло (в отличие от аналитических вычислений метода хи-квадрат). На выходе критерий дает вероятность, что величина функции правдоподобия не превышает той же величины, полученной для экспериментального спектра. Большие значения полученной вероятности показывают, что аппроксимация экспериментальных точек одиночным степенным спектром является неадекватной. Вероятности, полученные с использованием критерия Пуассона для экспериментальных спектров, показаны в столбце 4 табл. 2.

Можно видеть, что формально для данных метода IC критерий Пуассона не показывает, что простой степенной спектр является неадекватным. Напротив, для данных KLEM критерий Пуассона ясно показывает неадекватность простой степенной функции для спектров ядер  $Z = 6 \div 27$  и всех частиц, а значимость неадекватности простой степенной функции для протонов и гелия около двух с половиной стандартных отклонений или выше.

Нетрудно видеть, что статистическая значимость излома, полученная аппроксимацией спектров двойной степенной функцией, систематически выше, чем значимость неадекватности простой степенной функции. Причина этого состоит в том, что метод, основанный на простой степенной функции, использует не всю информацию, доступную для анализа. Метод с простой степенной функцией использует только факт наличия больших отклонений экспериментальных данных от аппроксимирующей функции, игнорируя, как эти отклонения распределены вдоль оси магнитной жесткости. Напротив, метод с аппроксимацией двойным степенным спектром использует всю доступную информацию. По нашему мнению, именно метод с двойной степенной функцией является более адекватным, так как он использует больше информации. При этом можно отметить, что для спектров метода KLEM оба подхода — и с одиночным и с двойным степенным спектром — ведут к высокой статистической значимости существования излома. Заключение, которое можно отсюда вывести, состоит в том, что имеется сильное указание на существование излома около 10 ТВ отдельно во всех рассмотренных группах ядер космических лучей, следовательно, этот излом демонстрирует универсальный характер.

Из-за сложной формы распределений вероятности для положения излома (см. рис. 4) довольно трудно дать количественную оценку статистической значимости для значения этой величины. Можно только заключить, что излом находится вблизи 10 ТВ в различных группах ядер с точностью до мультипликативного фактора порядка единицы.

Результаты настоящей работы дают сильное указание (статистическая значимость более  $3\sigma$ ) на существование универсального излома вблизи магнитной жесткости 10 ТВ во всех ядерных компонентах космических лучей. Так как ускорение частиц космических лучей происходит в основном благодаря взаимодействию частиц с магнитными полями остатков сверхновых и выражаются в терминах магнитной жесткости частиц, то существование в спектрах ядер универсального колена в терминах магнитной

жесткости связано, вероятно, с пределом ускорения некоторого широко распространенного или ближнего источника космических лучей. Для уточнения параметров 10 ТВ-колена и для увеличения статистической надежности его существования требуются дополнительные исследования.

Авторы благодарны Государственной Космической Корпорации РОСКОСМОС и Российской Академии Наук за постоянную поддержку этой работы.

1. V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press (1964).
2. V.L. Ginzburg and V.S. Ptuskin, *Phys. Usp.* **18**, 931 (1975).
3. R. D. Blandford and J. P. Ostriker, *ApJ* **237**, 793 (1980).
4. R. Blandford and D. Eichler, *Phys. Rep.* **154**, 1 (1987).
5. W. I. Axford, In Proc. of 17-th International Cosmic Ray Conference **1**, 155 (1981).
6. T. K. Gaisser, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge University Press, N.Y. (1990).
7. V. S. Ptuskin, *Phys. Usp.* **50**, 534 (2007).
8. G. F. Krymskii, *Soviet Physics – Doklady* **22**, 327 (1977).
9. A. R. Bell, *MNRAS* **182**, 147 (1978).
10. V. I. Zatsepin, J. H. Adams, Jr., H. S. Ahn et al. (ATIC Collaboration), *Bulletin of the Russian Academy of Sciences* **68**, 1780 (2004).
11. A. D. Panov, J. H. Adams Jr., H. S. Ahn et al. (ATIC Collaboration), *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics* **73**, 564 (2009).
12. Y. S. Yoon, H. S. Ahn, T. Anderson, et al. (CREAM Collaboration), *Preliminary proton and helium spectra from the CREAM-III flight. In Proc. of 31-st International Cosmic Ray Conference*, Lodz (2009).
13. Y. S. Yoon, H. S. Ahn, P. S. Allison et al. (CREAM Collaboration), *ApJ* **728**, 122 (2011).
14. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaia et al. (PAMELA Collaboration), *Science* **332**, 69 (2011).
15. A. V. Karelin, S. V. Borisov, A. M. Galper, S. A. Voronov (for PAMELA Collaboration), *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7**, 235 (2011).
16. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat et al. (AMS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **114**, 171103 (2015).
17. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat et al. (AMS collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **115**, 211101 (2015).
18. H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi et al. (CREAM Collaboration), *ApJ Lett.* **714**, L89 (2010).
19. E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov et al. (NUCLEON Collaboration), *JCAP* **2017**(7), 20 (2017).
20. Y. S. Yoon, T. Anderson, A. Barrau et al. (CREAM Collaboration), *ApJ* **839**, 5 (2017).
21. S. Haino, K. Abe, K. Anraku et al. (BESS Collaboration), In *28th International Cosmic Ray Conference* (2003), p. 1825.
22. S. Haino, T. Sanuki, K. Abe et al. (BESS Collaboration), *Phys. Lett. B.* **594**, 35 (2004).
23. T. Sanuki for the BESS Collaboration, *Nucl. Phys. B Suppl.* **145**, 132 (2005).
24. M. Boezio, V. Bonvicini, P. Schiavon et al. (CAPRICE Collaboration), *Astropart. Phys.* **19**, 583 (2003).
25. A. Ya. Varkovitskaya, E. A. Zamchalova, V. I. Zatsepin, T. V. Lazareva, G. P. Sazhina, and N. V. Sokol'skaya, *JETP Lett.* **57**, 469 (1993).
26. V. I. Zatsepin, T. V. Lazareva, G. P. Sazhina, and N. V. Sokol'skaya, *Physics of Atomic Nuclei* **57**, 645 (1994).
27. K. Asakimori, T. H. Burnett, M. L. Cherry et al. (JACEE Collaboration), *ApJ* **502**, 278 (1998).
28. M. Hareyama, V. A. Derbina, V. I. Galkin et al. (RUNJOB Collaboration), *ApJ* **628**, L41 (2005).
29. I. P. Ivanenko, V. Ya. Shestoporov, D. M. Podorozhnyi, I. D. Rapoport, G. A. Samsonov, V. A. Sobinyakov, A. N. Turundaevskij, I. M. Fateeva, L. A. Khejn, and L. O. Chikova, *Rossijskaya Akademiya Nauk, Izvestiya, Seriya Fizicheskaya* **57**, 76 (1993) (in Russian).
30. V. I. Zatsepin and N. V. Sokolskaya, *Astronomy and Astrophysics* **458**, 1 (2006).
31. N. A. Korotkova, D. M. Podorozhnyi, E. B. Postnikov, T. M. Roganova, L. G. Sveshnikova, and A. N. Turundaevsky, *Physics of Atomic Nuclei* **65**, 582 (2002).
32. D. M. Podorozhnyi, E. B. Postnikov, L. G. Sveshnikova, and A. N. Turundaevsky, *Physics of Atomic Nuclei* **68**, 50 (2005).
33. G. Voronin, V. M. Grebenyuk, D. E. Karmanov, N. A. Korotkova, Z. V. Krumshstein, M. M. Merkin, A. Y. Pakhomov, D. M. Podorozhnyi, A. B. Sadovskii, L. G. Sveshnikova, L. G. Tkachev, and A. N. Turundaevsky, *Instruments and Experimental Techniques* **50**, 187 (2007).
34. G. Voronin, V. M. Grebenyuk, D. E. Karmanov, N. A. Korotkova, Z. V. Krumshstein, M. M. Merkin, A. Y. Pakhomov, D. M. Podorozhnyi, A. B. Sadovskii, L. G. Sveshnikova, L. G. Tkachev, and A. N. Turundaevsky, *Instruments and Experimental Techniques* **50**, 176 (2007).
35. M. Podorozhnyi, V. L. Bulatov, N. V. Baranova et al. (NUCLEON Collaboration), *Bulletin of the Russian Academy of Sciences* **71**, 500 (2007).
36. V. L. Bulatov, A. V. Vlasov, N. V. Gorbunov, V. M. Grebenyuk, D. E. Karmanov, A. Y. Pakhomov, D. M. Podorozhnyi, D. A. Polkov, L. G. Tkachev, A. V. Tkachenko, S. P. Tarabrin, A. N. Turundaevskii, and S. B. Filippov, *Instruments and Experimental Techniques* **53**, 29 (2010).



37. E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov et al. (NUCLEON Collaboration), *Nuc. Instr. Meth. A* **770**, 189 (2015).
38. A. Panov, E. Atkin, N. Gorbunov et al. (NUCLEON Collaboration), In *Proceedings of Science, 35-th International Cosmic Ray Conference, ICRC2017* (2017).
39. W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery, *Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing*, 3-rd ed. Cambridge University Press (2007).
40. J.R. Hörandel, *Astroparticle Physics* **19**, 193 (2003).