

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

**АЛЬБЕДНЫЙ ПОТОК, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ
В ПОГЛОЩАЮЩЕМ ВЕЩЕСТВЕ
ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТэВ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2004-17/756

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

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

**АЛЬБЕДНЫЙ ПОТОК, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ
В ПОГЛОЩАЮЩЕМ ВЕЩЕСТВЕ
ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТэВ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2004-17/756

УДК 537.591

ББК

П76

D.M.Podorozhnyi, I.D.Rapoport, A.N.Turundaevsky

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

**THE ALBEDO PARTICLES GENERATED BY PROTONS AT
ENERGIES MORE THAN 1 TEV IN ABSORBING MATTER**

Preprint of SINP MSU – 2004-17/756

Abstract

By detailed simulation of showers back scattered particles generation is studied for iron and lead absorbers. Energy dependence of albedo flux and spatial and angular distributions of different albedo flux components are analyzed.

**Д.М.Подорожный, И.Д.Рапопорт, А.Н.Турундаевский
АЛЬБЕДНЫЙ ПОТОК, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ В ПОГЛОЩАЮЩЕМ
ВЕЩЕСТВЕ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТэВ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2004-17/756

Аннотация

При помощи детального моделирования каскадных процессов исследуется образование обратного тока частиц в железном и свинцовом поглотителях. Анализируются энергетическая зависимость альбедного потока, пространственное и угловое распределения различных компонент обратного тока.

© Д.М.Подорожный, И.Д.Рапопорт, А.Н.Турундаевский, 2004

© НИИЯФ МГУ, 2004

Изучение космических лучей позволяет получить данные, важные для понимания процессов генерации, ускорения и распространения заряженных частиц в Галактике. При этом желательно получить детальную информацию как об энергетическом спектре, так и о химическом составе космических лучей. Поэтому регистрирующая аппаратура традиционно состоит из двух основных частей: энергетического спектрометра и детектора заряда.

Наиболее распространенным методом энергетических измерений для частиц космических лучей в области высоких энергий (> 1 ТэВ) является метод ионизационного калориметра [1], основанный на регистрации адронного каскада в поглощающем веществе. Из-за значительной массы поглотителя стали использоваться ионизационные калориметры неполного поглощения, в ограниченном поглотителе которых регистрируется лишь часть каскада, инициируемого первичной частицей [2]. Физические процессы в каскадах описываются с помощью математического моделирования по различным программам, в частности, GEANT [3].

Часть вторичных частиц регистрируемого каскада неизбежно рассеивается за пределы калориметра, в том числе и в направлении прихода первичной частицы, создавая так называемый обратный ток (альбеда). Проблема изучения характеристик и величины альбеда весьма актуальна, потому что альбедные частицы могут создавать помехи в детекторах заряда первичной частицы. Эти помехи могут внести существенные искажения в результаты измерений [4, 5]. При разработке приборов необходимо учитывать особенности отклика детектора, его чувствительность к различным частицам. Вопросы оптимизации детектора заряда рассматривались при подготовке нового эксперимента [6].

Как правило, для определения заряда применяются детекторы, регистрирующие ионизационные потери или черенковское излучение частицы. Поэтому наибольшие искажения из-за обратного тока возникают при детектировании протонов и ядер He. Для исследования особенностей обратного тока в калориметрических установках было предпринято математическое моделирование каскадов в поглотителях из железа и свинца общей толщиной 90 см, инициированных

протонами с энергиями 0.5, 2, 8, 32 ТэВ. Падение первичных частиц на блок поглотителя предполагалось вертикальным, регистрировались вторичные частицы, выходящие через верхнюю поверхность поглотителя. Такие условия являются наиболее жесткими для селекции протонов [7].

При моделировании использовался программный комплекс GEANT 3.21 [3]. При этом высокоэнергичные адронные взаимодействия описывались с помощью генератора QGSJET [8, 9], низкоэнергичные (до 50 ГэВ) – с помощью генератора FLUKA [3]. В обратный ток вносят вклад взаимодействия как первичной высокоэнергичной частицы, так и сравнительно низкоэнергичных вторичных частиц. При неупругих взаимодействиях часть рожденных частиц вылетает в обратном направлении относительно импульса налетающей частицы. Как правило, для адекватного описания рождения частиц в области фрагментации мишени учитывается внутриядерный каскад [10, 11]. В ряде работ [8, 9, 12] применимость моделей для описания адронных взаимодействий подтверждается сравнением с экспериментальными данными. В частности, следует отметить согласие модели с экспериментом при описании вылета из ядра низкоэнергичных протонов [12]. Следует ожидать, что моделирование нейтронной компоненты при помощи указанных моделей дает результаты, близкие к экспериментальным. Энергетическая зависимость сечений неупругого взаимодействия и множественности вторичных частиц в модели QGSJET соответствует результатам экспериментов на встречных пучках [9, 13]. Это позволяет распространить модель в область высоких энергий. Проблема модельной зависимости при описании начальной части адронного каскада и, в частности, обратного тока рассматривалась в работе [14]. Различные модели дают близкие результаты при расчете каскада вблизи точки первого неупругого взаимодействия, модельная зависимость описания обратного тока должна быть незначительной.

Проведенное моделирование позволило оценить поток различных компонент обратного тока: гамма-квантов, электронов и позитронов, нейтронов, заряженных пионов. При анализе полученных результатов возможны разные подходы. С одной стороны, обратный ток можно разделить на электромагнитную и ядерную компоненты. Для экспериментов

целесообразно рассматривать отдельно все заряженные частицы обратного тока, непосредственно дающие сигнал в детекторах заряда. В данной работе реализованы оба подхода. Отметим, что поток заряженных пионов обратного тока очень мал, и его рассмотрение ограничено средними характеристиками.

Полученные значения средней множественности частиц обратного тока приведены в табл.1. Из данных таблицы следует существенная энергетическая зависимость множественности всех компонент обратного тока. При этом число электронов обратного тока невелико из-за больших потерь на ионизацию, заметен выход гамма-квантов и быстро растущий с энергией первичной частицы поток нейтронов обратного тока. Отметим, что в детекторах большой толщины (более нескольких $г/см^2$) взаимодействия нейтронов обратного тока могут существенно исказить результаты измерений, использование тонких секционированных детекторов позволяет в этом случае уменьшить вероятность ошибки измерения заряда детектируемой первичной частицы [15].

Особый интерес представляет пространственное распределение различных компонент обратного тока. На рис.1-2 приводятся зависимости пространственной плотности частиц 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 находит отражение в табл.2, 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 дают π^0 -мезоны из адронных взаимодействий в начальной части каскада. В то же время верхней границы поглотителя могут достигать нейтроны, испускаемые в максимуме каскада.

Угловое распределение частиц обратного тока в местах генерации близко к изотропному, но из-за поглощения различных компонент на границе поглотителя наблюдается анизотропия. Это особенно характерно для заряженных пионов. На рис.3-4 приведены распределения по величине $\cos^2 \theta$, где θ – угол между треком частицы и вертикалью, в табл.3 –

средние значения косинуса угла вылета частиц обратного тока $\langle \cos \theta \rangle$. Для строго изотропного вылета частиц в верхнюю полусферу $\frac{dN}{d(\cos^2 \theta)} = \text{const}$ и $\langle \cos \theta \rangle = \frac{2}{3}$.

Как следует из приведенных данных, для свинцового поглотителя характерна более сильная энергетическая зависимость числа частиц обратного тока. Поток нейтронов из свинцового поглотителя существенно выше, чем из железного при всех энергиях рассматриваемого диапазона. Вместе с тем пространственное распределение частиц обратного тока слабо зависит от вещества поглотителя. Можно отметить лишь более узкое распределение гамма-квантов в случае свинцового поглотителя (табл.2, рис.1-2). Мало изменяется со сменой поглотителя угловое распределение гамма-квантов и нейтронов обратного тока. Поток электронов из свинца ближе к изотропному в сравнении с обратным током из железного поглотителя (табл.3, рис.3-4).

Увеличение расстояния между верхней границей поглотителя и детектором заряда при почти изотропном угловом распределении приводит к снижению плотности частиц обратного тока вблизи трека первичной частицы. Соответствующая зависимость для различных компонент приведена на рис.5-6. Снижение плотности наиболее заметно при увеличении расстояния H от 0 до ~5 см. Дальнейшее увеличение расстояния дает сравнительно слабый эффект, так как в этом случае значение H становится сравнимым с глубиной испускания обратного тока.

Энергетические спектры частиц обратного тока представлены на рис.7-8. Основная часть частиц имеет энергии в области нескольких МэВ, однако распределение простирается до нескольких ГэВ. С увеличением энергии первичной частицы преимущественно увеличивается поток низкоэнергичных нейтронов из максимума адронного каскада, средняя кинетическая энергия нейтрона обратного тока при этом уменьшается. Средние значения кинетической энергии частиц обратного тока приведены в табл.4. Следует отметить сравнительно высокие энергии заряженных пионов обратного тока, рождающихся в адрон-ядерных взаимодействиях.

Различие в кинетических энергиях частиц обратного тока из

разных поглощающих веществ наиболее заметно для электронной компоненты: средняя энергия электронов, вылетающих из свинца, существенно меньше (табл.4). Это приводит к появлению двух максимумов в энергетическом распределении заряженных частиц обратного тока, один из которых обусловлен электронной компонентой, другой – пионной (рис.5-6).

Поскольку глубина максимума каскада в железе в указанном энергетическом диапазоне не превышает ~30 см (в свинце - ~10 см), возможное подавление обратного тока с помощью временной отсечки потребовало бы ограничения по времени по крайней мере ~10 нс (в этом случае отбрасываются нейтроны с кинетической энергией до ~5 МэВ).

Количество частиц обратного тока сильно флуктуирует. Соответствующие распределения представлены на рис.7-8. Видно, что возможны события с выходом обратного тока, существенно превышающим средние значения (табл.1). Имеет место заметная корреляция между потоками различных компонент обратного тока. На рис.9-10 показаны зависимости количества электронов и позитронов, нейтронов и всех заряженных частиц от числа гамма-квантов. Для электромагнитной компоненты наблюдается единая зависимость $\overline{N_e}(\overline{N_\gamma})$ (в пределах статистических ошибок) при различных энергиях первичного протона. Однако с увеличением первичной энергии поток нейтронов растет быстрее, чем потоки гамма-квантов и электронов. Это объясняется большим пробегом нейтронов в веществе, благодаря чему вклад в обратный ток дает значительная часть адронного каскада, тогда как электромагнитная компонента испытывает существенное поглощение. Соответствующая коррелятивная зависимость для всех заряженных частиц слабо отличается от кривой для электронов из-за малого потока заряженных пионов.

Меньшее отношение каскадной единицы к ядерному пробегу в свинце приводит к тому, что при большом выходе гамма-квантов поток нейтронов слабо зависит от потока электромагнитной компоненты. События с наибольшим потоком электромагнитной компоненты отличаются малой глубиной точки первого неупругого взаимодействия. Максимум адронного каскада дает большой вклад в нейтронную компоненту обратного тока и незначительный – в электромагнитную.

Соответствующая коррелятивная зависимость для всех заряженных частиц слабо отличается от кривой для электронов ввиду малого потока заряженных пионов.

Вид зависимости числа частиц обратного тока от глубины первого неупругого взаимодействия также определяется пробегом поглощения соответствующей компоненты. На рис.11-12 такие зависимости приведены для гамма-квантов, всех заряженных частиц и нейтронов. Видно, что для нейтронов такая зависимость заметно слабее, чем для электромагнитной компоненты. При экспоненциальной аппроксимации пробеги поглощения $N(X_{вз}) = N_0 \exp(-X_{вз} / L_{погл})$ электромагнитной компоненты существенно ниже, чем для нейтронов. Численные значения параметров аппроксимации N_0 , $L_{погл}$ приведены в табл.5 для железного, а в табл.6 для свинцового поглотителя. Большие значения χ^2 / ν указывают на отличие поглощения обратного тока от строго экспоненциального закона, что можно объяснить зависимостью пробега поглощения от энергии частицы обратного тока. Это подтверждается тем, что отклонение от экспоненты заметнее в свинцовом поглотителе, где при малой критической энергии вылетающие в обратном направлении гамма-кванты генерируют ярко выраженный электромагнитный каскад (рис.13-14).

Следует отметить, что значения $L_{погл}$ для электронно-позитронной компоненты в железном поглотителе не противоречат значению, полученному для обратного тока в эксперименте «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.

Таким образом, значительная часть различий в параметрах обратного тока из свинцового (pPb) и железного (pFe) поглотителей обусловлена свойствами электромагнитного

каскада. В свинце существенно меньше критическая энергия. Это ведет к увеличению пробегов поглощения электромагнитной компоненты при некотором уменьшении средней кинетической энергии.

Выход нейтронов существенно зависит от массы ядра вещества поглотителя. Тяжелые ядра содержат большее число нейтронов, поэтому фрагментация этих ядер при взаимодействии с адронами из каскада увеличивает поток данной компоненты обратного тока.

Полученные данные по характеристикам обратного тока могут быть использованы при оптимизации новых экспериментов.

Таблица 1. Средние числа частиц обратного тока, образуемого протонами с энергией E в железном (pFe) и свинцовом (pPb) поглотителях

	$E,$ ТэВ	γ	$e^+ e^-$	n	$\pi^+ \pi^-$
pFe	0.5	43.8 ± 2.9	1.2 ± 0.10	178.9 ± 5.7	0.5 ± 0.05
	2.0	76.0 ± 4.9	1.8 ± 0.16	411.8 ± 12.7	0.8 ± 0.07
	8.0	174.0 ± 11.5	4.1 ± 0.29	1032.6 ± 32.7	1.6 ± 0.14
	32.0	406.3 ± 30.2	10.5 ± 1.7	2597.3 ± 84.8	3.2 ± 0.21
pPb	0.5	35.7 ± 2.9	1.0 ± 0.09	482.5 ± 13.3	0.4 ± 0.05
	2.0	86.2 ± 7.0	2.1 ± 0.16	1240.5 ± 34.0	1.0 ± 0.08
	8.0	281.8 ± 28.3	7.7 ± 1.66	3401.0 ± 94.1	2.4 ± 0.17
	32.0	673.5 ± 58.0	15.2 ± 1.48	8651.0 ± 234.7	4.7 ± 0.43

Таблица 2. Средние расстояния R частиц обратного тока до оси каскада, на уровне верхней границы железного (ρFe) и свинцового (ρPb) поглотителей, см.

	E , ТэВ	γ	$e^+ e^-$	n	$\pi^+ \pi^-$
ρFe	0.5	11.16±0.07	10.38±0.45	23.46±0.05	6.27±0.40
	2.0	12.18±0.06	10.99±0.39	24.35±0.03	8.16±0.44
	8.0	12.66±0.04	11.55±0.27	24.83±0.02	7.77±0.30
	32.0	12.76±0.03	10.33±0.18	25.20±0.01	8.46±0.21
ρPb	0.5	10.41±0.09	11.74±0.61	24.00±0.03	7.52±0.54
	2.0	10.75±0.06	13.53±0.43	24.72±0.02	7.18±0.31
	8.0	9.31±0.03	10.83±0.22	25.19±0.01	7.48±0.22
	32.0	9.68±0.02	13.19±0.16	25.96±0.01	7.60±0.17

Таблица 3. Средние косинусы угла вылета частиц обратного тока относительно нормали к поверхности железного (ρFe) и свинцового (ρPb) поглотителей

	E , ТэВ	γ	$e^+ e^-$	n	$\pi^+ \pi^-$
ρFe	0.5	0.7194±0.0016	0.6786±0.0109	0.7191±0.0008	0.7433±0.0151
	2.0	0.7317±0.0012	0.7104±0.0086	0.7217±0.0005	0.7768±0.0112
	8.0	0.7289±0.0008	0.7061±0.0059	0.7231±0.0003	0.7910±0.0078
	32.0	0.7409±0.0005	0.7406±0.0036	0.7243±0.0002	0.8010±0.0051
ρPb	0.5	0.7279±0.0018	0.6614±0.0127	0.7253±0.0005	0.7607±0.0148
	2.0	0.7339±0.0011	0.6502±0.0087	0.7286±0.0003	0.7630±0.0099
	8.0	0.7520±0.0006	0.6798±0.0045	0.7318±0.0002	0.7707±0.0064
	32.0	0.7548±0.0004	0.6540±0.0032	0.7379±0.0001	0.8046±0.0042

Таблица 4. Средние кинетические энергии (в МэВ) различных компонент обратного тока, образуемого протонами с энергией E в железном (pFe) и свинцовом (pPb) поглотителях.

	E , ТэВ	γ	$e^+ e^-$	n	$\pi^+ \pi^-$
pFe	0.5	2.87 ± 0.08	14.04 ± 1.45	3.15 ± 0.04	193 ± 13
	2.0	2.87 ± 0.07	14.42 ± 1.02	2.81 ± 0.03	312 ± 63
	8.0	2.90 ± 0.07	15.73 ± 0.89	2.65 ± 0.02	620 ± 191
	32.0	3.44 ± 0.08	26.41 ± 1.39	2.48 ± 0.01	513 ± 82
pPb	0.5	2.94 ± 0.06	7.98 ± 1.07	2.34 ± 0.02	1137 ± 774
	2.0	2.79 ± 0.06	10.65 ± 3.35	2.20 ± 0.01	364 ± 193
	8.0	3.23 ± 0.10	17.62 ± 2.42	2.07 ± 0.01	301 ± 38
	32.0	2.83 ± 0.06	13.72 ± 2.14	1.89 ± 0.01	756 ± 103

Таблица 5. Параметры аппроксимации зависимости числа частиц обратного тока от глубины первого неупругого взаимодействия рFe. $N(X_{\text{вз}}) = N_0 \exp(-X_{\text{вз}} / L_{\text{ногл}})$

N_0 – обратный ток при взаимодействии на верхней границе поглотителя, $L_{\text{ногл}}$ – пробег поглощения, χ^2 / ν – характеристика качества аппроксимации

E, ТэВ	γ			$e^+ e^-$		
	N_0	$L_{\text{ногл}},$ г/см ²	χ^2 / ν	N_0	$L_{\text{ногл}},$ г/см ²	χ^2 / ν
0.5	118±4	54±3	1.8	4.1±0.3	36±4	1.2
2.0	223±8	56±2	2.2	5.7±0.4	47±4	1.2
8.0	384±12	67±3	3.6	11.0±0.6	57±4	0.7
32.	839±26	64±3	2.3	18.8±1.1	62±5	0.9
E, ТэВ	n			Все заряженные		
	N_0	$L_{\text{ногл}},$ г/см ²	χ^2 / ν	N_0	$L_{\text{ногл}},$ г/см ²	χ^2 / ν
0.5	303±6	153±8	0.8	5.6±0.4	41±5	0.8
2.0	727±15	154±7	2.5	8.7±0.6	51±4	0.6
8.0	1748±3	162±8	1.0	15.6±0.8	59±4	0.6
32.	4397±8	150±7	1.0	34.3±2.0	55±4	0.5

Таблица 6. То же, что и табл.5, но для рРb

E, ТэВ	γ			$e^+ e^-$		
	N_0	$L_{\text{погл}},$ г/см ²	χ^2 / ν	N_0	$L_{\text{погл}}$ г/см ²	χ^2 / ν
0.5	65±2	93±7	8.5	3.9±0.3	53±7	1.8
2.0	133±4	105±6	10.6	6.0±0.3	78±9	2.6
8.0	262±9	121±9	12.6	15.1±0.8	94±10	3.8
32.	860±29	100±6	9.6	30.3±1.3	90±12	4.7
E, ТэВ	<i>n</i>			Все заряженные		
	N_0	$L_{\text{погл}}$ г/ см ²	χ^2 / ν	N_0	$L_{\text{погл}}$ г/см ²	χ^2 / ν
0.5	784±15	258±14	1.3	4.9±0.3	62±9	2.4
2.0	2022±35	269±14	0.5	9.6±0.5	73±6	1.9
8.0	5512±101	244±12	0.4	22.8±1.1	91±7	2.5
32.	14622±24	223±10	1.4	42.0±1.7	87±10	4.3

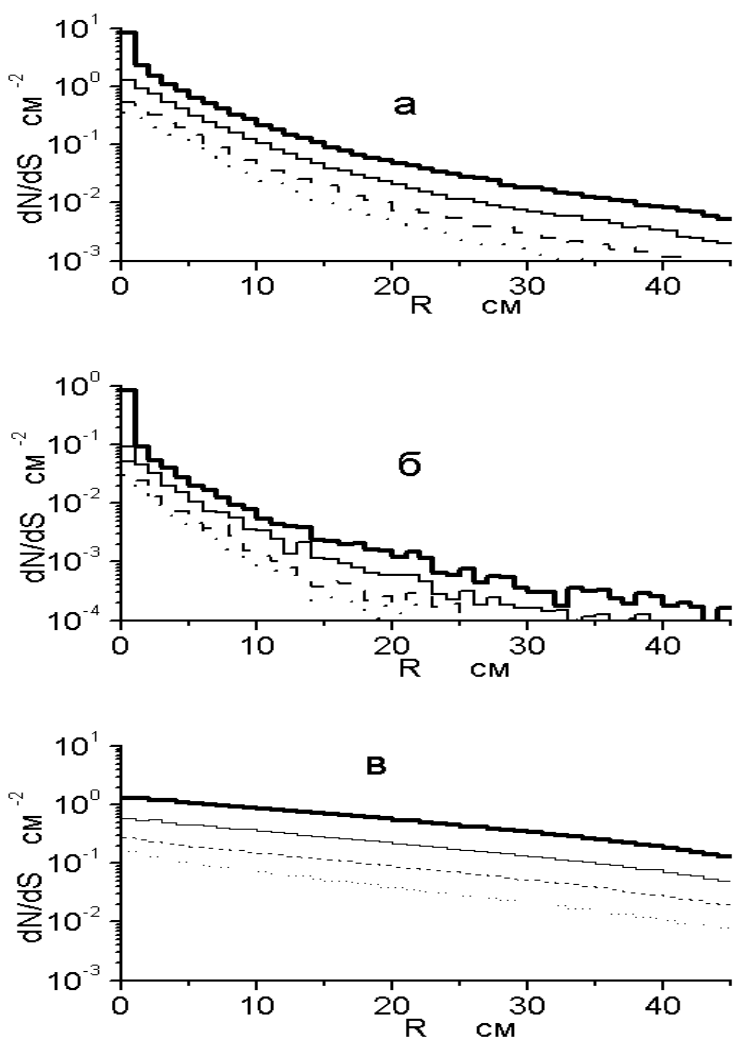


Рис.1. Пространственное распределение частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pFe). Точечная линия – 0.5 ТэВ, штриховая – 2 ТэВ, тонкая сплошная – 8 ТэВ, жирная сплошная – 32 ТэВ (а – γ -кванты, б – все заряженные, в – нейтроны). dN/dS – плотность частиц на cm^2 как функция расстояния до оси каскада.

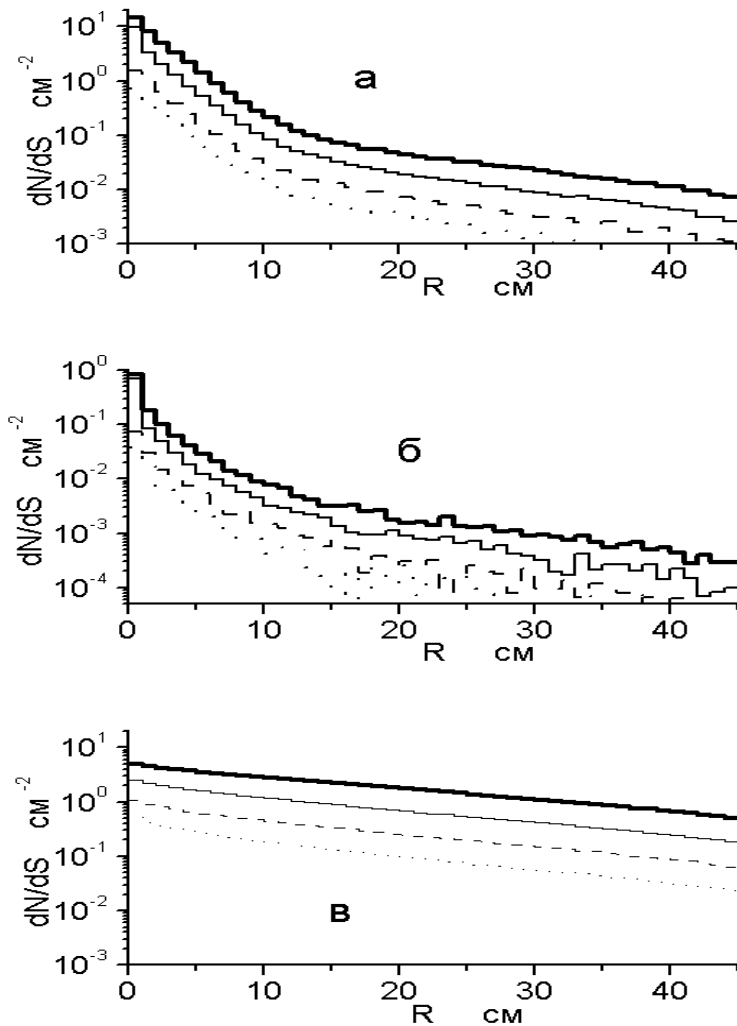


Рис.2. Пространственное распределение частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначение линий – то же, что и на рис.1. (а – γ -кванты, б – все заряженные, в – нейтроны). dN/dS – плотность частиц на см^2 как функция расстояния до оси каскада.

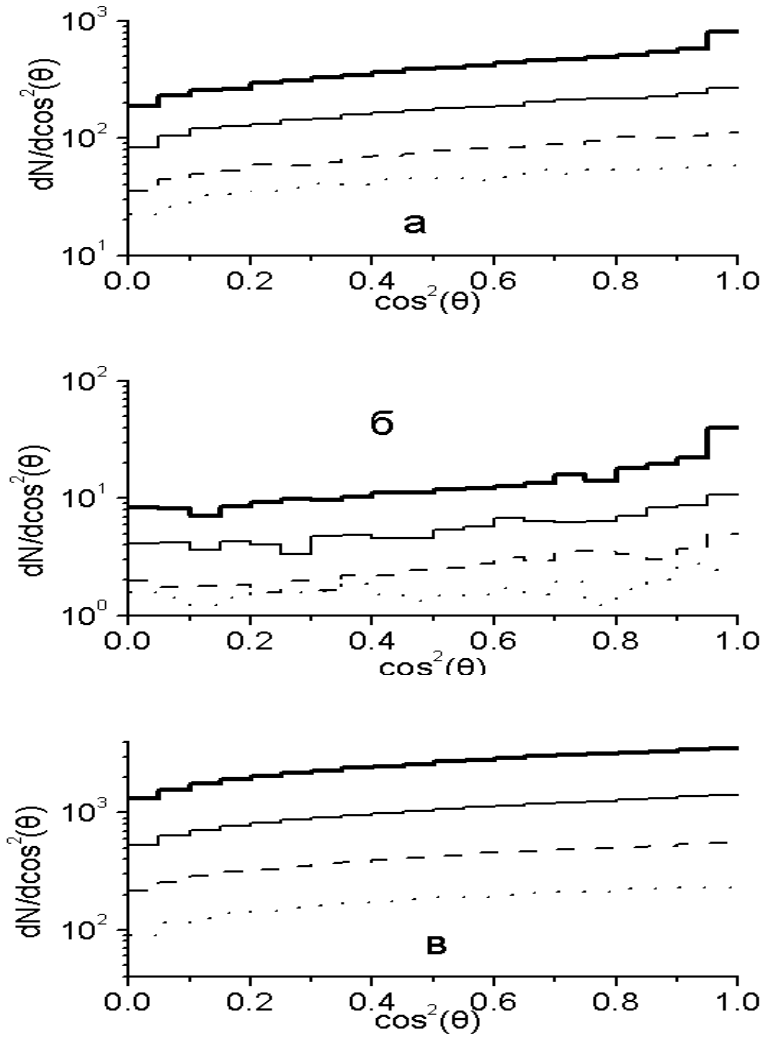


Рис.3. Угловое распределение частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pFe). Обозначения – те же, что и на рис.1. θ – угол вылета частицы обратного тока относительно нормали к поверхности поглотителя.

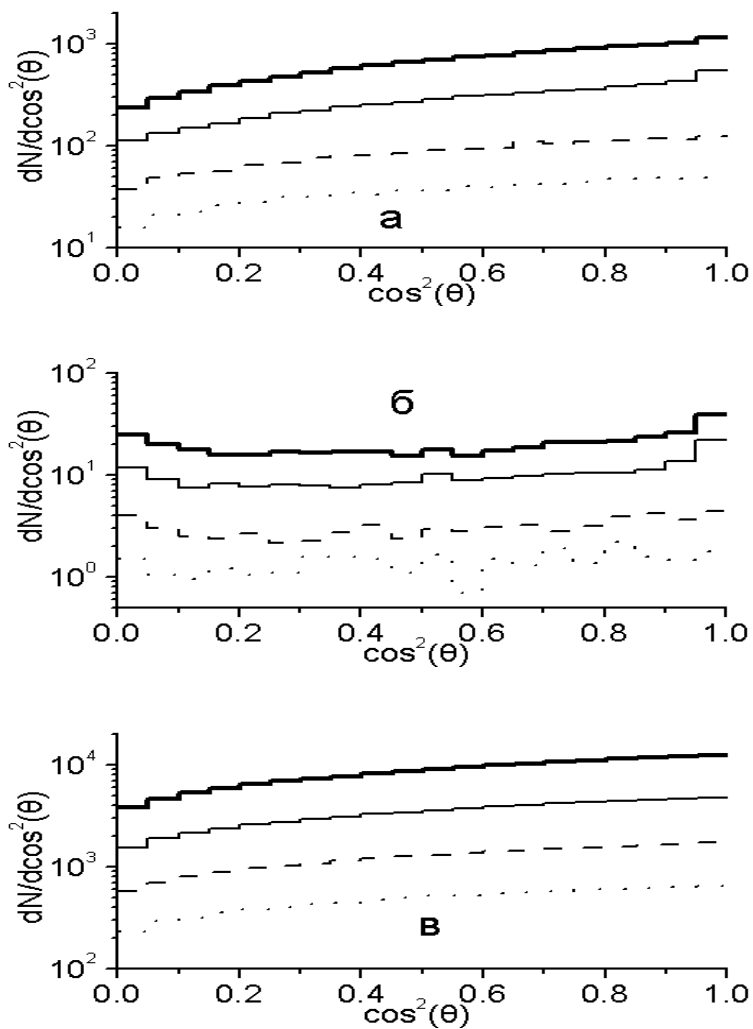


Рис.4. Угловое распределение частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначение – те же, что и на рис.1. θ – угол вылета частицы обратного тока относительно нормали к поверхности поглотителя.

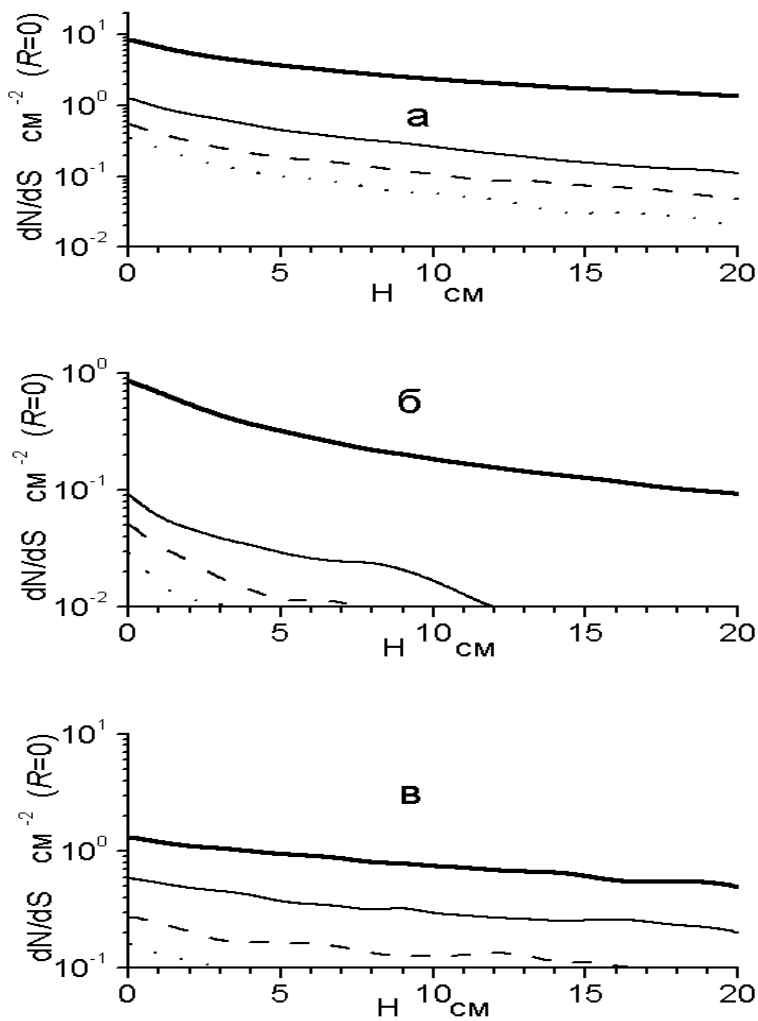


Рис.5. Зависимость пространственной плотности обратного тока вблизи трека первичной частицы от расстояния H между верхней границей поглотителя и детектором заряда при разных энергиях первичного протона (pFe). Обозначения – те же, что и на рис.1.

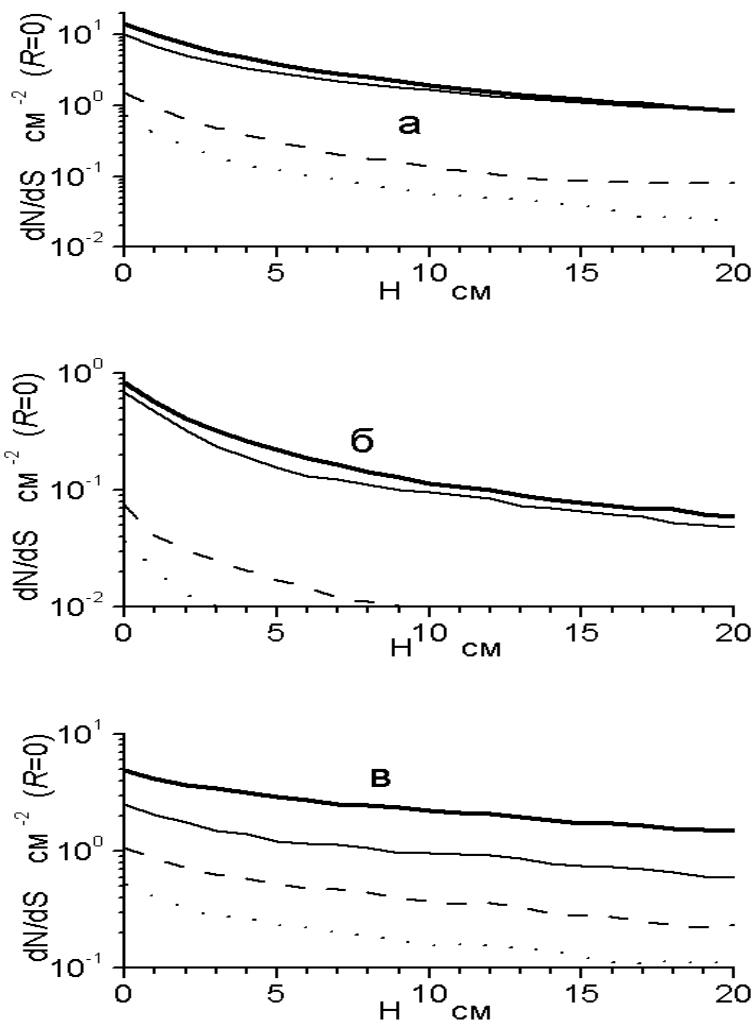


Рис.6. Зависимость пространственной плотности обратного тока вблизи трека первичной частицы от расстояния H между верхней границей поглотителя и детектором заряда при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначения – те же, что и на рис.1.

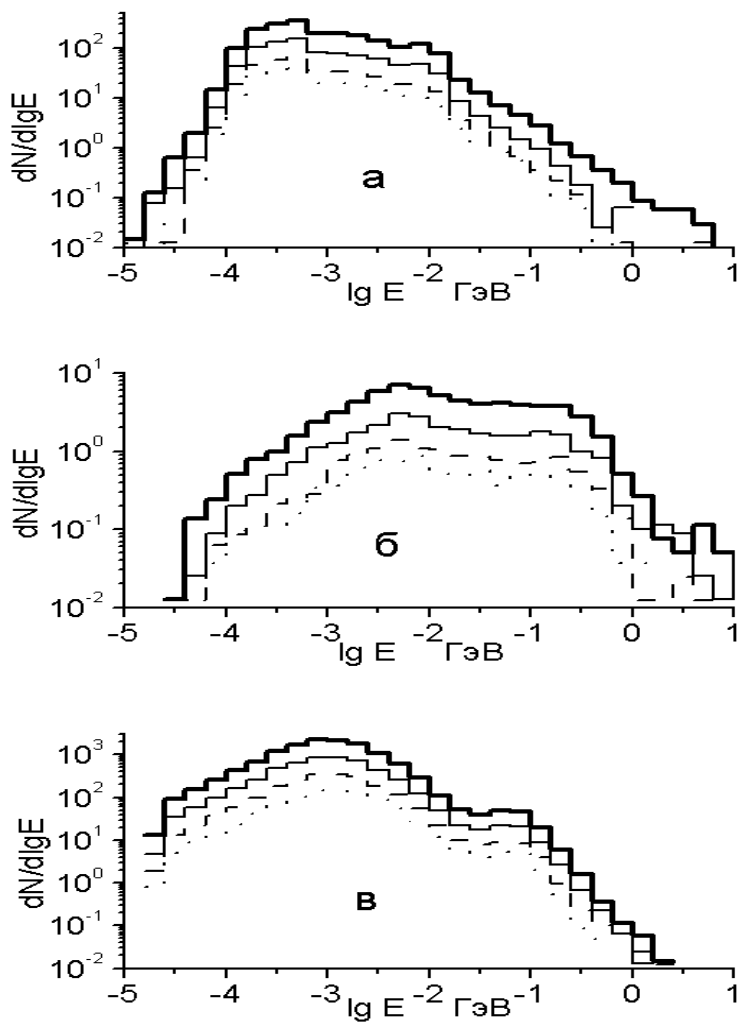


Рис.7. Энергетические спектры частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pFe). Обозначения – те же, что и на рис.1.

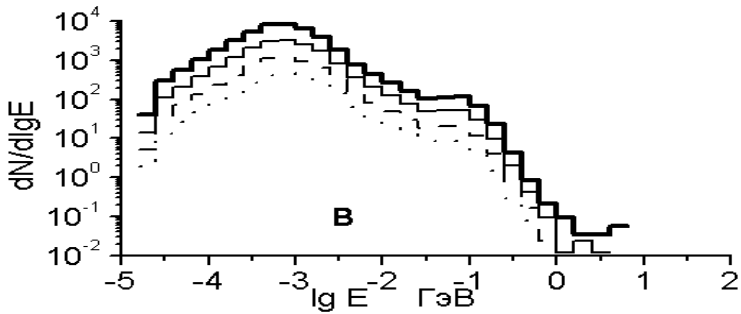
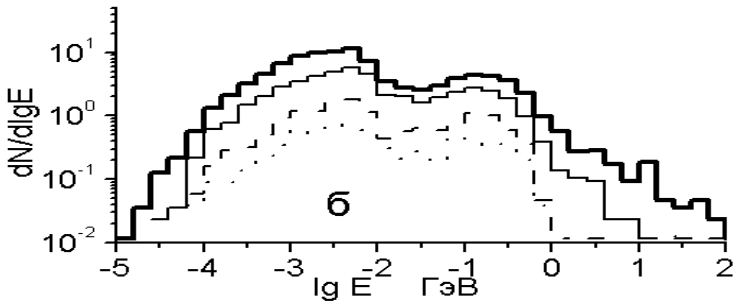
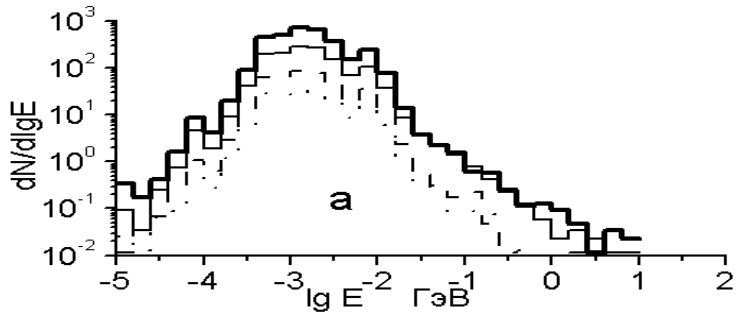


Рис.8. Энергетические спектры частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначения – те же, что и на рис.1.

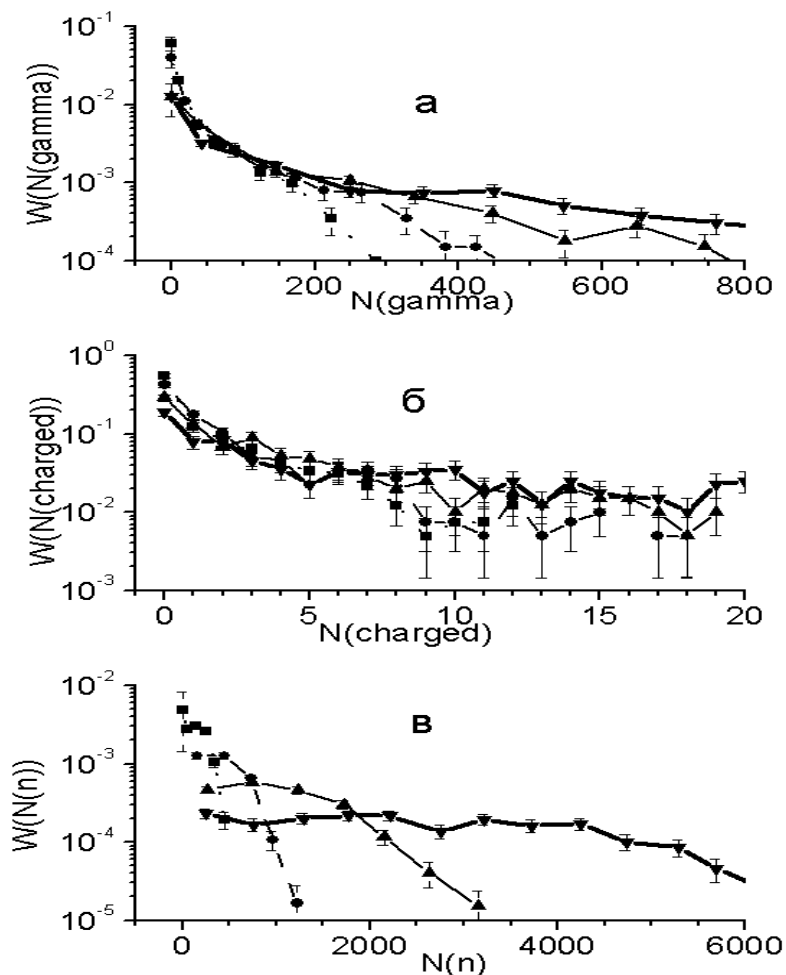


Рис.9. Распределения по числу частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pFe). Квадраты и точечная линия – 0.5 ТэВ, круги и штриховые линии – 2 ТэВ, треугольники вершиной вверх и тонкие сплошные линии – 8 ТэВ, треугольники вершиной вниз и жирные сплошные линии – 32 ТэВ (а – гамма-кванты, б – электроны и позитроны, в – нейтроны). $W(N)$ – вероятность испускания N частиц обратного тока в одном событии.

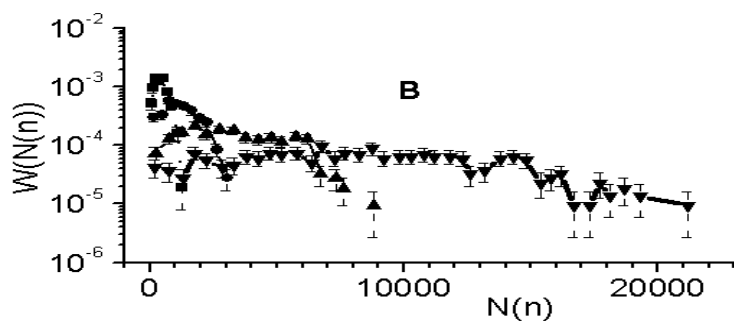
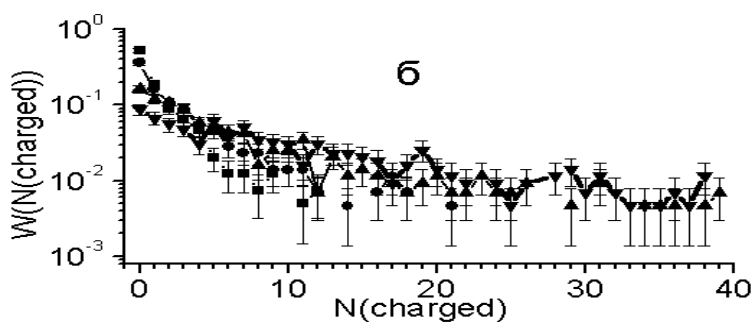
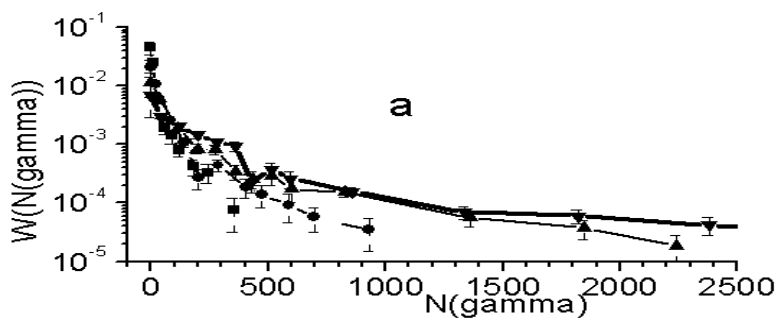


Рис.10. Распределения по числу частиц обратного тока при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначения - те же, что и на рис.9.

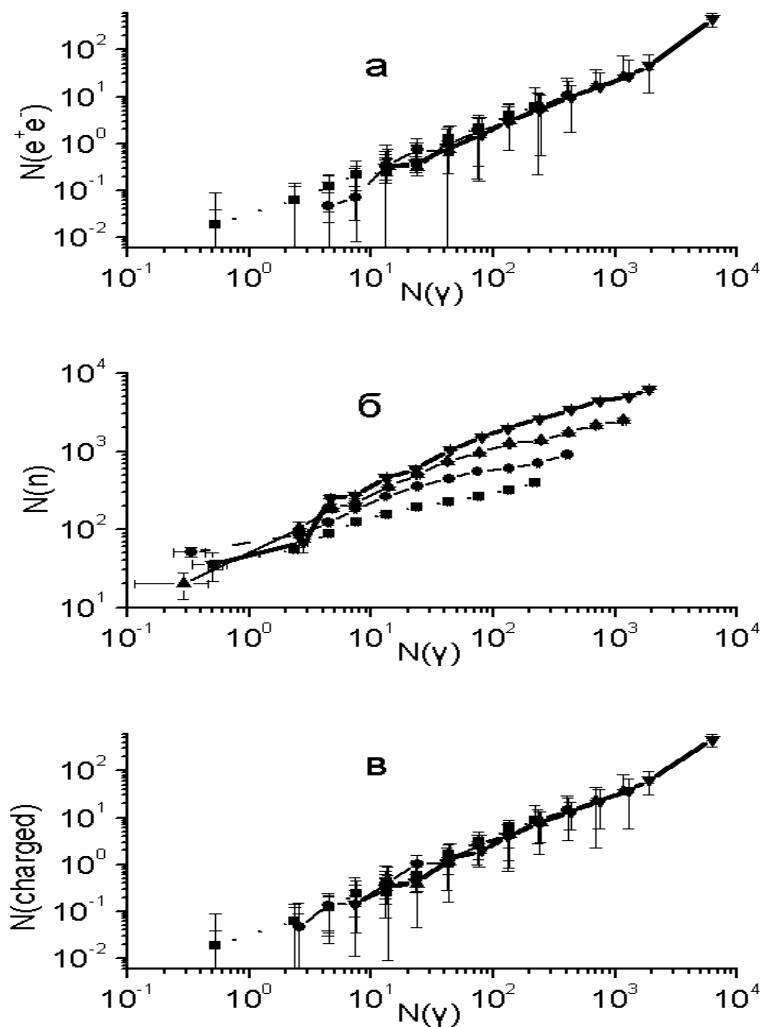


Рис.11. Зависимость числа электронов, нейтронов и всех заряженных частиц обратного тока от числа гамма-квантов $N(\gamma)$ при разных энергиях первичного протона (pFe). Обозначение линий – те же, что и на рис.9 (а – электроны и позитроны, б – нейтроны, в – все заряженные).

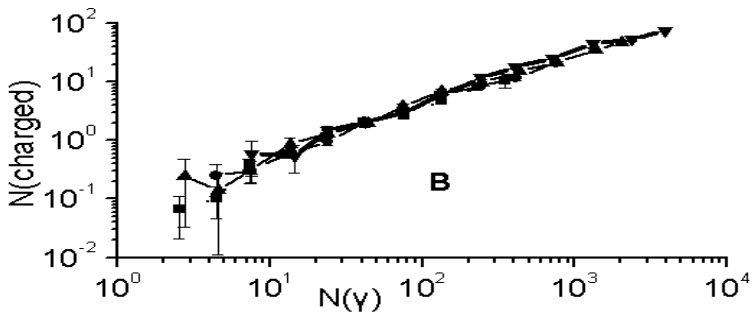
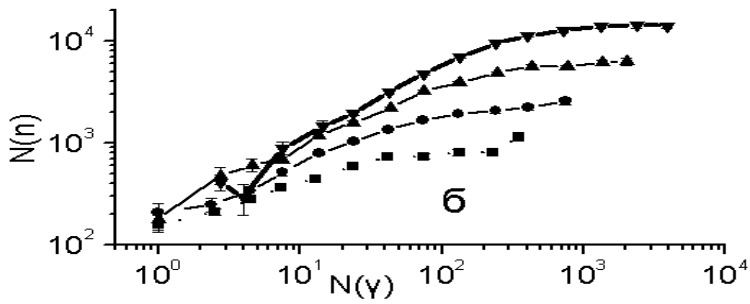
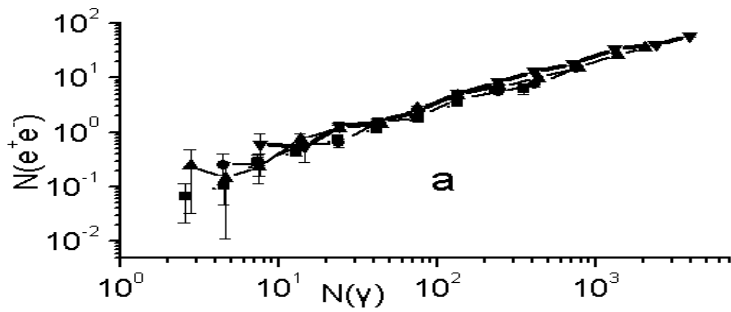


Рис.12. Зависимость числа электронов, нейтронов и всех заряженных частиц обратного тока от числа гамма-квантов $N(\gamma)$ при разных энергиях первичного протона (pPb). Обозначения – те же, что и на рис.11.

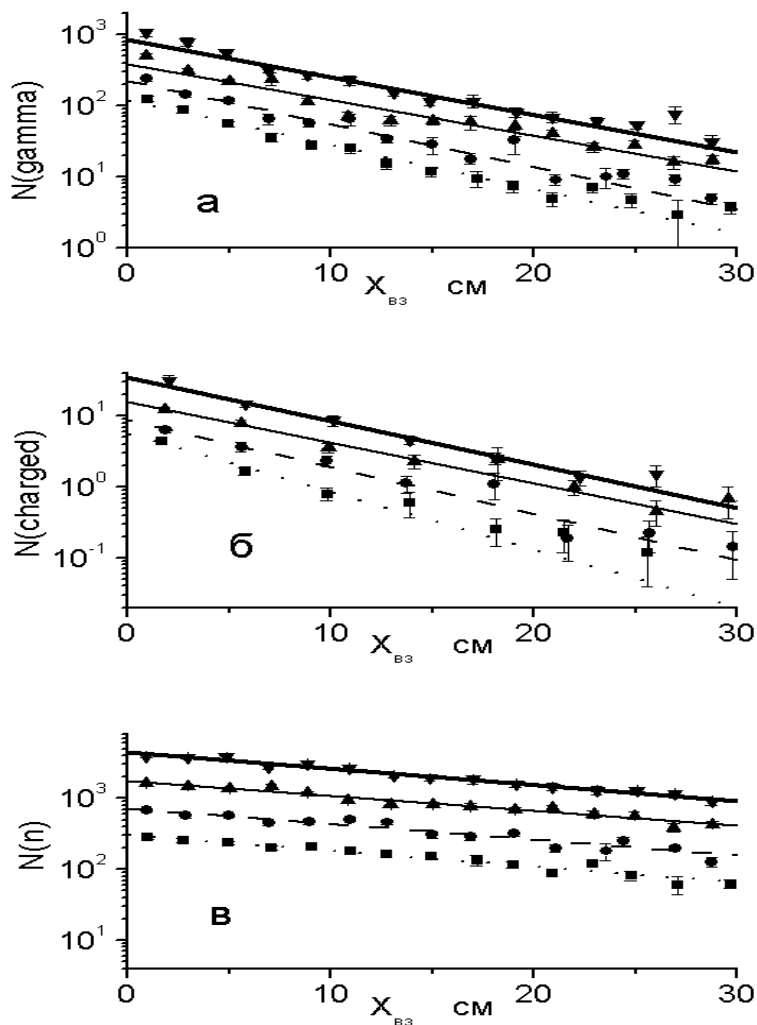


Рис.13. Зависимость числа частиц обратного тока N от глубины первого неупругого взаимодействия X_{B3} (см) (pFe). Точки – то же, что и на рис.9, линии – аппроксимации.

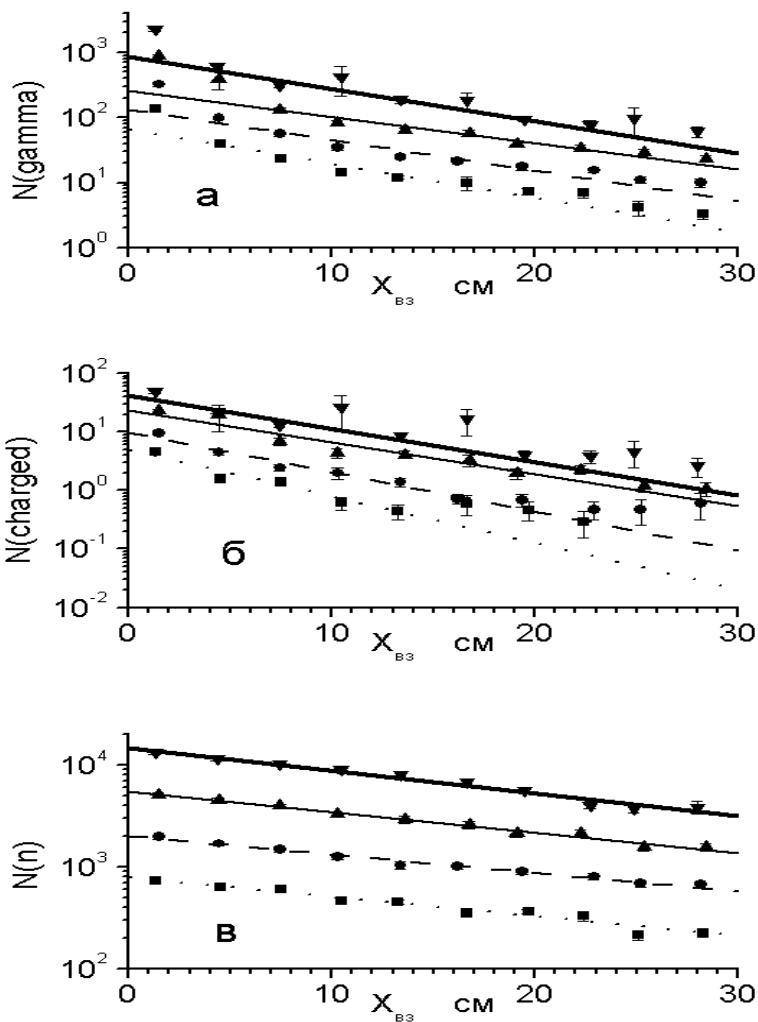


Рис.14. Зависимость числа частиц обратного тока N от глубины первого неупругого взаимодействия $X_{вз}$ (см) (pPb). Точки – то же, что и на рис.9, линии – аппроксимации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Рапопорт, ЖЭТФ **34**, 506 (1958).
2. И. П. Иваненко, Д. М. Подорожный, И. Д. Рапопорт и др., *Каскадная теория ливней* (Изд. Моск. ун-та, Москва, 1996), с.102.
3. GEANT User's Guide. CERN DD/EE/83/1 (Geneva), 1983.
4. R. W. Ellsworth, J. A. Goodman, A. Ito, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. **203**, 167 (1982).
5. V. I. Zatsepin, J. H. Adams, H. S. Ahn, *et al.*, *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba* (Japan, 2003), p.1861.
6. A. N. Turundaevsky, D. M. Podorozhnyi, E. B. Postnikov, *et al.*, *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba* (Japan, 2003), p.2213.
7. В. Я. Шестоперов, И. Д. Рапопорт, Ю. В. Басина и др., ЯФ **57**, 858 (1994).
8. Н. Н. Калмыков, С. С. Остапченко, Препринт № 98-36/537, НИИЯФ МГУ (Москва, 1998).
9. N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **52B**, 17 (1997).
10. J.Ranft. Preprint SSC-143 (1987).
11. Н.С.Амелин, К.К.Гудима, С.Ю.Сивоклоков, В.Д.Тонеев, ЯФ **52**, 272 (1990)
12. И. Д. Рапопорт, А. Н. Турундаевский, В. Я. Шестоперов, ЯФ **65**, 176 (2002).
13. J.Knapp, D.Heck, G.Schatz, Preprint, Institut fur Kernphysik, Karlsruhe, FZKA 5828 (1996).
14. И. Д. Рапопорт, А. Н. Турундаевский, В. Я. Шестоперов, И. В. Яшин, ЯФ **62**, 1026 (1999).
15. J. H. Adams, Г. Л. Башинджагян, В. И. Зацепин и др., ПТЭ №4, 38 (2001).

**Дмитрий Михайлович Подорожный,
Илья Давидович Рапопорт,
Андрей Николаевич Турундаевский**

**Альбедный поток, генерируемый в поглощающем
веществе протонами с энергией выше 1 ТэВ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2004-17/756

Работа поступила в ОНТИ 08.09.2004 г.

ИД № 00545 от 06.12.1999

Издательство УНЦ ДО

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
Тел./факс (095) 718-6966
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturbook.ru/izdat>

Заказное. Подписано в печать 08.09.2004 г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная №1. Усл.п.л. 1.8
Тираж 25 экз. Заказ №660

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
<http://abiturcenter.ru/print/>
в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета

This document was created with Win2PDF available at <http://www.daneprairie.com>.
The unregistered version of Win2PDF is for evaluation or non-commercial use only.