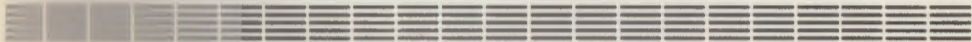


индекс 3624



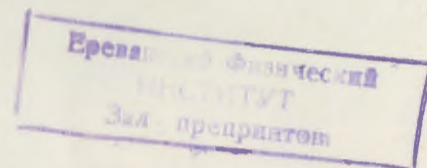
Препринт Е.ФИ-1076(39)-88

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ф.А. АГАРОНЯН, В.А. СААКЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ОТ «КОСМИЧЕСКИХ УСКОРТЕЛЕЙ»
II. НЕЙТРИНО И ФОТИНО



ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН—1988

Փ.Ա. ԱՀԱՐՈՆԹԱՆ, Վ.Ա. ՄԱՀԱԿՅԱՆ

„ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒԹԻՉՆԵՐԻՑ, ԱՌԱՔՎՈՂ ԳԵՐԲԱՐՉ
ԸՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԵՋՈՔ ՄԱՍԻՆՆԵՐԻ ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՓՈՐՉԱՌԱԿԱՆ
ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ: 2. ՆԵՑՏՐԻՆՈ ԵՎ ՓՈՏԻՆՈ

Քննարկվում են „տիեզերական արագացուցիչներից, առաքվող նեյ-
տրինոների և Ֆոտինոների զրանցման փորձառական ֆնարավորությունները:
Դրան օրինակ ուսումնասիրված է նարապ X-3 ընդհատ աղբյուրը:
Իրարկվում է նեյտրինոների և Ֆոտինոների առաջացումը γ -աղբյուր-
ներում, ինչպես նաև՝ նրանց փոխազդեցությունը հողի շերտի հետ
/ մյուսների առաջացմամբ /: Ցույց է տրված, որ եթե նեյտրինոների
զրանցման „աշխատող, տիրույթը կազմում են $R \geq 10^4$ մ.ջ.է.
Խորությունները, ապա Ֆոտինոների զրանցման համար օպտիմալը
 10^1 մ.ջ.է. $\leq R \leq 10^5$ մ.ջ.է. նեղ տիրույթն է:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1988

УДК 523.001.5

Փ.Ա. ԱԳԱՐՈՅԱՆ, Վ.Ա. ՍԱԿՅԱՆ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ ОТ "КОСМИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ"
II. НЕЙТРИНО И ФОТИНО

Обсуждаются экспериментальные возможности регистрации ней-
трино и фотино от "космических ускорителей". В качестве приме-
ра изучается дискретный источник $Cy\gamma$ X-3. Рассматривается
как генерация нейтрино и фотино в γ -источниках, так и их
взаимодействие с грунтом (с образованием мюонов). Показано, что
если для регистрации нейтрино "рабочей" областью являются глу-
бины $R \geq 10^4$ м в.э., то для регистрации фотино оптимальным
является узкий диапазон глубин 10^4 м в.э. $\leq R \leq 10^5$ м в.э.

Ереванский физический институт
Ереван 1988

F.A. AHARONIAN, V.A. SAHAKIAN

POSSIBILITIES FOR EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF
SUPERHIGH-ENERGY NEUTRAL PARTICLES FROM
"COSMIC ACCELERATORS". II. NEUTRINOS AND PHOTINOS

The possibilities for detection of neutrinos and photinos from "cosmic accelerators" are discussed. The discrete source Cyg X-3 is studied as an example. The production of neutrinos and photinos in γ -ray sources as well as their interaction with earth (with muon production) are considered. It is shown that while for detection of a neutrino the "working" range of depths is $R \geq 10^4$ m.w.e., for the photino detection the narrow range of 10^4 m.w.e. $\leq R \leq 10^5$ m.w.e. is optimal.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

I. Введение

Компактный галактический источник Cyg X-3, открытый 20 лет тому назад в рентгеновских лучах, в последние годы стал в буквальном смысле возмутителем спокойствия как астрофизиков, так и физиков. Этот источник практически во всех диапазонах электромагнитных волн ведет себя необычно (см. напр., [1,2]). Хотя он обладает некоторыми свойствами, характерными для тесных рентгеновских двойных, тем не менее его невозможно (по крайней мере, без оговорок) отнести к какому-либо конкретному классу астрофизических объектов и, скорее всего, как утверждалось в [1], на основе детального анализа наблюдательных данных по всему спектру излучения, в Галактике нет ни одного бесспорного аналога Cyg X-3. Достаточно указать, что мощность ускорения ультрарелятивистских частиц (протонов и ядер), необходимая для объяснения светимости этого источника в гамма-квантах сверхвысоких энергий, должна составлять $\sim 10^{39} - 10^{40}$ эрг/с, что в принципе достаточно для того, чтобы этот источник считать основным "поставщиком" космических лучей в Галактике [3]! В настоящее время широко обсуждаются различные модели генерации из-

лучения Cyg X-3 , однако до сих пор открытым остается наиболее важный вопрос - каким образом в двойной системе, содержащей, по-видимому, "обычную" нейтронную звезду, происходит ускорение частиц с беспрецедентной мощностью; что же является источником энергии?

Еще более курьезные вопросы с точки зрения современной физики элементарных частиц возникают при анализе характеристик атмосферных ливней, вызванных нейтральными частицами от Cyg X-3 . Курьезы, связанные с регистрацией модулированных сигналов (с периодом 4,8 г.) мюонов высоких энергий в двух подземных установках SOUDAN -I [4] и NUSEX [5] в направлении Cyg X-3 , бурно обсуждались в последние 2 года (см., напр., [6-11]), но до сих пор не дано какого-либо разумного объяснения данных этих экспериментов. Все радикальные предположения о "новой физике" в области сверхскоростных энергий (изменения характера взаимодействий фотонов с веществом, генерация новых нейтральных частиц при $p-p$ -столкновениях и т.д.) оказались недостаточными даже для качественного объяснения данных этих подземных детекторов. Не исключено, что эти эксперименты содержат методические ошибки, на что указывают жесткие верхние пределы на потоки мюонов в направлении Cyg X-3 в других экспериментах (см. напр., [12]).

Вместе с тем, имеются и другие независимые указания о странных свойствах атмосферных ливней, выделяемых над фоном в направлении Cyg X-3 [13]. Первое сообщение Кильской группы [14] об аномально большом содержании мюонов низких энергий (для ливней

электромагнитного происхождения) в ШАЛ в направлении Cyg X-3 получило, возможно, подтверждение в недавних наблюдениях на установке „ Cygplus “ Лос-Аламосской лаборатории [15]. Более того; атмосферные ливни, инициированные первичными частицами от дискретных источников (гамма-квантов?), возможно, обладают нестандартными "изображениями" в черенковском свете и аномально большим значением параметра возраста S [13]. Хилласом [13] обсуждались разные версии интерпретации этих данных, среди которых гипотеза о том, что атмосферные ливни, выделяемые над фоном в направлении Cyg X-3 , инициируются не гамма-квантами, а неизвестными нейтральными частицами с массой $m < 0,1 \left(\frac{E}{10^3 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{d}{10 \text{ клс}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta t}{1 \text{ час}} \right) \text{ ГэВ}$; временем жизни $t \geq 10^6 \left(\frac{d}{10 \text{ клс}} \right) \left(\frac{m}{1 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{10^3 \text{ ГэВ}}{E} \right) \text{ с}$, с сечением взаимодействия порядка ядерного и т.д.

Хотя идея об испускании компактным источником Cyg X-3 новых экзотических частиц серьезно продолжает обсуждаться в литературе, однако до сих пор не предложено ни одного разумного объяснения аномалий, связанных с Cyg X-3 . Тем не менее, эти исследования показали, что помимо фотонов и нейтрино в принципе возможна генерация других нейтральных стабильных частиц, в частности, суперпартнеров в источниках типа Cyg X-3 . Расчеты показывают, например, что светимость источника в фотинно сверхвысоких энергий может достигать вплоть до 10% нейтринной и гамма-светимостей [16, 17]. С учетом неопределенностей, связанных с сечениями как образования, так и взаимодействия фотино, твердо можно утверждать, что эти частицы не могут быть обнаружены современными ливневыми или подземными установками. Вместе с

тем, учитывая исключительное значение принципиальной возможности экспериментального исследования космических фотино (как с точки зрения нового канала астрофизической информации, так и физики элементарных частиц), представляет бесспорный интерес изучение вопроса об условиях регистрации этих частиц. Поскольку сечение взаимодействия фотино в области сверхвысоких энергий может даже превосходить сечение взаимодействия мюонных нейтрино, то этот вопрос, очевидно, представляет не только теоретический интерес.

2. Генерация фотино и нейтрино в гамма-источниках

Несмотря на большое разнообразие моделей генерации космического гамма-излучения сверхвысоких энергий ($E_\gamma \sim 100 \text{ ТэВ}$), все специалисты солидарны, что гамма-кванты генерируются при взаимодействии ускоренных протонов с образованием нейтральных π^0 , K -мезонов (см. напр., [3]). В условиях плотного низкочастотного излучения и магнитного поля ускорение электронов за $E \gg 1 \text{ ТэВ}$ представляется маловероятным, так как энергетические потери электронов в результате обратного комптоновского рассеяния и синхротронного излучения растут с энергией пропорционально E^2 . В настоящее время в литературе чаще всего обсуждается рождение гамма-квантов при взаимодействиях ускоренных протонов с окружающим веществом (см., однако, [18-20], где рассматривается механизм образования π^0 -мезонов при взаимодействиях ускоренных протонов с низкочастотным излучением). Рассматривается картина [21-23], в которой пучок протонов

попадает в слой вещества, рождаются вторичные π^0 -мезоны, которые далее распадаются на два гамма-кванта. Если толщина слоя, в которой рождаются нейтральные пионы, достаточно тонкая, то γ -кванты проходят через этот слой и становятся наблюдаемыми. Но наряду с нейтральными пионами в протон-нуклон взаимодействии рождаются еще и заряженные пионы, которые впоследствии распадаются на мюон и нейтрино. И зная поток наблюдаемых гамма-квантов, можно определить поток нейтрино. Действительно, если дифференциальный поток γ -квантов от дискретного источника имеет вид (в случае $C_{\gamma\gamma} \times 3$)

$$\frac{dJ_\gamma}{dE_\gamma} = A E_\gamma^{-2}, \quad (1)$$

то для дифференциального потока нейтрино имеем следующее выражение:

$$\frac{dJ_\nu}{dE_\nu} = K_\nu \alpha_\gamma \frac{dJ_\gamma}{dE_\gamma}, \quad (2)$$

где $K_\nu \gg 1$ - коэффициент, учитывающий разницу в рождении и поглощении гамма-квантов и нейтрино, а $\alpha_\gamma \gg 1$ - коэффициент, учитывающий поглощение гамма-квантов на реликтовом излучении в результате процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Коэффициент K_ν слабо зависит от энергии и определяется в основном толщиной мишени вещества. В частности, в случае тонкой мишени ($\bar{X} \ll 100 \text{ г/см}^2$) $K_\nu \sim 1$, в случае же толстой мишени ($\bar{X} \gg 100 \text{ г/см}^2$) из-за поглощения гамма-квантов K_ν может существенно превосходить единицу ($\gg 10$ при $\bar{X} \gg 300 \text{ г/см}^2$) [23, 24].

Значение параметра α_γ сильно зависит как от энергии, так

и от расстояния до источника, поэтому эффект поглощения гамма-квантов на реликтовом излучении приводит к искажению первоначального спектра гамма-квантов.

В дальнейшем для определенности мы будем использовать нормировку $K_\nu = 1$, $\alpha_\nu = 1$.

Вопрос о рождении фотино в гамма-источниках обсуждался в работах [16,17,25]. Фотино в пучке нейтральных частиц от гамма-источников может возникнуть в результате распада глюино, которые рождаются при столкновениях ускоренных протонов с окружающим веществом. Согласно современным представлениям, сечение рождения глюино в p-p столкновениях при очень высоких энергиях может составить заметную долю сечения рождения π -мезонов [26]. Рождение фотино возможно путем распада глюино ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi} \tilde{q} \tilde{q}$), при этом время жизни \tilde{g} составляет [26]

$$\tau_{\tilde{g}} \approx 1,1 \cdot 10^{-11} \left(\frac{M_\Phi}{M_W} \right)^4 \left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{\tilde{m}} \right)^5 \text{ с}, \quad (3)$$

где M_Φ - масса скалярного кварка; M_W - масса, W - бозона; \tilde{m} - масса глюинс. Отсюда следует, что время жизни глюино при его возможных массах 2,3 и 5 ГэВ и при массах скалярного кварка 15 и 40 ГэВ меняется в пределах от $7 \cdot 10^{-17}$ до $3 \cdot 10^{-13}$ с, т.е. порядка времени жизни π^0 -мезонов. Так как сечения взаимодействия π -мезонов и глюино также одного порядка, то очевидно, что χ -кванты всегда будут сопровождаться фотино. Сказанное несправедливо в случае нейтрино, так как основной источник нейтрино - вторичные π и K -мезоны - име-

ют время жизни значительно больше, чем глюино и нейтральные пионы. Так, например, генерация нейтрино с энергией $E_\nu \gg 1$ ТэВ будет сильно подавлена, если плотность среды $\rho \gg 10^{-6} \text{ г/см}^3$ [27]. В то же время для генерации фотон и фотино той же энергии нет практического ограничения на плотность. При плотностях $\rho \gg 10^{-6} \text{ г/см}^3$ тем не менее возможна генерация нейтрино сверхвысоких энергий благодаря рождению и дальнейшему распаду короткоживущих ($\tau \ll 10^{-12} \text{ с}$) частиц с тяжелыми кварками. Но в этом случае в области энергии $E_\nu \gg 1$ ТэВ скорость генерации нейтрино будет, по крайней мере, на порядок меньше скорости генерации гамма-кварков.

Хотя отношение скоростей генерации фотон и фотино сверхвысоких энергий не зависит от плотности среды, однако отношение ожидаемых потоков χ и $\tilde{\chi}$ существенно зависит от оптической толщины области генерации, так как фотино (аналогично нейтрино) значительно слабее поглощается в среде, чем гамма-кванты. К сожалению, к настоящему времени отсутствуют подробные расчеты для выхода фотино в зависимости от толщины слоя-мишени. В работах рассматривался частный случай модели Cyy X-3, когда предполагается, что нейтральные вторичные частицы рождаются при бомбардировке звезды-компаньона протонами, ускоренными в релятивистском объекте [16,17,25]. Очевидно, что для гамма-квантов из-за сильного поглощения "работает" лишь край атмосферы, в то время как фотино и нейтрино генерируются и в более глубоких областях звезды.

Ожидаемые в этой модели потоки нейтрино и фотино удобно пред-

ставить в следующем виде

$$\frac{dJ_{\nu, \tilde{\gamma}}}{dE} = \frac{\Delta\Psi_{\nu, \tilde{\gamma}}}{\Delta\Psi_{\gamma}} \frac{\varepsilon_{\nu, \tilde{\gamma}}(E)}{\varepsilon_{\gamma}(E)} \varkappa_{\gamma} \frac{dJ_{\gamma}}{dE}, \quad (4)$$

где ε - скорости генерации фотонов, нейтрино и фотино в источнике; $\Delta\Psi$ - так называемый "duty factor", характеризующий поглощения вторичных частиц в источнике (в наблюдениях $\Delta\Psi$ определяется как ширина фазы в световой кривой источника); \varkappa_{γ} - коэффициент, учитывающий поглощение гамма-квантов в реликтовом излучении.

Сравнивая (4) с общей формулой (2), находим для коэффициента K :

$$K_{\nu, \tilde{\gamma}} = \frac{\Delta\Psi_{\nu, \tilde{\gamma}}}{\Delta\Psi_{\gamma}} \cdot \frac{\varepsilon_{\nu, \tilde{\gamma}}(E)}{\varepsilon_{\gamma}(E)}. \quad (5)$$

В частности, для нейтрино в рамках обсуждаемой модели Cyg X-3 $K_{\nu} \sim 1 - 2$ [23, 27], а для фотино, используя расчеты работы [16], $K_{\tilde{\gamma}}$ можно аппроксимировать в следующем виде

$$K_{\tilde{\gamma}}(E) \approx \frac{0,1}{1 + (\beta/E^{5/2})}, \quad (6)$$

где $\beta \approx 1500 \text{ ТэВ}^{5/2}$.

Отметим, что выражение (6) получено для значения массы глиино $\tilde{m} = 2 \text{ ТэВ}$. Для более высоких значений массы \tilde{g} значение $K_{\tilde{\gamma}}$ существенно уменьшается (для $\tilde{m} = 3 \text{ ТэВ}$ в 3-4 раза и для $\tilde{m} = 5 \text{ ТэВ}$ - на порядок).

Как следует из (6), при значении $\tilde{m} = 2 \text{ ТэВ}$ и при $E \gg 100 \text{ ТэВ}$ поток фотино может составить до 10% от потока гамма-квантов даже без учета поглощения последних на реликтовом излучении.

3. Взаимодействие нейтрино и фотино с грунтом

Из-за малых сечений взаимодействий фотино и нейтрино единственно реальным способом их наблюдения представляется регистрация мюонов высоких энергий, возникающих при их взаимодействии с грунтом и водой, в подземных или глубоководных установках.

Для вычисления вероятности регистрации мюона, образованного в грунте при взаимодействии ν и $\tilde{\gamma}$, необходимо определить "рабочую" область, определяемую пробегом мюонов.

Пробег, определяемый потерями энергии мюона на ионизацию, тормозное излучение, образование пар и ядерные взаимодействия, определяются из уравнения энергетических потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha + \beta E. \quad (7)$$

Для коэффициентов α и β в случае стандартного грунта имеем [28]

$$\begin{aligned} \alpha &= 2,033 + 0,077 \ln [E (\text{ТэВ})] && \text{МэВ см}^2/\text{г}, \\ \beta &= 2,229 + 0,2 \ln [E (\text{ТэВ})] && 10^{-6} \text{ см}^2/\text{г}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $E < 10^6 \text{ ТэВ}$. Воспользуясь логарифмической зависимостью коэффициентов α и β от энергии, для простоты без существенного ущерба в точности мы будем использовать средние значения

$\alpha = 2,6 \text{ МэВ см}^2/\text{г}$ и $\beta = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{г}$. Тогда, для пробега мюонов имеем

$$R(E) = 2,8 \cdot 10^5 \ln \left(1 + 1,41 \frac{E}{T_{\text{эВ}}} \right) \text{ см в.э.} \quad (9)$$

(здесь и далее все расстояния будут выражены в единицах водного эквивалента).

Из условия (9) находим минимальную энергию мюона, необходимую для достижения детектора с расстояния R

$$E_{\text{min}}^{\mu} = 0,71 \left(e^{0,36 R/10^5} - 1 \right) \text{ ТэВ.} \quad (10)$$

Вероятность того, что ν будет взаимодействовать с грунтом и образованный мюон дойдет до детектора, есть

$$P(E_{\nu}) = \frac{R(y, E_{\nu})}{\lambda_{\text{int}}} = n \sigma_{\text{int}}^{\nu} \cdot 2,8 \cdot 10^5 \ln \left(1 + 1,41 \frac{y_1 E_{\nu}}{T_{\text{эВ}}} \right), \quad (11)$$

где n - число Авогадро ($n = 6 \cdot 10^{+23} \text{ см}^{-3}$); $y_1 = E_{\mu} / E_{\nu}$.

Следовательно, интегральный поток мюонов, которые рождаются при взаимодействии нейтрино с грунтом, имеем вид:

$$J_{\mu}^{\nu} = \int \frac{R(y, E_{\nu})}{\lambda_{\text{int}}} \frac{dJ_{\nu}}{dE_{\nu}} dE_{\nu} = \int n \sigma_{\text{int}}^{\nu} R(y, E_{\nu}) \frac{dJ_{\nu}}{dE_{\nu}} dE_{\nu}. \quad (12)$$

Отметим, что при вычислении потока мюонов необходимо учесть тот факт, что при увеличении энергии $R(E)$ также растет, и при энергиях E_0^{μ} величина $R(E_0^{\mu})$ становится равной толщине грунта над установкой $R_0 = R(E_0^{\mu})$. При дальнейшем росте энергии эффективно "работает" толщина R_0 , т.е. вместо (12) имеем

$$J_{\mu}^{\nu} = \int_{E_{\text{min}}^{\nu}}^{E_0^{\nu}} n \sigma_{\text{int}}^{\nu} R(y_1, E_{\nu}) \frac{dJ_{\nu}}{dE_{\nu}} dE_{\nu} + R_0 \int_{E_0^{\nu}}^{E_{\text{max}}^{\nu}} n \sigma_{\text{int}}^{\nu} \frac{dJ_{\nu}}{dE_{\nu}} dE_{\nu}, \quad (13)$$

где E_0^{ν} определяется условием $y_1 E_0^{\nu} = 0,71 \left(\exp(0,36 R_{05}) - 1 \right) T_{\text{эВ}}$, $R_{05} = R_0 / 10^5 \text{ см в.э.}$ Если наряду с этим учесть еще и тот факт, что характер взаимодействия нейтрино меняется с энергией (линейный рост становится логарифмическим при энергиях больше 100 ТэВ), то для E_0^{ν} имеется три энергетических интервала: 1) $E_0^{\nu} \leq 100 \text{ ТэВ}$; 2) $E_0^{\nu} > 100 \text{ ТэВ}$; 3) $E_0^{\nu} > E_{\text{max}}^{\nu}$.

В дальнейшем мы для определенности будем рассматривать наиболее хорошо изученный источник Cu^{60} X-3. Тогда ожидаемый поток нейтрино выражается уравнением (2), где поток гамма-квантов в интервале энергии 0,1 - 10^5 ТэВ можно приблизительно представить в виде уравнения (1) со значением коэффициента (см. напр., [29,30])

$$A = 4 \cdot 10^{-11} \text{ фот/см}^2 \text{ с ТэВ}^3. \quad (14)$$

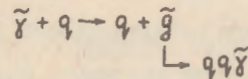
Как уже отмечалось, в дальнейшем мы будем использовать значения $K_{\nu} = 1$ и $\mathcal{E}_{\nu} = 1$ (см. выше). В этом случае для интегрального потока мюонов, достигающих установки, находящейся на глубине R_0 (по вертикали), имеем

$$J_{\mu}^{\nu}(R_0) \approx \begin{cases} 1,85 \cdot 10^{-17} [0,5 + 4,26 R_{05}] \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & E_0^{\mu} \leq 50 \text{ ТэВ}, \\ 9,75 \cdot 10^{-16} [1 - 3,4 \cdot 10^5 R_{05}] \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & 50 \text{ ТэВ} < E_0^{\mu} < \frac{10^5}{2} \text{ ТэВ}, \\ 9,75 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & E_0^{\mu} > \frac{10^5}{2} \text{ ТэВ}, \end{cases} \quad (15)$$

где $R_{05} = R_0/10^5$ см в.э. Здесь учитывается, что $E_\mu = \gamma, E_\nu = \frac{E_\gamma}{2}$,
 $E_{\min}^\nu = 0,1$ ТэВ, $E_{\max}^\nu = 10^5$ ТэВ.

На рис.3 приведена зависимость потока мюонов, рождающихся во взаимодействиях нейтрино, от глубины (кривая I). Видно, что уже при глубинах 10^4 м в.э. $J_\mu^\nu(R_0)$ выходит на постоянную ($\sim 10^{-15}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$).

Поток мюонов от взаимодействия фотино с грунтом определяется аналогичным образом. Взаимодействие фотино с нуклоном происходит следующим образом:



Сечение этого процесса, согласно [31,32], можно представить в виде:

$$\sigma_{int} = 1,2 \cdot 10^{-35} \left(\frac{E}{\text{ТэВ}} \right) \left(\frac{M_w}{M_\phi} \right)^4 \sum_q e_q^2 \int_{\tilde{m}^2/s}^1 x q(x) \left(1 - \frac{\tilde{m}^2}{xs} \right) dx \text{ см}^2, \quad (16)$$

где S - квадрат полной энергии в ЦМ; $q(x)$ - функция распределения кварков с зарядом e_q в нуклоне. Видно, что сечение взаимодействия фотино зависит от массы скалярного кварка как M_ϕ^{-4} и достигает значений порядка 10^{-32} см 2 при энергии 100 ТэВ и $M_\phi \sim 15$ ТэВ. Следовательно, взаимодействие фотино с атмосферой пренебрежимо мало. При взаимодействии фотино с грунтом могут образоваться вторичные мюоны. Основным канал для образования мюонов является рождение и последующий распад частиц с тяжелыми кварками, так как пионы и каоны в грунте успевают взаимодействовать до распада (для них $\lambda_{dec} > \lambda_{int}$). Сечение взаимодей-

ствия фотино с нуклоном пропорционально энергии фотино [26,31,32]: $\sigma_{int} = VE$, где коэффициент V содержит большую неопределенность, связанную как с каналом образования вторичных адронов в столкновениях $\tilde{\gamma}N$, так и с незнанием массы скалярного кварка. В частности, для $M_\phi = 15$ ТэВ имеем [32]

$$\sigma_{int}(E) = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-34} \left(\frac{E}{\text{ТэВ}} \right) \text{ см}^2, & \rightarrow \tilde{\gamma} + h, & (17') \\ 5 \cdot 10^{-32} \left(\frac{E}{\text{ТэВ}} \right) \text{ см}^2, & \tilde{\gamma} \rightarrow h + h. & (17'') \end{cases}$$

На рис.1 приведены сечения образования мюонов от взаимодействия фотино (17') и (17''). Там же для сравнения показано сечение взаимодействия ν_μ , которое при энергиях $E < 100$ ТэВ имеет линейную зависимость от E , а при $E > 100$ ТэВ - логарифмическую:

$$\sigma_{int}^\nu(E) = \begin{cases} 7 \cdot 10^{-36} \left(\frac{E}{\text{ТэВ}} \right) \text{ см}^2, & E < 100 \text{ ТэВ}, \\ 1,2 \cdot 10^{-34} \ln \left(\frac{E}{\text{ТэВ}} \right) \text{ см}^2, & E > 100 \text{ ТэВ}. \end{cases} \quad (18)$$

Из рис.1 следует, что даже в случае сечения (17') при энергиях $E \gg 100$ ТэВ сечение образования мюонов от взаимодействия фотино превосходит сечение взаимодействия нейтрино.

Поскольку при взаимодействиях фотино с нуклонами одним из вторичных продуктов остается фотино, то длина поглощения (L_{abs}) будет больше, чем длина взаимодействия (λ_{int}): $L_{abs} = \tau \lambda_{int}$, где $\tau > 1$. Значение τ зависит от доли энергии, оставшейся у фотино. Незнание этой величины вносит неопределенность в рас-

четы. Здесь мы допускаем разумное, на наш взгляд, значение $\tau = 2$. Условием $L_{abs} = \tau \lambda_{int}$ определяется энергия, при которой и выше фотино поглощается в грунте:

$$E_{abs}^{\tilde{\gamma}} = \frac{2}{nBR_0}, \quad (19)$$

где n - число Авогадро; B - коэффициент, который определяется из (17') и (17''). Предполагается, что энергия мюона составляет примерно 1/6 энергии фотино ($\tilde{\gamma} \rightarrow c \rightarrow \mu$; $E_c \approx \frac{1}{2} E_{\tilde{\gamma}}$; $E_{\mu} \approx \frac{1}{3} E_c$). Поэтому из выражений (17'), (17'') и (19) получаем

$$\left. \begin{aligned} E_{abs}^{\mu} &= \frac{1,85 \cdot 10^4}{R_{05}} \text{ТэВ} \\ E_{abs}^{\mu} &= \frac{111,2}{R_{05}} \text{ТэВ} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Обсудим теперь процессы рождения мюонов при взаимодействии фотино с грунтом. Так как с точки зрения регистрации фотино интерес представляют лишь мюоны высоких энергий, то процессами образования мюонов в результате рождения и распада пионов и каонов можно пренебречь из-за их относительно больших времен жизни. В этой ситуации единственно существенным каналом генерации мюонов высоких энергий представляется образование μ через рождение и последующий распад частиц с тяжелыми кварками (условно очарованными). Сечение образования чарма (C) при взаимодействии фотино с веществом может составить 10% от полного сечения взаимодействия по аналогии с отношением сечения рождения чарма при pN -взаимодействиях к полному неупругому сечению (см. напр., [33]). Учитывая также, что вероятность канала распада $c \rightarrow \mu$ ("бранчинг") составляет примерно 0,1 [30], для сечения образования мюонов при взаимодействии фотино имеем

$$\sigma_{\tilde{\gamma} \rightarrow \mu} \approx 10^{-2} \sigma_{tot}, \quad (20')$$

где σ_{tot} определяется выражениями (17') и (17'').

На рис.2 показаны дифференциальные спектры мюонов от нейтрино и фотино, распускаемых $C_{\mu\gamma} X-3$:

$$\frac{1}{A_0} \frac{dJ_{\mu}^{\tilde{\gamma}}}{dE_{\mu}} \sim \frac{1}{A_0} \sigma_{\tilde{\gamma} \rightarrow \mu} \cdot \frac{dJ_{\tilde{\gamma}}}{dE_{\tilde{\gamma}}} = \begin{cases} 3,5 \cdot 10^{-36} \left(\frac{E_{\mu}}{\text{ТэВ}}\right) c^{-1} \text{ТэВ}^{-1}, & E_{\mu} \leq 50 \text{ТэВ} \\ 3 \cdot 10^{-35} \frac{\ln\left(\frac{2E_{\mu}}{\text{ТэВ}}\right)}{\left(\frac{E_{\mu}}{\text{ТэВ}}\right)^2} c^{-1} \text{ТэВ}^{-1}, & E_{\mu} > 50 \text{ТэВ} \end{cases} \quad (21)$$

$$\frac{1}{A_0} \frac{dJ_{\mu}^{\tilde{\gamma}}}{dE_{\mu}} \sim \frac{1}{A_0} \sigma_{\tilde{\gamma} \rightarrow \mu} \frac{dJ_{\tilde{\gamma}}}{dE_{\tilde{\gamma}}} = 5 \cdot 10^{-35} \frac{(6E_{\mu}/\text{ТэВ})^{3/2}}{6 + (6E_{\mu}/\text{ТэВ})^{5/2}} c^{-1} \text{ТэВ}^{-1}, \quad (22)$$

где $A_0 = 4 \cdot 10^{-11} \pi \cdot R$.

Здесь для процесса $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$ предполагается, что мюону передается 1/2 часть энергии нейтрино [27], а для процесса $\tilde{\gamma} + N \rightarrow \mu + X$ - 1/6 часть энергии фотино ($\tilde{\gamma} \rightarrow c \rightarrow \mu$; $E_c \approx \frac{1}{2} E_{\tilde{\gamma}}$, $E_{\mu} \approx \frac{1}{3} E_c$). Поэтому $\sigma_{\nu \rightarrow \mu}(E_{\mu}) = \sigma_{int}^{\nu} \left(\frac{E_{\nu}}{2}\right)$; $\sigma_{\tilde{\gamma} \rightarrow \mu}(E_{\mu}) = B\tau(\tilde{\gamma} \rightarrow \mu)\sigma_{tot}\left(\frac{E_{\tilde{\gamma}}}{6}\right)$. В формуле (22) предполагалось полное сечение фотино (17'').

Из рис.2 видно, что спектр мюонов от фотино имеет максимум при $E_{\mu} \sim 4$ ТэВ, что отражает максимум в спектре рождения фотино в источнике при $E_{\tilde{\gamma}} \sim 20$ ТэВ. В области же $E_{\mu} \gg 20$ ТэВ спектр мюонов от фотино становится степенным: $dJ_{\mu}^{\tilde{\gamma}}/dE_{\mu} \sim E_{\mu}^{-1}$.

спектр мюонов от нейтрино несколько мягче: $dJ_{\mu}^{\nu}/dE_{\mu} \sim E_{\mu}^{-2} \ln E_{\mu}$.

Разница в спектрах мюонов высоких энергий обусловлена разными зависимостями сечений взаимодействий нейтрино и фотино от энергии (см. формулы (I7'), (I7'') и (I8)).

Интегральный поток мюонов на глубине R от взаимодействий фотино с грунтом составляет:

$$J_{\mu}^{\nu} = \int n\sigma_{\tilde{\nu} \rightarrow \mu}(E_{\tilde{\nu}}) R(\chi_2 E_{\tilde{\nu}}) \frac{dJ_{\tilde{\nu}}}{dE_{\tilde{\nu}}} dE_{\tilde{\nu}}. \quad (23)$$

Здесь $\chi_2 = E_{\mu}/E_{\tilde{\nu}}$, а $R(\chi_2 E_{\tilde{\nu}})$ определяется выражением (9). Отметим также, что как и в случае с нейтрино, имеет место пороговая энергия E_0^{μ} , выше которой величина $R(E)$ становится постоянной (R_0), и при дальнейшем увеличении энергии эффективно "работает" R_0 (толщина грунта над установкой), т.е.

$$J_{\mu}^{\nu} = \int_{E_{\min}^{\tilde{\nu}}}^{E_0^{\tilde{\nu}}} n\sigma_{\tilde{\nu} \rightarrow \mu}(E_{\tilde{\nu}}) R(\chi_2 E_{\tilde{\nu}}) \frac{dJ_{\tilde{\nu}}}{dE_{\tilde{\nu}}} dE_{\tilde{\nu}} + R_0 \int_{E_0^{\tilde{\nu}}}^{E_{\max}^{\tilde{\nu}}} n\sigma_{\tilde{\nu} \rightarrow \mu}(E_{\tilde{\nu}}) \frac{dJ_{\tilde{\nu}}}{dE_{\tilde{\nu}}} dE_{\tilde{\nu}}. \quad (24)$$

С учетом ожидаемой интенсивности пучка фотино от Cyg X-3 (см. выражения (I), (2), (6), (I4)) для потока мюонов, используя выражения (I7'), (I7'') и (I9), имеем

$$J_{\mu}^{\nu}(R_0) \approx \eta \begin{cases} 10R_{05} - 0,17 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & E_{\text{abs}}^{\mu} > E_0^{\mu}; E_{\text{abs}}^{\mu} > E_{\text{max}}^{\mu}, \\ 0,36R_{05} \ln \left[\left(\frac{6E_{\text{abs}}^{\mu}}{T_{9B}} \right)^{5/2} + 1500 \right] - 0,17 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & E_0^{\mu} \leq E_{\text{abs}}^{\mu} < E_{\text{max}}^{\mu}, \\ \ln \left[1 + 1,41 \left(\frac{E_{\text{abs}}^{\mu}}{T_{9B}} \right) \right] \ln \left[\left(\frac{6E_{\text{abs}}^{\mu}}{T_{9B}} \right)^{5/2} + 1500 \right] \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, & E_{\text{abs}}^{\mu} \leq E_0^{\mu}, \end{cases} \quad (25)$$

где $R_{05} = R_0/10^5$ см в.э., а коэффициент η определяется сечением взаимодействия фотино (см. выражения (I7') и (I7'')):

$$\eta = \begin{cases} 1,4 \cdot 10^{-19} & \text{при } \sigma_{\text{tot}} = 3 \cdot 10^{-34} \left(\frac{E}{T_{9B}} \right) \text{ см}^2, \\ 2,3 \cdot 10^{-17} & \text{при } \sigma_{\text{tot}} = 5 \cdot 10^{-32} \left(\frac{E}{T_{9B}} \right) \text{ см}^2. \end{cases}$$

На рис.3 наряду с потоками мюонов от нейтрино, приведены ожидаемые потоки мюонов от фотино, испускаемых Cyg X-3 . Кривая (2) соответствует значению сечения взаимодействия фотино (I7''), а кривая (3) - (I7'). Как видно из рисунка, при значении сечения взаимодействия фотино (I7'') ожидаемый поток мюонов от ν и $\tilde{\nu}$, испускаемых Cyg X-3 , одного порядка и ведет себя одинаково с увеличением глубины до $R \approx 10^4$ м в.э. Далее, с увеличением глубины (или угла наблюдения) поток μ от $\tilde{\nu}$ резко падает в отличие от потока μ от ν , что обусловлено тем, что для таких глубин фотино соответствующих энергий поглощаются в грунте. Существенно разные зависимости потоков мюонов от фотино и нейтрино при больших глубинах обусловлены тем, что при энергиях $E > 100$ ТаВ сечение взаимодействия нейтрино растет с энергией логарифмически, в то время как сечение взаимодействия фотино пропорционально E во всем энергетическом интервале (см. рис. I).

На рис.3 приведены также потоки мюонов, генерируемых в атмосфере от гамма-квантов, испускаемых Cyg X-3 и от космических лучей (КЛ).

Интегральный спектр мюонов от первичных гамма-квантов от

Суд X-3 можно представить в виде (см. [34]):

$$J_{\mu}^x(R_0) \approx 7,25 \cdot 10^{-19} \frac{\ln[710(\exp(0,36R_{05})-1)]}{0,71(\exp(0,36R_{05})-1)} (Z_{\max}^i + 0,16 Z_{\max}^2 + 3,31 \cdot 10^3 \frac{\ln(Z_{\max}^3/L_g)}{0,71(\exp(0,36R_{05})-1)}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (26)$$

где $Z_{\max}^i = \frac{\lambda_R}{2\pi} \ln \left[\frac{E_{\max}}{\ell_i \cdot 0,71(\exp(0,36R_{05})-1)} \right]$; $E_{\max} = 10^5$ ТэВ;
 ℓ_i - доля, энергии, уносимая мюном при рождении ($\ell_1 \approx 2$; $\ell_2 \approx 6$;
 $\ell_3 \approx 1,67$).

Для определения потока атмосферных мюонов от космических лучей на глубине R_0 использовались результаты работы [28]. На рис.3 приведен этот поток для значения углового разрешения мюонных детекторов $\delta\theta = 1^\circ$ ($\Delta\Omega = 9,6 \cdot 10^{-4}$) (см. [34]):

$$J_{\mu}^{at}(R_0) \approx 1,05 \cdot 10^{-10} [\exp(0,36R_{05})-1]^{-2,7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (27)$$

4. Обсуждение результатов

Из-за слабого взаимодействия нейтрино и фотино с веществом их экспериментальное исследование представляется возможным лишь в глубоко подземных (или подводных) установках путем регистрации вторичных мюонов - продуктов взаимодействий с грунтом. Вместе с тем, существует фон, обусловленный мюонами как от взаимодействия первичных гамма-квантов от дискретного источника, так и от взаимодействий космических лучей с атмосферой. При этом,

если фон от космических лучей можно подавить, улучшая угловое разрешение регистрирующей аппаратуры ($N_{\text{back}} \sim (5\theta)^2$), то от фона от первичных гамма-квантов, как и от фона космических лучей, можно существенно избавиться, устанавливая регистрирующую аппаратуру на больших глубинах. Это обусловлено тем, что спектры фоновых мюонов значительно мягче, чем спектры мюонов от нейтрино и фотино. Это видно из рис.3, откуда следует, что фон, обусловленный указанными причинами, становится меньше потоков от нейтрино и фотино при глубинах $R \gg 10^4$ м в.э. На рисунке около оси абсцисс указаны глубины крупнейших существующих (IMB) и планируемых установок (MASCRO и DUMAND). Из рисунка следует, что при регистрации мюонов в вертикальном направлении глубины этих установок еще недостаточны для существенного подавления фона. Поэтому для регистрации нейтрино и фотино предпочтительными являются большие зенитные углы наблюдения. Это утверждение более наглядно следует из рис.4, на котором представлены зависимости потоков мюонов от трех компонентов нейтрального излучения (γ , ν , $\tilde{\gamma}$) дискретного источника от глубины детекторов мюонов. Из рис.4 видно, что "рабочей" областью при регистрации гамма-квантов для указанных установок являются $\theta < 60-80^\circ$, а для регистрации фотино и нейтрино - $\theta > 60^\circ$. Следует обратить внимание, что при допущенных предположениях о спектре генерации фотино в источнике и о характере взаимодействия фотино с грунтом, поток μ от $\tilde{\gamma}$ при малых глубинах $R < 10^4$ м в.э. (или при малых зенитных углах) того же порядка, что и поток μ от ν , но существенно уступает потоку атмосферных мюонов

от первичных фотонов. При больших же глубинах ($R > 10^4$ м в.э.) потоки мюонов от $\bar{\nu}$ и ν становятся больше потока μ от γ . Но при очень больших глубинах фотино начинает поглощаться, и по этой причине "рабочей" областью регистрации фотино является весьма узкий диапазон глубин (или зенитных углов).

Для выяснения "рабочих" областей регистрации мюонов от тех или иных частиц необходим анализ количественных критериев, а именно, большое значение отношения сигнал/шум ($S/n \sim \frac{N_s}{\sqrt{N_{back}}}$) при разумной статистике событий (напр., $N_s = 10$).

На рис. 5а, б, в приведены зависимости отношения

$$\varphi = \frac{s \cdot t}{m^2}, \quad (28)$$

где s - площадь регистрации; t - время экспозиции; $m = \frac{N_s}{\sqrt{N_{back}}}$ - заданное количество "сигма".

Отметим, что при определении этой величины для данного сорта нейтральных частиц фон состоит помимо атмосферных мюонов от КЛ, также и из мюонов от двух других типов нейтральных частиц. Например, при регистрации нейтрино сигналом является

$$N_s = J_{\mu}^{\nu} \cdot s \cdot t, \quad (29)$$

а фоном является

$$N_{back} = J_{\mu}^{\alpha\beta} \cdot s \cdot t \cdot \Delta\Omega + (J_{\mu}^{\bar{\nu}} + J_{\mu}^{\nu}) \cdot s \cdot t. \quad (30)$$

Аналогично определяются величины N_s и N_{back} и для других частиц. Отметим еще раз, что в расчетах при определении фона мюонов от КЛ для углового разрешения мюонных детекторов предполагалось значение $\delta\theta = 1^\circ$ ($\Delta\Omega = 9,6 \cdot 10^{-4}$).

Из рис. 5а, б, в следует, что с точки зрения регистрации гамма-квантов с помощью мюонов предпочтительными являются малые глубины установок и малые углы наблюдения. Для нейтрино же наиболее выгодными являются очень большие глубины (или для существующих и планируемых установок углы ($\theta \geq 80^\circ$)). И, наконец, для регистрации фотино разумными являются лишь узкая область глубин ($10^4 - 10^5$ м в.э.) или для существующих установок $\theta \sim 80 - 90^\circ$.

Следует отметить, что области, указанные на рис. 5а, б, в являются необходимыми, но еще недостаточными для условия регистрации первичных нейтральных частиц. Эти области в действительности значительно могут сужаться дополнительным условием статистической обеспеченности. Это видно на рис. 6а, б, в, где показаны зависимости величин $s \cdot t$ от глубины, определяемые двумя условиями:

а) $m = 5\sigma$ и б) $N_s = 10$. Штрихованные области определяются одновременным выполнением этих условий. Например, из рис. 6б видно, что при углах наблюдения $\theta \geq 80^\circ$ на установке ДЮМАНД ($s \approx 10^9$ см²) на уровне 5σ можно обнаружить нейтрино (≥ 10) от CyrX-3 за время наблюдения $\sim t \geq 0,3$ года. Для выделения же сигналов от фотино при таких же условиях необходимо наблюдать источник под углами $\theta \sim 70-80^\circ$ за время наблюдений $\sim t \geq 3$ года. С учетом малого пребывания источника в этом конусе углов реальное время намного увеличивается. Поэтому, очевидно, для регистрации фотино нужны установки со значительно большей эффективной площадью чем планируется площадь регистрации мюонов

установки ДЮМАНД. Это, по-видимому, задача не ближайшего будущего, однако в случае реализации таких установок в будущем откроется уникальная возможность экспериментально обнаружить и исследовать взаимодействие фотоно сверхвысоких энергий с веществом (если такая частица, конечно, существует).

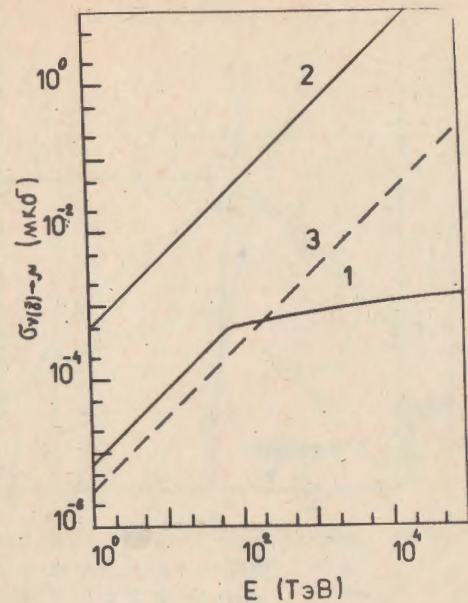


Рис. 1

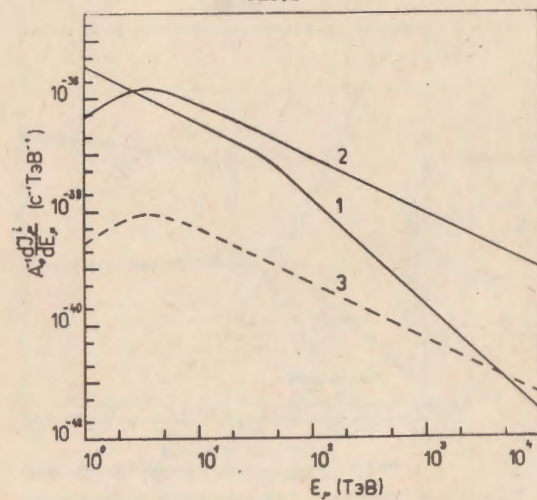


Рис. 2

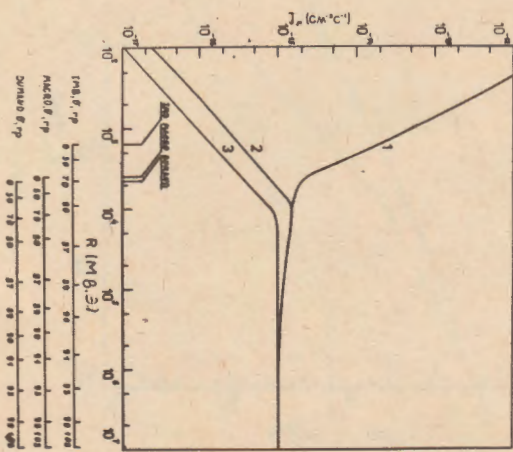


FIG. 4

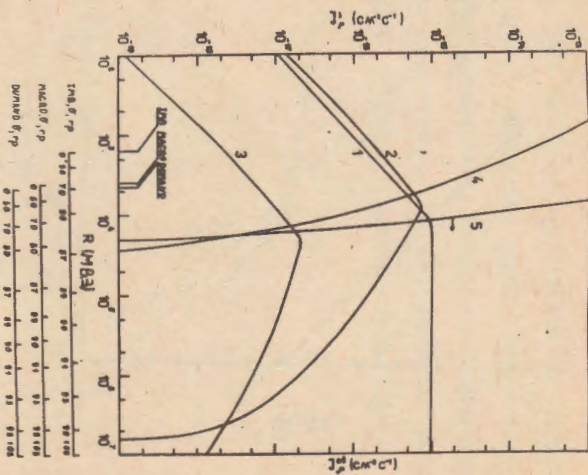


FIG. 3

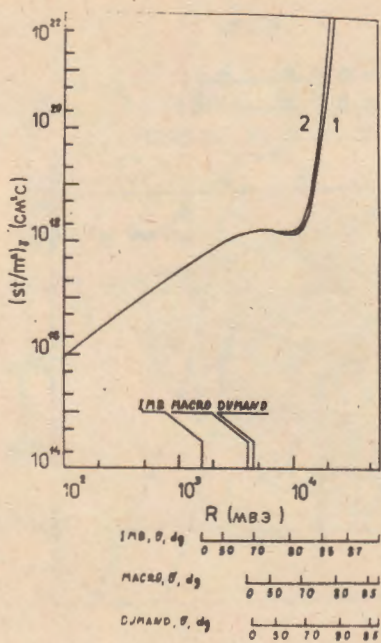


FIG. 5a

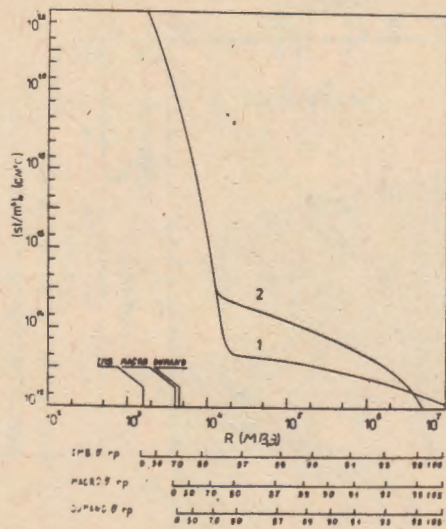


FIG. 5b

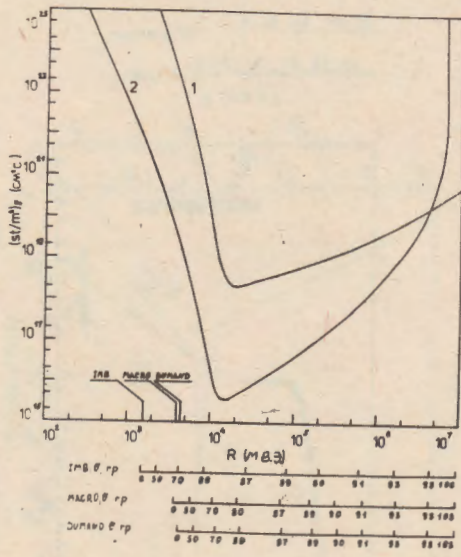


Рис. 5в

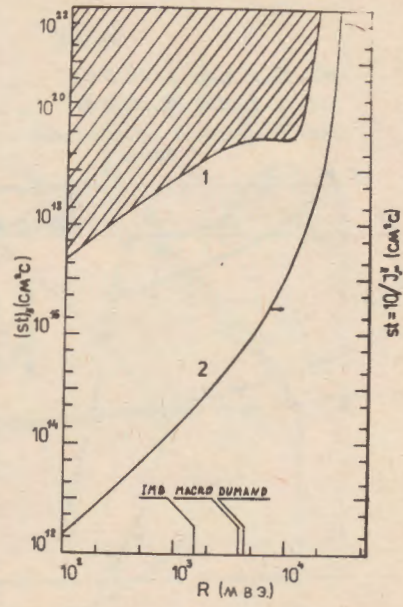


Рис. 6а

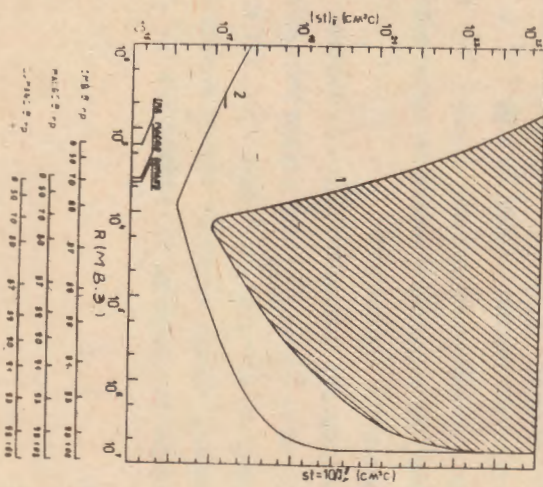


Рис. 6б

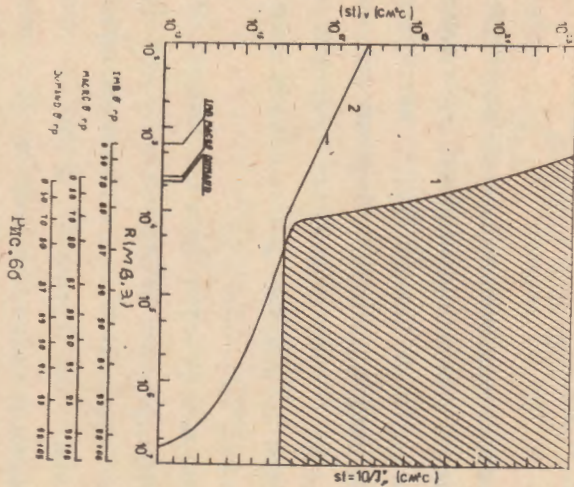


Рис. 6в

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Сечения образования мюонов от взаимодействия нейтрино (кривая 1) и фотино (кривая 2,3), определяемые выражениями (18), (17^{''}) и (17⁺)
- Рис.2 Дифференциальный поток подземных мюонов от нейтрино (кривая 1) и фотино (кривые 2,3), испускаемых $Cy\gamma X-3$. Цифры 2,3 означают разное сечение взаимодействия фотино (17^{''} и 17⁺)
- Рис.3 Интегральный поток подземных мюонов, обусловленный как взаимодействием нейтрино и фотино от $Cy\gamma X-3$ с грунтом (кривые 1-3), так и взаимодействием гамма-квантов с атмосферой (кривая 4). Кривая 5 - поток мюонов от взаимодействия космических лучей с атмосферой ($\delta\theta = 1^\circ$)
- Рис.4 Интегральный поток подземных мюонов от взаимодействия пучка нейтральных частиц от $Cy\gamma X-3$ с грунтом. Кривая 1 - суммарный поток: кривая 2 - поток мюонов от нейтрино и фотино с сечением взаимодействия (17^{''}); кривая 3 - от нейтрино.
- Рис.5 Зависимость величины $\frac{s \cdot t}{m^2}$ от глубины, определяемая условием $\frac{s \cdot t}{m^2} = \left(\frac{J_s^2}{J_{back}^2}\right)^{-1}$ для случая взаимодействия гамма-квантов (рис.5а), нейтрино (рис.5б) и фотино (рис.5в). Цифры у кривых означают разное сечение взаимодействия фотино (см. формулы 17⁺ - кривая 1 и 17^{''} - кривая 2)

Рис.6 Зависимость величины $s \cdot t$ от глубины для условий:

- а) сигнал/шум $\sim \frac{N_s}{\sqrt{N_{back}}} = 5$ (кривая 1); б) $N_s = 10$ (кривая 2). Штриховая область определяет допустимые значения величины $s \cdot t$, удовлетворяющие этим условиям. Сечение взаимодействия фотино бралось из (17^{''}). Рис.6а соответствует случаю взаимодействия γ -квантов; 6б - нейтрино; 6в - фотино.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Владимирский Б.М. и др. Мощный галактический источник жесткого излучения Лебедь X-3. УФН, 1985, т.145, с.255.
2. Мак-Кьин П.К., Уикс Т.К. Космические лучи от Лебеда X-3. В мире науки, 1986, № I, с.14.
3. Hillas A.M. Is Cygnus X-3 a Monoenergetic 10^{17} eV Accelerator? - Nature, 1986, vol.318, p.642.
4. Marshak M.L. et al. Evidence for Muon Production by Particle from Cygnus X-3. - Phys.Rev.Lett., 1985, vol.54, p.2079
5. Dettore B. Piazzoli Cygnus X-3 Muon Signal in the NUSEX Experiment. - Prepr. INFN-LNF-87/1(P), 1987.
6. Stanev T., Gaisser T.K., Halzen F. Muons in Gamma-Shower from Cygnus X-3? - Phys.Rev.D, 1985, vol.32, p.1244.
7. Rudick K. Model for the Underground Muons Associated with Cygnus X-3. - Phys.Rev.Lett., 1986, vol.57, p.531.
8. Dar A. Can Neutrinos from Cygnus X-3 be Seen by Proton Decay Detectors. - Phys.Lett., 1985, vol.159B, p.205.
9. Stanev T., Vankov Ch.P. Muons in Gamma Showers. - Prepr. MAD/PH/ 253, 1985.
10. Oyama Y. et al. Search for High-Energy Muons from Cygnus X-3. - Phys.Rev.Lett. 1986, vol.56, p.991.
11. Collins J., Olness F. Strongly Interacting Particles from Cygnus X-3. - Prepr. IIT-TH-86-39, 1986.
12. Chardin G., Gerbier G. Cygnus X-3 at High Energies. To be or Not to be. - Prepr. DPhPE 85-10, 1985.
13. Hillas A.M. Anomalous Features of Showers Produced by Radiation from Cygnus X-3 and Other Point Sources. - 20th ICRC Moscow, 1987, vol.2, p.362.
14. Samorski M., Stamm W. Detection of 2×10^{15} to 2×10^{16} eV Gamma Rays from Cygnus X-3. - Ap.J. 1983, vol.L17, p.268.
15. Dingus B.L., Goodman J.H., Gupta S.K. et al. Search for Cygnets from Cygnus X-3 at Energies Above 50 TeV. - Prepr. Cygnus Collaboration, 1987
16. Stenger V.J. Photinos from Cosmic Sources. - Nature, 1985, vol.317, p.411.
17. Thesis Ph.D., Cudell J.R. Experimental Challenges to the Standard Model: A Re-Evaluation. - Prepr. MAD/PH/ 359, 1987.
18. Aharonian F.A., Mamidjanian E.A., Nikolsky S.I., Tuzhik E.I. Primary Gamma-Rays with $E > 10^{15}$ eV: Evidence for Ultrahigh-Energy Particle Acceleration in Galactic Sources. - 19th ICRC, La Jolla, 1985, vol.1, p.255.
19. Балашов В.В., Коротких В.Л., Москаленко И.В. Слоистые ядра в составе первичных космических лучей как источники γ -квантов сверхвысоких энергий. Вестник МГУ, 1987, т.28, с.76.
20. Stepanian A.A. To the Interpretation of the Periods of Gamma-Ray Emission from Cygnus X-3. - 20th ICRC, Moscow, 1987, vol.1, p.262.
21. Berezinsky V.S. Proc. 1979 DUMAND Workshop /Ed. J. Learned Published by Hawaii DUMAND Center, 1979, p.245.
22. Vestrand W.T., Eichler D. On the Ultrahigh Energy Gamma-Rays from Cygnus X-3. - Ap.J., 1982, vol.261, p.251.
23. Stenger V.J. The Production of Very High Energy Photons and Neutrinos from Cosmic Proton Sources. - As.J. 1984, V.284, p.810.

24. Березинский В.С. и др. ДИМАНД: Детектор нейтрино и гамма-квантов? Письма в АЖ, 1986, т.12, с.707.
25. Березинский и др. Лебедь X-3 и фотино. ЯФ, 1986, т.43, с.938.
26. Harrison P.R., Llewellyn Smith C.H. - Hadroproduction of Supersymmetric Particles.-Nucl.Phys., 1983, vol.B213,p.233.
27. Walker T.P., Kolb E.W., Turner M.S. High Energy Neutrinos from Cyg X-3.- Prepr. FERMILAB-Conf-85/99-A, 1985.
28. Dar A., Lord J.J., Wilkes R.J. On the Nature of the High Energy Particles from Cygnus X-3.- Prepr. VTL-PUB-108, 1985
29. Halzen F. Not Understanding Cygnus X-3.- Prepr. MAD/PH/260, 1985.
30. Halzen F., Hikasa K., Stanev T. Particle Physics with Cosmic Accelerators.- Prepr. MAD/PH/ 273, 1986.
31. Kane G.L., Leveille J.P. Experimental Constraints on Gluino Masses and Supersymmetric Theories.- Phys.Lett, 1982, vol.112B, p.227.
32. Fayet P. Scattering Cross Sections of the Photino and the Goldstino (Gravitino) on Matter.- Phys.Lett.,1979, vol.86B, p.272.
33. Дремин И.М., Мадитгожин Д.Т., Саакян В.А. Влияние частиц с тяжелыми кварками на ионизационные кривые каскадов в веществе. ЯФ, 1985, т.41, с.952.
34. Агаронян Ф.А., Саакян В.А. Экспериментальные возможности исследования взаимодействий нейтральных частиц сверхвысоких энергий от "космических ускорителей". I. Фотон. Препринт ВФИ-1075(38)-86, Ереван, 1986.

Рукопись поступила 30 марта 1986 г.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

Ф.А. АГАРОНЯН, В.А. СААКЯН
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИИ ОТ "КОСМИЧЕСКИХ УСКО-
РИТЕЛЕЙ" П. НЕЙТРИНО И ФОТИНО
Редактор Л.П. Мукаян
Технический редактор А.С. Абрамян

Подписано в печать 23/VI-86г. № 03132 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч. изд. л, 1,5 Тираж 299 экз. Ц. 23 к
Зак. тип. № 314 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2