

УДК 524.1-52

ОТНОШЕНИЕ ПОТОКОВ ТИТАНА И ЖЕЛЕЗА В ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА АТИК-2

© 2009 г. В. И. Зацепин^{1*}, А. Д. Панов¹, Н. В. Сокольская¹,
Дж. Х. Адамс мл.², Х. С. Ан³, Г. Л. Башинджагян¹, Дж. В. Ваттс²,
Дж. П. Вефель⁴, Дж. Ву³, Т. Г. Гузик⁴, И. Изберт⁴, К. Ц. Ким³, М. Кристл²,
Е. Н. Кузнецов¹, М. И. Панасюк¹, Э. С. Сео³, Дж. Чанг⁵, А. Р. Фазели⁶

¹Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва

²Центр космических исследований им. Маршалла, США

³Университет штата Мэриленд, США

⁴Университет штата Луизиана, США

⁵Южный Университет, США

⁶Обсерватория Перл Маунтин, Китайская АН

Поступила в редакцию 10.10.2008 г.

В эксперименте АТИК-2 с помощью кремниевой матрицы выделены ядра титана, являющиеся вторичными редкими галактическими ядрами. Приводится энергетическая зависимость отношения потоков титана и железа в энергетической области от 5 ГэВ/нуклон до ~500 ГэВ/нуклон.

Ключевые слова: космические лучи, распространение космических лучей.

ENERGY DEPENDENCE OF Ti/Fe RATIO IN THE GALACTIC COSMIC RAYS MEASURED BY THE ATIC-2 EXPERIMENT, by V. I. Zatsepin, A. D. Panov, N. V. Sokolskaya, J. H. Adams, Jr., H. S. Ahn, G. L. Bashindzhagyan, J. V. Watts, J. P. Wefel, J. Wu, T. G. Guzik, J. Isbert, K. C. Kim, M. Christl, E. N. Kouznetsov, M. I. Panasyuk, E. S. Seo, J. Chang, and A. R. Fazely. Titanium is a rare, secondary nucleus among Galactic cosmic rays. Using the Silicon matrix in the ATIC experiment, Titanium has been separated. The energy dependence of the Ti to Fe flux ratio in the energy region from 5 GeV per nucleon to about 500 GeV per nucleon is presented.

PACS numbers : 98.70.Sa

Key words: cosmic rays, cosmic ray propagation.

ВВЕДЕНИЕ

Редкие элементы, такие как Li, Be, B, Sc, Ti, V присутствуют в Галактических космических лучах, так как они производятся в ядерных взаимодействиях первичных ядер с межзвездным веществом. Поэтому энергетическая зависимость отношения вторичных ядер к первичным может быть использована для изучения среды, через которую распространяются космические лучи, а также способности магнитных полей Галактики удерживать частицы разных энергий. Наиболее точные измерения энергетической зависимости отношения вторичных ядер к первичным были выполнены более 30 лет

назад на спутнике HEAO-3 (Энгельман и др., 1990). В этом эксперименте была исследована область энергий от 0.62 ГэВ/нуклон до 35 ГэВ/нуклон для всех ядер от бериллия до никеля. В этом и более ранних экспериментах (литературу смотри там же) было выяснено, что отношение вторичных ядер к первичным соответствует сильной энергетической зависимости пробега до утечки вида $R^{-0.6}$, где R — магнитная жесткость частиц. Такая зависимость означает, что частицы высокой энергии проходят до выхода из Галактики меньший путь, чем частицы низкой энергии. Она также означает, что ускорение частиц происходит раньше, чем они начинают распространяться. В противном случае мы должны

* Электронный адрес: viza@dec1.sinp.msu.ru

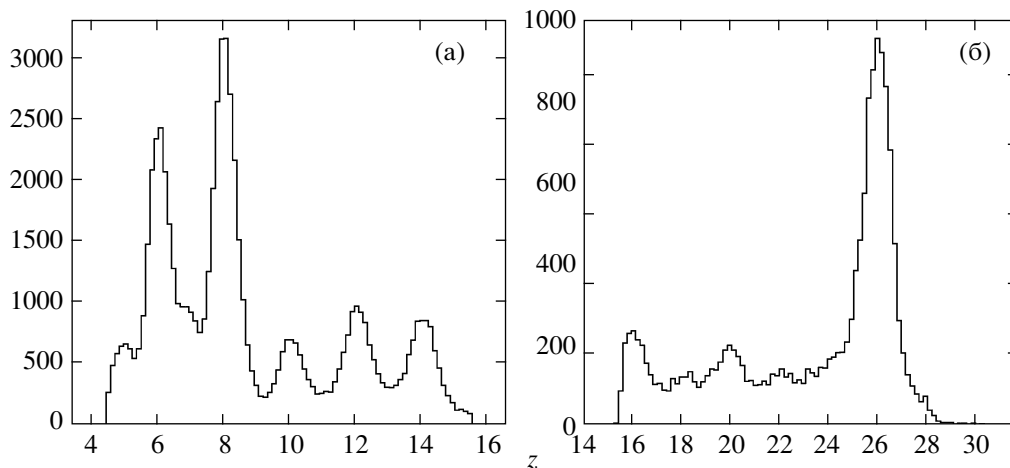


Рис. 1. Зарядовое разрешение в эксперименте АТИК при энерговыделении больше 50 ГэВ.

бы были ожидать, что это отношение должно быть либо постоянным, либо даже расти с увеличением энергии, если механизм ускорения требует больше времени для достижения более высокой энергии. Ясно, однако, что зависимость $R^{-0.6}$ не может продолжаться до очень высоких энергий ($\sim 10^{15}$ эВ), так как она войдет в противоречие с имеющимися в широких атмосферных ливнях данными по анизотропии (Ерлыкин и др., 2006). Осборн и Птускин (1988) предположили, что Галактические магнитные неоднородности имеют Колмогоровский тип, что приводит к зависимости $R^{-0.33}$. Чтобы описать энергетическую зависимость вторичных ядер к первичным, измеренную в (Энгельман и др., 1990), они включили процесс слабого доускорения в межзвездной среде. Кроме того, при распространении в Галактике первичные и вторичные ядра должны встречаться с остатками сверхновых, в которых они вновь ускоряются, что может приводить к еще более пологой энергетической зависимости отношения вторичных ядер к первичным (см. Бережко и др., 2003, и приведенную там литературу). Поэтому измерение энергетической зависимости отношения вторичных ядер к первичным, особенно в области энергий > 35 ГэВ/нуклон, является крайне важной задачей.

ЭКСПЕРИМЕНТ АТИК

Спектрометр АТИК был построен для измерения энергетических спектров элементов от Н до Fe в области энергий от 100 ГэВ до нескольких десятков ТэВ. АТИК совершил три длительных полета вокруг Южного полюса: в декабре 2000 г.—январе 2001 г. (АТИК-1), декабре 2002 г.—январе 2003 г. (АТИК-2) и декабре 2007 г.—январе 2008 г. (АТИК-4). Полет АТИК-1 был техническим; сложности, которые встретились

при его обработке, пока не позволили получить надежные результаты. Данные из научного полета АТИК-2 по обильным ядрам проанализированы и опубликованы в ряде статей (см., например, Вефель и др., 2007; Панов и др., 2007а). В работе Панова и др. (2007б) была изучена возможность спектрометра АТИК-2 измерить энергетическую зависимость В/С. В этой статье мы покажем, что АТИК-2 способен измерить также энергетическую зависимость Ti/Fe. Данные эксперимента АТИК-4 находятся в начальной стадии обработки.

Прибор АТИК содержит кремниевую матрицу для измерения заряда, углеродную мишень, сцинтилляционные годоскопы и полностью активный ВГО-калориметр. Калориметр АТИК является тонким, то есть он измеряет только часть энергии частицы. Полная энергия частицы определялась по формуле $E(Z) = Ed(Z)/K(Ed, Z)$, где E — энергия частицы, Z — заряд, а $Ed(Z)$ — энергия, выделенная этой частицей в калориметре. Коэффициенты $K(Ed, Z)$ определялись с помощью моделирования развития каскада по программе FLUKA (Фассо и др., 2003). Характеристики спектрометра АТИК описаны в (Гузик и др., 2004; Зацепин и др., 2004).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА

Траектория первичной частицы восстанавливалась по данным восьмизрядного ВГО-калориметра. Пересечение траектории с плоскостью кремниевой матрицы определяло место входа первичной частицы в кремниевую матрицу и коридор ошибок этой точки по каждой координате. В области поиска, определяемой коридором ошибок, находился кремниевый пиксель с максимальным сигналом. Этот сигнал (A) считался сигналом, созданным первичной частицей, и пересчитывался в заряд

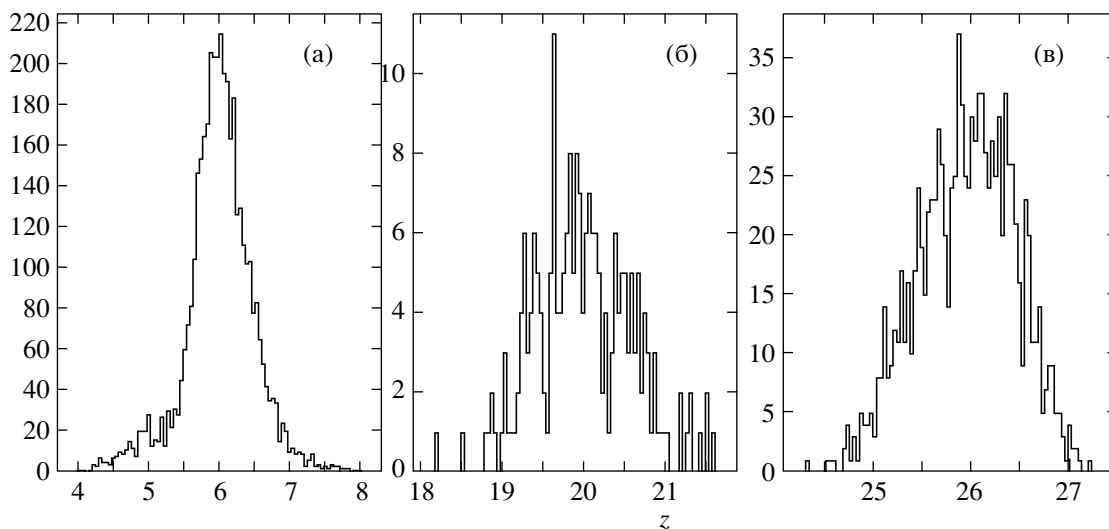


Рис. 2. Форма линий в двуслойной кремниевой матрице: (а) — углерод, (б) — кальций, (в) — железо.

первичной частицы по формуле $Q = \sqrt{A \times \cos \theta}$, где θ — зенитный угол. После введения поправки на логарифмический рост ионизации с энергией делалось окончательное заключение о заряде первичной частицы. Логарифмический рост ионизации учитывался по формуле $Q(Ed) = Q(100)/[1 + 0.012 \times \lg 10(Ed/100)]$, где Ed — энерговыведение в калориметре в ГэВ, а $Q(100)$ — величина заряда при энерговыведении $Ed = 100$ ГэВ. Зарядовое разрешение в области Z от 6 до 26 показано на рис. 1а,б для энерговыведений в калориметре больше 50 ГэВ. Хорошо видны пики от обильных четных ядер, но элементы субжелезной группы: Sc ($Z = 21$), Ti ($Z = 22$) и V ($Z = 23$) разрешены недостаточно хорошо. Мы покажем, что выбрав для ядер титана область $21.5 < Z < 22.5$, мы исключим вклад от соседних обильных ядер, а перепутывание ядер титана с соседними ядрами скандия и ванадия не приведет к искажению энергетической зависимости отношения Ti/Fe, так как эти ядра являются вторичными.

Кремниевая матрица была построена так, что пиксели были расположены в несколько слоев и частично перекрывались. Площадь перекрытия составляла $\sim 15\%$. Это позволяло использовать статистику, собранную двойной матрицей, для определения формы зарядового распределения для частицы с зарядом Z , обусловленного как флуктуациями ионизационных потерь, так и распределением толщин кремниевых пикселей. На рис. 2а показано распределение заряда, измеренного в нижнем пикселе, при отборе заряда по верхнему пикселю для ядер углерода. При достаточно большом Z форма кривой ионпотерь практически симметрична. Однако, из-за распределения по толщине пикселя кривая имеет хвосты. В результате вся кри-

вая может быть описана суммой двух Гауссовых кривых: узкой, описывающей флуктуации ионпотерь в основной массе стандартных пикселей, и более широкой, описывающей флуктуации толщин в небольшой части нестандартных пикселей. Отбирая подходящую область ионизаций для частицы с зарядом Z по верхнему пикселю, можно определить настоящую форму линии по нижнему пикселю. Анализ показал, что центр узкого Гауссова распределения приходится на $Z = 5.94$, а широкого — на $Z = 5.1$; полуширина соответственно 0.75 и 1.0. Отношение числа нестандартных пикселей к стандартным составляет 15%. Зная эту форму, можно определить, до каких зарядов простирается вклад данного ядра в область соседних зарядов. На рис. 2б показано распределение ионизации (в единицах заряда), производимое ядром кальция ($Z = 20$) в нижнем пикселе, когда в верхнем пикселе отбирались заряды в диапазоне от 19.5 до 20.5, а на рис. 2в — распределение для ядер железа при отборе от 25.5 до 26.5. Таким образом, было определено, что ни железо (первичное ядро с $Z = 26$), ни кальций с $Z = 20$, ни Cr с $Z = 24$ (которые частично состоят из первичных ядер) не могут дать сколько-нибудь существенный вклад в область зарядов от 21.5 до 22.5, которая была отобрана для поиска ядер титана.

Существуют по крайней мере еще три источника, которые могут исказить число измеряемых ядер титана. Первый источник — это влияние обратного тока на измерения заряда в кремниевой матрице. Эта проблема была рассмотрена Сокольской и др. (2005), где было показано, что обратный ток не может имитировать заряды $Z > 15$ ни при каких энергиях падающей частицы. Второй источник связан с взаимодействиями первичного

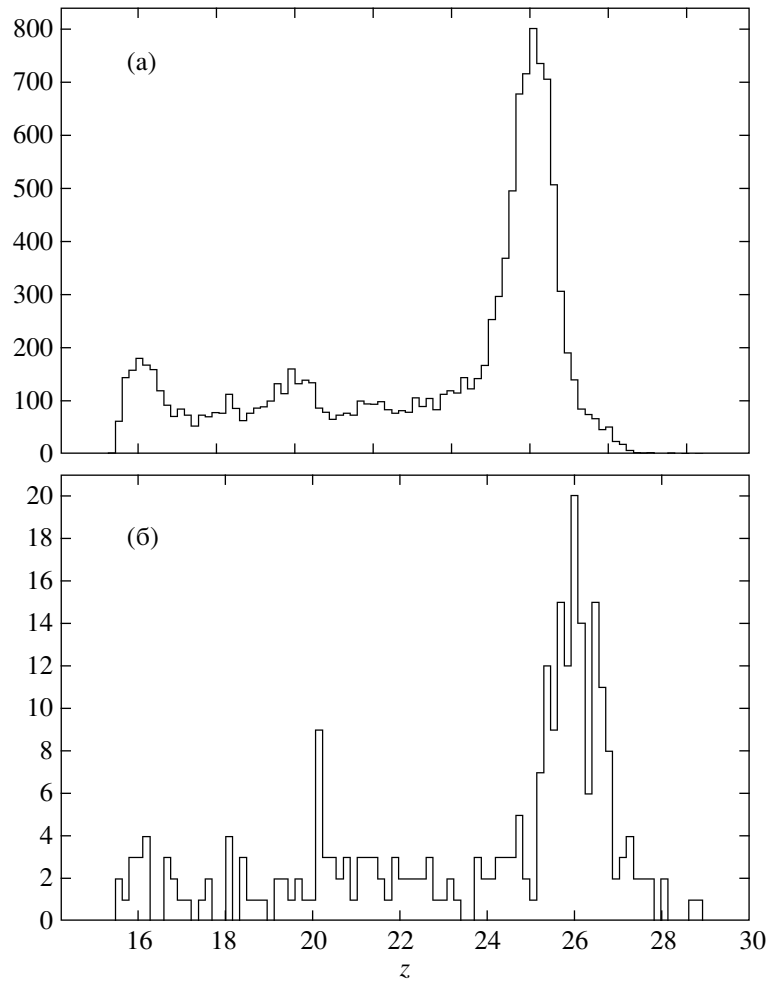


Рис. 3. Зарядовое разрешение для двух интервалов энергий титана: (а) — $5 < E_n < 80$ ГэВ/нуклон, (б) — $E_n > 80$ ГэВ/нуклон.

потока в кремниевых пикселях (или в окружающем их веществе). Эти процессы моделировались с помощью пакета FLUKA для реальной модели прибора. Оказалось, что эту поправку необходимо учитывать в области легких ядер (типа бора) (Панов и др., 2007б), но она оказалась несущественной для тяжелых ядер типа титана. Третий источник связан с фрагментацией ядер железа в остаточной атмосфере (5 г/см^2). Эта поправка также была рассчитана с помощью пакета FLUKA и оказалась равной 1.66% от потока ядер железа на границе атмосферы и не зависящей от энергии.

На рис. 3 приведено зарядовое распределение в области зарядов от 15 до 30 для двух диапазонов энергий ядер титана: от 5 ГэВ/нуклон до 80 ГэВ/нуклон (а) и выше 80 ГэВ/нуклон (б). Видно, что зарядовое разрешение с ростом энергии не ухудшается.

ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 показана зависимость от энергии на нуклон E_n отношения потоков титана и железа, полученная в эксперименте АТИК-2, вместе с данными двух экспериментов на спутнике НЕАО-3 (Энгельман и др., 1990; Вилет и др., 1990). Показаны также две модельные кривые: Leaky-box модель с зависимостью $\lambda_{\text{esc}} \sim R^{-0.6}$ (пунктирная кривая) и диффузионная модель Осборна и Птускина, которая предполагает зависимость пробега до утечки в виде $R^{-0.33}$ (колмогоровская модель магнитных неоднородностей) и доускорение на стандартных магнитных неоднородностях в Галактике (сплошная кривая). Видно, что данные АТИК-2 совпадают с другими данными и вплоть до 100 ГэВ/нуклон не указывают на более пологое поведение, чем Leaky-box модель с зависимостью $\lambda_{\text{esc}} \sim R^{-0.6}$. В области > 100 ГэВ/нуклон данные (Вилет и др., 1990) показывают согласие с пунктирной кривой, в то время как экспериментальные точки АТИК-2

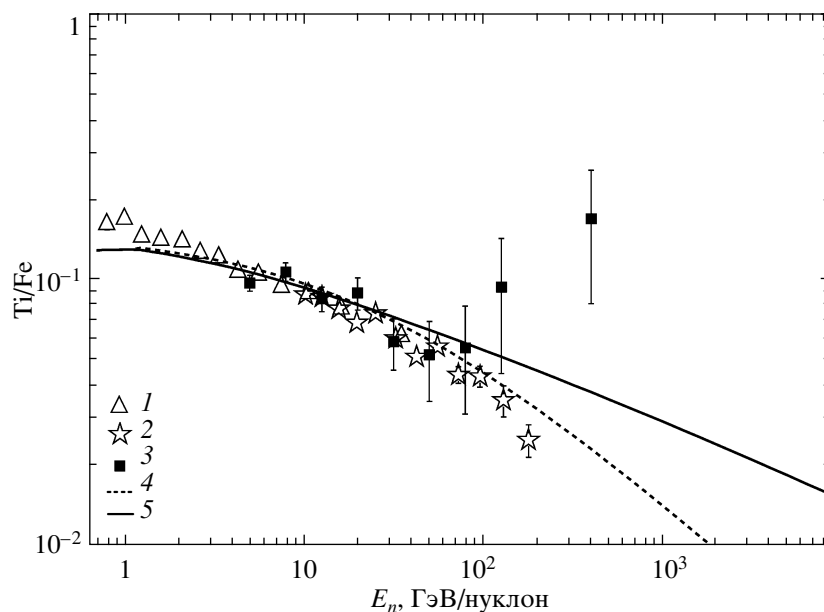


Рис. 4. Отношение потоков Ti и Fe: 1 – Энгельман (1990), 2 – Вилет и др. (1990), 3 – этот эксперимент, 4 – Leaky-box модель с $\lambda_{\text{esc}} \sim R^{-0.6}$, 5 – диффузионная модель Осборна и Птускина.

лежат выше обеих моделей. Однако, из-за ограниченной статистики, имеющейся в АТИК-2, мы не можем сделать определенного вывода о поведении отношения Ti/Fe выше 100 ГэВ на нуклон.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-02-16222) и грантами НАСА в США (гранты NNG04WC12G, NNG04WC10G и NN04WC06G).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бережко и др. (E.G. Berezhko, L.T. Ksenofontov, V.S. Ptushin, et al.), *Astron. Astrophys.* **410**, 189 (2003).
2. Вефель и др. (J.P. Wefel, J.H. Adams, H.S. Ahn, et al.), *Proc. 30th ICRC* **2**, 31 (2007).
3. Вилет и др. (V. Vilet, C.J. Waddington, W.R. Binns, et al.), *Proc. 21th ICRC* **3**, 19 (1990).
4. Гузик и др. (T.G. Guzik, J.H. Adams, H.S. Ahn, et al.), *Adv. Sp. Res.* **33**, 1762 (2004).
5. Ерлыкин, Вольфендал (A.D. Erlykin and A.W. Wolfendale), *Astropart. Phys.* **25**, 183 (2006).
6. Зацепин и др. (V.I. Zatsepin, J.H. Adams, H.S. Ahn, et al.), *Nucl. Instr. Meth. A* **524**, 195 (2004).
7. Осборн, Птускин (J.L. Osborn and V.S. Ptuskin), *Sov. Astron. Lett.* **14**, 132 (1988).
8. Панов А.Д., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **71**, 512 (2007a).
9. Панов и др. (A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, J.H. Adams, et al.), *Proc. 30th ICRC* **2**, 3 (2007b).
10. Сокольская Н.В., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др. *Ядерная физика* **68**, 1225 (2005).
11. Фассо и др. (Fasso et al.), arXiv: hep-ph/0306267 (2003).
12. Энгельман и др. (J.J. Engelmann, P. Ferrando, A. Soutoul, et al.), *Astron. Astrophys.* **233**, 96 (1990).