

ИЗМЕРЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ЗЕМЛИ ЭЛЕКТРОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 75–250 ГэВ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА ПАМЕЛА

*А. В. Карелин**, *С. А. Воронов*, *А. М. Гальпер*, *В. В. Малахов*, *В. В. Михайлов*
(от имени коллаборации ПAMEЛА)

*Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 января 2013 г.

В рамках спутникового эксперимента ПAMEЛА было измерено отклонение электронов в магнитном поле Земли в интервале энергий 75–250 ГэВ (так называемый эффект «восток–запад»). Результаты приведены для различных L -оболочек. Полученные данные могут быть использованы при создании математических моделей, описывающих структуру магнитного поля Земли и для уточнения уже существующих моделей. Также эти данные могут непосредственно применяться при получении доли позитронов в потоках электронов космических лучей как в эксперименте ПAMEЛА, так и в других спутниковых экспериментах.

DOI: 10.7868/S0044451013070079

1. ВВЕДЕНИЕ

При измерении потоков космических лучей в околоземном пространстве огромную роль играет геомагнитное окружение. Одной из стандартных математических моделей для описания магнитного поля Земли является модель IGRF [1]. Обновляемая ежегодно, она учитывает новые различные экспериментальные данные, появляющиеся в мировой научной литературе, касающиеся измерений структуры и конфигурации магнитного поля Земли. Важным вкладом для проверки и уточнения этой и подобных ей моделей должны стать измерения отклонения магнитным полем Земли электронов высоких энергий 75–250 ГэВ по данным спутникового эксперимента ПAMEЛА [2]. Заряженные частицы космических лучей отклоняются в магнитном поле Земли, поэтому интенсивность частиц одного знака, приходящих с восточного и западного направлений, будет различной. Этот эффект впервые был обнаружен в 30-х гг. прошлого века и получил название «восточно-западный» эффект космических лучей [3, 4]. Поскольку основным компонентом космического излучения являются протоны, избыток в темпе счета

наблюдался для частиц, приходящих с запада (конфигурация магнитного поля Земли такова, что вертикальные положительно заряженные частицы отклоняются на восток, а отрицательно заряженные на запад). В то время таким образом была подтверждена гипотеза о положительном заряде большей части частиц космических лучей.

В 60-х гг. измерения восточно-западной асимметрии электронов в области энергий до 10 ГэВ проводились на баллонах [5, 6]. Позже этот эффект использовался в баллонных экспериментах для измерений доли позитронов в потоках электронов в энергетическом диапазоне до 20 ГэВ [7]. В наши дни в спутниковом эксперименте ФЕРМИ [8] эффект отклонения заряженных частиц магнитным полем Земли используется для измерений доли позитронов энергий до 200 ГэВ [9].

Таким образом, знание величины эффекта в зависимости от энергии электронов, координат в околоземном пространстве и т. п. необходимы для использования магнитного поля Земли как сепаратора знака заряда частиц при исследовании потоков позитронов в области сверхвысоких энергий и могут быть применены с этой целью в самом эксперименте ПAMEЛА.

В целом, на сегодняшний день результаты по измерению восточно-западной асимметрии космиче-

*E-mail: karelin@hotbox.ru

ских лучей являются разрозненными и полной количественной картины асимметрии в потоках электронов в направлении с востока и запада до сих пор экспериментально не получено, поэтому данные эксперимента ПАМЕЛА представляют существенный интерес.

В настоящей работе приведены полученные в эксперименте ПАМЕЛА результаты измерения отношения интенсивностей, электронов, приходящих с востока и запада при энергиях от нескольких десятков до 250 ГэВ как для интегральных потоков, так и для отдельных *L*-оболочек.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ПАМЕЛА

Экспериментальный комплекс ПАМЕЛА в составе космического аппарата «Ресурс ДК1» был выведен на орбиту Земли в июне 2006 г. и находится там в активном состоянии по сегодняшний день. Орбита спутника — эллиптическая с наклоном 70.4° высотой 350–650 км. Основная задача эксперимента ПАМЕЛА — изучение состава и энергетических спектров частиц космического излучения в широком диапазоне энергий в околоземном космическом пространстве.

Прибор ПАМЕЛА (рис. 1) состоит из нескольких детекторов: магнитного спектрометра с систе-

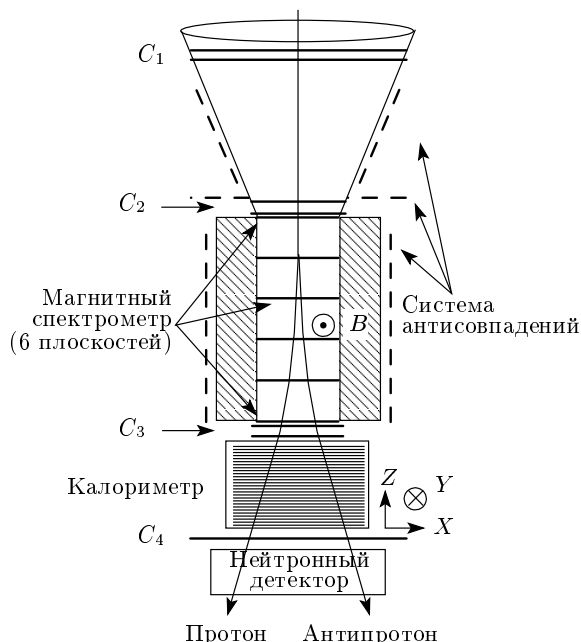


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра ПАМЕЛА

мой координатных кремниевых детекторов, системы времени пролета с тремя двойными плоскостями скintилляторов, системы антисовпадений, окружающей апертуру магнитного спектрометра, детектора нейтронов, нижнего ливневого скintилляционного детектора C4 и электромагнитного калориметра. Геометрический фактор для частиц высоких энергий (более 1 ГэВ), проходящих в пределах чувствительного объема магнитного спектрометра, равен 21.6 см²·ср, что соответствует угловой апертуре 19° × 16°. Эта апертура является основной апертурой прибора. Мертвое время прибора составляет 5 мс для одиночной частицы. Габариты прибора 123 × 89 × 91 см³.

Одной из возможностей прибора является расширение угловой апертуры с помощью триггеров, вырабатываемых позиционно-чувствительным калориметром и нижним скintилляционным детектором C4, что позволяет существенно увеличить статистику, что особенно важно при больших энергиях измеряемых частиц. Триггеры калориметра и C4 вырабатываются при условии превышения энерговыделением внутри калориметра или C4 некоторой пороговой величины, которая соответствует возникновению мощного каскада вторичных частиц в калориметре при взаимодействии падающих частиц с его веществом, с деталями прибора или другим веществом космического аппарата. С помощью разработанной методики по восстановлению направления прилета частиц с помощью калориметра, о которой речь пойдет ниже, возможно определять траекторию первичной частицы по оси каскада до углов к вертикали около 75°, при этом апертура прибора становится в десятки раз больше основной, что дает возможность увеличить статистику. В дальнейшем расширенную таким образом апертуру, будем называть «широкой» апертурой.

В «широкой» апертуре с помощью одного только калориметра возможно отделять электроны от протонов и ядер, причем коэффициент режекции последних составляет величину 10³–10⁴ [10], достаточную с учетом соотношения электронов и ядерной компоненты в космических лучах для измерения спектра электронов. В случае же позитронов существует возможность увеличить коэффициент режекции протонов и ядер еще на порядок при помощи нейтронного детектора.

Сам калориметр состоит из 22 слоев. Каждый слой образован двумя плоскостями кремниевых стриповых детекторов и пластиной из вольфрама толщиной 2.3 мм. Каждая плоскость кремниевых детекторов включает в себя 96 стрипов с шагом 2.2 мм,

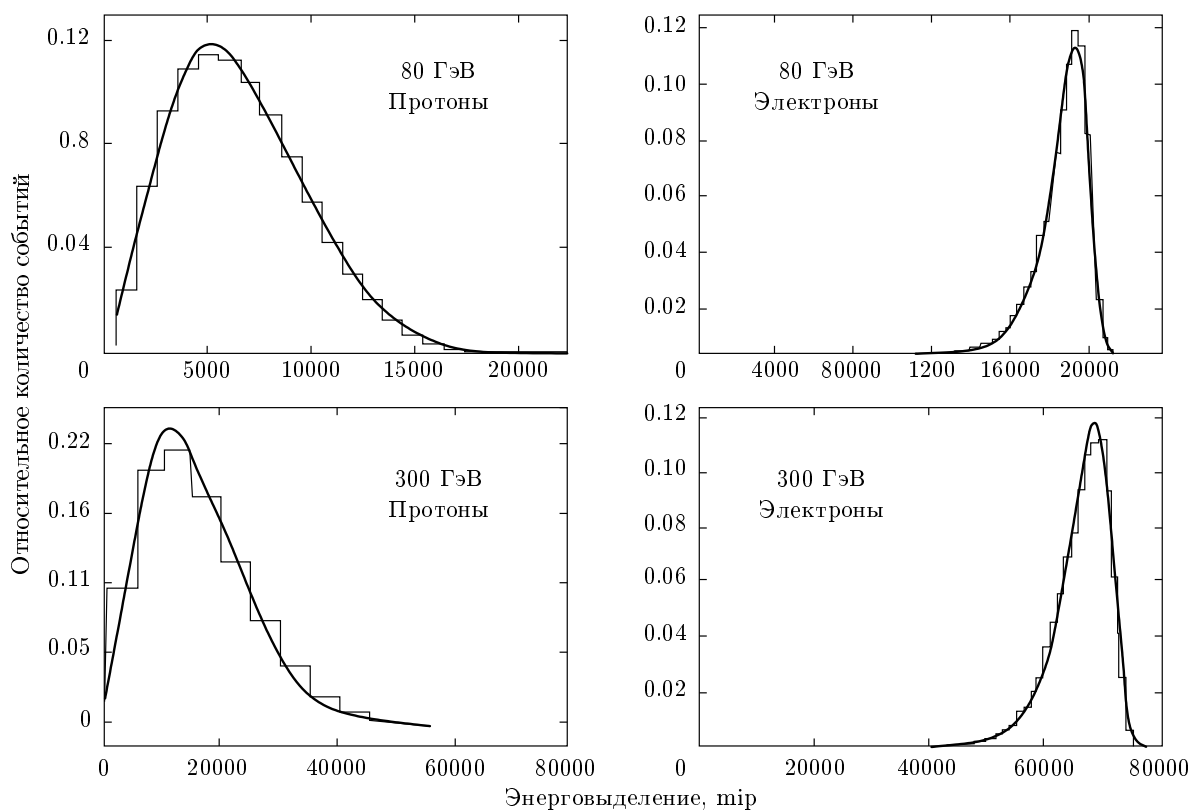


Рис. 2. Энерговыведения в калориметре после отбора для протонов и электронов. Энергии частиц 80 ГэВ и 300 ГэВ. Данные моделирования GEANT 3 [11]

причем стрипы в соседних плоскостях расположены ортогонально друг другу, что позволяет измерять пространственное распределение события в калориметре в двух проекциях. Суммарная толщина калориметра составляет 0.6 ядерной длины взаимодействия (17 рад. длин). Подробное описание калориметра прибора ПАМЕЛА приводится в работе [11].

3. ОТБОР СОБЫТИЙ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИЛЕТА ЧАСТИЦЫ

Предметом анализа служили события, в которых частицы приходили в «широкой» апертуре. Поскольку прибор ПАМЕЛА ориентирован в зенит, частицы, зарегистрированные в основной апертуре, не могут быть разделены по направлениям восток–запад, и поэтому восточно-западную асимметрию невозможно наблюдать среди событий, регистрируемых магнитным спектрометром.

Для первоначального отбора основным критерием является пороговая величина полного энерговыведения в калориметре. Оно измеряется в единицах «mip» — энерговыведении, регистрируемом при про-

хождении одной минимально ионизирующей частицы. Данный критерий позволяет выделять частицы высоких энергий, испытавшие взаимодействие в калориметре. Фиксированная величина полного энерговыведения в калориметре соответствует различным первоначальным энергиям для ядер, электронов и протонов. Если данное энерговыведение эквивалентно некоторой величине первоначальной энергии электронов, то оно соответствует в несколько раз большей кинетической энергии ядер (см. рис. 2).

Следующим критерием отбора являлся выбор событий с «хорошо» измеряемым направлением прилета частицы, инициирующей ливень в калориметре. На рис. 3 показан пример событий, которые не рассматривались, поскольку не обладают видимым направлением первичной частицы внутри калориметра. Наиболее правдоподобно возникновение такого рода событий можно объяснить регистрацией в калориметре вторичных частиц от ливней, рожденных в магнитной системе прибора ПАМЕЛА, в веществе конструкции спутника или в стенках аппаратуры теми частицами, которые сами не попадают в рабочий объем калориметра.

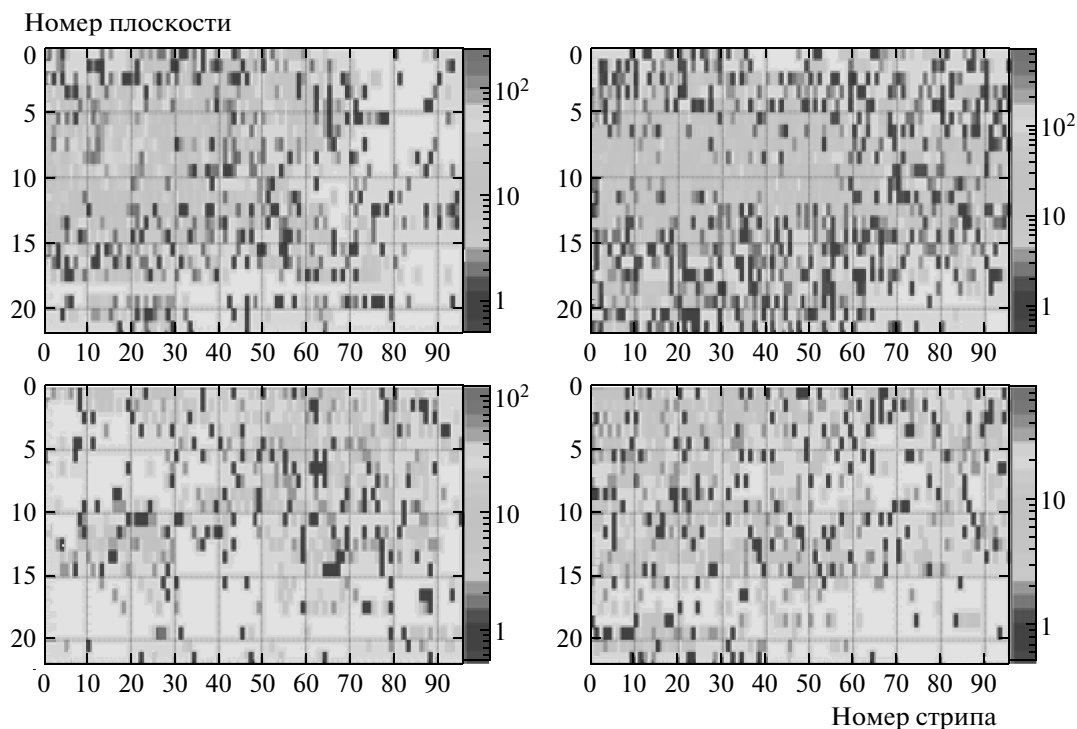


Рис. 3. Визуализированные события из экспериментальных данных без видимого направления в калориметре. Оттенком серого цвета обозначена величина энерговыделения

При регистрации в калориметре частиц с большой первичной энергией (более 10 ГэВ) стрип с максимальным энерговыделением практически во всех плоскостях располагается на близком расстоянии $r < R$ от траектории первичной частицы, восстановленной по центрам тяжести энерговыделений в отдельных слоях калориметра (расстояние R определяется экспериментально и зависит от полного энерговыделения в калориметре). При малых энергиях первичных частиц вызванный ими каскад вторичных частиц подвержен большим флуктуациям. В этом случае, как и в случае отсутствия первичной частицы в калориметре, возможно значительное отклонение положения центров тяжести энерговыделений в плоскостях от стрипов с максимальным энерговыделением. Этим обусловлен выбор нижнего предела энергий исследуемых частиц.

Для определения направления оси ливня был использован итерационный подход, который основан на методе наименьших квадратов, при этом для траектории первичной частицы используются только те стрипы, которые располагаются ближе всего к оси ливня, что существенно улучшает угловое разрешение [12]. При первой итерации находятся положения центров тяжести энерговыделений в каждом слое в

пределах размеров областей, где энерговыделения в стрипах образуют кластер, т.е. совокупность соседних стрипов, амплитуда сигналов в каждом из которых превышает наперед заданное значение (определяется эмпирически). Затем методом наименьших квадратов определяется уравнение оси ливня в каждой проекции. В последующих итерациях устанавливаются новые границы кластера вокруг оси, координаты которой были получены в предыдущей итерации (границы определяются также эмпирически и зависят от полного энерговыделения в калориметре). В пределах этих границ происходит новое вычисление центров тяжести, таким образом получается уравнение новой оси и т.д. Подробное описание методики приведено в работе [12].

При математическом моделировании методом Монте-Карло с помощью пакета GEANT3 [13] первоначальные координаты влета частицы в калориметр, X_{sim}, Y_{sim} , точно известны. Эти координаты были использованы для построения распределений (в основной апертуре прибора, определяемой магнитным спектрометром) по величине $\delta R = \sqrt{\delta X^2 + \delta Y^2}$, где $\delta X = X_{cal} - X_{sim}, \delta Y = Y_{cal} - Y_{sim}$ — разности полученных с помощью данного итерационного метода и взятых из параметров мо-

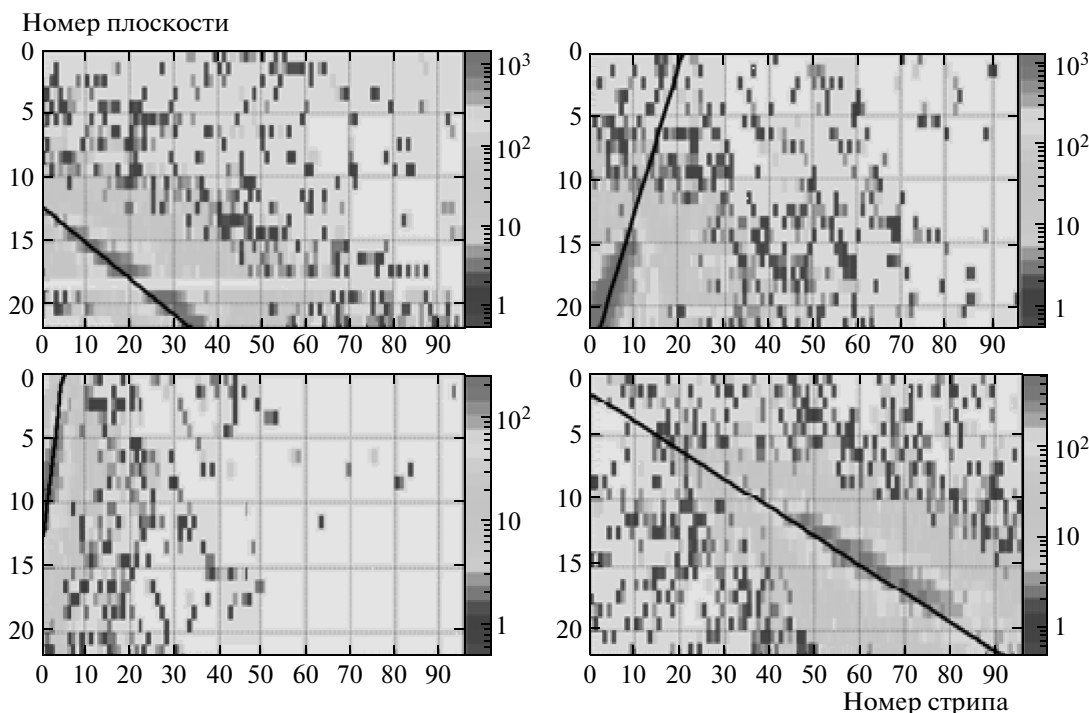


Рис. 4. Визуализированные события из экспериментальных данных. Восстановленное направление первичных частиц в калориметре показано черной линией. Оттенком серого цвета обозначена величина энерговыделения

делирования координат в проекциях соответственно X и Y . В полученных таким образом распределениях отклонения δR от положения среднего не превышают величину 0.1 мм. Разработанная методика была применена к событиям в широкой апертуре. На рис. 4 представлены примеры таких событий с восстановленной осью.

4. ВОСТОЧНО-ЗАПАДНАЯ АСИММЕТРИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПОЛНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В КАЛОРИМЕТРЕ

Направление прилета частиц с востока или с запада для событий определялось в геодезической системе координат с неподвижной Землей, в которой знак проекции единичного вектора направления налетающей частицы с началом в центре данной системы координат на ось ординат Y , определяет прилет частицы с востока или с запада.

Были проанализированы экспериментальные данные, собранные за период 06.2006–08.2009 гг. всего около $8 \cdot 10^6$. На рис. 5 показано отношение числа зарегистрированных событий после отбора с направлений восток и запад в зависимости от энерговыделения в калориметре. Количество за-

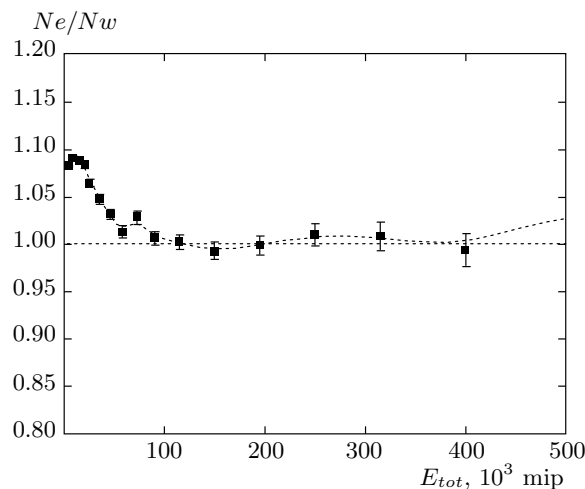


Рис. 5. Отношение зарегистрированных событий с востока N_e и с запада N_w после отбора в зависимости от энерговыделения в калориметре E_{tot}

регистрированных с востока и прошедших отбор событий — N_e больше, чем с запада — N_w . Эта асимметрия сохраняется для области энерговыделений от 4000 до порядка 10^5 mip. Преобладание «восточных» событий над «западными» означает,

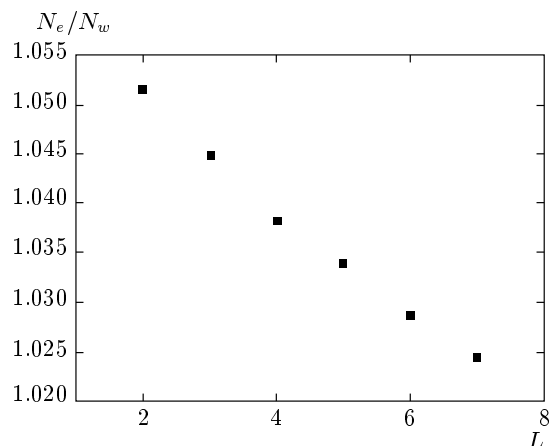


Рис. 6. Зависимость отношения количества зарегистрированных и прошедших отбор событий с востока и запада N_e/N_w от пороговой L -оболочки

что при указанных энерговыделениях среди этих событий большее количество инициировано отрицательно заряженными частицами. Как известно, в космическом излучении соотношение потоков электронов к потокам протонов примерно 1 к 100 при заданной энергии. Однако, как было отмечено выше, при прохождении через калориметр протоны дают существенно более низкое энерговыделение, при этом ливни генерирует только часть протонов, электроны же все взаимодействуют с веществом калориметра и дают развитые каскады. Таким образом, доля электронов среди событий с данными энерговыделениями в калориметре существенно увеличивается.

Чтобы подтвердить гипотезу о связи полученной асимметрии в отношении зарегистрированных и отобранных частиц с эффектом «восток–запад», отношение «восток–запад» было построено для различных геомагнитных L -оболочек (рис. 6). Последовательно исключались L -оболочки с меньшими значениями. Так как с ростом значений L магнитное поле Земли ослабевает, следует ожидать, что и эффект асимметрии постепенно должен ослабляться. Действительно, измеренное отношение числа частиц, приходящих с запада и востока N_e/N_w , как видно на рис. 6, убывает с ростом L , и, таким образом, гипотеза о связи наблюдаемого эффекта с известным эффектом «восток–запад» подтверждается.

Как отмечено выше, направление на восток или запад определяется с помощью единичного вектора в системе координат, в которой Земля неподвижна. Положительные или отрицательные знаки проекции этого вектора на ось Y задают направления соответ-

ственно на запад или восток. Модуль проекции меняется в диапазоне значений от 0 до 1. Чем больше угол между вектором направления частицы и вертикалью (ось Z), тем больше величина проекции этого вектора на ось Y . В дальнейшем будем называть этот угол зенитным углом. При малых значениях модуля зенитного угла частицы попадают в прибор почти вертикально (прибор ПАМЕЛА всегда ориентирован таким образом, что его ось направлена в зенит), а воздействие на них магнитного поля Земли мало заметно при измерениях. Для них эффект асимметрии «восток–запад» наблюдаться не будет.

Частицы же с большими зенитными углами наиболее сильно показывают эффект влияния поля. На рис. 7 показано отношение $(N_e - N_w)/(N_e + N_w)$ для зарегистрированных и отобранных частиц в зависимости от энерговыделения при различных значениях L -оболочек и величинах зенитных углов (выражено в абсолютных значениях проекций единичного вектора направления на ось частицы Y).

Как и ожидалось, с увеличением номера L -оболочки и уменьшением отклонения вектора направления частицы от вертикали (малые значения зенитного угла) отношение $(N_e - N_w)/(N_e + N_w)$ стремится к нулю.

5. ВОСТОЧНО-ЗАПАДНАЯ АСИММЕТРИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ЭНЕРГИИ

В принципе, среди отобранных событий могут попадаться альбедные частицы, однако относительно количество их невелико. Так, согласно данным эксперимента ПАМЕЛА, при энергиях 10 ГэВ отношение потоков электронов альбеда к галактическим электронам составляет величину около 1 % [14]. При более высоких энергиях доля альбеда уменьшается. Ситуация для позитронов альбеда является аналогичной. Таким образом, в дальнейшем вклад частиц альбеда считается пренебрежимо малым в рамках изучаемого энергетического диапазона и не рассматривается.

На рис. 5 видно: до энерговыделений порядка 12000 mip отношение N_e/N_w растет, а при более высоких энерговыделениях начинает убывать. Энерговыделение 12000 mip соответствует энергии электронов около 75 ГэВ, а для протонов это 200–250 ГэВ (зависимость полного энерговыделения в калориметре от первичной энергии для протонов нелинейна, как это наблюдается для электронов [15]). Чтобы оценить эффект восточно-западной асимметрии для

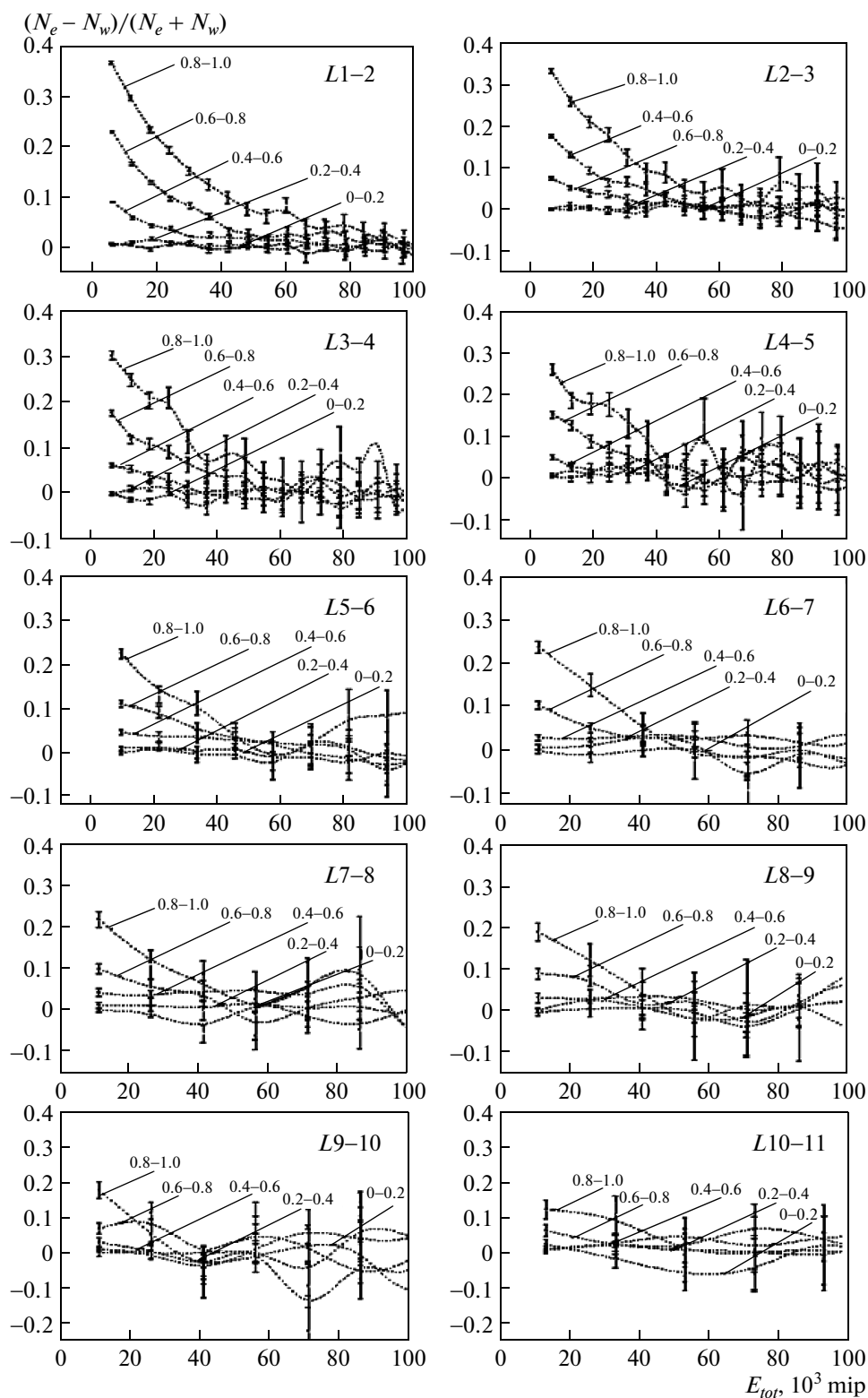


Рис. 7. Отношение $(N_e - N_w)/(N_e + N_w)$ для количества зарегистрированных и отобранных частиц с востока N_e и с запада N_w в зависимости от энергосвечения в калориметре E_{tot} для различных L -оболочек и величинах зенитных углов — числа около кривых (выражено в абсолютных значениях проекций единичного вектора направления на ось частицы Y)

электронов, воспользуемся следующим приближением. Зарегистрированные и прошедшие отбор события инициированы как положительно, так и отрицательно заряженными частицами. Будем считать, что только отрицательно заряженные частицы (это в основном только электроны с пренебрежимо малой примесью антипротонов) в рассматриваемом диапазоне энергий выше 75 ГэВ подвержены действию магнитного поля, т. е. отклоняются им заметно, в то время как положительные (в основном протоны с пренебрежимо малой долей позитронов), обладая большой величиной импульса (энергиями выше 200–250 ГэВ), сохраняют свое первоначальное направление. Тогда количество частиц, приходящих с востока N_e и с запада N_w , можно записать следующим образом:

$$N_w(E_{tot}) = N(E_{tot}) + N_{el_w}(E_{tot}),$$

$$N_e(E_{tot}) = N(E_{tot}) + N_{el_e}(E_{tot}),$$

где $N(E_{tot})$ — фон положительно заряженных частиц, а N_{el_e} и N_{el_w} — количества электронов, приходящих соответственно с востока и запада, а E_{tot} — величина полного энерговыделения в калориметре, которая в свою очередь зависит от первоначальной энергии частиц. Зная первичный суммарный поток электронов, геометрический фактор, время измерения и эффективность регистрации и отбора, можно оценить общее число зарегистрированных и отобранных электронов $N_{el}(E_{tot}) = N_{el_e}(E_{tot}) + N_{el_w}(E_{tot})$ с востока и с запада. Первичный поток электронов был измерен в эксперименте ПАМЕЛА с помощью магнитного спектрометра и опубликован в работе [16]. Электроны, рассмотренные в этой работе, приходили в основной апертуре под малыми зенитными углами практически вертикально в прибор и не давали вклада в асимметрию под воздействием геомагнитного поля.

Геометрический фактор и эффективности отборов при регистрации в широкой апертуре были оценены одновременно следующим образом. Было построено отношение числа частиц, зарегистрированных в основной апертуре N_{ma} (в которой измерялся энергетический спектр электронов, приведенный в работе [16]) к числу частиц в широкой апертуре N_{ba} , в которой измерялся эффект «восток–запад», в зависимости от полного энерговыделения в калориметре (E_{tot}) для отобранных событий за один и тот же промежуток времени (см. рис. 8). Зная это отношение и принимая во внимание тот факт, что эффективность отбора электронов при измерении эффекта «восток–запад» составляет величину пример-

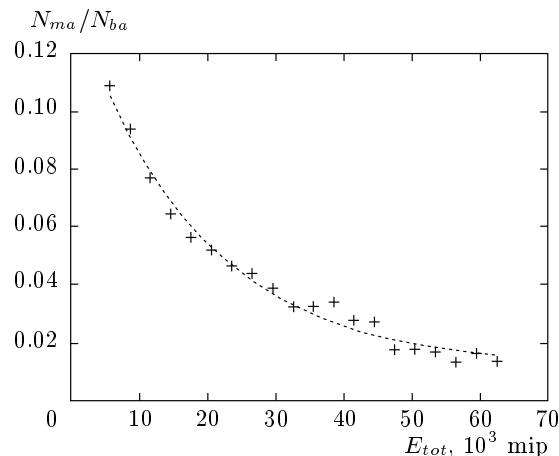


Рис. 8. Отношение чисел частиц регистрируемых в основной апертуре N_{ma} и в широкой апертуре N_{ba} в зависимости от полного энерговыделения в калориметре E_{tot}

но 98 %, была оценена величина N_e в зависимости от полного энерговыделения в калориметре:

$$N_e(E_{tot}) = N_{ma}(E_{tot}) \cdot 0.98K(E_{tot}),$$

где $N_{ma}(E_{tot})$ — полученное из работы [16] количество электронов, приходящих в основную аперттуру за данное время измерения, $K(E_{tot})$ — отношение числа частиц зарегистрированных в основной апертуре к числу частиц зарегистрированных в широкой, взятое из рис. 8. Причем принимается во внимание, что электроны провзаимодействуют в широкой апертуре в среднем в 5 раз чаще (получено из сравнения числа электроноподобных событий в экспериментальных данных).

Таким образом, получается система линейных уравнений с тремя неизвестными, решаемая относительно N , N_{el_e} и N_{el_w} . Ее решения в виде отношения $(N_{el_e} - N_{el_w})/(N_{el_e} + N_{el_w})$ для различных L -оболочек, а также без разделения на них приведено на рис. 9. Из этого рисунка следует, что наблюдается плавное падение отношения от 75 ГэВ до 250 ГэВ, где оно уже близко к нулю. Для энергий выше 250 ГэВ асимметрия не наблюдается, т. е. геомагнитное поле не оказывает заметного влияния на траектории частиц. В области с резким ростом отношения для энергий электронов ниже 75 ГэВ, слева от отмеченной на рисунке пунктирной линии, предположение о том, что положительно заряженная компонента в отобранных и зарегистрированных событиях не подвержена эффекту «восток–запад» не верно, как и предполагалось в начале. Энерговыделение в калориметре, соответствующие электронам с

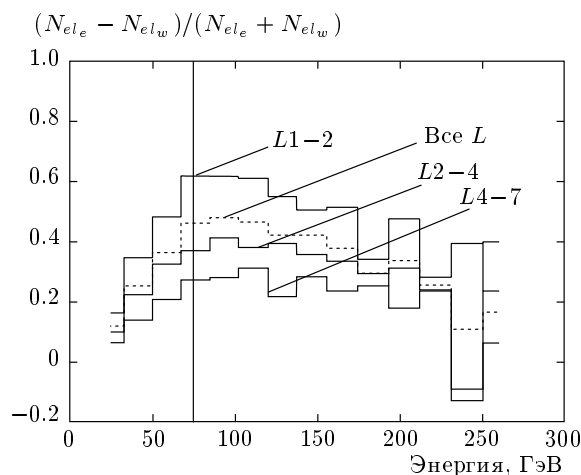


Рис. 9. Отношение $(N_{el_e} - N_{el_w}) / (N_{el_e} + N_{el_w})$ для количеств зарегистрированных и отобранных электронов с востока N_{el_e} и с запада N_{el_w} в зависимости от их энергии при разных L -оболочках и без разделения по L -оболочкам

энергией ниже 75 ГэВ, могут быть вызваны также и протонами с энергией ниже 250 ГэВ. А протоны таких энергий подвержены эффекту «восток–запад». При измерениях калориметром они имитируют электроны, однако, превалируя на западе, они понижают восточно-западное отношение в свою пользу. Для энергий выше 75 ГэВ у электронов нет «конкурентов», и полученное отношение «восток–запад» является чисто электронным отношением.

Величина асимметрии зависит от энергии электронов и номера L -оболочки, достигая при 75 ГэВ и $L = 1-2$ величины порядка 0.6, т.е. электронов приходит с востока в 4 раза больше.

При больших значениях L -оболочек асимметрия, как и следовало ожидать, уменьшается, так по сравнению с областью $L < 2$, отношение $(N_{el_e} - N_{el_w}) / (N_{el_e} + N_{el_w})$ уменьшается более, чем в два раза.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За период 06.2006–08.2009 в эксперименте ПАМЕЛА был измерен эффект асимметрии «восток–запад» для частиц космических лучей высоких энергий. Эффект был соотнесен с отрицательно заряженными частицами — большей частью электронами, отклоняющимися магнитным полем Земли в западном направлении. Отношение «восток–запад» было получено для различных

L -оболочек и зенитных углов. Была произведена оценка отношения «восток–запад» для электронов в диапазоне энергий от 75–250 ГэВ. Стоит отметить, что в работах подобной работе [7] для получения доли позитронов космических лучей эффект «восток–запад» применялся параллельно с величиной жесткости геомагнитного обрезания, а следовательно, изложенные в них методики имеют верхний предел по применению для измеряемой энергии в районе 35 ГэВ. Однако, зная спектр электронов при более высоких энергиях, полученный из предыдущих измерений, а также величину отношения потоков электроноподобных событий (события, которые отбираются как электроны, но могут быть как электронами, так позитронами и примесью протонов, эмитирующих электроны) с востока и запада при этих энергиях, можно получить долю позитронов в суммарном потоке электронов. Результаты, публикуемые в настоящей работе, предоставляют такую возможность и могут в дальнейшем использоваться для измерения потоков позитронов высоких энергий вплоть до 250 ГэВ, что сегодня представляет особый интерес в связи с открытием «эффекта ПАМЕЛА» [17] — аномальным ростом потока позитронов при высоких энергиях. Кроме того, величину полученной разницы в потоках с востока и запада необходимо учитывать при измерении энергетического спектра электронов в широкой апертуре, в противном случае возможны искажения в конечном результате в диапазоне энергий до 250 ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Macmillan and C. Finlay, The International Geomagnetic Reference Field, Geomagnetic Observations and Models, IAGA Special Sopron Book Series, Vol. 5 (2011), p. 265.
2. P. Picozza, A. M. Galper, G. Castellini et al., *Astrophys. J. Space Phys.* **27**, 296 (2007).
3. T.H. Johnson, *Phys. Rev.* **43**, 834 (1933).
4. L. W. Alvarez and A. H. Compton, *Phys. Rev.* **43**, 835 (1933).
5. B. Agrinier, Y. Koechlin, B. Parlier et al., *Lett. Nuovo Cimento* **1**, 53 (1969); DOI:10.1007/BF02753694.
6. C. J. Bland, G. Boella, and G. Degli Antoni, *Nuovo Cimento B Series*, Giugno **55**, 451 (1968).

7. D. Müller and K. Tang, *Astrophys. J.* **312**, 183 (1987).
8. W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann et al., *Ap. J.* **697**, 1011 (2009).
9. M. Ackermann, M. Ajello, A. A. Allafort et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 011103 (2012).
10. А. В. Карелин, С. В. Борисов, С. А. Воронов, В. В. Малахов, *ЯФ* **76**, 1 (2013).
11. M. Boezio, V. Bonvicini, E. Mocchiutti et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **487**, 407 (2002).
12. С. В. Борисов, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, А. В. Карелин, *ПТЭ* **1**, 5 (2013).
13. R. Brun and F. Carminati, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. CERN Geneva (1993).
14. O. Adriani, G. Barbarino, and G. A. Bazilevskaya, *J. Geophys. Res.* **114**, A12218 (2009).
15. С. В. Борисов, М. Боецио, А. В. Карелин и др., *Кр. сообщ. по физ.* **37**, № 6, 35 (2010).
16. O. Adriani et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 201101 (2011).
17. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya et al., *Nature* **458**, 607 (2009).