

УДК 524.1-352

МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ ДЕЙТРОНОВ В КОСМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПАМЕЛА

© 2011 г. С. А. Воронов, И. А. Данильченко*, С. А. Колдобский

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*Институт ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

Поступила в редакцию 21.04.2011 г.

Описана процедура идентификации дейтронов на фоне других частиц при измерении потоков космических лучей. Алгоритм основан на измерении и комплексном анализе жесткости частиц, их скорости и ионизационных потерь и позволяет выделять дейтроны с примесью других частиц не более нескольких процентов. Метод разработан в рамках эксперимента ПАМЕЛА с магнитным спектрометром и времяпролетной системой.

ВВЕДЕНИЕ

Детектор ПАМЕЛА [1] (рис. 1) представляет собой магнитный спектрометр, оснащенный времяпролетной системой (в.п.с.) и калориметром. В его состав также входят сцинтилляционный детектор утечки ливня и нейтронный детектор. Чувствительный объем спектрометра закрыт системой антисовпадательных счетчиков.

Постоянный магнит обеспечивает однородное магнитное поле со средней индукцией 0.43 Тл внутри рабочей области размером $13.1 \times 16.1 \times 43.7$ см [2].

В области магнитного поля находится “трекер”, состоящий из шести позиционно-чувствительных детекторов в виде тонких (толщиной 300 мкм) двухсторонних микростриповых кремниевых пластин, используемых для измерения как траектории частицы в магнитном поле, так и ионизационных потерь энергии dE/dx . Координатная точность составляет 3.0 мкм для проекции, в которой происходит отклонение частицы в магнитном поле, и 12 мкм для перпендикулярной проекции. По измеренной кривизне траектории частицы в магнитном поле восстанавливается ее жесткость как отношение импульса к заряду. Относительная погрешность измерения dE/dx не превышает 14%.

Времяпролетная система состоит из трех сцинтилляционных детекторов: C_1 – в верхней части детектора, C_2 – над магнитным спектрометром и C_3 – перед калориметром. Каждый детектор состоит из двух детектирующих плоскостей, разделенных на полосы, причем полосы смежных плоскостей ортогональны. Полосы просматриваются с торцов фотоэлектронными умножителями. Толщина детекторов C_1 и C_3 составляет 7 мм, C_2 – 5 мм, расстояние

между детекторами C_1 и C_3 равно 77.3 см [1]. Времяпролетная система предназначена для измерения времени и направления пролета частиц в детекторе, ее временное разрешение составляет 250 пс. Каждый сцинтилляционный детектор способен измерять ионизационные потери энергии проходящих через него частиц.

Система антисовпадений позволяет выделять и исключать из рассмотрения события, в которых частица прошла вне апертуры магнитного спектрометра.

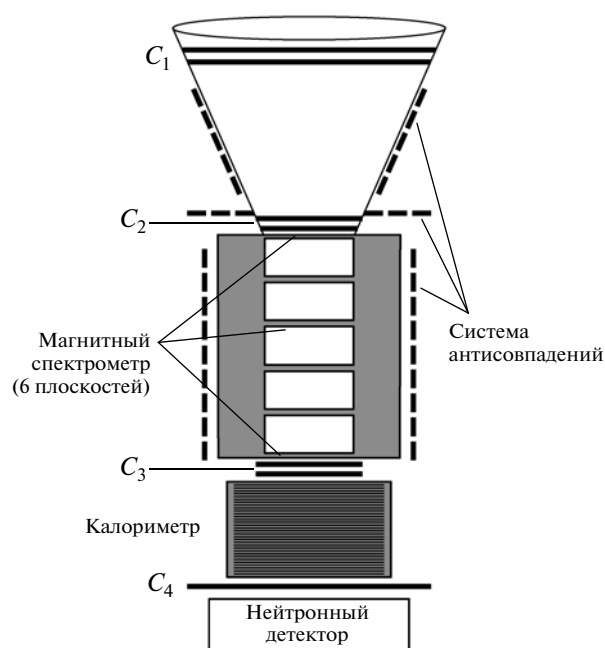


Рис. 1. Физическая схема детектора ПАМЕЛА. C_1 – C_4 – времяпролетные счетчики.

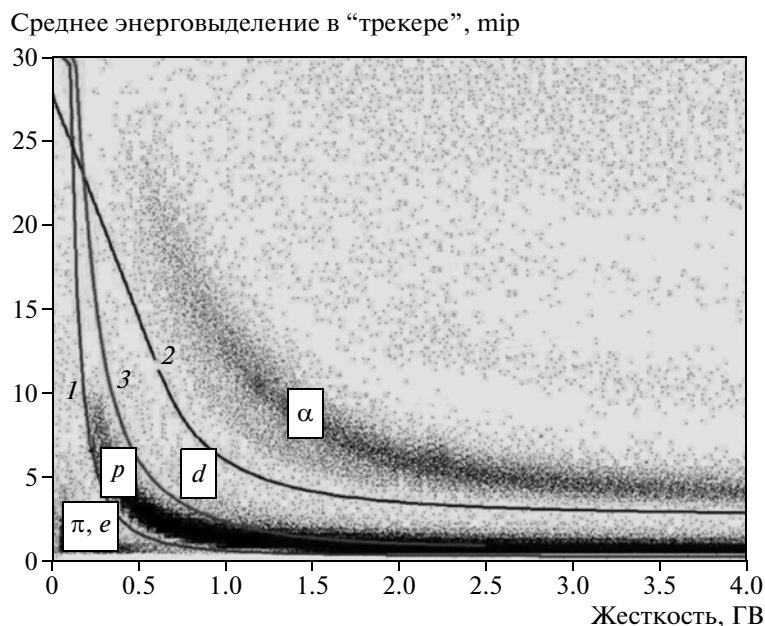


Рис. 2. Диаграмма «жесткость частицы – среднее энерговыведение в Si-детекторе “трекера”».

Регистрация событий и запись информации в память происходит по триггерному сигналу, который вырабатывается при совпадении сигналов трех детекторов в.п.с. Более подробное описание детекторов спектрометра ПАМЕЛА можно найти в работах [1–4].

В данной работе описана процедура выделения дейтронов на фоне протонов и других частиц при их регистрации в магнитном спектрометре ПАМЕЛА.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ

При идентификации дейтронов на фоне других частиц в эксперименте ПАМЕЛА используются отклики с различных детекторов, зависящие от характеристик регистрируемых частиц.

Как известно [5], доминирующими компонентами космических лучей являются протоны и ядра гелия. Дейтронная компонента космических лучей составляет не более 3% от протонной компоненты. Поэтому количество имитаций дейтронов протонами может быть достаточно велико, и измеряемый спектр дейтронов может оказаться существенно искаженным. Именно это определяет сложность процедуры идентификации, поскольку необходимо использовать корреляционный анализ характеристик откликов с различных детекторов.

На первом этапе из всего массива полученных данных исключались события с некорректно измеренными характеристиками пролетевшей частицы – жесткость, время пролета и энерговыведение должны жестко коррелировать между

собой в пределах ошибок измерений. При этом отбирались частицы, влетающие в детектор только сверху, в магнитном спектрометре определялась только одна хорошо аппроксимируемая траектория, а в каждом сцинтилляционном детекторе в.п.с. сигнал был только от одной полосы и отсутствовал сигнал с системы антисовпадений.

Для определения массы частицы необходимо знать ее скорость и импульс. Поскольку в магнитном спектрометре измеряется не импульс частицы, а ее жесткость, для определения массы частицы необходимо также знать ее заряд.

Идентификация частиц осуществлялась с помощью диаграммы в координатах «жесткость частицы – среднее по детекторам “трекера” энерговыведение» (рис. 2). Энерговыведение приведено в мip (minimum ionizing particle). 1 мip соответствует энергии, выделившейся при прохождении через детектор минимально ионизирующей частицы. На рис. 2 видны характерные области локализации различных частиц (p , d , α). Разделение частиц осуществлялось по результатам моделирования и калибровки на ускорителе, а также с использованием полетных данных. Исследовался диапазон жесткостей 0.4–4.0 ГВ.

Вследствие конечного разрешения “трекера” и в.п.с. области локализации частиц перекрываются.

Для определения границ этих областей и, как следствие, более надежной идентификации частиц применялась следующая методика. Для узких интервалов жесткостей (0.05 ГВ) строились распределения событий по среднему для шести Si-детекторов “трекера” энерговыведению ΔE (рис. 3). На этих распределениях с помощью двух гранич-

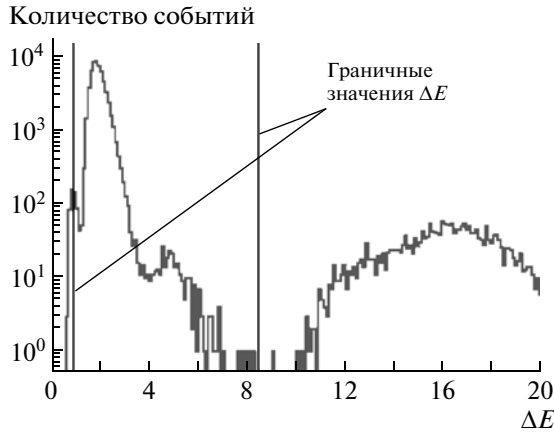


Рис. 3. Распределения событий по среднему для шести детекторов энерговыделению “трекера” ΔE для интервала жесткостей 0.75–0.80 ГВ.

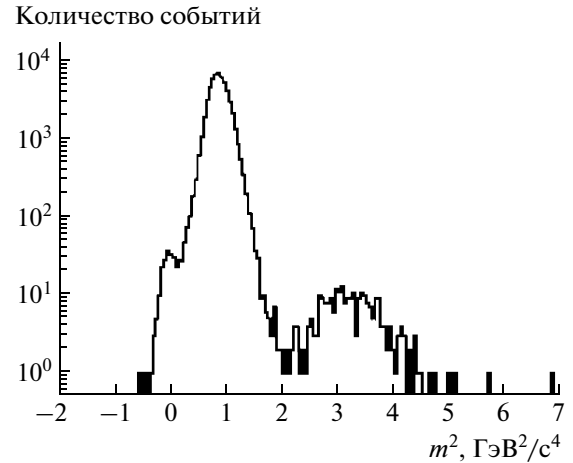


Рис. 4. Распределение по квадрату масс для смеси изотопов водорода в интервале жесткостей 0.75–0.80 ГВ.

ных значений ΔE изотопы водорода отделялись от гелия и других ядер, а также от позитронов и пионов. Граничные значения выбирались таким образом, чтобы минимизировать количественные потери дейтронов и протонов. Наборы этих пороговых значений для всех интервалов жесткостей аппроксимировались гладкими функциями, которые использовались для разделения изотопов водорода от остальных частиц во всем энергетическом диапазоне (кривые 1 и 2 на рис. 2).

Надежность выделения изотопов водорода на фоне других частиц с использованием описанного метода проверялась с помощью данных моделирования методом Монте-Карло. В исследуемом диапазоне жесткостей “примесь” других частиц в изотопы водорода и потери изотопов водорода не превышали сотые доли процента.

Для выделенных таким образом протонных и дейтронных событий строились распределения по квадратам масс в узких интервалах жесткостей:

$$m^2 = Z^2 \frac{R^2(1-\beta^2)}{\beta^2},$$

где R – жесткость частицы, β – относительная скорость частицы, Z – ее заряд (для протонов и дейтронов $Z = 1$), m – масса.

На рис. 4 приведено такое распределение для смеси протонов ($m_p^2 = 0.88 \text{ ГэВ}^2/\text{c}^4$) и дейтронов ($m_d^2 = 3.52 \text{ ГэВ}^2/\text{c}^4$) в интервале жесткостей 0.75–0.80 ГВ (полетные данные). Видно, что распределения перекрываются, поэтому непосредственно определить число зарегистрированных дейтронов трудно – протонный фон значительно превосходит количество дейтронов, что увеличивает число “ложных” дейтронов.

Для подавления протонного фона с целью определения числа дейтронов применялась сле-

дующая методика. Если для отобранной в узком интервале жесткостей смеси протонов и дейтронов (см. рис. 4) построить распределения событий по величине среднего энерговыделения (рис. 5, гистограмма 1), то области, соответствующие протонам и дейтронам на этих распределениях, практически неразрешимы. Если же предварительно отобрать из распределения по величине m^2 (рис. 4) те события, для которых, например, $m^2 > 2 \text{ ГэВ}^2/\text{c}^4$ (этот порог оптимизировался в дальнейшем), то на распределении по ΔE для таких событий (рис. 5, гистограмма 2) дейтронный пик отчетливо проявляется.

Фиксируя граничное значение потерь энергии ΔE , соответствующее дейтронным событиям, можно подавить протонный фон. Граничное значение выбиралось таким образом, чтобы на распределении по m^2 дейтронный пик сохранял свою

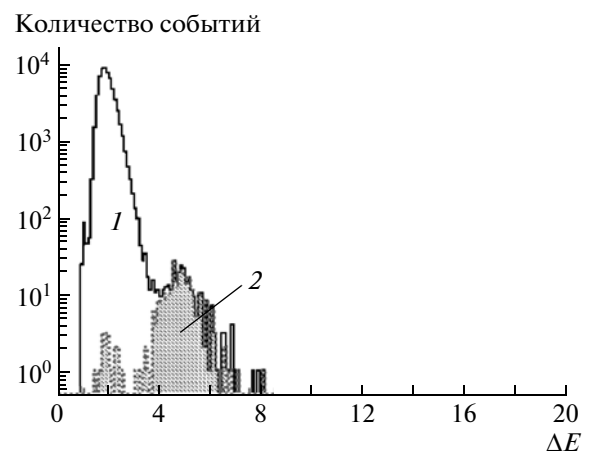


Рис. 5. Распределение по ΔE для интервала жесткостей 0.75–0.80 ГВ. 1 – все события, 2 – события с $m^2 > 2 \text{ ГэВ}^2/\text{c}^4$.

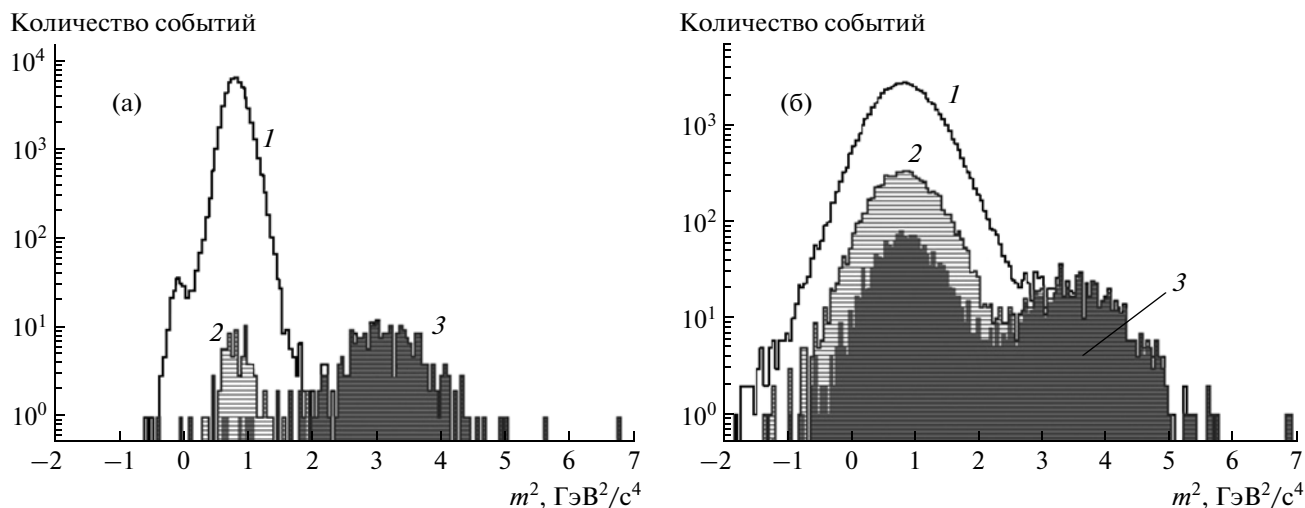


Рис. 6. Подавление протонных событий по потерям энергии в “трекере” и детекторах в.п.с.: 1 – без подавления, 2 – с использованием ΔE в “трекере”, 3 – с использованием ΔE в “трекере” и в.п.с. – для жесткостей 0.75–0.80 ГВ (а) и 1.55–1.60 ГВ (б).

форму, что свидетельствовало бы о полном отсутствии потерь дейтронов при сильном подавлении протонного пика (рис. 6, гистограмма 2).

Аналогичная работа была проведена для усредненного по плоскостям в.п.с. энергосодержания для уже отобранных по ΔE событий. Это позволило усилить подавление протонных событий без снижения статистики дейтронов (рис. 6, гистограмма 3).

Процедура оптимизации пороговых значений потерь энергии в “трекере” и сцинтилляторах в.п.с. применялась для узких интервалов жесткости, после чего полученные пороговые значения были аппроксимированы гладкой функцией (кривая 3 на рис. 2).

После подавления пика протонных событий в распределении по квадратам масс становился возможным подсчет количества дейтронов в заданном интервале жесткостей. Этот подсчет может проводиться двумя методами. При низких энергиях ($R < 1.3$ ГВ) распределения протонных и дейтронных событий надежно разрешаются, и число дейтронов подсчитывается непосредственно как число событий под соответствующим распределением. Для больших энергий ($R > 1.3$ ГВ) распределения перекрываются, и выполняется их аппроксимация суммой двух распределений Гаусса. Площадь под распределением дейтронов определяет их число в данном интервале жесткости.

Эффективность разработанной методики подавления протонного фона была проверена на данных моделирования методом Монте-Карло. Отношение числа протонов, имитирующих дейтроны, к общему числу протонов в заданном энергетическом интервале оказалось на уровне 10^{-4} – 10^{-2} для жесткостей 0.4–2.5 ГВ при потерях менее 2% дейтронных событий.

Описанная процедура позволила выделить дейтроны космических лучей в интервале жесткостей 0.5–2.5 ГВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная процедура идентификации дейтронов, разработанная в рамках эксперимента ПАМЕЛА с использованием “трекера” и времяпролетной системы, позволила измерить количество дейтронов в интервале жесткостей 0.4–2.5 ГВ. Удалось подавить фон протонов в 10^4 – 10^2 раз при эффективности выделения дейтронных событий $\geq 98\%$. С помощью разработанной методики был измерен спектр дейтронов космических лучей в диапазоне энергий 45–550 МэВ/нуклон [6].

Работа выполнена в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг. при частичной поддержке РФФИ, грант 10-02-01301а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al. // *Astropart. Phys.* 2007. V. 27. P. 296.
2. Ricciarini S. // *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A.* 2008. V. 582. P. 892.
3. Adriani O., Albi M., Altamura F. et al. // *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A. NIMA.* 2007. V. 572. I. 1. P. 471.
4. Papini P., Adriani O., Ambriola M. et al. // *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A. NIMA.* 2008. V. 588. I. 2. P. 259.
5. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. и др. *Астрофизика космических лучей.* М.: Наука, 1990.
6. Воронов С.А., Данильченко И.А., Колдобский С.А., Малахов В.В. // *Труды Научной сессии МИФИ-2010.* 2010. Т. 4. С. 117.