

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.591

АЛЬБЕДНЫЙ ПОТОК, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ В ВЕЩЕСТВЕ  
ЧАСТИЦАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТЭВ

Д. М. Подорожный, И. Д. Рапопорт, А. Н. Турундаевский

(НИИЯФ)

E-mail: ant@eas.npi.msu.ru

**Исследуется образование обратного тока частиц из адронных каскадов в плотном веществе. Анализируются зависимость альбедного потока от энергии, пространственное и угловое распределения его различных компонент.**

Изучение спектра и состава космических лучей позволяет получить данные, важные для исследования процессов генерации, ускорения и распространения заряженных частиц в Галактике. Наиболее распространенным методом измерения энергии частиц космических лучей в области высоких энергий ( $> 1$  ТэВ) является метод ионизационного калориметра [1, 2], основанный на регистрации адронного каскада в поглощающем веществе. Оценка осуществляется с применением математического моделирования каскадов с помощью различных программ, в частности GEANT [3].

Однако часть вторичных частиц из каскада рассеивается за пределы поглотителя, создавая возрастающий с энергией обратный ток (альбедо). Альбедные частицы могут создавать помехи в детекторах заряда первичной частицы, влияющие на результаты измерений. Наибольшие трудности возникают при детектировании протонов и ядер He.

Для исследования особенностей обратного тока в калориметрических установках было проведено математическое моделирование каскадов, инициируемых протонами с энергиями 0.5, 2.0, 8.0, 32.0 ТэВ в железном поглотителе общей толщиной 90 см. Падение первичных частиц на поглотитель предполагалось вертикальным, регистрировались вторичные частицы, выходящие через верхнюю границу поглотителя.

При моделировании каскадов использовался программный комплекс GEANT 3.21 [3]. При этом для высокоэнергичных адронных взаимодействий использовался генератор QGSJET [4], низкоэнергичных (до 50 ГэВ) – генератор FLUKA [3]. Применимость этих моделей для описания адронных взаимодействий подтверждается сравнением с экспериментальными данными [4, 5], в частности, для описания вылета из ядра низкоэнергичных протонов [5]. Это позволяет использовать модель и для описания вылета нейтронов.

Полученные значения средних множественностей частиц обратного тока приведены в табл. 1. Анализ этих данных показывает, что множественность всех

компонент обратного тока, особенно нейтронов, существенно зависит от энергии первичной частицы. При этом число электронов обратного тока невелико из-за больших потерь на ионизацию, значителен выход гамма-квантов и нейтронов обратного тока. Энергетическая зависимость средней множественности частиц обратного тока может быть аппроксимирована степенной функцией  $N(E) = BE^b$ . Параметры аппроксимации приведены в табл. 2. Данная аппроксимация позволяет оценить рост обратного тока при переходе в область сверхвысоких энергий. Отметим, что в случае использования черенковских или сцинтилляционных детекторов заряда большой толщины нейтронные взаимодействия могут существенно исказить результаты измерений. Вероятность ошибки из-за взаимодействия нейтронов или из-за попадания заряженной частицы обратного тока в детектор заряда может быть снижена при применении тонких секционированных детекторов. Такой подход реализован в эксперименте ATIC [6].

Таблица 1

Средние множественности частиц обратного тока (pFe)

E, ТэВ	Частица		
	$\gamma$	$e^+ e^-$	$n$
0.5	$43.8 \pm 2.9$	$1.2 \pm 0.10$	$178.9 \pm 5.7$
2.0	$76.0 \pm 4.9$	$1.8 \pm 0.16$	$411.8 \pm 12.7$
8.0	$174.0 \pm 11.5$	$4.1 \pm 0.29$	$1032.6 \pm 32.7$
32.0	$406.3 \pm 30.2$	$10.5 \pm 1.7$	$2597.3 \pm 84.8$

Таблица 2

Параметры аппроксимации энергетической зависимости средней множественности частиц обратного тока  $N(E) = BE^b$ 

E, ТэВ	Частица		
	$\gamma$	$e^+ e^-$	$n$
$B$	$57.6 \pm 2.8$	$1.485 \pm 0.095$	$272.0 \pm 5.8$
$b$	$0.541 \pm 0.026$	$0.486 \pm 0.042$	$0.646 \pm 0.011$

Особый интерес представляет пространственное распределение различных компонент обратного тока. На рис. 1 приводятся зависимости пространственной плотности обратного тока  $dN/dS$  от расстояния до оси каскада на уровне верхней границы поглотителя. Пространственное распределение нейтронов оказывается более широким по сравнению с электромагнитной компонентой. Это отражено в табл. 3, где приведены значения среднего расстояния треков различных компонент обратного тока до оси каскада на уровне верхней границы поглотителя. Из-за сильного поглощения основной вклад в электромагнитную компоненту обратного тока дают  $\pi^0$ -мезоны, рожденные в адронных взаимодействиях в начальной части каскада. В то же время верхняя граница поглотителя могут достигать нейтроны, испускаемые в максимуме каскада.

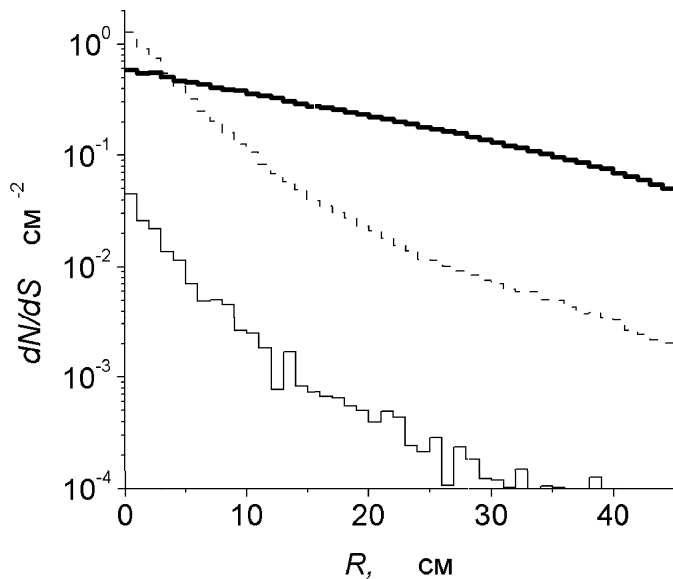


Рис. 1. Пространственное распределение частиц обратного тока для первичного протона с энергией 8 ТэВ. Пунктир — гамма-кванты, тонкая сплошная — электроны и позитроны, жирная сплошная — нейтроны

Таблица 3

Средние расстояния частиц обратного тока до оси каскада, см (pFe)

$E$ , ТэВ	Частица		
	$\gamma$	$e^+ e^-$	$n$
0.5	$11.16 \pm 0.07$	$10.38 \pm 0.45$	$23.46 \pm 0.05$
2.0	$12.18 \pm 0.06$	$10.99 \pm 0.39$	$24.35 \pm 0.03$
8.0	$12.66 \pm 0.04$	$11.55 \pm 0.27$	$24.83 \pm 0.02$
32.0	$12.76 \pm 0.03$	$10.33 \pm 0.18$	$25.20 \pm 0.01$

Угловое распределение частиц обратного тока близко к изотропному. На рис. 2 приведены распределения по величине  $\cos^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между треком частицы и вертикалью, в табл. 4 — средние значения косинуса угла вылета частиц обратного тока ( $\cos \theta$ ). Для строго изотропного вылета частиц в верхнюю полусферу  $\frac{dN}{d(\cos^2 \theta)} = \text{const}$  и  $\langle \cos \theta \rangle = \frac{2}{3}$ .

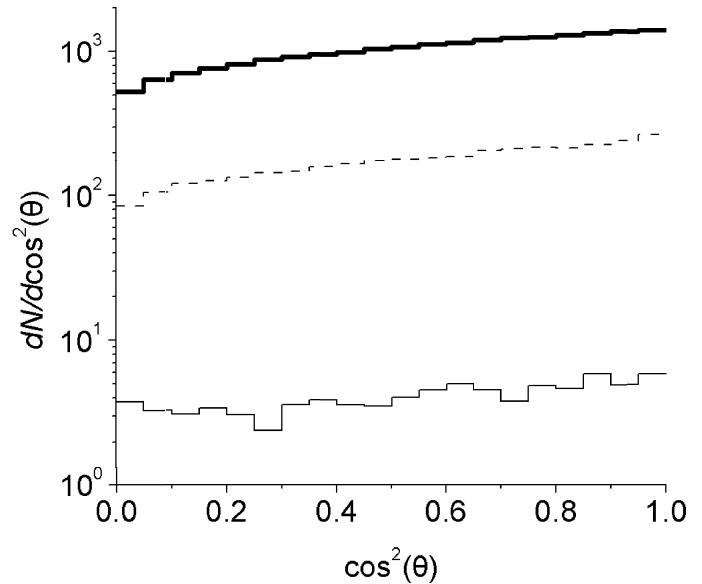


Рис. 2. Угловое распределение частиц обратного тока для первичного протона с энергией 8 ТэВ. Пунктир — гамма-кванты, тонкая сплошная — электроны и позитроны, жирная сплошная — нейтроны

Таблица 4

Средние косинусы угла вылета частиц обратного тока (pFe)

$E$ , ТэВ	Частица		
	$\gamma$	$e^+ e^-$	$n$
0.5	$0.7194 \pm 0.0016$	$0.6786 \pm 0.0109$	$0.7191 \pm 0.0008$
2.0	$0.7317 \pm 0.0012$	$0.7104 \pm 0.0086$	$0.7217 \pm 0.0005$
8.0	$0.7289 \pm 0.0008$	$0.7061 \pm 0.0059$	$0.7231 \pm 0.0003$
32.0	$0.7409 \pm 0.0005$	$0.7406 \pm 0.0036$	$0.7243 \pm 0.0002$

Наблюдаемое отличие от идеально изотропного распределения обусловлено поглощением обратного тока при больших углах вылета.

Энергетические спектры частиц обратного тока представлены на рис. 3. Основная часть частиц имеет энергию порядка нескольких МэВ, однако ширина распределения достигает нескольких ГэВ. С увеличением энергии первичной частицы увеличивается преимущественно поток низкоэнергичных нейтронов из максимума адронного каскада. Поэтому средняя кинетическая энергия нейтрона обратного тока при этом уменьшается. Средние значения кинетической энергии частиц обратного тока приведены в табл. 5. Поскольку глубина максимума каскада в железе в данном энергетическом диапазоне не превышает  $\sim 30$  см, возможное подавление обратного тока с помощью временной отсечки потребует ограничения по времени срабатывания детекторов  $\leq 10$  нс (в этом случае отбрасываются нейтроны с кинетической энергией до  $\sim 5$  МэВ).

Количество частиц обратного тока сильно флуктуирует. Соответствующие распределения представлены на рис. 4. Видно, что возможны события

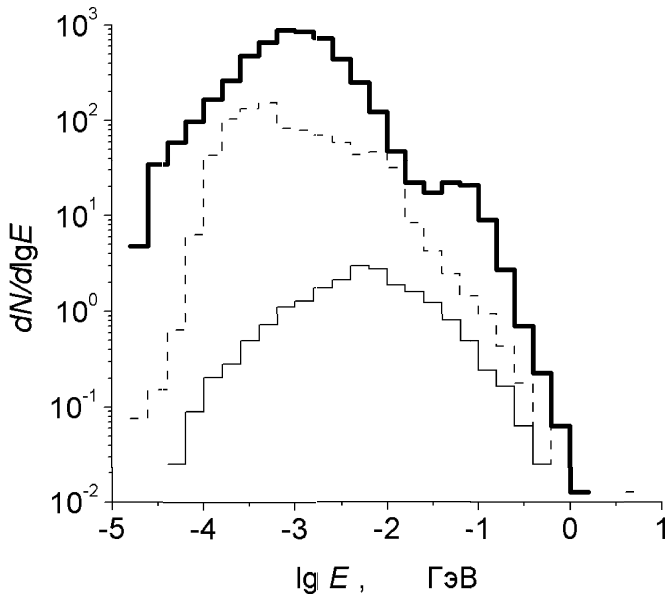


Рис. 3. Энергетические спектры частиц обратного тока для первичного протона с энергией 8 ТэВ. Пунктир — гамма-кванты, тонкая сплошная — электроны и позитроны, жирная сплошная — нейтроны

Таблица 5

Средние кинетические энергии частиц обратного тока, МэВ (pFe)

E, ТэВ	Частица		
	$\gamma$	$e^+ e^-$	$n$
0.5	$2.87 \pm 0.08$	$14.04 \pm 1.45$	$3.15 \pm 0.04$
2.0	$2.87 \pm 0.07$	$14.42 \pm 1.02$	$2.81 \pm 0.03$
8.0	$2.90 \pm 0.07$	$15.73 \pm 0.89$	$2.65 \pm 0.02$
32.0	$3.44 \pm 0.08$	$26.41 \pm 1.39$	$2.48 \pm 0.01$

с выходом обратного тока, существенно превышающим средние значения (табл. 1).

Вид зависимости числа частиц обратного тока от глубины первого неупругого взаимодействия определяется пробегом поглощения соответствующей компоненты. На рис. 5 такие зависимости приведены для гамма-квантов, электронов и нейтронов. Видно, что для нейтронов такая зависимость заметно слабее, чем для электромагнитной компоненты. При экспоненциальной аппроксимации

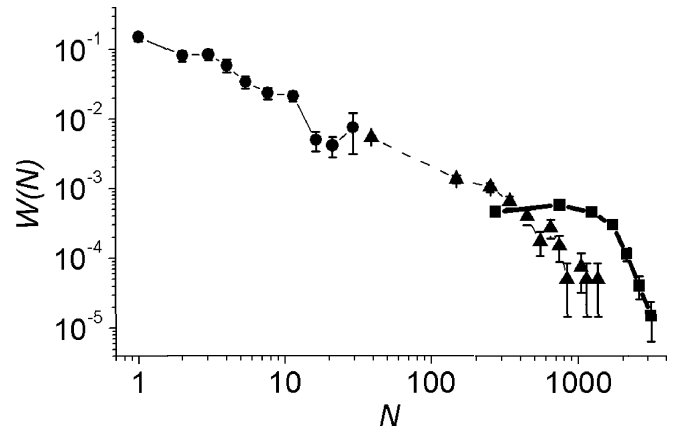


Рис. 4. Распределения по числу частиц обратного тока для первичного протона с энергией 8 ТэВ. Пунктир и треугольники — гамма-кванты, тонкая сплошная и круги — электроны и позитроны, жирная сплошная и квадраты — нейтроны

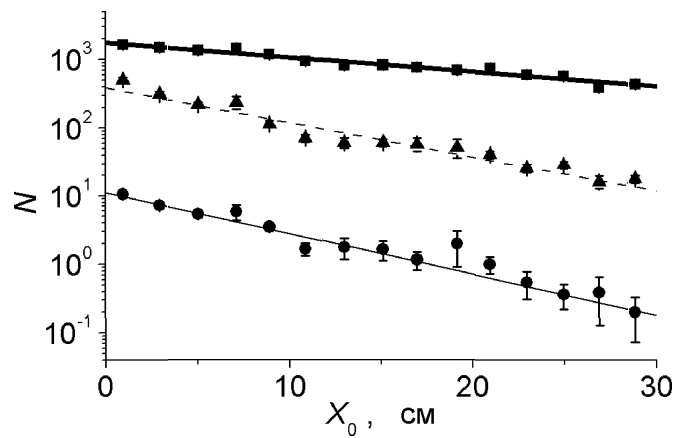


Рис. 5. Зависимость числа частиц обратного тока от глубины первого неупругого взаимодействия для первичного протона с энергией 8 ТэВ. Пунктир и треугольники — гамма-кванты, тонкая сплошная и круги — электроны и позитроны, жирная сплошная и квадраты — нейтроны

$N(X_0) = N_0 \exp(-X_0/L_{\text{abs}})$  пробеги поглощения электромагнитной компоненты существенно ниже, чем для нейтронов. Численные значения параметров аппроксимации  $N_0, L_{\text{abs}}$  приведены в табл. 6 с соответствующими значениями величины  $\chi^2$  на одну степень свободы. Довольно большие значения  $\chi^2/\nu$  указывают на отличие поглощения обратного тока от

Таблица 6

Параметры аппроксимации зависимости числа частиц обратного тока от глубины первого неупругого взаимодействия  $N(X_0) = N_0 \exp(-X_0/L_{\text{abs}})$ .  $N_0$  — обратный ток при взаимодействии на верхней границе поглотителя,  $L_{\text{abs}}$  — пробег поглощения,  $\chi^2/\nu$  — характеристика качества аппроксимации (pFe)

E, ТэВ	Частица								
	$\gamma$			$e^+ e^-$			$n$		
	$N_0$	$L_{\text{abs}}, \text{ г/см}^2$	$\chi^2/\nu$	$N_0$	$L_{\text{abs}}, \text{ г/см}^2$	$\chi^2/\nu$	$N_0$	$L_{\text{abs}}, \text{ г/см}^2$	$\chi^2/\nu$
0.5	$118 \pm 4$	$54 \pm 3$	1.8	$4.1 \pm 0.3$	$36 \pm 4$	1.2	$303 \pm 6$	$153 \pm 8$	0.8
2.0	$223 \pm 8$	$56 \pm 2$	2.2	$5.7 \pm 0.4$	$47 \pm 4$	1.2	$727 \pm 15$	$154 \pm 7$	2.5
8.0	$384 \pm 12$	$67 \pm 3$	3.6	$11.0 \pm 0.6$	$57 \pm 4$	0.7	$1748 \pm 35$	$162 \pm 8$	1.0
32.0	$839 \pm 26$	$64 \pm 3$	2.3	$18.8 \pm 1.1$	$62 \pm 5$	0.9	$4397 \pm 87$	$150 \pm 7$	1.0

строого экспоненциального закона, что можно объяснить зависимостью пробега поглощения от энергии частицы обратного тока. Полученные значения  $L_{\text{abs}}$  для электронно-позитронной компоненты близки к оценке поглощения обратного тока по данным эксперимента «Сокол-2» [7].

Проведенный анализ позволяет выделить основные характеристики обратного тока из адронных каскадов. Значительную долю обратного тока составляют нейтроны с энергиями от 0.1 МэВ до 1 ГэВ. Моделирование показало существенную энергетическую зависимость обратного тока. Сравнение пространственных распределений электронно-фотонной и нейтронной компонент обратного тока показывает, что основным источником электромагнитной компоненты является начальный участок адронного каскада, в случае нейтронов — преимущественно максимум каскада.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16272.

## Литература

1. Григоров Н.Л., Мурзин В.С., Рапопорт И.Д. // ЖЭТФ. 1958. **34**, № 2. С. 506
2. Иваненко И.П., Подорожный Д.М., Рапопорт И.Д. и др. Каскадная теория ливней. М., 1996.
3. GEANT User's Guide. CERN DD/EE/83/1. Geneva, 1983.
4. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С. // Препринт НИИЯФ МГУ 1998. № 98-36/537.
5. Рапопорт И.Д., Турундаевский А.Н., Шестоперов В.Я. // Ядерная физика. 2002. **65**, № 1. С. 176.
6. Adams J.H., Башинджагян Г.Л., Зацепин В.И. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2001. № 4. С. 38.
7. Шестоперов В.Я., Рапопорт И.Д., Басина Ю.В. и др. // Ядерная физика. 1994. **57**, № 5. С. 858.

Поступила в редакцию  
06.06.03

УДК 537.531.15

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И МАССОВОГО СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ИЗ СПЕКТРОВ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЭЛЕКТРОНОВ И МЮОНОВ

Е. А. Вишневская, В. Н. Калмыков, Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов,  
В. П. Сулаков  
(НИИЯФ)

E-mail: valery@eas.sinp.msu.ru, kalm@eas.sinp.msu.ru

На основе анализа экспериментальных данных установки ШАЛ МГУ оценивается массовый состав первичного космического излучения (ПКЛ). При проведении расчетов используется кварк-глюонная модель адронных взаимодействий QGSJET и предполагается, что излом в первичном энергетическом спектре является следствием диффузии ПКЛ. Расчетная модель хорошо воспроизводит первичный энергетический спектр, полученный на установках ШАЛ МГУ и ШАЛ Тунка-25. Обсуждаются экспериментальные спектры по числу электронов и мюонов установки KASCADE.

### Введение

45 лет назад впервые был обнаружен излом в спектре широких атмосферных ливней (ШАЛ) по числу электронов на уровне моря при числе частиц, примерно соответствующем энергии первичной частицы  $\approx 3 \cdot 10^{15}$  эВ [1]. Результаты работы [1] были затем подтверждены другими группами исследователей. Впоследствии излом был обнаружен и в спектрах других компонент ШАЛ: мюонной, черенковского излучения [2], а также в спектре адронной компоненты [3]. Однако природа излома и сейчас остается предметом интенсивных исследований. Наиболее естественное объяснение наблюдаемого явления состоит в наличии соответствующей нерегулярности в энергетическом спектре ПКЛ,

обусловленной процессами ускорения в источниках и/или распространения ПКЛ в Галактике.

В настоящей работе излом рассматривается как следствие изменения характера распространения космических лучей в галактическом пространстве [4]. Анализ экспериментальных данных установки ШАЛ МГУ в рамках кварк-глюонной модели адронных взаимодействий QGSJET [5] позволил сделать оценку массового состава ПКЛ и с хорошей точностью воспроизвести первичный энергетический спектр по данным установок ШАЛ МГУ и ШАЛ Тунка-25. В то же время результаты анализа показывают, что экспериментальный спектр ШАЛ по числу мюонов установки KASCADE не согласуется с традиционными представлениями о характере излома.