

Проверка лоренцевской инвариантности по наблюдениям продольного развития широких атмосферных ливней при сверхвысоких энергиях

Е. Е. Антонов, Л. Г. Деденко¹⁾, А. А. Кириллов*, Т. М. Роганова*, Г. Ф. Федорова*, Е. Ю. Федунин

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

* Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 2001 г.

Высказанная Колеманом и Глэшу для разрешения астрофизических проблем атмосферных ливней с гигантскими энергиями $E > 10^{20}$ эВ идея о возможном нарушении лоренцевской инвариантности может быть тестирована по экспериментальным данным для этих ливней. Из сравнения результатов расчетов продольного развития ливней и распределения глубин их максимума, выполненных в рамках модели кварк-глюонных струн с учетом эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала и взаимодействий нейтральных пионов при сверхвысоких энергиях, с имеющимися экспериментальными данными получены новые ограничения на возможную разность скоростей фотонов и нейтральных пионов $|c_\gamma - c_{\pi^0}| < 10^{-20}$ и, если увеличить наблюдаемую глубину максимума ливня на верхнюю оценку ошибки, то $|c_\gamma - c_{\pi^0}| < 10^{-22}$.

PACS: 13.85.Tr, 96.40.Pq

Детектирование гигантских атмосферных ливней (ГАЛ) с энергиями выше 10^{20} эВ [1–3] выявило ряд проблем. Во-первых, такие энергии находятся далеко за порогом “обрезания” энергетического спектра частиц первичного космического излучения (ПКИ) из-за их взаимодействий с реликтовыми фотонами – эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [4, 5]. Загадкой остается конкретный механизм, благодаря которому частицы могут обладать столь высокими энергиями. Во-вторых, распределение направлений прихода ГАЛ не противоречит изотропному. Вызывает удивление тот факт, что направления прихода обладающих гигантскими энергиями частиц, которые в известных межгалактических магнитных полях должны распространяться почти прямолинейно, не указывают явным образом на источники. Возможно, такие частицы приходят с космологических расстояний [6], что противоречит предсказанию ГЗК.

Отмеченные выше проблемы получили даже название “парадокса ГЗК”, для разрешения которого уже давно стали привлекаться различные экстравагантные идеи. Одна из таких идей, связанная с возможным нарушением лоренцевской инвариантности в области сверхвысоких энергий, была впервые высказана уже около 30 лет назад в работах [7, 8], в которых предполагалось возможное гравитационное происхождение этого нарушения. В последние годы в

связи со значительным увеличением числа зарегистрированных ГАЛ с энергиями выше 10^{20} эВ [9, 10] заметно вырос интерес как к идеям, предполагающим нарушение лоренцевской инвариантности (см., например, [11–16]), так и к другим экстравагантным предположениям. В качестве экзотических источников частиц ПКИ в области сверхвысоких энергий рассматривались топологические дефекты, ядра активных галактик, γ -всплески [17], магнитные монополи [18], “Z-бозонные” всплески, генерированные в столкновениях нейтрино сверхвысоких энергий с реликтовыми нейтрино вблизи Земли [19], или распад гипотетических сверхмассивных реликтовых частиц [20, 21]. В некоторых работах в качестве причины возможного нарушения лоренцевской инвариантности рассматривались квантовые свойства пространства-времени, квантовая гравитация [22–24].

В данной работе в связи с идеями [11] рассматривается новая интересная возможность проверки лоренцевской инвариантности по результатам наблюдений продольного развития широких атмосферных ливней (ШАЛ) при энергиях $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ. Вследствие предположения [11] о различии максимально достижимых скоростей фотонов c_γ и нейтральных пионов c_{π^0} последние не распадаются при энергиях $E_{\pi^0} \geq m_{\pi^0} / \sqrt{c_\gamma^2 - c_{\pi^0}^2}$, что приводит к ускоренной диссипации энергии частицы ПКИ по сравнению со стандартной моделью и поэтому к более раннему развитию атмосферных ливней и, как следствие, к

¹⁾e-mail: ddn@dec1.npi.msu.su

уменьшению глубины X_{\max} их максимума. Ниже предположение [11], когда $\Delta c_{\gamma\pi^0} = |c_{\gamma} - c_{\pi^0}| = 10^{-22}$ и $E_{\pi^0} = 10^{19}$ эВ, рассматривается как гипотеза 1. Для оценки влияния степени нарушения лоренцевской инвариантности рассматривается и гипотеза 2, когда $\Delta c_{\gamma\pi^0} = 10^{-20}$ и $E_{\pi^0} = 10^{18}$ эВ. Приводятся результаты расчетов продольного развития ГАЛ и распределения глубины X_{\max} максимума ливней, полученных в рамках модели кварк-глюонных струн (КГС) [25] с учетом эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала [26] и взаимодействий нейтральных пионов с ядрами атомов воздуха в области сверхвысоких энергий (стандартный вариант), а также с учетом гипотез 1 и 2. Из сравнения имеющихся экспериментальных данных и выполненных расчетов получены новые ограничения на разность максимально достижимых скоростей фотонов и нейтральных пионов.

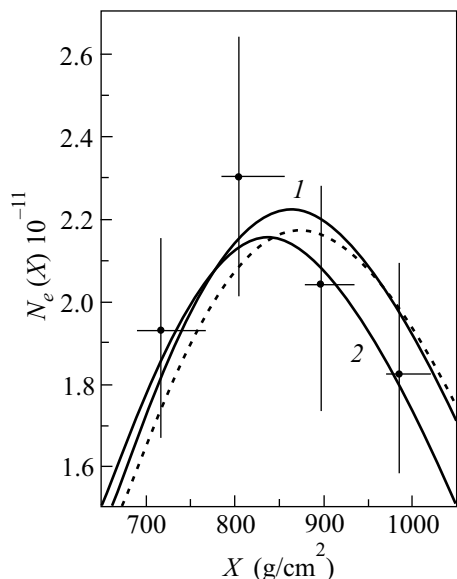


Рис.1. Каскадная кривая для ГАЛ с $E = 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ. Кружки с ошибками – результаты эксперимента [3]. Наши расчеты: пунктирная кривая – стандартный вариант; сплошные кривые 1 и 2 – с учетом гипотез 1 и 2 [11]

Методика измерений на установке Fly’s Eye и ее модернизированном варианте HiRes [10] позволяет определять каскадную кривую ГАЛ. На рис.1 кружками с ошибками отображены экспериментальные данные для каскадной кривой ГАЛ [3] с энергией $E \sim 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ и приведены результаты наших расчетов. Пунктирная кривая соответствует стандартному варианту моделирования. Сплошные кривые 1 и 2 рассчитаны в рамках гипотез соответственно 1 и 2. Следует иметь в виду, что экспери-

ментальные данные – это отображение индивидуальной каскадной кривой, а результаты расчета относятся к средним кривым (статистика разыгранных ливней равна ~ 1000). Экспериментальную оценку глубины максимума ливня, равную $X_{\max} = 815 \pm \pm (40) + 45 - 35$ г/см² (в скобках приведена систематическая ошибка, последние два числа – статистическая ошибка) [3], можно сопоставить с расчетными значениями $X_{\max} = 875$ г/см² для стандартного варианта (пунктирная кривая) и $X_{\max} = 866$ г/см² и $X_{\max} = 836$ г/см² соответственно для кривых 1 и 2. Погрешности расчетных оценок не превышают нескольких г/см². Отметим, что из рис.1 и приведенных оценок глубины X_{\max} следует как сама возможность проверки нарушения лоренцевской инвариантности по данным о продольном развитии ГАЛ, так и привлекательность гипотез 1 и 2 для повышения уровня согласия при интерпретации экспериментальных данных.

Более детальная информация приведена на рис.2, на котором распределение глубин X_{\max} для стандартного варианта модели представлено гистограммой, изображенной пунктиром, а результаты расчета в рамках гипотез 1 и 2 отображены гистограммами соответственно 1 и 2 (сплошные линии). Из рис.2 видно, что в рамках стандартного варианта отсутствуют ливни с глубиной максимума $X_{\max} = 815$ г/см².

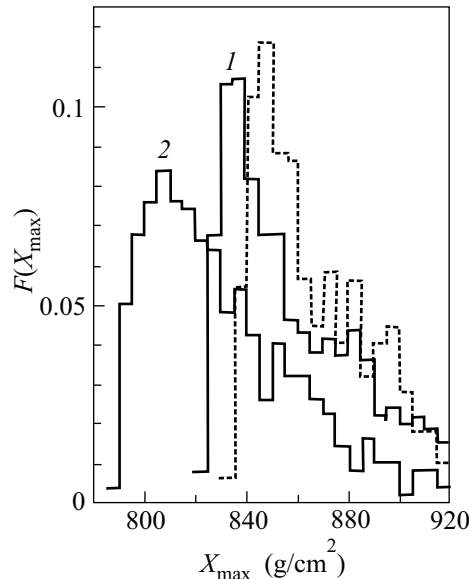


Рис.2. Распределение глубин X_{\max} для стандартного варианта (пунктир) и с учетом гипотез 1 и 2 [11] (сплошные линии)

Только увеличение экспериментальной оценки глубины X_{\max} (на грани суммы систематической и ста-

тистической ошибкой) позволяет согласовать ее с результатами расчета. В рамках гипотез 1 и особенно 2 результаты расчетов заметно не отличаются от экспериментального значения. Например, в случае гипотезы 2 уже значительная доля ливней (около 40%) с энергией $E \sim 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ достигает максимума до глубины 815 г/см². Таким образом, и анализ распределений глубин X_{\max} подтверждает сделанный выше вывод о том, что экспериментальные данные о продольном развитии ГАЛ и, в частности, о глубине X_{\max} максимума ливня можно использовать как тест возможного нарушения лоренцевской инвариантности в области сверхвысоких энергий. Поскольку в рамках гипотезы 2 результаты расчетов и эксперимента хорошо согласуются, то можно оценить верхний предел нарушения как $\Delta c_{\gamma\pi^0} < 10^{-20}$. Если увеличить экспериментальное значение глубины X_{\max} на верхнюю суммарную оценку систематических и статистических погрешностей (60 г/см² [3]), то на грани этой погрешности получается более сильное ограничение $\Delta c_{\gamma\pi^0} < 10^{-22}$. Заметим, что получить еще более сильное ограничение нельзя, так как результаты расчетов практически перестают зависеть от разности $\Delta c_{\gamma\pi^0}$ при очень малых ее значениях. Отметим, что полученные ограничения на разность максимально достижимых скоростей других частиц имеют примерно тот же порядок [27–29].

Наконец, рассмотрим зависимость глубины X_{\max} максимума ливней от энергии E частиц ПКИ. Экспериментальные данные [30], полученные в области энергий $10^{17} - 2 \cdot 10^{18}$ эВ, представлены на рис.3 как жирная сплошная прямая, а область возможных систематических и статистических ошибок показана в виде сплошного многоугольника вокруг этой прямой. Пунктирные прямые в этой области энергий между светлыми кружками и квадратиками – это приведенные в [30] результаты расчета для первичных протонов, выполненные, соответственно, в рамках моделей адронных взаимодействий SYBILL и QGSJet. Штрих-пунктирные прямые между темными кружками и квадратиками – результаты расчетов, выполненных в рамках тех же моделей для первичных ядер железа. Важной характеристикой ливня является величина ΔX_{\max} – изменение глубины максимума ливня при увеличении энергии E на порядок, для обозначения которой используется аббревиатура ER от английского названия этой величины [31]. Все современные модели адронных взаимодействий дают значения $ER \sim 60$ г/см² с небольшой погрешностью. Оценка этой величины из экспериментальных данных [30] равна $ER = 91.4 \pm (15.3) \pm 9.6$ г/см² (в скобках указана систематическая погрешность, по-

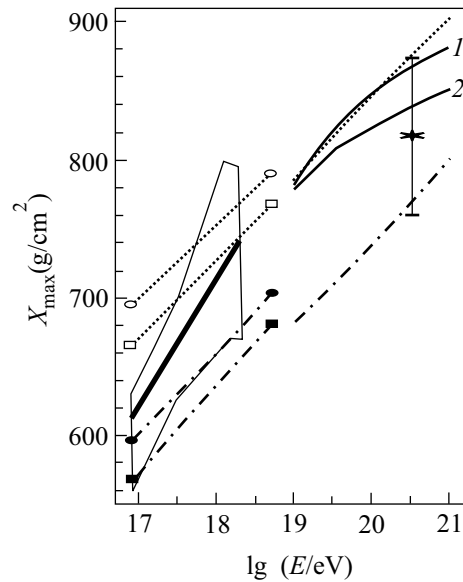


Рис.3. Зависимость положения X_{\max} от энергии. Жирная линия – экспериментальные данные [30]; сплошной многоугольник вокруг нее – область систематических и статистических ошибок. Пунктир между светлыми кружками и квадратиками – результаты расчета для первичных протонов в рамках моделей SYBILL и QGSJet; штрих-пунктир между темными кружками и квадратиками – результаты расчетов по тем же моделям для первичных ядер железа. В правой части рисунка – результаты наших расчетов для стандартного варианта (пунктирная кривая для первичных протонов и штрих-пунктирная – для первичных ядер железа) и с учетом гипотез 1 и 2 [11] (сплошные линии). Звездочка с ошибками – ливень [3]

следнее слагаемое – статистическая ошибка). Такая большая величина не согласуется ни с одной моделью адронных взаимодействий. Естественная интерпретация этого значения – предположение об изменении химического состава частиц ПКИ от “тяжелого”, когда доминируют ядра железа при энергиях выше 10^{17} эВ, к “легкому”, когда преобладают протоны при энергиях выше $2 \cdot 10^{18}$ эВ. В пользу этой интерпретации свидетельствует и наблюдаемая величина показателя $\alpha = 0.73 \pm 0.03$ для зависимости $N_{\mu} \sim E^{\alpha}$ числа N_{μ} мюонов от энергии E . Так как из расчетов следует величина $\alpha \sim 0.85$ для различных моделей, то наблюдаемое значение α можно объяснить только изменением состава частиц ПКИ от “тяжелого” к “легкому”.

В правой части рис.3 для области энергий $10^{19} - 10^{21}$ эВ приведены результаты наших расчетов для стандартного варианта (пунктирная кривая для пер-

вичных протонов и штрих-пунктирная – для первичных ядер железа). Так как используемая нами модель КГС не учитывает “струи”, то на рис.3 видно незначительное уменьшение глубины X_{\max} по сравнению с ожидаемым в рамках модели QGSJet [30]. Сплошными кривыми 1 и 2 в этой области энергий показаны результаты наших расчетов в рамках принятых выше гипотез соответственно 1 и 2. Звездочкой с ошибками показаны экспериментальные данные для ГАЛ с самой большой энергией $E \sim 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ [3]. Как и предыдущие, рис.3 еще раз демонстрирует, что в рамках гипотез 1 и 2 результаты расчетов не противоречат экспериментальным данным и поэтому имеют место сделанные выше ограничения максимально достижимых скоростей фотонов и нейтральных пионов.

Рис.3 позволяет проанализировать и различные альтернативные возможности. Во-первых, самая простая альтернатива – это предположение о том, что частицами ПКИ в области самых высоких энергий являются ядра. Однако левая часть рис.3 свидетельствует о том, что в области энергий $E > 10^{19}$ эВ первичными частицами, скорее всего, являются протоны, так как экспериментальные данные расположены вблизи расчетной кривой для протонов. Доля мюонов в практически вертикальном ГАЛ с энергией $E \sim 2.4 \cdot 10^{20}$ эВ, зарегистрированном на установке AGASA [2], также соответствует расчетной для первичного протона [32].

Во-вторых, другая альтернативная возможность – изменение адронных взаимодействий в области сверхвысоких энергий. Часто используемые коды SYBILL и QGSJet, как видно из рис.3, приводят к еще большим значениям глубин X_{\max} , чем используемая модель КГС. Расчеты в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) [33, 34] показывают, что модель КГС по сравнению с КХД приводит к ускоренной диссипации энергии первичной частицы, то есть к занижению глубины X_{\max} . Таким образом, для того, чтобы уменьшить глубину максимума ливней, требуется существенное изменение представлений о взаимодействии адронов в сторону увеличения темпа диссипации энергии первичной частицы при сверхвысоких энергиях, для чего пока нет достаточных оснований.

Наконец, в-третьих, можно предполагать, что ГАЛ генерируются первичными фотонами, возникающими, например, в результате цепочки распадов гипотетических сверхмассивных частиц, образующих “темную материю” в нашей Галактике [20]. В связи с этой альтернативой следует отметить, что в магнитосфере Земли фотон, если он пересекает линии

магнитного поля, генерирует электронно-фотонный каскад [35, 36]. В результате на атмосферу падает не одна, а группа из 100–1000 частиц (электронов и фотонов), распределенных по энергии. Характерная энергия этих частиц равна $E \sim 10^{18}$ эВ. Глубина X_{\max} максимума ливня, генерируемого этими частицами, равна $X_{\max} \sim 870$ г/см². Если учесть, что это значение практически не флуктуирует, то его трудно согласовать с экспериментальной оценкой. Для каскада от фотона с энергией $E_\gamma = 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ глубина $X_{\max} = 1100$ г/см² без учета эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала. Если учесть этот эффект, то величина X_{\max} существенно возрастет. Таким образом, эта альтернатива не приводит к уменьшению глубины максимума. Кроме того, что очень существенно, доля мюонов в таких ливнях должна быть примерно в 30 раз меньше, чем в ливнях от адронов [37], если не предполагать резкого роста с энергией сечения фотоядерных реакций. Сечение фотоядерных взаимодействий до энергий $E_\gamma \sim 10^{16}$ эВ растет очень медленно [38]. Нет оснований предполагать, что это сечение кардинально изменится при энергии $E_\gamma \sim 10^{18}$ эВ. Как уже было упомянуто, для ливня с энергией $E \sim 2.4 \cdot 10^{20}$ эВ [2] доля мюонов соответствует расчетной для протонов и в ~ 30 раз больше значения, оцененного для ливня от первичных фотонов. Более того, наклонный ГАЛ с энергией $E \sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ [1], зарегистрированный на Якутской установке, состоит практически из одних мюонов. Если предположить, что этот ливень генерирован фотонами, оценка его энергии должна возрасти в ~ 30 раз, то есть до $E \sim 10^{22}$ эВ, что никак не соответствует ни площади установки (~ 10 км²), ни времени наблюдений (~ 10 лет).

Наконец, отметим, что возможная роль эффекта Чудакова [39] мала ²⁾. В самом деле, минимальный угол разлета гамма-квантов $\theta_{\min} \sim 1/\gamma$, где $\gamma \sim 10^{11}$ – лоренцевский фактор. Поэтому разлет происходит на длине $r \sim d/\theta_{\min} \sim 10^{-2}$ см, где $d \sim 10^{-13}$ см – размер ядра, что много меньше пробега $\lambda \sim 1$ км для взаимодействия нейтральных пионов в разреженной атмосфере.

Высказанная для разрешения парадокса ГЗК идея [11] о возможном слабом нарушении лоренцевской инвариантности, которая приводит к стабильности нейтральных пионов при сверхвысоких энергиях, может быть протестирована по данным ГАЛ. Проведенный анализ продольного развития ГАЛ и распределения глубин X_{\max} их максимума показывает, что допустимо

²⁾На роль эффекта Чудакова любезно обратил наше внимание И. М. Дреммин.

нарушение $\Delta c_{\gamma\pi^0} \leq 10^{-20}$. Если увеличить наблюдаемое значение глубины максимума ГАЛ [3] на сумму статистической и систематической погрешности, то предел можно понизить до $\Delta c_{\gamma\pi^0} \leq 10^{-22}$.

Результаты измерений глубин максимума на новой установке HiRes [9] и на планируемых установках Auger [40], Telescope Array [41], Air Wath [42] и других и более точные предсказания КХД о взаимодействиях адронов при сверхвысоких энергиях позволят уточнить оцененные выше пределы.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г. Т. Зацепину за ценные замечания, И. М. Дремину за предложение проанализировать роль эффекта Чудакова и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант # 00-15-96632) – научная школа Г. Т. Зацепина.

1. N. N. Efimov, T. A. Egorov, A. V. Glushkov et al., *Proc. Int. Workshop on Asrtophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, Kofu 20, 1990.
2. N. Hayashida, K. Honda, M. Honda et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3491 (1994).
3. D. J. Bird, S. C. Corbato, H. U. Dai et al., *Astroph. J.* **424**, 491 (1994).
4. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 748 (1966).
5. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 78 (1966).
6. G. R. Farrar and P. L. Biermann, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3579 (1998).
7. Д. А. Киржниц, В. А. Чечин, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 261 (1971).
8. Д. А. Киржниц, В. А. Чечин, *ЯФ* **15**, 1051 (1972).
9. M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1163 (1998).
10. T. Abu-Zayyad, G. Archbold, K. Belov et al., *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City, **3**, 1999, p. 264.
11. S. Coleman and S. L. Glashow, *Phys. Rev.* **D59**, 116008 (1999).
12. B. E. Schaefer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4964 (1999).
13. J. Ellis, K. Farakos, N. E. Mavromatos et al., *astro-ph/9907340* (1999).
14. O. Bertolami and C. S. Carvalho, *gr-qc/9912117* (2000).
15. T. Kifune, *astro-ph/9904164* (1999).
16. L. Gonzalez-Mestres, *astro-ph/0011181* (2000).
17. V. Berezhinsky, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **B70**, 419 (1999).
18. T. W. Kephart and T. J. Weiler, *Astropart. Phys.* **4**, 271 (1996).
19. T. J. Weiler, *hep-ph/9710431* (1997).
20. V. Berezhinsky, M. Kachelriess, and V. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4302 (1997).
21. В. А. Кузьмин и И. И. Ткачев, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 255 (1998).
22. G. Amelino-Camelia, J. Ellis, N. E. Mavromatos et al., *Nature* **393**, 763 (1998).
23. R. Aloisio, P. Blasi, P. L. Ghia et al., *Phys. Rev.* **D62**, 053010 (2000).
24. G. Amelino-Camelia and T. Piran, *hep-ph/0006210* (2000).
25. А. Б. Кайдалов, К. А. Тер-Мартirosян, Ю. М. Шабельский, *ЯФ* **43**, 1282 (1986).
26. A. B. Migdal, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).
27. E. B. Brucker, P. F. Jacques, M. Kalelkar et al., *Phys. Rev.* **D34**, 2183 (1986).
28. R. Cowsik and B. V. Sreekantan, *hep-ph/9811241* (1998).
29. T. Hambye, R. B. Mann, and U. Sarkar, *Phys. Lett.* **B421**, 105 (1998).
30. T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Bird et al., *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **5**, 1999, p. 365.
31. J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963).
32. Л. Г. Деденко, Г. Т. Зацепин, Т. М. Роганова и др., *Письма в ЖЭТФ* **61**, 233 (1995).
33. I. M. Dremin and W. J. Gary, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
34. I. M. Dremin, V. A. Nechitailo, M. Biyajima et al., *Phys. Lett.* **B403**, 149 (1997).
35. B. McBreen and C. J. Lambert, *Proc. 17th ICRC*, Paris **6**, 1981, p. 70.
36. T. Stanev and H. P. Vankov, *Phys. Rev.* **D55**, 1365 (1997).
37. N. Inoue for the AGASA collaboration, *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **1**, 1999, p. 357.
38. C. Caso, G. Conforto, A. Gurtu et al., *Eur. Phys. J.* **C3**, 206 (1998).
39. А. Е. Чудаков, *Изв. АН СССР*, **19**, 650 (1955).
40. H. Bluemer, V. Bocci, J. Castro et al., *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **5**, 1999, p. 345.
41. T. Aoki, Y. Arai, K. Arisaka et al., *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **5**, 1999, p. 352.
42. L. Scarsi for the OA collaboration, *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **2**, 1999, p. 384.