

УДК 523.165

ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10^{20} эВ НА УСТАНОВКЕ AGASA

В. А. Чечин, Ю. Н. Вавилов

Обсуждаются недавно опубликованные данные AGASA [1], подтверждающие отсутствие реликтового обрезания спектра космических лучей в области энергий 10^{20} эВ. Одно из возможных объяснений этого результата связано с отклонениями от стандартной специальной теории относительности при Лоренц-факторах $\gamma \geq 10^{11}$. Такое обобщение, основанное на геометрии пространства Финслера, было предложено в работе [2].

Вопрос о происхождении частиц первичного космического излучения (ПКИ) при максимально больших экспериментально доступных в настоящее время энергиях $E \geq 10^{19} - 10^{20}$ эВ давно дискутируется специалистами в области физики космических лучей и астрофизики. Согласно наиболее распространенной точке зрения (см., например, обзор [3]), частицы ПКИ в этой области энергий имеют внегалактическое происхождение. Если их источники находятся в десятках Mpc от Земли, то их энергетический спектр должен резко обрываться при $E \cong 5 \cdot 10^{19}$ эВ из-за фоторождения пионов на реликтовом чернотельном излучении (эффект Грейзена – Зацепина – Кузьмина [4]). Экспериментальные данные на этот счет, имевшиеся до начала эксплуатации установок Fly Eye и AGASA, были противоречивы. Энергетический спектр ПКИ, полученный на установках Хавера Парк [5] и SUGAR (Сиднейский университет) [6], не испытывал укрупнения при энергии $5 \cdot 10^{19}$ эВ; в то же время, данные Якутской установки указывали на наличие реликтового обрезания [7].

На установке AGASA зарегистрировано 461 событие с $E > 10^{19}$ эВ и шесть событий с $E > 10^{20}$ эВ. Эта статистика значительно превышает (из-за большой, около 100 км^2 ,

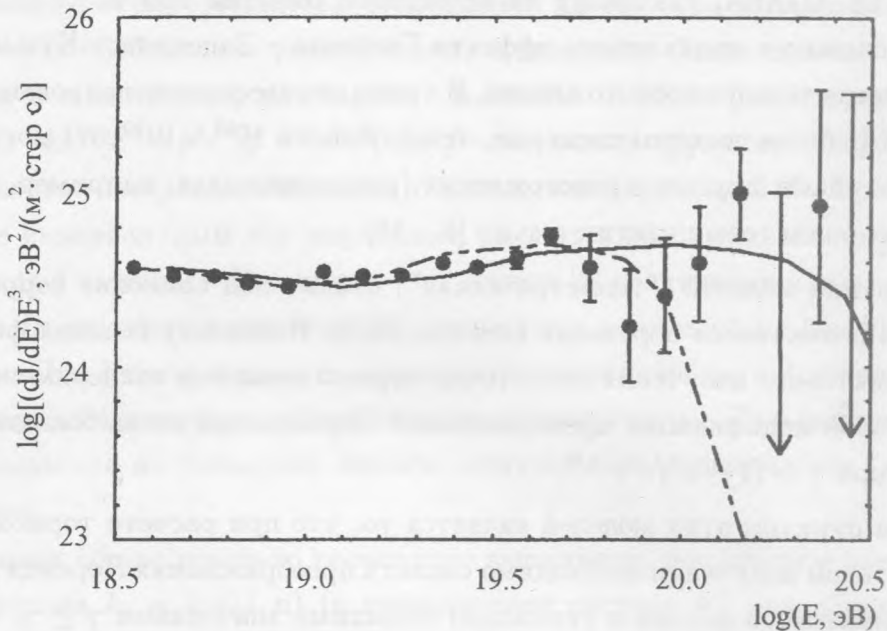


Рис. 1. Экспериментальные точки – данные группы AGASA [1]. Пунктирная кривая – спектр, ожидаемый для экстрагалактических источников, распределенных однородно во Вселенной [1]. Сплошная кривая – расчет согласно обсуждаемой модели при $\gamma'_c \approx 10\gamma_c$.

площади AGASA) число событий с $E > 10^{19}$ эВ, зарегистрированных на установках Хавера Парк, Fly Eye и в Якутии (в сумме около 100 событий).

Энергетический спектр ПКИ, полученный на установках AGASA, показан на рисунке 1. Он простирается до энергии $2 \cdot 10^{20}$ эВ и не имеет реликтового обрезания: пунктирная кривая показывает ожидаемый спектр ПКИ от однородно распределенных метагалактических источников. Для анализа результатов установки AGASA весьма важен факт отсутствия корреляций в направлении прихода шести событий с $E > 10^{20}$ эВ с известными астрофизическими объектами (радиогалактиками и т.п.), удаленными от Земли менее чем на 50 Мпс, которые могли бы быть источниками частиц таких энергий [1].

Существующие в настоящее время интерпретации отсутствия реликтового обрезания спектра ПКИ можно разделить на две группы. Первая из них ("физическая") основана на предположении о том или ином механизме дополнительной генерации событий

со столь большими энергиями, который мог бы компенсировать реликтовое обрезание спектра ПКИ. Эти модели здесь не обсуждаются. Отметим только, что форма спектра, полученного на AGASA, указывает на недостаток событий при $E \cong 7 \cdot 10^{19}$ эВ. Это может быть связано с проявлением эффекта Грейзена – Зацепина – Кузьмина для частиц метагалактического происхождения. В таком случае зарегистрированные события с $E > 10^{20}$ эВ (с более пологим спектром, чем в области $10^{18} - 10^{20}$ эВ) могут быть обусловлены частицами другого происхождения (рождающимися, например, при распаде сверхтяжелых реликтовых частиц и т.п.) [8 – 10].

Вторая группа моделей ("геометрическая") ставит под сомнение корректность самого расчета реликтового обрезания спектра ПКИ. Поскольку сечения фоторождения и спектр реликтового излучения достаточно хорошо известны экспериментально, речь идет о некоторой модификации преобразований Лоренца при очень больших значениях Лоренц-фактора $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Исходным пунктом этих моделей является то, что при расчете торможения протонов на реликтовом излучении необходимо сделать преобразования Лоренца для энергии-импульса реликтового фотона с уникально большими значениями $\gamma \geq \gamma_c = 10^{11}$, которые на много порядков больше, чем в любых других экспериментах. Можно ожидать, что модификация преобразований Лоренца при таких γ не скажется на обычных релятивистских соотношениях, хорошо проверенных при меньших γ . Поскольку обычные преобразования Лоренца являются группой движения псевдоэвклидова пространства-времени, их модификация означает проявление новых геометрических свойств. Ясно, что такого сорта модификация влечет за собой изменение всего аппарата релятивистской физики.

Большинство этих моделей приводят естественным образом к замене псевдоэвклидова пространства-времени на плоское пространство Финслера [2, 11], в котором выражение для элемента длины, обобщающее стандартное $ds_0 = (c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2)^{1/2}$, имеет вид $ds = F ds_0$, где F – некоторая однородная функция нулевой степени от дифференциалов координат и времени. Преобразования, оставляющие инвариантным ds , играют роль обобщенных преобразований Лоренца.

Введение метрики Финслера означает, что пространство-время становится анизотропным. При таких обобщениях не исключается нарушение принципа относительности и появление выделенных систем отсчета (см., например, [12]). Здесь мы рассмотрим две модели [2, 11], в которых принцип относительности соблюдается. В модели [2] сохраняется изотропия трехмерного пространства и функция F зависит лишь от dt/ds_0 ; в

модели [11] пространство анизотропно и характеризуется универсальным трехвектором ν , имеющим одинаковое направление во всех инерциальных системах отсчета.

При заданной метрике Финслера, основываясь на обычном вариационном подходе, можно построить обобщенную релятивистскую динамику. Здесь для нас важна лишь связь энергии E и импульса p для частиц с массой m . В обоих рассматриваемых моделях она имеет вид: $(E^2 - p^2 c^2)f = m^2 c^4$, где f – однородная функция нулевой степени от компонент энергии-импульса, связанная с метрической функцией F . Преобразования, оставляющие инвариантным это выражение, являются обобщенными преобразованиями Лоренца для 4-импульса. Отметим, что в модели [2] релятивистские преобразования 4-импульса и 4-координаты являются каноническими и изоморфны лоренцовским преобразованиям. При этом 4-импульсы преобразуются нелинейно, а 4-координаты – линейно, но содержат 4-импульс пробной частицы в данной точке. Дальнейшее построение теории основывается на тензорном анализе относительно канонических (контактных) преобразований.

Не выписывая общие довольно громоздкие выражения, рассмотрим преобразования 4-импульса фотона $k_i = \hbar\omega'(1, \mathbf{n})$ (в лабораторной системе K) при переходе в систему отсчета K' , движущуюся со скоростью V навстречу вектору \mathbf{n} (систему покоя энергичного протона). Энергия кванта $\hbar\omega'$ в системе K' в обеих моделях имеет вид: $\hbar\omega' = 2\gamma\hbar\omega D(\gamma)$. В модели [11] функция $D(\gamma) = \{\gamma(1 - V\nu/c)\}^{-r}$, где r – малая безразмерная константа, характеризующая степень анизотропии. В модели [2] $D(\gamma) = \sqrt{f(\gamma)}$, причем разложение функции D по степеням γ имеет вид: $D(\gamma) = 1 - \alpha\gamma^4 + \dots$; кроме того, $D(\gamma \gg \gamma_c) \cong D(\infty)$, где $D(\infty)$ конечно.

При расчете торможения протонов космических лучей за счет фоторождения пионов определяющим фактором является экспонента планковского распределения реликтовых фотонов $H = \exp(-\hbar\omega/kT)$, где $kT = 10^{-4}$ эВ. В системе покоя протона при $\hbar\omega' = m_\pi c^2 \simeq 140$ МэВ получим

$$H = \exp\{-m_\pi c^2 / (2kT\gamma D(\gamma))\}.$$

Следовательно, в данном случае все сводится к замене Лоренц-фактора γ на комбинацию $\gamma D(\gamma)$, т.е. к некоторой деформации шкалы очень больших Лоренц-факторов.

В модели [2] начало этой деформации определяется параметром α . Если в области $\gamma \geq \gamma_c$ функция $D(\gamma)$ будет уже заметно меньше единицы, это приведет к уменьшению фактора H и, соответственно, к отклонению от результатов стандартного расчета реликтового обрезания. Следовательно, $\alpha \cong \gamma_c^{-4} \cong 10^{-44}$. Данное значение, возможно,

обусловлено гравитационными эффектами или флуктуациями в теории стохастического пространства. Конечность асимптотического значения $D(\infty)$ означает, что начало реликтового обрезания спектра ПКИ смещается по энергии и определяется условием $\gamma_c \cong \gamma'_c D(\gamma'_c)$. На рисунке сплошная кривая показывает пример такого расчета при $\gamma'_c \cong 10\gamma_c$, что вполне допустимо в рамках модели.

Для оценки $D(\gamma)$ в модели [11] учтем, что реликтовое излучение изотропно; следовательно, среднее значение $\langle n\vec{v} \rangle = \langle \mathbf{V}\vec{v} \rangle = 0$ и верхняя оценка фактора D приводит к $D \cong \gamma^{-r}$. Для того, чтобы сдвинуть границу обрезания спектра космических лучей по энергии на фактор η в области $\gamma \cong \gamma_c$, необходимо, чтобы $r \cong -\log\eta/\log\gamma_c \cong -0.1$ (для $\eta \cong 10$). Столь большое значение параметра анизотропии совершенно недопустимо в данной модели, поскольку оценки [11] дают $r \leq 10^{-8}$.

Следовательно, модель [2] вполне может описать отсутствие стандартного обрезания спектра ПКИ, сдвинув границу спектра на произвольный фактор η . Это будет означать, что $\gamma'_c \cong \eta\gamma_c$. Такая ситуация вполне допустима в модели [2]. В то же время, из-за слабой зависимости от γ в модели [11] требуется недопустимо большое значение параметра анизотропии.

Авторы благодарят Л. Г. Деденко за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Takeda M., Hayashida N., Honda K. et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 1163 (1998).
- [2] Киржниц Д. А. и Чечин В. А. Письма в ЖЭТФ, **14**, 261 (1971); ЯФ, **15**, 1051 (1972).
- [3] Березинский В. С., Буланов С. И., Гинзбург В. Л. и др. Астрофизика космических лучей. Наука, 1990.
- [4] Greisen K. Phys. Rev. Lett., **16**, 748 (1966). Зацепин Г. Т. и Кузьмин В. А. Письма в ЖЭТФ, **4**, 114 (1966).
- [5] Watson A. A. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **22**, 116 (1991).
- [6] Bell C. et al. Proc. 12th ICRC, 1971, Hobart, vol. 3, p. 989.
- [7] Afanasiev B. N., Dyakonov M. M. et al. Proc. of Int. Symp. on ENECR; Univ. of Tokyo, 1966, p. 32.
- [8] O'Halloran T., Sokolsky P., and Yoshida S. Phys. Today, **51**, 31 (1998).

- [9] Berezhinsky V. and Kachelriess M. Preprint INFN/TH-97/09, Gran Sasso, 1997.
- [10] Кузьмин В. А. и Рубаков В. А. ЯФ, **61**, 1122 (1998).
- [11] Bogoslovskii G. Yu. Nuovo Cim., **40B**, 99 (1977).
- [12] Gonzales-Mestres L. Proc. 25th ICRC, 1997, Durban, vol. 6, p. 113.

Поступила в редакцию 22 декабря 1998 г.