

индекс 3624



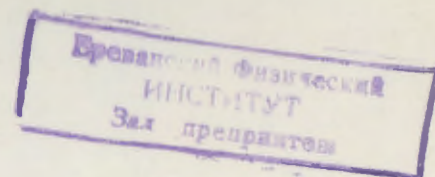
Препринт ЕФН-1075(38)-88

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

---

Ф.А.АГАРОНЯН, В.А.СААКЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЙ ОТ «КОСМИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ»  
I. ФОТОНЫ



ЦНИИАтоминформ  
ЕРЕВАН—1988

Փ.Ա. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ, Վ.Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

„ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻՑ, ԱՌԱՔՎՈՂ ԳԵՐԲԱՐՁԵՐ  
ԸՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԵՋՈՔ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒՓՅԱՆ ՓՈՐՉԱՌԱՎԱՆ  
ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒՓՑՈՒՆՆԵՐԸ: 1. ՓՈՏՈՆՆԵՐ

Աշխատանքում քննարկվում են կարապ X-3 ընդհատ աղբյուրից առաքվող գերբարձր էներգիայի Ֆոտոնների փոխազդեցության հետազոտման հնարավորությունները: Կասկադային հավասարումների վերլուծական լուծման հիման վրա ցույց է տրված, որ եթե բարձր էներգիայի հաղրոնները  $/E_h \geq 1 \text{ Stv}/$  կրում են ինֆորմացիա հաղրոնների Ֆոտոն-ծնման մասին, ապա բարձր էներգիայի մյուսները  $/E_\mu \geq 3 \text{ Stv}/$  կարող են կրել ինֆորմացիա ծանր քվարկներ պարունակող մասնիկների Ֆոտոն-ծնման կտրվածքի մասին: Քննարկվում են ինչպես հաղրոնների, այնպես էլ  $\gamma$ -բաժանների մյուսները փորձառական ուսումնասիրման հնարավորությունները:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1988

### I. Введение

Исследования последних лет выявили существование ряда "космических ускорителей", испускающих частицы сверхвысоких энергий. Эти частицы должны быть:

1) нейтральными, в обратном случае рассеяние частиц на магнитных неоднородностях межзвездной среды привело бы к "потере" первоначального направления частиц, испущенных из источника;

2) квазистабильными, с временем жизни  $t_0 \geq 10^6 \times$

$\times (d/10 \text{ кпс})(m_x c^2/1 \text{ ГэВ})(10^6 \text{ ГэВ}/E) \text{ с}$  ( $d$  -расстояние до источника,  $m_x$  и  $E$  -масса покоя и энергия частицы);

3) легкими, с массой покоя  $m_x \leq 0,1 (E/10^3 \text{ ГэВ})(d/10 \text{ кпс})^{1/2} \times (\Delta t/1 \text{ ч}) \text{ ГэВ}$ , что следует из наблюдаемой от многих источников периодичности излучения при  $E \geq 10^3 \text{ ГэВ}$ .

Пучок нейтральных частиц, испускаемых источником, в принципе может оказаться смесью разного сорта элементарных частиц (фотоны, нейтрино, суперпартнеры и т.д.). При этом в пучке должны присутствовать частицы сверхвысоких энергий, эффективно взаимодействующие с атмосферой Земли (именно эти частицы вызы-

вают каскадные атмосферные ливни, регистрируемые наземными детекторами-черенковскими телескопами и наземными сцинтилляционными "коврами". Другими словами, сечение взаимодействия этих частиц с атмосферой должно составлять  $\sigma > 20 \text{ мб}$  ( $> \text{мб}$  на нуклон), т.е. взаимодействие должно иметь сильный или электромагнитный характер. Это условие вместе с указанными выше требованиями на заряд, массу и время жизни частиц свидетельствует, что пучки нейтральных частиц от "космических ускорителей" должны состоять, по крайней мере, частично, из фотонов сверхвысоких энергий.

Исследования первичного космического гамма-излучения преследуют преимущественно астрофизические и космические цели. В настоящее время решение ряда ключевых проблем астрофизики высоких энергий связывается с исследованиями первичного гамма-излучения в области энергий  $10^{12} - 10^{17}$  эВ. Среди них - проблема происхождения космических лучей (источники и механизмы ускорения, формирование энергетического спектра и химического состава протонно-ядерной компоненты космических лучей и т.д.), проблема энергетических ресурсов компактных релятивистских объектов - вероятных источников ускорения космических лучей, вопрос об эволюции реликтового излучения при  $z > 1$  и т.д. На решение этих задач нацелены существующие и планируемые экспериментальные установки по регистрации первичного космического гамма-излучения с  $E_\gamma > 10^{12}$  эВ. Поэтому основные требования, предъявляемые к современным установкам, сводятся лишь к повышению чувствительности аппаратуры, к улучшению точности определения энергии и на-

правления прихода первичной частицы и к надежности отождествления " $\gamma$ -событий". Наиболее перспективным направлением исследования гамма-квантов в интервале энергий  $10^{12} - 10^{14}$  эВ представляется регистрация черенковского излучения атмосферных ливней с помощью оптических телескопов, расположенных как на уровне моря, так и на высотах гор. Выше энергии  $10^{14}$  эВ этот метод становится менее эффективным (при падающем характере интенсивности излучения с увеличением энергии) из-за ограниченного количества ясных безлунных ночей, необходимых для регистрации черенковского излучения атмосферных ливней. В области энергии  $E_\gamma > 10^{14}$  эВ исследование гамма-излучения возможно с помощью регистрации электронно-фотонного компонента ШАЛ, генерируемых при попадании гамма-квантов в атмосферу Земли. При этом, как и в случае регистрации черенковского излучения, дискретные источники гамма-квантов могут быть обнаружены по статистически выделенному избытку ливней в определенных направлениях небесной среды.

Отметим, что как электронно-фотонная компонента, так и черенковское излучение атмосферных ливней обусловлены электромагнитными взаимодействиями гамма-квантов и, следовательно, не несут какой-либо информации о "сильных" взаимодействиях фотонов. Поэтому большинство планируемых экспериментов по регистрации первичного гамма-излучения имеет сугубо астрофизическую направленность. Правда, практически во всех современных установках предусматриваются детекторы мюонов низких энергий ( $E_\mu > (1-5) \text{ ГэВ}$ ), генерируемых при развитии ядерного каскада

в электромагнитных ливнях, образованных первичными гамма-квантами в атмосфере. Однако мюоны низких энергий генерируются преимущественно при взаимодействиях "каскадных" гамма-квантов умеренных энергий ( $E_\gamma \leq 10$  ТэВ) через процесс фоторождения  $\pi$  и  $K$ -мезонов и их последующем распаде. Сечения фоторождения  $\pi$ -мезонов при таких энергиях хорошо изучены на ускорителях и поэтому каких-либо существенных аномалий в содержании мюонов малых энергий в электромагнитных ШАЛ можно ожидать лишь в случае, если сечение фоторождения  $\pi$ -мезонов при сверхускорительных энергиях сравнивается с сечением образования  $e^+e^-$ -пар и тормозного излучения, что представляется крайне маловероятным. Поэтому использование детекторов мюонов малых энергий в космических " $\gamma$ -установках" может служить лишь, на наш взгляд, при идентификации ШАЛ электромагнитного происхождения.\*)

Значительно большую информацию о процессах "реальных" взаимодействий гамма-квантов при сверхускорительных энергиях содержат мюоны и адроны высоких энергий ( $E \geq 1$  ТэВ). Как будет показано ниже, если мюоны с энергией  $E > (2 - 3)$  ТэВ могут нести информацию о сечении фоторождения чарма, то тераэлектронвольтные адроны (в первую очередь, пионы и нуклоны) - о фоторождении  $\pi$ -мезонов. Поэтому исследования высокоэнергичных адронов и мюонов в ливнях, инициируемых первичными гамма-квантами,

\* Наблюдения "мюонобедных" ливней на Тянь-Шаньской комплексной установке ШАЛ и на установке Лос-Аламосской национальной лаборатории "Судрич" позволяет считать содержание мюонов в ливне надежным критерием выделения " $\gamma$ -событий" на фоне протонно-ядерного компонента первичного космического излучения.

могут оказаться весьма существенными в понимании природы взаимодействия фотонов в области энергии, недостижимой на ускорителях в обозримом будущем. Между тем, подобные эксперименты с использованием "меченых" пучков фотонов от "космических ускорителей" типа  $Cy\gamma X-3$  или  $Her X-1$  по своей идеологии весьма близки к экспериментам, проводимым на ускорителях, а именно, к экспериментам класса *beam-dump*. Использование пучков гамма-квантов от дискретных источников с известными координатами и известной структурой выгодно отличает эксперименты с "линейными" фотонами сверхвысоких энергий от традиционных экспериментов в космических лучах. Вместе с тем, один из основных недостатков исследований космических лучей сверхвысоких энергий, связанный с ограниченной статистикой, в экспериментах с первичными гамма-квантами принимает еще более серьезный характер. Для проведения подобных экспериментов помимо традиционных детекторов регистрации атмосферных ливней (подземные и наземные сцинтилляционные "ковры", черенковские телескопы и т.д.) необходимы адронные калориметры и детекторы гигаэлектронвольтных мюонов (мюонные спектрометры, глубоководные и подземные мюонные детекторы и т.д.) рекордно больших размеров. Расчеты, проводимые в данной работе, показывают, что указанные возможности по исследованию взаимодействий фотонов в области сверхускорительных энергий могут быть реализованы в обозримом будущем в рамках проектов ДЮМАНД и АНИ.

## 1. Спектр гамма-квантов в атмосфере

Пусть в атмосферу падает пучок первичных фотонов, испущенных от дискретного источника. Измерения, проводимые в интервале энергии  $10^{12}$  -  $10^{16}$  эВ указывают, что источники гамма-квантов сверхвысоких энергий обладают весьма жестким энергетическим спектром. Если эти спектры представить в виде степенного закона с изломом при энергии  $E_0$ :

$$I_0(E_\gamma) = \begin{cases} A E_\gamma^{-(s+1)} & E_\gamma \leq E_{\max}, \\ 0 & E_\gamma > E_{\max}, \end{cases} \quad (I)$$

то лучшее согласие с экспериментальными данными достигается при значениях  $s \sim 1$  и  $E_{\max} \gg 10^4$  ТэВ (см. ниже).

При прохождении через атмосферу первичные фотоны вызывают каскадные ливни, поддерживаемые в основном за счет образования  $e^+e^-$  пар и тормозного излучения. Тогда спектры "каскадных" гамма-квантов и электронов на разных глубинах проникновения  $t$  (в радиационных единицах) описываются диффузионными уравнениями и в приближении  $A$  имеют вид (см. напр., [1]):

$$e(E, t) = a E^{-(s+1)} [\exp(\lambda_1(s)t) - \exp(\lambda_2(s)t)],$$

$$\gamma(E, t) = a c(s) E^{-(s+1)} \left[ \frac{\exp(\lambda_1(s)t)}{\mu_0 + \lambda_1(s)} - \frac{\exp(\lambda_2(s)t)}{\mu_0 + \lambda_2(s)} \right], \quad (2)$$

где  $\mu_0 = 0,773$ ;  $a$  - постоянная, зависящая от величины  $A$  в (I); функции  $\lambda_1(s)$ ,  $\lambda_2(s)$  и  $c(s)$  табулированы в [1].

Рассмотрим случай  $s = 1$ , характерный для источников гамма-квантов сверхвысоких энергий, в частности для  $Cygnus X-3$ . В этом случае  $\lambda_1(1) = 0$ ,  $\lambda_2(1) = -1,7868$  и  $c(1) = 1,01$ , т.е. спектр электронов и гамма-квантов, которые рождаются при падении пучка гамма-квантов (I) на границу атмосферы, на глубине  $t$  имеет вид

$$\begin{aligned} e(E, t) &\approx a E^{-2} [1 - \exp(-1,8t)], \\ \gamma(E, t) &\approx a E^{-2} [1,31 + \exp(-1,8t)], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $a$  определяется из граничного условия  $\gamma(E_\gamma, t=0) = 2,31 a E_\gamma^{-2} = I_0(E_\gamma)$ . Отметим, что в случае больших глубин ( $t > 1$ ) получается весьма интересный результат, заключающийся в том, что спектр гамма-квантов и электронов не зависит от глубины проникновения каскада [1, 2]

$$\begin{aligned} e(E) &\approx a E^{-2}, \\ \gamma(E) &\approx 1,31 a E^{-2}, \end{aligned} \quad (3^I)$$

где  $a \approx 0,43 A$

Вместе с тем следует отметить, что спектры (3<sup>I</sup>) справедливы лишь до глубины

$$t \leq t_{\max} = n_{\max} \cdot \lambda_R, \quad (4)$$

где  $\lambda_R$  - радиационная длина, равная  $37,1$  г/см<sup>2</sup> в атмосфере, а  $n_{\max}$  определяется как [2]

$$n_{\max} = \frac{\ln(E_{\max}/E)}{\ln 2} \quad (5)$$

В ливнях, инициируемых первичными фотонами, генерируются также адроны и мюоны. Сечения образования адронов и мюонов гамма-квантами значительно меньше сечений образования  $e^+e^-$  пар и тормозного излучения, поэтому генерации этих частиц не может существенно повлиять на ход развития каскадного ливня. Это не позволяет при вычислении спектров адронов и мюонов в ливне использовать решения (3) - (5).

Одномерное кинетическое уравнение частиц типа  $j$ , генерируемых в ливне в результате взаимодействия или распада частиц типа  $i$ , можно представить в виде

$$\frac{dI_j(E_j, z)}{dz} = -I_j(E_j, z) \left( \frac{1}{\lambda_j} + \frac{1}{\Lambda_j} \right) + \sum_i \int_{E_j}^{\infty} \frac{I_i(E_i, z)}{L_i(E_i, z)} P_{ij}(E_i, E_j) dE_i, \quad (6)$$

где  $I_j = \frac{dJ_j}{dE_j}$  - дифференциальный спектр частиц типа  $j$  на данной глубине ( $z$ ),  $\lambda_j$  - длина неупругого взаимодействия, приводящего к выходу частиц из заданного фазового объема,  $\Lambda_j$  - распадная длина, равная  $\Lambda_j = E_j \gamma_j z$ , где  $\gamma_j^{-1} = m_j c^2 h_0 (c \tau_j)^{-1}$ ,  $\tau_j$  - время жизни частицы с массой  $m_j$ ;  $h_0$  - приведенная высота атмосферы ( $h_0 \approx 6,3$  км [3]).

Второй член в правой части уравнения описывает рождение частиц типа  $j$  в результате взаимодействий ( $L_i = \lambda_i$ ) или распада ( $L_i = \Lambda_i$ ) частиц типа  $i$ ;

$$P_{ij}^{int}(E_i, E_j) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(E_i, E_j)}{dE_j}$$

### 3. Образование адронов в $\gamma$ -ливнях

Основными процессами образования высокоэнергичных адронов в  $\gamma$ -ливнях являются: фоторождение  $\pi$ ,  $K$ -мезонов и нуклонов; рождение  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  пар и фоторождение и последующий распад частиц с тяжелыми кварками, в первую очередь с очарованным кварком.

Для определенности сначала рассмотрим  $\pi$ -мезоны, для которых кинетическое уравнение можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dI_\pi(E_\pi, z)}{dz} = & -I_\pi(E_\pi, z) \left( \frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{\Lambda_\pi} \right) + \int_{E_\pi^{min}(E_\pi)}^{\infty} \frac{I_\gamma(E_\gamma, z)}{\lambda_{\gamma\pi}} P_{\gamma\pi}^{int}(E_\gamma, E_\pi) dE_\gamma + \\ & + \int_{E_c^{min}(E_\pi)}^{\infty} \frac{I_c(E_c, z)}{\Lambda_c} P_{c\pi}^d(E_c, E_\pi) dE_c + \int_{E_N^{min}(E_\pi)}^{\infty} \frac{I_N(E_N, z)}{\Lambda_N} P_{N\pi}^{int}(E_N, E_\pi) dE_N. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) включены процессы, доминирующие в рождении  $\pi$ , т.е. фоторождение  $\pi$  ( $\gamma \rightarrow \pi$ ), рождение и последующий распад частиц с тяжелыми кварками ( $\gamma \rightarrow c \rightarrow \pi$ ) и рождение  $\pi$  за счет неупругого взаимодействия нуклона, образованного в результате фоторождения, с воздухом ( $\gamma \rightarrow N \rightarrow \pi$ ).

Таким образом, для нахождения  $I_\pi$  необходимо найти  $I_c$  и  $I_N$ , другими словами надо решать систему кинетических уравнений. Другие уравнения этой системы имеют вид

$$\frac{dI_N(E_N, z)}{dz} = -\frac{I_N(E_N, z)}{\Lambda_N} + \int_{E_\gamma^{min}(E_N)}^{\infty} \frac{I_\gamma(E_\gamma, z)}{\lambda_{\gamma N}} P_{\gamma N}^{int}(E_\gamma, E_N) dE_\gamma, \quad (8)$$

$$\frac{dI_c(E_c, z)}{dz} = -I_c(E_c, z) \left( \frac{1}{\lambda_c} + \frac{1}{\gamma_c E_c z} \right) + \int_{E_{\gamma}^{\min}(E_c)}^{\infty} \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma}, z)}{\lambda_{\gamma c}} \rho_{\gamma c}^{\text{int}}(E_{\gamma}, E_c) dE_{\gamma}.$$

В выражениях (7) - (8) спектр гамма-квантов на данной глубине задавался в виде

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}, z) = \begin{cases} \frac{1}{2} A E_{\gamma}^{-2} & z < z_{\max}, \\ 0 & z > z_{\max}. \end{cases} \quad (9)$$

В результате, решая уравнения (7)-(8), получаем дифференциальные спектры адронов на данной глубине

$$\begin{aligned} I_N(E_N, z) &\approx \frac{\lambda_N}{\lambda_{\gamma N}} g_{\gamma N} I_{\gamma}(E_N) \left( 1 - \exp\left(-\frac{z}{L_N}\right) \right), \\ I_c(E_c, z) &\approx \frac{E_c \gamma_c z}{\lambda_{\gamma c}} g_{\gamma c} I_{\gamma}(E_c), \\ I_{\pi}(E_{\pi}, z) &\approx \lambda_{\pi} I_{\gamma}(E_{\pi}) \left[ \left( \frac{g_{\gamma \pi}}{\lambda_{\gamma \pi}} + \frac{g_{\gamma c}}{\lambda_{\gamma c}} g_{c\pi} \cdot \text{Br}(c \rightarrow \pi) + \frac{g_{\gamma N}}{\lambda_{\gamma N}} g_{N\pi} \right) \left( 1 - \exp\left(-\frac{z}{L_{\pi}}\right) \right) - \frac{g_{\gamma N}}{\lambda_{\gamma N}} g_{N\pi} \left( 1 - \frac{L_{\pi}}{L_N} \right)^{-1} \left( \exp\left(-\frac{z}{L_N}\right) - \exp\left(-\frac{z}{L_{\pi}}\right) \right) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

при  $z < z_{\max}$  и

$$\begin{aligned} I_N(E_N, z) &\approx \frac{\lambda_N}{\lambda_{\gamma N}} g_{\gamma N} I_{\gamma}(E_N) \exp\left(-\frac{z}{L_N}\right) \left[ \exp\left(\frac{z_{\max}}{L_N}\right) - 1 \right], \\ I_c(E_c, z) &\approx \frac{E_c \gamma_c z}{\lambda_{\gamma c}} g_{\gamma c} I_{\gamma}(E_c) \exp\left(-\frac{z - z_{\max}}{L_c}\right) \left( \frac{z_{\max}}{z} \right)^{\gamma_c E_c}, \\ I_{\pi}(E_{\pi}, z) &\approx \lambda_{\pi} I_{\gamma}(E_{\pi}) \cdot \exp\left(-\frac{z}{L_{\pi}}\right) \left\{ \left( \frac{g_{\gamma \pi}}{\lambda_{\gamma \pi}} + \frac{g_{\gamma c}}{\lambda_{\gamma c}} g_{c\pi} \cdot \text{Br}(c \rightarrow \pi) + \frac{g_{\gamma N}}{\lambda_{\gamma N}} g_{N\pi} \right) \left( \exp\left(\frac{z_{\max}}{L_{\pi}}\right) - 1 \right) - \frac{g_{\gamma N}}{\lambda_{\gamma N}} g_{N\pi} \left( 1 - \frac{L_{\pi}}{L_N} \right)^{-1} \cdot \exp\left(z_{\max} \left( \frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N} \right)\right) \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\times \left[ 1 - \exp\left(-z_{\max} \left( \frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N} \right)\right) - \left( \exp\left(\frac{z_{\max}}{L_N}\right) - 1 \right) \left( \exp\left((z - z_{\max}) \left( \frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N} \right)\right) - 1 \right) \right],$$

при  $z > z_{\max}$ .

В уравнениях (10) и (11) параметры  $g_{ij}$  учитывают передачи энергии продуктам неупругих столкновений и распадов:

$$g_{ij}^{\text{int}} = \frac{1}{\sigma_i} \int_0^1 x^s \frac{d\sigma_{i \rightarrow j}}{dx} dx; \quad g_{ij}^d = \frac{1}{\Gamma_i} \int_0^1 x^s \frac{d\Gamma_{i \rightarrow j}}{dx} dx; \quad (12)$$

$d\sigma_{i \rightarrow j}/dx$  и  $d\Gamma_{i \rightarrow j}/dx$  - дифференциальное сечение неупругого взаимодействия и вероятность распада с образованием частицы  $j$  с долей энергии  $x = E_j/E_i$ .

Следует отметить, что в члены, входящие в (10) и (11), и учитывающие потери частиц из-за неупругих столкновений, для учета частиц последующих поколений введены пробеги на поглощение  $L$ , превосходящих пробеги взаимодействия (обоснование подобной процедуры можно найти, напр., в [3]). Отметим также что для получения простых аналитических решений предполагалось, что пробеги не зависят от энергии (эта зависимость очень слабоалогарифмическая и она учитывается путем подстановки в окончательных формулах), что в рамках принятых здесь приближений представляется достаточно корректным.

Решения (10) и (11) справедливы в энергетическом интервале

$$\gamma_{\pi}^{-1} < E < \gamma_c^{-1} \quad (\gamma_{\pi}^{-1} \approx 0,1 \text{ ТэВ}; \quad \gamma_c^{-1} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ ТэВ}).$$

В расчетах для сечения фоторождения адронов использовались результаты работы [2]

$$\sigma_{\gamma \rightarrow \pi} (\text{мб}) \approx 0,17 \ln E (\text{ГэВ}), \quad (I2^I)$$

$$\sigma_{\gamma \rightarrow c} (\text{мб}) \approx 4,13 \cdot 10^{-3} \ln E (\text{ГэВ}), \quad (I2^{II})$$

$$\sigma_{\gamma \rightarrow N} (\text{мб}) \approx 0,04 \ln E (\text{ГэВ}). \quad (I2^{III})$$

Из (IO) и (II) находим поток пионов с энергией  $E > E_0$  на глубине  $Z_0$ .

$$J_{\pi}(>E_0, Z_0) \approx J_{\gamma}(E_0) \lambda_{\pi} \left[ \left( \frac{g_{\pi\pi}}{\lambda_{\pi\pi}(E_0)} + \frac{g_{\pi c}}{\lambda_{\pi c}(E_0)} \text{Вз}(c \rightarrow \pi) + \frac{g_{\pi N}}{\lambda_{\pi N}(E_0)} \right) \left( 1 - \exp\left(-\frac{Z_0}{L_{\pi}}\right) \right) - \right. \quad (I3)$$

$$\left. - \frac{g_{\pi N}}{\lambda_{\pi N}(E_0)} \left( 1 - \frac{L_{\pi}}{L_N} \right)^{-1} \left( \exp\left(-\frac{Z_0}{L_N}\right) - \exp\left(-\frac{Z_0}{L_{\pi}}\right) \right) \right], \quad Z_0 < Z_{\max}$$

$$J_{\pi}(E_0, Z_0) \approx J_{\gamma}(E_0) \lambda_{\pi} \cdot \exp\left(-\frac{Z_0}{L_{\pi}}\right) \left\{ \left( \frac{g_{\pi\pi}}{\lambda_{\pi\pi}(E_0)} + \frac{g_{\pi c}}{\lambda_{\pi c}(E_0)} \text{Вз}(c \rightarrow \pi) + \frac{g_{\pi N}}{\lambda_{\pi N}(E_0)} \right) (0,76 \times \right. \quad (I4)$$

$$\times \exp\left(\frac{Z_{\max}(E_0)}{L_{\pi}}\right) - 1 \left. - \frac{g_{\pi N}}{\lambda_{\pi N}(E_0)} \left( 1 - \frac{L_{\pi}}{L_N} \right)^{-1} \exp\left(\frac{Z_{\max}(E_0)}{L_N} \left( \frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N} \right) \right) \left[ 1,15 - \exp\left[-Z_{\max}(E_0) \right] \right] \right\}, \quad Z_0 > Z_{\max}$$

$$\times \left( \frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N} \right) - (0,69 \cdot \exp\left(\frac{Z_{\max}(E_0)}{L_N}\right) - 1) \left[ \exp\left(\left(\frac{1}{L_{\pi}} - \frac{1}{L_N}\right) Z_{\max}(E_0)\right) - 1,15 \right] \right\}, \quad Z_0 > Z_{\max}; \quad Z_{\max}(E_0) = \frac{E_0}{L_N}$$

Расчеты проводились для "усредненного" спектра дискретного источника  $\text{Cu} \gamma \text{X-3}$ , полученного на основании данных по черенковским телескопам (в области энергии  $E_{\gamma} > 10^{12}$  эВ и установки Хавера Парк ( $E_{\gamma} \sim 10^{14} - 10^{17}$  эВ) (см.рис.1) [4]:

$$J_{\gamma}(>E_{\gamma}) \approx 4 \cdot 10^{-11} \left( \frac{E_{\gamma}}{\text{ТэВ}} \right)^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}. \quad (I5)$$

На рис.2 приведены интегральные спектры пионов на глубине атмосферы  $700 \text{ г/см}^2$ . Из рисунка видно, что основной вклад в образование  $\pi$  обусловлен процессом фоторождения пионов; вклад в образовании  $\pi$  протонами, образованный при взаимодействиях фотонов с атмосферой, не превосходит 10%, а вклад от чарма - еще меньше.

На рис.3 приведены ожидаемые потоки  $\pi$ -мезонов в направлении  $\text{Cu} \gamma \text{X-3}$  на трех уровнях наблюдений - г.Чакалтай ( $Z_0 = 530 \text{ г/см}^2$ ), г.Арагац ( $Z_0 = 700 \text{ г/см}^2$ ) и на уровне моря ( $Z_0 = 1030 \text{ г/см}^2$ ).

Как видно из рисунка, поток пионов существенно зависит от уровня наблюдения, что обусловлено тем, что глубина  $Z_{\max} = \pi_{\max} \cdot \lambda_{\pi}$ , на которой прекращается рождение  $\pi$ -мезонов для выбранного значения  $E_{\max} = 10^5 \text{ ТэВ}$  меньше указанных величин уровней наблюдения. Поскольку на участке атмосферы  $Z_0 - Z_{\max}$  происходит лишь поглощение пионов, то с увеличением  $Z_0$  поток пионов должен экспоненциально падать (см.формулу (I4)).

На рис.3 наряду с потоками  $\pi$ -мезонов приведен поток  $\text{Cu} \gamma \text{X-3}$  согласно (I5), по которому проводились расчеты.

Как видно из рисунка, отношение потоков пионов к потоку первичных гамма-квантов в области энергии  $E \sim 1$  ТэВ в зависимости от уровня наблюдения меняется в пределах  $2 \cdot 10^{-4}$  (на уровне моря) и  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  (на г. Чакалтай).

В ядерном каскаде, инициированном гамма-квантами, кроме пионов эффективно генерируются и другие адроны (K-мезоны, нуклоны и т.д.). Поэтому с точки зрения регистрации ядерных продуктов электромагнитных ливней большой интерес представляют потоки адронов на уровне наблюдения. Оценки показывают, что отношение пионов ко всем адронам в интересующей нас области энергии составляет приблизительно 0,6. На рис. 4 приведены ожидаемые потоки адронов в направлении  $S_{\text{уд}} \chi-3$  на уровне наблюдения  $z_0 = 700$  г/см<sup>2</sup> для разных значений верхнего предела энергии гамма-квантов в спектре первичного излучения (см. формулу (5)) : 1)  $E_{\text{max}} = 10^5$  ТэВ и 2)  $E_{\text{max}} = 10^4$  ТэВ. Там же приведен изотропный поток адронов, измеренный на г. Арагац в области энергии до  $E \sim 10$  ТэВ и экстраполированный в области высоких энергий по закону  $\sim E^{1,65}$  [3].

#### 4. Образование высокоэнергичных мюонов в $\gamma$ -ливнях

Вопрос образования высокоэнергичных мюонов в  $\gamma$ -ливнях рассматривался подробно в работе [2]. К сожалению, численные расчеты, приведенные в этой работе, получены для конкретного спектра гамма-излучения от  $S_{\text{уд}} \chi-3$  с использованием сечений рождения мюонов, содержащие при сверхскоростных энергиях

значительные неопределенности. Здесь мы хотим получить более общие аналитические выражения, позволяющие анализировать влияние разных факторов на формирование потоков высокоэнергичных мюонов в гамма-ливнях. Основными процессами образования мюонов в гамма-ливнях являются [2]: фоторождение и последующий распад  $\pi, K$ -мезонов, прямое рождение  $\mu^+ \mu^-$  пар  $\gamma$ -квантами и фоторождение и последующий распад частиц с тяжелыми кварками. С учетом этих процессов, уравнение, описывающее образование мюонов в атмосфере, записывается в виде

$$\frac{dI_{\mu}(E_{\mu}, z)}{dz} = \frac{I_{\mu}(E_{\mu}, z)}{\Lambda_{\mu}(E_{\mu})} + \int_{E_{\pi}^{\min}(E_{\mu})}^{\infty} \frac{I_{\pi}(E_{\pi}, z)}{\Lambda_{\pi}(E_{\pi})} P_{\pi\mu}^d(E_{\pi}, E_{\mu}) dE_{\pi} +$$

$$+ \int_{E_c^{\min}(E_{\mu})}^{\infty} \frac{I_c(E_c, z)}{\Lambda_c(E_c)} P_{c\mu}^d(E_c, E_{\mu}) dE_c + \int_{E_{\gamma}^{\min}(E_{\mu})}^{\infty} \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma}, z)}{\Lambda_{\gamma\mu}} P_{\gamma\mu}^{\text{int}}(E_{\gamma}, E_{\mu}) dE_{\gamma},$$

где  $\Lambda_{\mu}(E_{\mu}) = E_{\mu} \gamma_{\mu} z$ ;  $\gamma_{\mu}^{-1} \approx 1$  ГэВ

Первый член в правой части уравнения учитывает распад мюонов. Поэтому при рассмотрении высокоэнергичных ( $\gg 1$  ТэВ) мюонов можно пренебречь этим членом. В результате для дифференциального спектра мюонов на глубине  $z$ , решая (16), имеем

$$I_{\mu}(E_{\mu}, z) \approx I_{\gamma}(E_{\mu}) \left( \frac{g_{\gamma\mu}}{\lambda_{\gamma\mu}} z_{\text{max}}^1 + \frac{g_{\gamma\pi}}{\lambda_{\gamma\pi}} g_{c\pi} v_z (c \rightarrow \mu) z_{\text{max}}^2 \right) + I_{\pi}(E_{\mu}) \frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_{\pi} E_{\mu}} g_{\pi\mu} z$$

$$\left[ \left( \frac{g_{\pi\pi}}{\lambda_{\pi\pi}} + \frac{g_{\gamma\pi}}{\lambda_{\gamma\pi}} g_{c\pi} v_z (c \rightarrow \pi) + \frac{g_{\gamma\pi}}{\lambda_{\gamma\pi}} g_{\pi\pi} \right) \left( \ln \frac{z_{\text{max}}^3}{L_{\pi}} - \frac{L_{\pi}}{z_{\text{max}}^3} \exp \left( - \frac{z_{\text{max}}^3}{L_{\pi}} \right) \right) - \right.$$

$$-\frac{g_{\pi N} g_{\mu\pi}}{\lambda_{\pi N}} \left(1 - \frac{L_{\pi}}{L_N}\right)^{-1} \left[ \frac{L_{\pi}}{z_{\max}^3} \cdot \exp\left(-\frac{z_{\max}^2}{L_{\pi}}\right) - \frac{L_N}{z_{\max}^3} \cdot \exp\left(-\frac{z_{\max}^2}{L_N}\right) \right], \quad z_{\max}^3 > L_{\pi},$$

$$\text{где } z_{\max}^1 = z_{\max}(2E_{\mu}); \quad z_{\max}^2 = z_{\max}(6E_{\mu}); \quad z_{\max}^3 = z_{\max}(1,67E_{\mu})$$

Это выражение справедливо в области энергии  $1 \text{ ТэВ} < E_{\mu} < 2,5 \cdot 10^3 \text{ ТэВ}$ , причем ограничение сверху обусловлено тем, что при этих энергиях  $z_{\max}^3 \sim L_{\pi}$ .

На рис.5 приведены потоки мюонов, обусловленные различными процессами образования: прямое рождение мюонных пар (кривая 2); рождение через распад пионов (кривая 3) и рождение через распад очарованных частиц (кривая 4).

Следует отметить, что в отличие от первых двух процессов рождение мюонов через распад чарма содержит большую неопределенность. В частности кривая 3 соответствует сечению рождения чарма (с брэнчингом  $\sim 0,1$ )  $\sigma \approx 4,13 \cdot 10^{-3} \ln E \text{ (ТэВ) мб}$ , хотя в литературе обсуждается сечение намного больше (до фактора 20). Поэтому на рис.5 мы приводим также поток мюонов с учетом распада чарма с другим сечением (кривая 5).

Из рис.5 следует, что при ожидаемом сечении рождения чарма основной вклад в образовании мюонов с  $E_{\mu} > 3 \text{ ТэВ}$  обусловлен прямым рождением  $\mu^+ \mu^-$  пар; до энергии  $E_{\mu} \sim 3 \text{ ТэВ}$  доминируют мюоны от распада  $\pi$ -мезонов. Таким образом, мюоны с энергией

$E_{\mu} < 3 \text{ ТэВ}$  несут информацию о фоторождении  $\pi$ -мезонов; в области  $E_{\mu} > 3 \text{ ТэВ}$  эта информация "теряется" из-за прямого рождения  $\mu^+ \mu^-$  пар, хотя сечение фоторождения пионов до-прежнему ос-

тается выше сечения рождения пар. Это объясняется тем, что пионы с  $E_{\pi} \gg 1 \text{ ТэВ}$  не успевают распадаться до неупругих столкновений. В то же время, если сечение рождения чарма достаточно большое, то в области очень высоких энергий этот канал рождения мюонов может конкурировать с процессом прямого рождения  $\mu^+ \mu^-$  пар. При этом вклад мюонов от чарма будет превосходить вклад мюонов от  $\pi$ -мезонов (несмотря на то, что сечение рождения чарма остается меньше сечения рождения  $\pi$ -мезонов) из-за малого времени жизни очарованных частиц ( $\sim 10^{-13} \text{ с}$ ). В связи с этим, подчеркнем еще раз, что  $\pi$ -мезоны во всех энергетических диапазонах несут информацию только о сечении фоторождения пионов.

Поскольку в области энергии  $E_{\mu} \gg 1 \text{ ТэВ}$  информация о ядерном взаимодействии гамма-квантов "маскируется" вкладом процесса прямого образования мюонов, сечение которого с большой точностью вычисляется в рамках квантовой электродинамики, то желательно было бы освободиться от этого "фона" (см.ниже). В этом случае можно было бы судить о процессах фоторождения  $\pi$ -мезонов и чарма при сверхскоростельных энергиях. Это видно из рис.6, где приведены потоки мюонов, образованных в результате этих двух процессов для разных предположений о сечении фоторождения чарма. На этом же рисунке показан поток атмосферы мюонов, образуемых при взаимодействиях протонно-ядерного компонента космических лучей (КЛ).

Используя вычисления Дара [5], для интенсивности высокоэнергичных мюонов с  $E_{\mu} > \frac{p-1}{p+1} \gamma_k^{-1}$ , образованных в атмосфере,

можно получить следующее простое выражение

$$J_{\mu}^{\text{ат}}(>E) \approx \frac{k E^{-p}}{p(p+1)} \left[ \frac{C_{\pi}}{\delta_{\pi}} \left( 1 - \left( \frac{m_{\pi}}{m_{\mu}} \right)^{-p} \right) + \frac{C_{K}}{\delta_{K}} \left( 1 - \left( \frac{m_{K}}{m_{\mu}} \right)^{-p} \right) \right], \quad (18)$$

где  $C_{\pi} = 0,29$ ;  $C_{K} = 0,0103$ ; коэффициенты  $k$  и  $p$  характеризуют спектр первичного космического излучения:

$$I_N(E) = k E^{-p}. \quad (19)$$

Взяв для спектра первичных космических лучей в области энергии  $E < 10^{15}$  эВ, дающей основной вклад в образование мюонов

$$I_N(E) = \frac{dJ_N}{dE} = (1,6 \pm 0,2) \left( \frac{E}{\text{ГэВ}} \right)^{-2,7 \pm 0,03} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср. ГэВ})^{-1},$$

получаем

$$J_{\mu}^{\text{ат}}(>E) \approx 5,5 \left( \frac{E}{\text{ГэВ}} \right)^{-2,7} \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}. \quad (20)$$

На рис.7 приведены отношения ожидаемых потоков адронов и мюонов в направлении  $\text{Суд X-3}$  к потоку первичного гамма-излучения (15) при той же энергии. Для сравнения приведены также отношения потоков адронов и мюонов, обусловленных взаимодействиями КД, в том же направлении в телесном угле  $\Delta\Omega \sim 10^{-3}$ , соответствующем угловому разрешению аппаратуры  $\delta\theta \sim 1^\circ$ . Из рисунка видно, что при энергиях в несколько гигаэлектронвольт поток адронов примерно на порядок больше потока мюонов. Оценим ожидаемое количество адронных событий, инициированных гамма-квантами от  $\text{Суд X-3}$ , на адронном калориметре с эффективной площадью  $S$  за год наблюдений:

$$N_h(E_h \geq 1 \text{ ТэВ}) \approx 30(S/10^3 \text{ м}^2)(t/1209). \quad (21)$$

Например, для создаваемого в рамках эксперимента АНИ адронного калориметра с площадью  $S = 1600 \text{ м}^2$  получим, что для реального времени наблюдения  $\text{Суд X-3}$  (определяемого попаданием источника в угол обзора калориметра и составляющего  $\sim 0,3$  года.)

$$N_h(E_h \geq 1 \text{ ТэВ}) \approx 15.$$

В принципе эту статистику можно считать удовлетворительной (с точки зрения проверки сечения фоторождения  $\Lambda$ -мезонов при сверхскоростных энергиях), но лишь при условии подавления фона от КД. А именно, для того, чтобы выделить эти события над фоном, превосходящем примерно на два порядка, на уровне  $\sim 5\sigma$  необходима эффективность подавления фона примерно на порядок. При энергиях первичных частиц  $E \geq 100 \text{ ТэВ}$  (именно эта область энергии жесткого спектра первичных гамма-квантов  $J_{\gamma}(>E_{\gamma}) \sim E_{\gamma}^{-1}$  дает основной вклад в образовании вторичных адронов и мюонов с  $E > 1 \text{ ТэВ}$ ) наиболее важным индикатором ливней электромагнитного происхождения является содержание мюонов малых энергий. Критерий отбора ливней по мюонобедности может быть эффективно использован в комплексе АНИ благодаря включению в "мастер" с калориметром подземного сцинтилляционного ковра мюонных детекторов, с общей площадью  $\sim 300 \text{ м}^2$  расположенных под калориметром [6].

Регистрация мюонов высоких энергий ( $E \geq 1 \text{ ТэВ}$ ) представляется несравненно более сложной задачей как из-за малого потока

(на порядок меньше, чем поток адронов), так и из-за большого фона (превосходящего на три порядка) при энергиях в несколько гигаэлектронвольт. Для подавления фона от КЛ при регистрации мюонов от гамма-квантов выгодно исследовать область энергии мюонов выше 10 ТэВ, т.е. на больших глубинах. Но если  $\mu$ -мезоны, генерируемые в атмосфере гамма-квантами от дискретного источника, регистрируются в подземных установках, то кроме фона атмосферных мюонов имеет место также фон, связанный с рождением  $\mu$ -мезонов при взаимодействиях нейтрино (преимущественно от того же источника) с грунтом, находящимся над мюонным детектором.

Для того, чтобы оценить поток мюонов от нейтрино, испускающих из источника гамма-квантов, предположим, что спектр фотонов и нейтрино идентичны, т.е.

$$I_{\nu}(E_{\nu}) = \alpha I_{\gamma}(E_{\gamma}). \quad (22)$$

В дальнейшем для простоты будем предполагать  $\alpha = 1$ . Обсуждение о возможных значениях  $\alpha$  проводится в работе [7].

На рис.8 приведены расчетные потоки мюонов генерируемых гамма-квантами в атмосфере (кривая 1)  $J_{\mu}^{\gamma}$ , нейтрино в грунте (кривая 2)  $J_{\mu}^{\nu}$ , а также поток мюонов, обусловленный взаимодействиями КЛ с атмосферой (кривая 3)  $J_{\mu}^{at}$ , на различных глубинах в единицах водного эквивалента. На рисунке указаны глубины различных детекторов в случае вертикального попадания частиц. Как видно из рисунка с увеличением глубины резко возрастает

отношение  $J_{\mu}^{\gamma} / J_{\mu}^{at}$ , однако при больших глубинах резко падает также поток мюонов от гамма-квантов, что приводит к жесткому требованию больших площадей мюонных детекторов. Более того, начиная со значений глубин  $R \gg 10^4$  м в.э., доминирующим становится вклад от нейтрино, сопровождающих первичных гамма-квантов. Поэтому, очевидно, существует интервал глубин, для которых регистрация мюонов от гамма-квантов является оптимальной. Оптимальная глубина определяется двумя требованиями: 1) достаточной статистикой событий (напр.,  $N \gg 10$ ); 2) требованием выделения " $\gamma$ -событий" на заданном уровне значимости, например  $5\sigma$  (подробнее см. [7]). На рис.9 приведены значения величины  $s \cdot t$  ( $s$  - эффективная площадь,  $t$  - время регистрации), вытекающие из этих двух требований. Область, лежащая выше кривой 1, соответствует требованию сигнал/шум  $\sim N_{\mu}^{\gamma} / \sqrt{N_{\mu}^{\gamma}} \gg 5$ , а область выше кривой 2 -  $N_{\mu}^{\nu} \gg 10$ . Отметим, что кривые 1 и 2 никогда не пересекаются, даже при очень больших глубинах, что очевидно обусловлено конкурирующим каналом генерации  $\mu$ -мезонов в грунте от первичных нейтрино. Поэтому требуемое значение величины  $s \cdot t$  определяется лишь условием 2), в данном случае являющимся более жестким.

Оценим теперь необходимое значение  $s \cdot t$  для случая создаваемой установкой ДЮМАНД ( $R \approx 4,5 \cdot 10^3$  м в.э. - см.рис.2,  $s = 250 \times 250$  м<sup>2</sup>) [8]. Отметим, что в случае вертикальных мюонов глубина  $R = 4,5 \cdot 10^3$  м в.э. соответствует энергии 5 ТэВ. Из рисунка видно, что в случае регистрации мюонов, проходящих в интервале углов  $\theta = \pm 45^{\circ}$ ,  $s \cdot t \gg 10^{19}$  см<sup>2</sup>с, откуда следует,

что чистое время наблюдений (когда источник попадает в угол обзора детектора) должно составлять

$$t \geq 500 \text{ лет !}$$

Отсюда можно делать вывод, что регистрация гамма-квантов сверхвысоких энергий применительно к установке ДЮМАД и тем более других глубоководных детекторов не является эффективной. Метод регистрации гамма-квантов от локальных источников с помощью глубоководных установок, предложенный в работе [9], может оказаться относительно приемлемым лишь в случае установок, расположенных не очень глубоко ( $\sim 100$  м) и в то же время обладающих большой площадью ( $> 10^5 \text{ м}^2$ ), например установка "БАЙКАЛ" [10]. Тем не менее отметим, что даже в этом случае вряд ли может быть достигнута чувствительность существующих и тем более планируемых наземных установок по регистрации гамма-квантов сверхвысоких энергий.

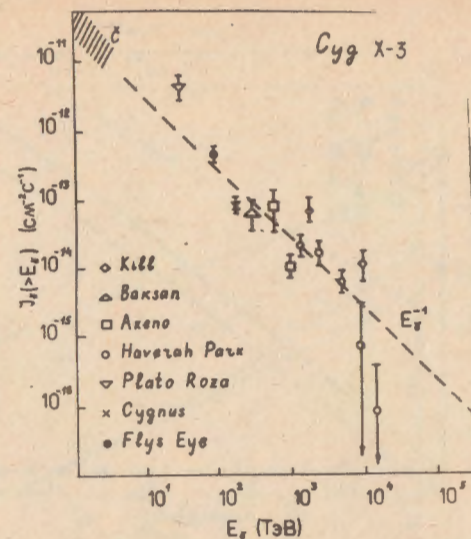


Рис. I

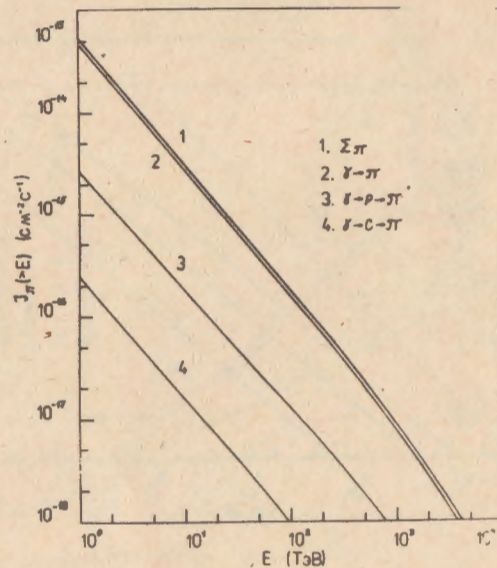


Рис. 2

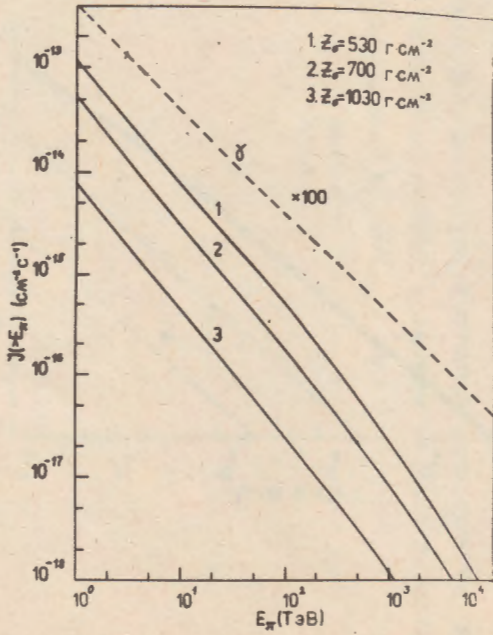


Рис. 3

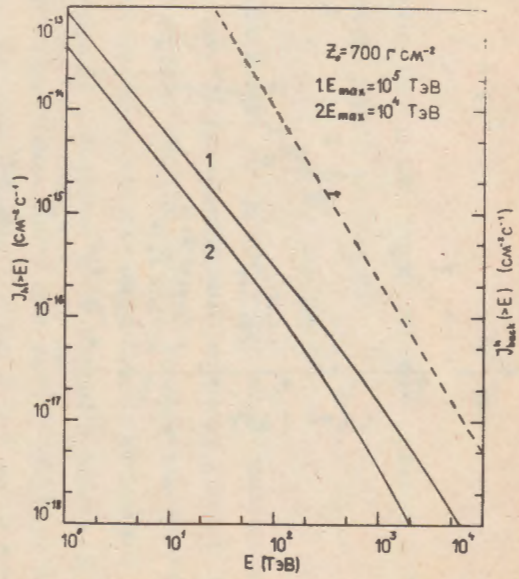


Рис. 4

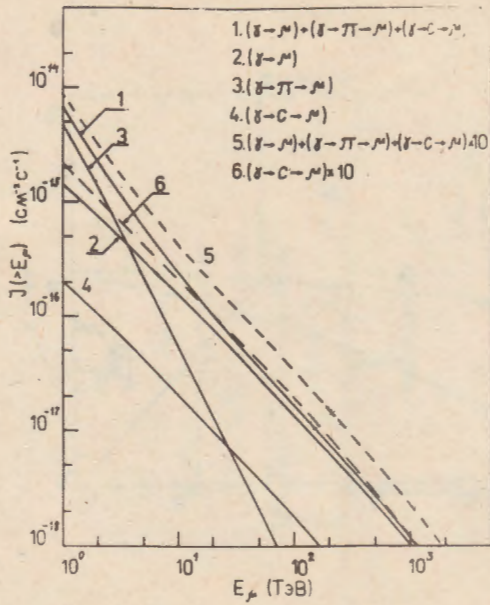


Рис. 5

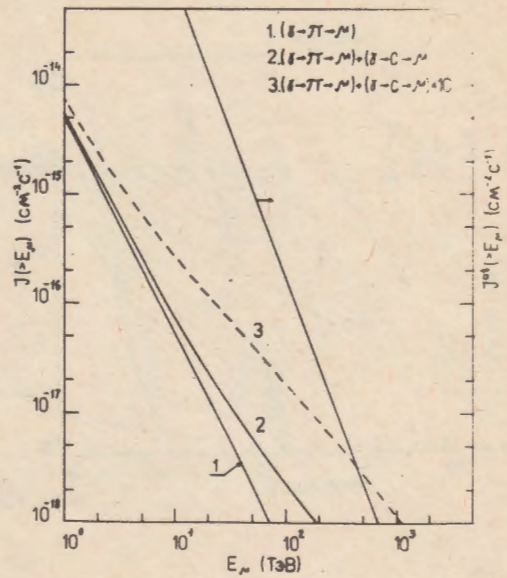


Рис. 6

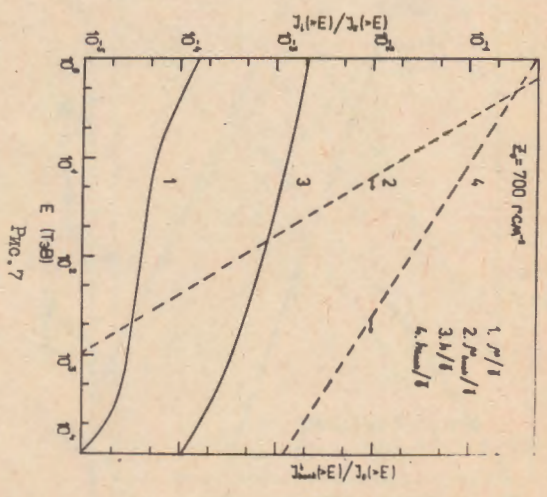


FIG. 7

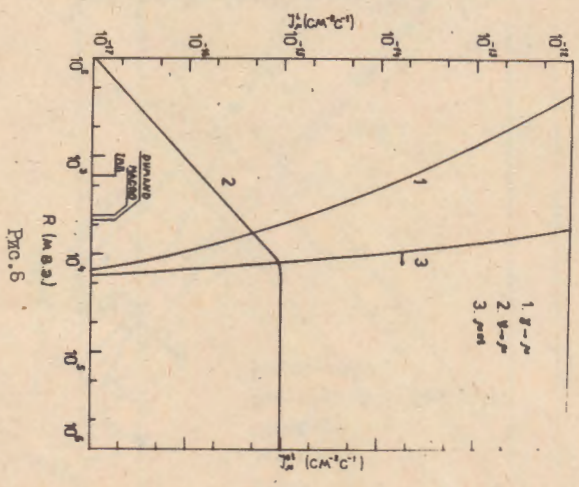


FIG. 8

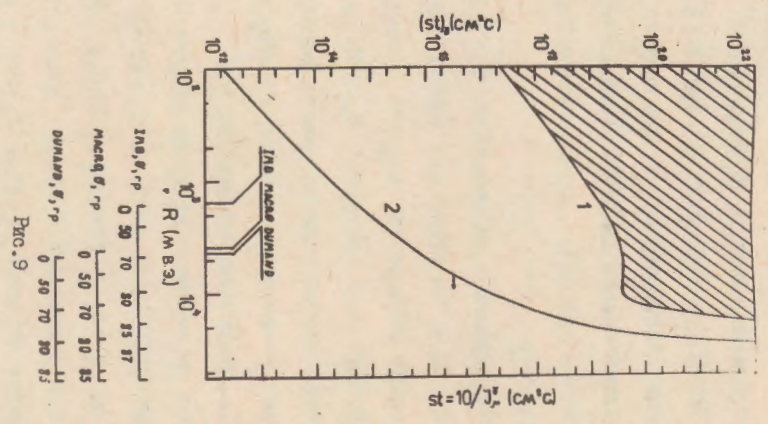


FIG. 9

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Спектр гамма-квантов сверхвысоких энергий от  $Cy\gamma X-3$ .
- Рис.2 Ожидаемые потоки  $\pi$ -мезонов в направлении  $Cy\gamma X-3$ .  
Спектр гамма-квантов  $J_\gamma(>E_\gamma) = 4 \cdot 10^{-11} (E/1TэВ)^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$   
при  $E \leq E_{\text{max}}$ ;  $J_\gamma(>E_\gamma) = 0$  при  $E > E_{\text{max}}$ ;  $E_{\text{max}} = 10^5 \text{ ТэВ}$ .  
Уровень наблюдения  $Z_0 = 700 \text{ г/см}^2$ .
- Рис.3 Ожидаемые потоки пионов на разных уровнях наблюдения.  
Пунктиром обозначен поток первичного гамма-излучения от  $Cy\gamma X-3$ .
- Рис.4 Потоки адронов в направлении  $Cy\gamma X-3$  на уровне наблюдения  $Z_0 = 700 \text{ г/см}^2$  для разных значений точки излома в спектре фотонов от  $Cy\gamma X-3$ . Штрих-поток адронов, измеренный на г.Арагац ( $Z_0 = 700 \text{ г/см}^2$ ) при  $E_n < 10 \text{ ТэВ}$  и экстраполированный в область высоких энергий ( $\delta\theta = 1^\circ$ )
- Рис.5 Потоки  $\mu$ -мезонов от гамма-квантов от  $Cy\gamma X-3$ , обусловленные различными процессами.
- Рис.6 Потоки  $\mu$ -мезонов от гамма-квантов от  $Cy\gamma X-3$ , обусловленные процессами  $\gamma \rightarrow \pi \rightarrow \mu$  и  $\gamma \rightarrow C \rightarrow \mu$  для двух значений сечения  $\gamma \rightarrow C$ ,  $\sigma_{\text{genching}} = 0, 1$ . Приведен фон  $\mu$ -мезонов от взаимодействий КЛ с атмосферой ( $\delta\theta = 1^\circ$ ).
- Рис.7 Отношения потоков  $J_\mu(>E)$  и  $J_n(>E)$  к потоку  $J_\gamma(>E)$  при той же энергии. Приведены также отношения  $J_\mu^\Phi(>E)/J_\gamma(>E)$  и  $J_n^\Phi(>E)/J_\gamma(>E)$ , ( $\delta\theta = 1^\circ$ ).
- Рис.8 Зависимость потока мюонов в направлении  $Cy\gamma X-3$  от гамма-квантов (кривая 1), нейтрино (кривая 2) и от взаимодействий КЛ с атмосферой (кривая 3) от глубины ( $\delta\theta = 1^\circ$ )

На оси абсцисс указаны местоположения детекторов I MB, MACRO, DUMAND.

- Рис.9 Зависимость величины  $s \cdot t$  от глубины для условий а) сигнал/шум  $\sim \frac{N_\mu^\delta}{\sqrt{N_\mu^\Phi}} = 5$  (кривая 1), б)  $N_\mu^\delta = 10$  (кривая 2). Штриховая область определяет допустимые значения величины  $s \cdot t$ , удовлетворяющие этим условиям. На оси абсцисс указаны значения количества вещества над детекторами I MB, MACRO и DUMAND под разными зенитными углами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. М.: ИЛ, 1948.
2. Halzen F., Hikasa K., Stanev T. Particle physics with cosmic accelerators. Prepr. MAD/PH/, 273, 1986.
3. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1979.
4. Halzen F. Not understanding cygnus X-3. Prepr. MAD/PH/ 260, 1985.
5. Dar A. Atmospheric neutrinos, astrophysical neutrons, and proton-decay experiments. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.227-230.
6. Данилова Т.В. и др. Проект эксперимента по исследованию взаимодействий адронов в области энергий  $10^3 - 10^5$  ГэВ (эксперимент АНИ). Изв.АН Арм ССР, сер.физика, 1982, т.17, с.129-232.
7. Агаронян Ф.А., Саакян В.А. Экспериментальные возможности исследования взаимодействий нейтральных частиц сверхвысоких энергий от "космических ускорителей". II. Нейтрино и фотино. Препринт ЕФИ-1076(39)-88, Ереван, 1988.
8. Grider P.K.F. The current status of DUMAND Nuovo Cimento 1986, vol.9C, p.222-236.
9. Beresinsky et al. High energy gamma astronomy with large underground detectors. Proc. XXth ICRC (Moscow), vol.6, p.250-253, 1987.

10. Besrukov L.B. et al. Modern status of Baikal undermates neutrino experiment. Proc. XXth ICRC (Moscow) 1987, vol.5, p.292-295.

Рукопись поступила 30 марта 1988 г.