

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-358(16)-79

С.И.НИКОЛЬСКИЙ, В.И.ТУКИШ, Е.Л.ФЕЙНБЕРГ  
А.Ц.АМАТУНИ, Э.А.МАМИДЖАНЫАН, С.Г.МАТИНЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ  
И ЯДЕР КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ  
ЭНЕРГИЯХ  $10^3 - 10^5$  ТЭВ.

(Проект эксперимента АНИ)

ԵՐԵՎԱՆ 1979 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.523.16

С.И.НИКОЛЬСКИЙ\*) Е.И.ТУКИШ\*) Е.Л.ФЕЙНБЕРГ\*)

А.Ц.АМАТУНИ, Э.А.МАМИДЖАНЫН, С.Г.МАТИНЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ И ЯДЕР КОСМИЧЕСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $10^3-10^5$  ТЭВ.

(Проект эксперимента АНИ).

Предлагается и обосновывается уникальный по масштабам эксперимент по комплексному изучению взаимодействий адронов и ядер космического излучения в области энергий  $10^3-10^5$  Тэв. Установка, состоящая из ствольной и периферийной частей и сочетающая электронные и фотоэмульсионные методы регистрации излучения, позволит вести комплексные исследования возникающих при попадании в атмосферу первичных космических лучей адронных и лептонных каскадов с одновременным определением энергии первичных нуклонов и пространственно-энергетических характеристик для вторичных частиц высокой энергии.

Ереванский физический институт

Ереван 1979

---

\*) Ордена Ленина Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР.

ЕФИ-358(16)-79

S.I.HIKOLSKIJ\*, E.I.TUKISH\*, E.L.FEINBERG\*

A.Ts.AMATUNI, E.A.MAMIDZHANYAN, S.G.MATINYAN

INVESTIGATION OF INTERACTIONS OF COSMIC-RAY HADRONS AND  
NUCLEI AT ENERGIES  $10^3 - 10^5$  TEV

The unique wide-scale experiment on the complex investigation of the interactions of cosmic-ray hadrons and nuclei is proposed and founded in the energy range  $10^3 - 10^5$  TeV. To perform the complex studying of hadronic and leptonic cascades arising at the incidence of primary cosmic rays to the atmosphere, a set-up having core and peripheral parts and combining both the electron and emulsion radiation detection techniques is used. The set-up will also make it possible to simultaneously measure the primary nucleons energy, as well as the space-energy characteristics for secondary high-energy particles.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1979

\* P.N.Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences of the USSR

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-358(16)-79

С.И.НИКОЛЬСКИЙ<sup>\*)</sup>, Е.И.ТУКИШ<sup>\*)</sup>, Е.Л.ФЕЙНБЕРГ<sup>\*)</sup>

А.Ц.АМАТУНИ, Э.А.МАМИДЖАНЫН, С.Г.МАТИНЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ И ЯДЕР КОСМИЧЕСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $10^3 - 10^5$  ТЭВ.

(Проект эксперимента АНИ)

<sup>\*)</sup>Ордена Ленина Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР.

Ереван 1979

Исследования взаимодействий адронов на ускорителях и в космических лучах несопоставимы по точностям и достоверности измерений и возможностям целенаправленного поиска. Это исключает дублирование в космических лучах таких измерений, которые можно было бы провести на существующих ускорителях. С другой стороны, в космических лучах возможны исследования при энергиях, существенно превышающих достигнутые современными ускорителями. К этому нужно добавить, что использование встречных пучков в накопителях для достижения наивысших энергий в системе центра масс ограничено выбором сталкивающихся частиц.

Стремление к экспериментам с частицами все более и более высоких энергий вызывает не столь уж наивный вопрос: "А что же дальше?". Оно может быть обосновано теоретическими соображениями и практически иллюстрируется строительством все больших и больших ускорителей. Последнее обстоятельство может оправдать сооружение не одной крупной установки для исследования космических лучей, если хотя бы одна из них смогла подсказать наиболее богатую новой физической информацией область энергий следующего поколения ускорителей.

В настоящее время во многих центрах мира достаточно четко определена программа работ на ближайшие 5-7 лет по сооружению и пуску новых больших ускорителей. Следствием этой программы является вывод, что если отвлечься от немаловажного, по существу, различия нуклон-нуклонных, нуклон-ядерных и пион-ядерных взаимодействий, то исследования взаимодействия в космических лучах должны быть перенесены в область энергий значительно выше  $10^3$  Тэв. Энергетический же интервал  $1 - 10^3$  Тэв сохраняет свою актуальность при изучении нуклон-ядерных и пион-ядерных столкновений, а также взаимодействий мюонов с веществом.

Энергетический интервал  $10^3 - 10^6$  Тэв не нов для экспериментов в космических лучах. Однако, чем выше энергия, тем меньше поток первичных протонов и ядер космического излучения. Для частиц с энергией выше  $10^4$  Тэв он составляет не более  $10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ .

При такой интенсивности и с учетом того, что регистрирующее устройство никак не может быть сделано легче, чем  $1 \text{ т}$  на квадратный метр эффективной площади, не имеет смысла обсуждать возможности экспериментов на спутниках при столь высоких энергиях.

Доминирующий в космических лучах высокой энергии метод изучения неупругих столкновений путем исследования каскада последовательных взаимодействий означает, что получаемая в эксперименте информация содержит в себе данные о широком наборе параметров взаимодействий при различных энергиях. Для анализа полученной таким путем информации необходимы теоретические построения, модельные предположения и систематизированные экспериментальные данные о процессах взаимодействия частиц в широком интервале

энергий от максимально исследуемой до энергии большинства непосредственно наблюдаемых частиц.

Огромные пространственные размеры каскадов электронов и мюонов, т.е. широких атмосферных ливней (ШАЛ), генерированных при вхождении в атмосферу протонов и ядер сверхвысокой энергии позволили применить для исследования ШАЛ в глубине атмосферы установки, состоящие из отдельных, разнесенных на сотни метров друг от друга, детекторов различных заряженных частиц, черенковского и флуоресцентного излучений. Подобные установки регистрируют первичные частицы с энергией вплоть до  $10^8$  Тэв, интенсивность которых  $\sim 10^{-2} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$ . Однако главным недостатком такого подхода является обязательное предположение, что и при  $E = 10^6 - 10^8$  Тэв основными по своей энергетической роли вторичными частицами в процессах генерации адронов являются пионы.

Соответственно такому предположению изучается развитие и поглощение электронно-фотонной и мюонной компонент ливня в атмосфере, когда на опыте измеряют лишь низкоэнергетичную, широко рассеянную часть общего потока этих компонент. Стволы широких атмосферных ливней, где сосредоточены частицы максимальной энергии, являющиеся наиболее близкими потомками первичных и несущие, следовательно, наименее искаженную информацию последних, исследованы лишь при начальных энергиях менее  $10^3$  Тэв. Для больших энергий предполагается такое же соответствие между стволом ливня и наблюдаемой на опыте периферией. Однако уже при энергиях около  $10^3$  Тэв экспериментальные данные о некоторых свойствах стволов ливней плохо согласуются с предположением об определяющей роли пионов в ядерно-каскадной лавине: поглощение потоков энергии в стволах в плотном веществе замедлено по сравнению с

ожидаемым для пионной лавины. Поэтому изучение, на предлагаемой ниже установке, стволов широких атмосферных ливней для первичных энергий вплоть до  $10^6$  Тэв может оказать существенное влияние на интерпретацию экспериментальных данных о широких атмосферных ливнях с первичной энергией  $10^6 - 10^8$  Тэв.

Не меньшее значение для интерпретации данных по ядерно-каскадной лавине и, соответственно, актам множественной генерации при сверхвысоких энергиях может оказать и обнаружение в широком атмосферном ливне каких-либо новых частиц или "лишних", избыточных с точки зрения современных представлений, мюонов, несущих заметную долю энергии первичной частицы. Появление их со средней энергией  $\langle E \rangle$  в количествах, превышающих  $0,1$  Тэв/ $\langle E \rangle$  от полного числа частиц в ливне, наблюдаемом в глубине атмосферы, может привести к заметному занижению энергии первичной частицы, если проводить ее оценку по полному числу частиц в ливне.

Отмеченные проблемы поясняют некоторые особенности нашего предложения о создании новой установки и тех задач, экспериментального решения которых можно на ней ожидать.

Заключая введение, нужно подчеркнуть, что на всех этапах физики высоких энергий ядерно-физические исследования в космических лучах играли рекогносцировочную роль для последующего интенсивного исследования на ускорителях. Так было с открытием пионов, каонов и гиперонов. В космических лучах был качественно установлен целый ряд существенных фактов физики сильных взаимодействий, важность которых стала очевидной в период интенсивного исследования их на ускорителях гораздо позднее, уже в последнее десятилетие. Сюда следует отнести обнаружение в косми-

ческих лучах периферичности столкновений, малого коэффициента неупругости, почти постоянного неупругого полного сечения, его медленного роста, постоянства поперечного импульса в основной массе событий, масштабной инвариантности в образовании частиц наибольших энергий (скейлинг во фрагментационной области по современной терминологии), кластеризации, пассивности быстрых вторичных частиц при пролете через атомное ядро (слабая зависимость коэффициента неупругости от атомного номера).

Все это порождает уверенность, что исследования в космических лучах в области энергий, превышающих энергии ускорителей следующего поколения, в частности, ускорительно-накопительного комплекса (УНК) Института физики высоких энергий в его расширенном варианте, позволят получить новые фундаментальные данные об адронах и их взаимодействии.

#### 1. Общая формулировка физических проблем.

Стремление к исследованиям взаимодействий частиц все более высоких энергий объясняется двумя очевидными физическими причинами - с ростом энергии сталкивающихся частиц появляется возможность генерации частиц больших масс и более высокие энергии налетающей частицы позволят исследовать меньшую по своим линейным масштабам структуру. По существу эти две причины связаны между собой, так как меньшая по линейным размерам структура может быть связана с существованием частиц большей массы и соответствующих полей.

Актуальность задачи перехода к изучению процессов в области  $10^4$  Тэв прослеживается по современным тенденциям развития теории частиц и полей.

Давно опровергнута мысль, доминировавшая четверть века назад, что переход к энергиям, существенно превышающим энергию, достаточную для генерации известных стабильных адронов (т.е. к лабораторным энергиям  $E_{\Lambda} \approx 10 - 60$  Гэв), означает переход к некоторой "асимптотике", где ничего существенного не может быть обнаружено. Исследования на ускорителях при  $E_{\Lambda} \approx 10$  Гэв для лептонов и  $E_{\Lambda} \approx 200$  Гэв для адронов привели к фактическому изучению структуры адронов и к новому этапу в теории частиц — кварк-глюонной квантовой хромодинамики.

Обнаруженные давно в космических лучах свойства пионизационной и фрагментационной частей для адронов, генерируемых в адронных соударениях при  $E_{\Lambda} \approx 0,1$  Тэв, получили широкое дальнейшее развитие в исследованиях на ускорителях и могут быть объяснены в рамках кварк-глюонных моделей взаимодействия адронов.

Осуществляемое в течение последнего десятилетия новое, фундаментального значения развитие теории частиц — создание единых теорий всех полей — неизменно опирается на предположения о существовании не открытых еще частиц большой массы: промежуточный бозон, тяжелые лептоны, "хиггсовские частицы". Массы их оцениваются от 50 до 100–200 Гэв и более. Наивысшие оценки массы промежуточного бозона (300–500 Гэв) связываются с энергией унитарного предела. Ожидается новое семейство частиц с массой в районе  $1-2$  Тэв, которые могут быть довольно частыми в космических лучах.

Исследования в области космических лучей при  $E_{\Lambda} \sim 10^2 - 10^3$  Тэв уже давно выявили аномалии, соответствующие возможности генерации частиц таких масс, — аномалии в развитии ШАЛ и в затухании

лавин высокой энергии в тяжелом веществе, появление сверхтяжелых кластеров и т.п. Такие исследования интенсивно развиваются и вступили в стадию, когда в ближайшие годы мы можем ожидать от них более определенных количественных результатов.

Однако через несколько лет начнут вступать в строй ускорители с эквивалентной энергией  $10^2 - 10^3$  Тэв, которые способны в этой области энергии дать несравненно более полные и детализированные результаты. Поэтому и стоит вопрос о переносе центра тяжести исследований в космических лучах в область  $E_{\Lambda} \approx 10^4$  Тэв.

Развитие единой теории всех полей, тесно связанное с теориями типа квантовой хромодинамики, ставит острый вопрос о существовании еще более тяжелых частиц, в частности, тяжелых кварков, что эквивалентно еще более глубокому проникновению в структуру адронов.

Такие частицы могут генерироваться только в космических лучах — следующее поколение ускорителей, с эквивалентной энергией  $10^4 - 10^5$  Тэв, вряд ли появится ранее, чем к началу следующего века. Возможности обнаружить проявления этих частиц в космических лучах существуют. Например, изучение аномалий развития ШАЛ, изучение структурных ШАЛ, которые связываются с передачей очень больших поперечных импульсов, что в рамках развиваемых единых теорий соответствует участию во взаимодействиях частиц очень большой массы.

Хотя экспериментально установленный спектр масс адронов достиг 10 Гэв, все же наилегчайшие из них — пионы, сохраняют свое количественно выделенное положение среди вторичных частиц в актах множественной генерации при всех детально исследованных энергиях ( $\approx 10$  Тэв). Наиболее простое физическое объяснение

этого факта можно искать в статистических моделях процесса множественной генерации. Однако все такие модели тем лучше должны соответствовать реальности, чем выше энергии сталкивающихся частиц, чем больше массы образующихся при столкновении кластеров. С такой точки зрения для исследования процессов множественного рождения существенным является не рождение частицы вблизи ее энергетического порога генерации, а роль тех или иных частиц в акте множественной генерации при энергиях, значительно выше пороговых, например, для промежуточных бозонов при энергиях  $\sim 10^4$  Тэв.

Пространственно-временное рассмотрение акта нуклон-нуклонных взаимодействий - неизбежное следствие наличия структуры и больших лоренц-факторов у сталкивающихся нуклонов. Наиболее прямым подходом к пространственно-временному анализу нуклонных взаимодействий можно считать сопоставление нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных столкновений. Соответствующие эксперименты должны охватывать широкий интервал энергий сталкивающихся частиц, причем нынешняя программа сооружения новых ускорителей, как уже отмечалось, оставляет за космическими лучами энергии выше нескольких Тэв для исследования адрон-ядерных столкновений.

Особое место занимают исследования мюонных взаимодействий. Проблема мюона теперь уже должна рассматриваться как частный случай проблемы тяжелых лептонов. Безусловно интересны взаимодействия при энергиях мюонов, соответствующих унитарному пределу слабых взаимодействий. Единственным источником таких мюонов еще долго будут оставаться космические лучи. (Кстати, эксперименты с другими лептонами при таких высоких энергиях далеки по срокам их осуществления на ускорителях, а эксперименты с тяже-

лыми лептонами, вообще, проблематичны из-за их короткого времени жизни.) Изучение процессов рождения групп мюонов (двойки, тройки и т.д.), их зависимость от массы группы и поперечного импульса при энергиях в сотни Тэв послужит важным способом проверки представлений кварк-глюонной картины взаимодействия.

## II. Ближайшее будущее ускорителей.

Несопоставимость интенсивностей ускоренных в лаборатории частиц и частиц космического излучения, заранее известные в ускорительных экспериментах природа и энергия частиц, взаимодействующих с мишенью в заданном месте, - все это, естественно, выводит за границы разумного постановку в космических лучах таких экспериментов, которые возможны на ускорителях.

В таблице I приведены некоторые характеристики ускорителей нового поколения.

Таблица I

Характеристики проектируемых ускорителей  
и накопителей протонов

Регион лаборатория.	Установка, год запуска.	$E_d$ , Тэв.	$E_{ц}$ , Тэв.	$E_{лэв.}$ , Тэв (с покоящимся протоном).
1. Европейский центр иссле- дований, ЦЕРН, [1].	LSR, $P\bar{P}$ , (Large Storage rings), 1981.	0,27	0,54	$1,5 \cdot 10^2$
2. США, Батавия, FNAL [2], [2a]	Doubler, P, 1982. TEVATRON, $P\bar{P}$ , 1985?	1,0	-	-
		1,0	2,0	$2,0 \cdot 10^3$
3. США, Брукхейвен, NAL [2a], [3].	ISABELLE, $P\bar{P}$ , 1982. ISABELLE, $P\bar{P}$ , 1984? ISABELLE, $P\bar{P}$ , 1990?	0,4	0,8	$3,2 \cdot 10^2$
		0,8	1,6	$1,3 \cdot 10^3$
		2,0	4,0	$8,0 \cdot 10^3$
4. СССР, ИФВЭ, оценки по [4]	P, 1988? УНК, $P\bar{P}$ , 1990?	3,0	-	-
		3,0	6,0	$1,8 \cdot 10^4$

Как следует из табл. I, создаваемые ускорители и накопители протонов к 1985 г., по-видимому, охватят область энергий  $5 \cdot 10^2 - 10^3$  Тэв. Следовательно, эксперименты в космических лучах должны проводиться в более высокой энергетической области - по крайней мере, на один порядок, где несравнимо малая по отношению к ускорителям интенсивность событий - более чем на четыре порядка (по нашим оценкам, на предполагаемом экспериментальном комплексе ожидается около  $10^4$  соб/год с энергией  $E > 10^4$  Тэв) - в большой мере компенсируется недостижимой на ускорителях энергией.

В то же время уместно еще раз подчеркнуть, что изучение нуклон-ядерных неупругих столкновений, пион-ядерных взаимодействий и взаимодействий мюонов с веществом в области энергий выше 10 Тэв еще долго будет оставаться прерогативой только космических лучей.

## III. Первичное космическое излучение.

Первичное излучение рассматривается здесь прежде всего с точки зрения интенсивности и состава тех первичных частиц, которые считаются ответственными за адрон-ядерные взаимодействия. Вместе с тем противоречивость данных о потоке первичных частиц в области энергий более  $10^5$  Тэв указывает, по-видимому, на существенное отличие реальной картины множественной генерации частиц от считающейся общепринятой.

В интересующем нас интервале энергий  $10^3 - 10^6$  Тэв все сведения о первичном космическом излучении получены путем изучения ША<sub>л</sub> и неминуемо приходится делать определенные предположения о различных возможных моделях образования и развития ливня.

Поэтому разумней рассматривать более широкий интервал энергий, включающий и область  $E=1 - 10^3$  Тэв, где данные косвенных исследований по спектрам ливней могут быть сопоставлены с прямыми измерениями на границе атмосферы.

Данные об энергетическом спектре первичных частиц в интервале энергий  $10^{-1} - 10^8$  Тэв в том виде, как они даны в большинстве оригинальных работ, приведены на рис. I. Как видно, результаты разных авторов весьма отличаются как по абсолютной интенсивности потока первичных частиц данной энергии; так и по энергетической зависимости этой интенсивности. При этом нужно учесть следующее обстоятельство.

Косвенный характер исследования должен приводить к усредненному отражению энергетического спектра первичного космического излучения в наблюдаемых на опыте распределениях ливней по числу частиц. Поэтому резкие немонотонные изменения в энергетическом спектре первичного излучения могут остаться незамеченными. Однако наблюдаемая изотропия космического излучения и сложившаяся картина распространения космических лучей в Галактике и за её пределами не дают оснований предполагать наличия резких аномалий в спектре первичного космического излучения. Ввиду этого пеструю картину рис. I правильнее заменить более монотонной усредненной зависимостью.

В области энергий ниже  $10^3$  Тэв результаты измерений на спутниках [5], баллонах [6] и путем исследования спектра широких атмосферных ливней [7] могут быть удовлетворительно согласованы между собой.

При больших энергиях имеются существенные противоречия. Если считать, что при переходе от энергий  $\sim 10^3$  Тэв к более

высоким отсутствуют серьезные, определяющие структуру ливня, изменения элементарного акта, то показатель  $\chi$  энергетического спектра первичного излучения  $F(>E) = AE^{-\chi}$  увеличивается. Однако величина этого изменения получается различной в зависимости от типа экспериментальной установки. Установки "центрального типа", детально измеряющие характеристики ливня на расстояниях от оси ливня менее 100 м, дают величину изменения показателя  $\chi \approx 0,5$ . Большие установки, преимущественно регистрирующие частицы на периферии ливня, приводят к значениям показателя  $\chi \approx 2$  в интервале энергии  $10^4 - 10^7$  Тэв. В целом, сейчас можно обсуждать три аппроксимации энергетического спектра во всем диапазоне первичных энергий (рис. I).

Наиболее вероятный, по современным данным, спектр (рис. I, б) по своему показателю при энергиях выше  $10^4$  Тэв соответствует экспериментальным данным, получаемым на больших установках для исследования широких атмосферных ливней, и, что особенно важно, соответствует почти безмодельным оценкам энергии первичных частиц по измерениям черенковского излучения ШАЛ вблизи энергий  $\sim 10^{18}$  эв.

Оговорка "почти" означает отсутствие новых, неизвестных процессов, приводящих к передаче существенной доли энергии первичной частицы вторичным, генерирующим обычные адроны и электронно-фотонные каскады с сечением, в несколько раз меньшим геометрического, для ядер атомов воздуха.

Оптимальная аппроксимация несколько расходится по величине показателя  $\chi$  с результатами по "центральному" установкам. Это расхождение может быть устранено изменениями параметров элементарного акта при энергии взаимодействующих нуклонов выше  $10^3$  Тэв

или какими-то пока не наблюдаемыми нерегулярностями в структуре широких ливней. Однако, если принимать во внимание что-то еще не обнаруженное на опыте, то допустима аппроксимация спектра с постоянным показателем  $\gamma \approx 1,75$ . Правда, это "что-то еще не обнаруженное" должно уносить половину энергии первичной частицы при  $E \sim 10^6$  Тэв, которая не передается в электронно-фотонную компоненту ливня на протяжении почти всей атмосферы и не увеличивает поток мюонов низких энергий. Исключить такую возможность нельзя: стволы ливней с первичной энергией около  $10^6$  Тэв пока не изучались, а число новых частиц с различными свойствами продолжает расти.

По-видимому, не более вероятен вид спектра с двумя "изломами": такой спектр не может быть одновременно согласован по абсолютной интенсивности в двух экспериментально известных точках: при  $E \sim 10^3$  Тэв и  $E \sim 10^6$  Тэв.

Кроме того, наличие излома вблизи  $5 \cdot 10^5$  Тэв не подтверждается на больших установках [8,9].

Для интерпретации многих экспериментально наблюдаемых явлений в космических лучах с целью выяснения картины элементарного акта не менее важен состав первичного космического излучения. В области энергии выше  $10^2$  Тэв в настоящее время имеются лишь косвенные данные. Выводы работ, доложенных на последней международной конференции, могут быть объединены в виде исключения экстремальных предположений чисто протонного или чисто "железного" состава первичных частиц.

Более определенны выводы работы [10], в которой анализируются флуктуации в развитии ливней. Рис.2 иллюстрирует предпочтительность вывода о "нормальном" составе первичного космического

излучения в области энергий выше  $10^3$  Тэв. Следует отметить, что при  $E > 10^3$  Тэв можно было бы ожидать изменение состава первичного излучения из-за смягчения первичного энергетического спектра частиц при заданной магнитной жесткости. Однако экспериментально это пока не установлено.

В целом область энергий первичного космического излучения  $10^3 - 10^6$  Тэв характеризуется противоречивостью экспериментальных результатов, полученных различными методами, разными авторами. Мы надеемся, что эти противоречия будут устранены при исследовании процессов множественной генерации в неупругих столкновениях адронов. Не менее важно при этом и исследование центральной части (стволов) широких атмосферных ливней при первичных энергиях  $10^5 - 10^6$  Тэв. Такие стволы пока что практически не изучались. Экспериментальные данные о них, вместе с выводами о процессах множественной генерации в этой области, позволят с гораздо большей определенностью установить энергетический спектр первичного космического излучения в области  $10^7 - 10^9$  Тэв.

#### IV. Данные о взаимодействиях адронов с энергией выше 1 Тэв.

Результаты экспериментов в космических лучах позволяют проследить зависимость от энергии различных характеристик акта множественной генерации при неупругих столкновениях адронов и ядер.

Эффективное сечение для неупругих столкновений, возрастающее по ускорительным данным до энергий 2 Тэв, продолжает расти и при больших энергиях. Сравнительно полно представлены данные по сечению  $\sigma_{in}$  неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами

атомов воздуха (см., напр. обзор [11]).

В области энергий 2-50 Тэв экспериментальные значения  $\sigma_{in\ p\ a\ i\ r}(E)$  [12] лучше всего согласуются с пересчитанной по теории Глаубера зависимостью полного протон-протонного сечения  $\sigma_{tot\ p\ p} = 38,4 + 0,5 \ln^2\left(\frac{E}{137}\right)$ . Данные [12] могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\sigma_{in\ p\ a\ i\ r} = 268 + 4,3 \left( \ln \frac{E}{80\Gammaэв} \right)^{1,5} \text{ мб.}$$

Экстраполяция этой зависимости (рис.3) не противоречит оценкам нижней границы величины сечения по поглощению адронов в атмосфере при энергиях выше 1000 Тэв [13] и верхней границы при энергии выше  $10^5$  Тэв, полученной путем анализа флуктуаций в развитии широких атмосферных ливней [14].

Отсутствие скейлинга для эффективного сечения ставит вопрос об отклонениях от скейлинга и других характеристик в актах множественной генерации. На ускорителях обнаружена превышение над ожидаемой для скейлинга множественностью вторичных частиц в пионизационной области.

Рассмотрим, что можно сказать о зависимости множественности вторичных частиц от энергии налетающей частицы в области энергий выше 1 Тэв.

На рис.4 экспериментальные данные, полученные в космических лучах, сопоставляются с двумя зависимостями множественности от энергии -  $\langle n_s \rangle \sim \ln E$ , что соответствует масштабной инвариантности процесса множественной генерации, и  $\langle n_s \rangle \sim E^{1/4}$ , издавна принятой для интерпретации экспериментальных данных о широких атмосферных ливнях. Зависимость, соответствующую строгому выполнению скейлинга, трудно согласовать с экспериментальными данными в области энергий выше 10 Тэв [15-17]. Заштрихованные полосы

[18]

показывают допустимую множественность вторичных пионов из отношения мюонов и электронов в широких атмосферных ливнях [18]. Ширина полосы значительно больше ошибок эксперимента, так как включает в себя неопределенность состава первичного космического излучения и экстраполяции эффективного сечения для неупругих столкновений. Стрелками вверх обозначены результаты анализа развития электронно-фотонных каскадов широкого атмосферного ливня в верхней части атмосферы.

Данные о фрагментационной части вторичных частиц при различных энергиях могут быть извлечены из результатов измерений полных потоков мюонов [18-21] (рис.5) и адронов [23-24] (рис.6) в глубине атмосферы и из анализа ядернокаскадных лавин в калориметрах [22, 25-29] (рис.7). Общий вывод из таких экспериментов: изменение эффективного сечения энергетически выделенных частиц (в области фрагментации) не превышает изменений полного эффективного сечения неупругих столкновений нуклонов и ядер в интервале энергий 1-50 Тэв.

Неизменность парциального коэффициента неупругости  $K_{\nu}$  и пробега поглощения в свинце (рис.7) показывает, что и состав вторичных частиц остается преимущественно пионным. При больших энергиях состав вторичных частиц заметно меняется. Это видно из рис.8, увеличение пробега поглощения  $L$  при переходе к энергиям изначальных частиц  $\sim 100$  Тэв не может быть интерпретировано иначе, как появление среди вторичных каких-то новых частиц, имеющих малое эффективное сечение для неупругих столкновений с ядрами свинца, либо сохраняющих при столкновении большую долю энергии  $K$ , так чтобы пробег поглощения  $L \approx \frac{\lambda_{in}}{K}$  был больше  $1000 \text{ г/см}^2$ . Если эти частицы нестабильны, то их время

жизни больше  $10^{-3}$  сек. Существенно, что эти частицы несут заметную долю энергии адронного каскада (более 20%), что не трудно оценить по "излишней" энергии на большой глубине ионизационного калориметра. Это значительно больше доли энергии первичной частицы, передаваемой всем "не пионам" (кроме лидирующего нуклона) при меньшей энергии. На изменение состава вторичных частиц при сверхвысоких энергиях указывает, по-видимому, и плохая согласованность между мюонной и электронной компонентами ливня (рис. 4).

Увеличение эффективного сечения для генерации новых частиц по мере роста энергии взаимодействия можно связывать с увеличением массы образующихся кластеров и с температурой распада их. В экспериментах, выполненных с мишенью над рентген-эмульсионной камерой [30], определялась масса кластера, который при сферически симметричном разлете может дать наблюдаемое семейство  $\gamma$ -квантов. Таблица II показывает корреляцию между массой кластера и энергией генерирующих адронов. Поскольку экспериментально наблюдаются  $\gamma$ -кванты из фрагментационной части вторичных частиц, то рост массы кластера во фрагментационной части соответствует уменьшению числа энергетически выделенных

$\gamma$ -квантов с ростом энергии взаимодействующего адрона. На это свойство взаимодействий в области энергий выше 100 Тэв указывают также данные о быстром развитии электронно-фотонных каскадов в атмосфере [31].

Было также показано, что рост массы кластеров соответствует и росту поперечных импульсов  $\gamma$ -квантов в семействах, распределение которых может быть описано функцией  $F(P_{\perp}) \sim \exp(-\frac{P_{\perp}}{P_0})$ . Параметр  $P_0$  равен 0,125 Гэв/с, 0,250 Гэв/с и 0,5 Гэв/с в соот-

ветствии с ростом массы кластера.

Вопрос о величине поперечных импульсов частиц, генерируемых в актах множественного рождения, в зависимости от энергии налетающих частиц оказался запутанным. В области энергий до  $\sim 100$  Тэв средняя величина поперечных импульсов очень слабо меняется с ростом энергии [32]. Как было только что отмечено, в некоторых актах множественной генерации при энергиях  $\sim 100$  Тэв средний поперечный импульс возрастает в несколько раз (см. также [32]). Еще большие поперечные импульсы, вплоть до десятков Гэв/с, обнаруживаются при исследованиях широких атмосферных ливней с первичной энергией  $\gtrsim 10^3$  Тэв (рис. 9). Однако по предварительным данным сотрудничества "Памир" [33] в той же области энергий был получен весьма ограниченный рост, не более чем вдвое превышающий средний поперечный импульс.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что систематические экспериментальные данные о взаимодействиях адронов в космических лучах имеются лишь до энергий 100 Тэв. Проводимые в настоящее время исследования с рентген-эмульсионными камерами продолжают этот энергетический интервал по некоторым параметрам до  $10^3$ - $10^4$  Тэв. В целом же область энергий  $10^3$ - $10^5$  Тэв ждет своей очереди.

Таблица П.

Распределение числа зарегистрированных кластеров по массам в зависимости от энергии семейства  $\delta$  - квантов [30].

Масса кластера, Тэв	Энергия семейства, 9 - 15	15 - 30	Тэв 30
2 - 3	73	37	7
20 - 30	12	21	15
200-300	-	-	1

У. Основные действующие и проектируемые установки по исследованию космических лучей.

Существующие и разрабатываемые программы исследований в космических лучах и, соответственно, действующие, создаваемые и проектируемые установки нацелены на весьма широкий круг задач, существенно отличающихся от одного эксперимента к другому. Область исследуемых энергий, равно как и понятие "измеряемая энергия", также весьма различные.

Для сопоставления программ исследования с точки зрения их перекрываемости и дублирования имеет смысл "на одном листе" привести сводку данных действующих и проектируемых экспериментальных установок. Это сделано в таблице Ш, которая составлена по материалам XII-XV Международных конференций по космическим лучам.

Таблица Ш

а) Проводимые эксперименты.

Страна, лаборатория, название эксперимента, установки, Уровень наблюдения, гсм <sup>-2</sup> . Начало измерений.	Методика измерений. Энергетический диапазон, Тэв. Эффективная площадь, м <sup>2</sup> .	Основная направленность, основные проблемы.
1	2	3
<p>I. Ереванский физический институт (СССР). Изучение характеристик пион, протон, нейтрон-ядерных взаимодействий, "ПИОН".</p> <p>г. Арагац, 695. I этап - 1977 г. II этап - 1980 г.</p>	<p>Электронная: ионизационный калориметр, детектор переходного излучения, многонитяные пропорциональные камеры.</p> <p>Регистрация переходного излучения- I-5, ионизационный калориметр - I-50, ШАЛ (II-этап) - IO-500.</p> <p>Калориметр - IO; ШАЛ-500 (II этап).</p>	<p>Ядерно-физическая: сечение неупругого взаимодействия пионов, протонов, нейтронов с ядрами Fe, Pb, C; парциальный и полный коэффициенты неупругости на ядрах Fe, Pb, C. Энергетические спектры пионов, протонов и нейтронов на высотах гор</p>
<p>II. Физический институт им. П. Н. Лебедева (СССР). Исследование ядерных взаимодействий и широких атмосферных ливней, "ШАЛ-АДРОН".</p> <p>Тянь-Шань, 710. I этап - 1966 г. II этап - 1977 г.</p>	<p>Комплексная: ионизационный калориметр, детектор мюонов, сцинтилляционный и газоразрядный годоскоп, рентгеновские пленки.</p> <p>Адрон-ядерные взаимодействия- I-50, ШАЛ - IO-5. IO<sup>3</sup>.</p> <p>Калориметр-36, ШАЛ-200, (II этап - 600)</p>	<p>Преимущественно ядерно-физическая: сечение неупругого взаимодействия протонов с воздухом и адронов с ядрами C и Pb. Парциальный и полный коэффициенты неупругости адронов в свинце, Pb.</p>

I	2	3
<p>III. Сотрудничество Москва-Тбилиси-Душанбе, Алма-Ата-Ташкент-Лодзь-Краков (СССР-Польша), "Памир".</p> <p>Намир, 595.</p> <p>I этап - 1972 г. II этап - 1976 г.</p>	<p>Эмульсионная: рентгеновские пленки, прослоенные свинцом и углеродом толщиной до 2-х ядерных пробегов.</p> <p>Одиночные <math>\gamma</math>-кванты-2-200,</p> <p><math>\gamma</math>-семейства-30-3.10<sup>3</sup>, первичные энергии (оценки)-10<sup>2</sup>-10<sup>4</sup>.</p> <p>Рентгеновские пленки -600</p> <p>Эмульсии-100</p>	<p>Ядерно-физическая: скейлинг, поперечные импульсы, <math>\gamma</math>-семейства; "одиночные" адрон-ядерные взаимодействия.</p>
<p>IV. Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration Университеты Кампинас, Рио-де-Жанейро, Аолме, Токио, Васеда (Бразилия, Япония).</p> <p>г. Чакалтай, 420</p> <p>I этап - 1966г. II этап - 1974г.</p>	<p>Эмульсионная: две стопки ядерных эмульсий со свинцом суммарной толщиной до 22 см и легкого вещества толщиной 0,5 ядерного пробега.</p> <p>Одиночные <math>\gamma</math>-кванты-2-100,</p> <p><math>\gamma</math>-семейства -3-300,</p> <p>первичные энергии (оценка)-10-10<sup>3</sup>.</p> <p>Верхняя камера-44. Нижняя камера -33.</p>	<p>Ядерно-физическая: Поиск новых частиц и взаимодействий нового типа,</p> <p><math>\gamma</math>-семейства</p>
<p>Large-Scale Emulsion Chamber.</p> <p>Университеты Аомари, Сайтама, Токио, Исогама, Осака, Фуджи-сава (Япония).</p> <p>г. Фуджи, 650</p> <p>I этап - 1975г.</p>	<p>Эмульсионная: ядерные эмульсии, прослоенные свинцом толщиной 3-35 см.</p> <p>5.10<sup>1</sup> - 3.10<sup>3</sup>. от 16 до 190.</p>	<p>Ядерно-физическая: множественность, поперечные импульсы, суммарная энергия и продольные размеры семейств <math>\gamma</math>-квантов, корреляции между этими характеристиками.</p>

I	2	3
<p>VI. Университеты Лидс Ноттингем Лондон Дархем (Англия).</p> <p>Нaverah park 1000.</p> <p>I этап - 1962 г. II этап - 1967 г.</p>	<p>Электронная: черенковские детекторы, магнитный спектрометр, детекторы мюонов.</p> <p>Первичные энергии 10<sup>4</sup> - 10<sup>8</sup>.</p> <p>Черенковские детекторы - 580, ШАЛ - 15 . 10<sup>6</sup>.</p>	<p>Космофизическая: продольное развитие ШАЛ, флуктуация в размерах ливня, энергетические спектры мюонов, электронов, первичный энергетический спектр.</p>
<p>VII. Сиднейский Университет (Австралия) Sugar</p> <p>1000.</p> <p>I этап - 1966г. II этап - 1971г.</p>	<p>Электронная: жидкие сцинтилляторы, ливневое устройство.</p> <p>Первичные энергии 2.10<sup>4</sup> - 10<sup>9</sup>.</p> <p>Сцинтилляторы-408, ШАЛ-4.10<sup>7</sup>.</p>	<p>Космофизическая: плотность потока мюонов с энергией <math>\geq 750</math>Мэв, первичный энергетический спектр.</p>
<p>VIII. Институт космофизических исследований и аэронавтики Сибирского отделения АН СССР, НИИЯФ МГУ, ФИАН им. П.Н. Лебедева.</p> <p>г. Якутск, 1000.</p> <p>I этап - 1970г. II этап - 1975г.</p>	<p>Электронная: сцинтилляционные и черенковские детекторы, мюонный детектор, нейтронный супермонитор, регистрация радиоизлучения.</p> <p>Первичные энергии - 10<sup>5</sup> - 10<sup>8</sup>.</p> <p>Сцинтилляторы - 172, черенковские детекторы - 0,76. ШАЛ - 12.10<sup>6</sup>.</p>	<p>Космофизическая: первичный энергетический спектр.</p>
<p>IX. НИИЯФ МГУ (СССР) Установка ШАЛ МГУ</p> <p>г. Москва, 1000.</p> <p>1953г.</p>	<p>Электронная: газоразрядные счетчики, сцинтилляционные и черенковские детекторы, спектрометр мюонов.</p>	<p>Космофизическая: первичный спектр и состав. Ядерно-физическая: множественность, скейлинг.</p>

I	2	3
	Первичные энергии - $10^3 - 10^6$ . ШАЛ- $10^4$	
X. Кильский Университет (ФРГ). Установка ШАЛ в Киле. 1000. I этап - 1965г. II этап - 1976г.	Электронная: сцинтилляционные детекторы, $5 \cdot 10^5$ разрядных трубок Первичные энергии - $10^2 - 10^4$ . ШАЛ - $10^3$ .	Преимущественно космофизическая: первичный спектр и состав; характеристики взаимодействия с ядрами атомов воздуха.
б) Проектируемые эксперименты.		
I. 8 Университетов Японии. Эксперимент Akeno group 900. 1979 г.	Электронная: 500 сцинтилляционных детекторов, мюонные детекторы площадью $600 \text{ м}^2$ . Детекторы черенковского и флюоресцентного излучения. $10^2 - 10^6$ . Калориметр - 100, ШАЛ - $10^6$ .	Преимущественно космофизическая: первичный спектр и состав; характеристики взаимодействия с ядрами воздуха.
II. Университет Ута, США. Эксперимент Fly's Eye 950. I этап - 1974 г. II этап - 1979 г.	Оптическая: регистрация флюоресценции воздуха (60 зеркал диам. 1,5 м). $10^4 \approx 10^9$ . ШАЛ - растет с ростом первичной энергии. $E_0 = 10^9 - 7 \cdot 10^9$ .	Преимущественно космофизическая: первичный спектр и состав, поиски анизотропии; характеристики взаимодействия с ядрами атомов воздуха.

Анализ таблицы показывает следующее:

а) В области энергий  $E. > 10^3$  ТэВ фактически отсутствуют установки целенаправленной ядерно-физической ориентации, т.е. с ярко выраженной центральной "ствольной" частью при наличии также периферийной части, что позволило бы независимо измерять характеристики адронной, ливневой и проникающей компонент взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

б) Во всех экспериментах, как правило (за исключением II), методика измерений не носит комплексного характера - применяются либо электронные, либо эмульсионные методы регистрации и измерений излучения. Между тем комплексные методы регистрации существенно повысят достоверность и информативность получаемых результатов.

#### VI. Задачи дальнейших экспериментов

Здесь целесообразно перечислить ряд вопросов, разрешение которых представляется реальным в ближайшем десятилетии путем экспериментов в космических лучах до создания ускорителей на соответствующие энергии. Существенная ограниченность возможностей связана с большими методическими трудностями эксперимента, в котором необходимо "сочетать несочетаемое": совместить на опыте крайне низкую интенсивность потока частиц с детальностью и большой пространственно-энергетической разрешающей способностью, сопоставить временные наносекундные измерения при помощи электронной аппаратуры с информацией, накапливаемой рентгеновскими пленками в течение года. Все это представляет собой не просто трудности эксперимента, а ограничивает на ближайшее десятилетие исследуемый энергетический интервал энергий до

$E \approx 10^6$  Тэв. При больших энергиях возможны лишь косвенные исследования пространственно-временного распределения мюонов с  $E_{\mu} = 1 - 100$  Тэв или электронно-фотонной компоненты широкого атмосферного ливня. Выявить корреляции между мюонами такой энергии, большей частью электронно-фотонной компоненты и первыми актами неупругого столкновения первичных частиц с ядрами атомов воздуха становится затруднительным, а весь анализ эксперимента приходится вести в рамках большого числа непроверяемых предположений.

Вернемся к задачам эксперимента в области ниже  $10^6$  Тэв. Наиболее общей проблемой может быть сформулирована как исследование энергетических зависимостей характеристик множественной генерации частиц при неупругих столкновениях адронов и ядер. Такая формулировка включает в себя более частные задачи проверки масштабной инвариантности (поиск нарушений скейлинга), также как исследования поперечных импульсов вторичных частиц.

На эксперименте это достигается измерением определенного набора параметров акта неупругого столкновения нуклонов и ядер: энергетического спектра вторичных адронов, энергетического спектра мюонов и  $\gamma$ -квантов, коэффициентов неупругости (тем самым, инклюзивного спектра лидирующего нуклона), множественности вторичных частиц и их состава, распределения поперечных импульсов; а также корреляции между различными параметрами. Для выяснения физической картины множественной генерации при столкновениях адронов необходимо достичь однозначности в интерпретации экспериментальных результатов. Здесь имеются следующие трудности.

При сопоставлении экспериментальных данных с предсказаниями теории или модели процесса множественной генерации достаточно

расхождения значений какого-либо одного параметра для того, чтобы отвергнуть данную модель. Это в общем справедливо, если речь идет о существенном, однозначно определяемом теорией или моделью параметре. Примером несущественного с точки зрения первоначальной модели расхождения является превышение числа вторичных частиц в пионизационной области по сравнению с ожидаемой в предположении скейлинга.

В отличие от негативного заключения подтверждение теоретических предсказаний модели и, тем более, описание новых процессов, требует исследований не одного, а многих параметров (составляющих набор), выявление которых по возможности полно определяет картину взаимодействия. Какие это параметры?

а) Энергетический спектр вторичных частиц исследуется прежде всего для проверки масштабной инвариантности во фрагментационной области (см., напр. [34-35]). Такая проверка не может быть однозначной без знания энергии первичного нуклона, генерирующего взаимодействие, либо без измерения суммарной энергии всех вторичных частиц (рис. 10). Поэтому в эксперименте нельзя ограничиваться рентгено-эмульсионной методикой, измеряющей энергию частиц лишь при энергиях выше нескольких Тэв, а необходимо сочетать её с определением характеристик широкого атмосферного ливня (первичная энергия каскада) и калориметрического измерения энергии всех частиц из последнего акта неупругого столкновения.

б) Полное число вторичных частиц в актах неупругого столкновения позволяет также сопоставить эксперимент с предсказаниями масштабно-инвариантных подходов и моделей акта. Вместе с тем данные о зависимости множественности вторичных частиц от

энергии первичной частицы и флуктуациях множественности помогут прояснить процессы образования кластеров.

в) Исследование полного коэффициента неупругости нуклонов является важнейшей, хотя и трудной задачей. Распределение коэффициента неупругости, то есть инклюзивный спектр лидирующих нуклонов связывается с нарушениями скейлинга, например, в его современной кварково-глюонной интерпретации. При анализе корреляций коэффициента неупругости со множественностью вторичных частиц выясняются связи между различными процессами генерации вторичных частиц.

Изучение распределения коэффициента неупругости в нуклон-ядерных столкновениях различной энергии [28] может сохранить актуальность и в области энергии, достигнутой ускорителями путем встречных протонных пучков, так как позволяет подойти к пространственно-временному рассмотрению акта нуклонных столкновений в его развитии.

г) Состав вторичных частиц в области энергий выше  $10^3 \text{ ТэВ}$  нельзя получить непосредственно в эксперименте с космическими лучами. Приблизительное постоянство состава вторичных частиц — наиболее общая черта различных подходов к интерпретации множественной генерации при неупругих столкновениях адронов. Необходимость хотя бы косвенных исследований состава вторичных частиц следует из ряда указаний на его отличие от ставшего привычным преимущественно пионного состава при меньших энергиях (при энергиях  $< 10^2 \text{ ТэВ}$ ). Дальнейшее изучение этого вопроса возможно путем точного анализа состава широких атмосферных ливней на всех стадиях развития, измерения поглощения ядерно-каскадных лавин в плотном веществе, определения сечений "прямой" генерации

мюонов, выяснения природы пока единичных экзотических актов множественной генерации в обсуждаемой области энергий.

д) Поперечные импульсы вторичных частиц факторизуются не только в теоретических моделях, но и в ряде экспериментов. Наиболее существенно выделить на опыте те частицы, каскады или ливни, которые непосредственно связаны с актами неупругого столкновения при предельно высоких для этого эксперимента энергиях. Одновременно целесообразно различать среди вторичных частиц лидирующие адроны и частицы из пионизационной области. Поперечные импульсы первых могут характеризовать четырехмерный импульс, передаваемый налетающим нуклоном, и массу возбужденного состояния. Большая часть вторичных частиц акта множественной генерации связана, по-видимому, с кластерами и в этом случае получаемые вторичными частицами поперечные импульсы отражают ряд основных параметров кластера (например, при статистической интерпретации явления, температуру разлета кластера).

е) Комплексные исследования ряда параметров неупругих столкновений адронов и сопровождающих столкновение процессов множественной генерации неминуемо включают в себя поисковые задачи ( $\chi$ -бозон, магнитный монополю, чармированные адроны, поиски стабильных и квазистабильных адронов большой массы, тяжелые лептоны, особенности мюонных взаимодействий и др.). В основном решение этих задач лежит в плоскости анализа имеющихся экспериментальных данных. Специально следует отметить лишь поиск тяжелых частиц и тахионов, так как для их поиска нужно предусмотреть временные измерения прихода частиц ливня — запаздывание для тяжелых частиц и опережение для тахионов.

Космофизические аспекты исследования в космических лучах тесно переплетаются с ядернофизическими. Так как для некоторых из перечисленных выше задач необходимо знание природы и энергии первичной частицы, а выяснение картины элементарного акта нуклон-ядерных столкновений в области энергий  $10^3 - 10^5$  Тэв даст надежную основу для связи наблюдаемого спектра широких атмосферных ливней с энергетическим спектром первичных нуклонов и ядер, то существующие неопределенности и противоречия в наших сведениях о составе и интенсивности первичного космического излучения в области энергий  $10^{15} + 10^{19}$  эв. в заметной мере могут быть устранены. Этому безусловно будет способствовать включенный в программу подготовки предлагаемого эксперимента детальный по сравнению с существующим на сегодняшний день, теоретический анализ развития и прохождения через атмосферу ядерного каскада высоких энергий.

#### УП. Предлагаемый эксперимент.

Исходя из сказанного в предыдущих параграфах, можно сейчас привести некоторые принципиальные соображения относительно основных особенностей предлагаемого эксперимента, тех надежд, которые мы связываем с ним, и тех требований, которым должна удовлетворять аппаратура эксперимента.

Отметим, что основные исследуемые проблемы не выходят за рамки ядерно-физического аспекта космических лучей и фактически сводятся к проверке современных теоретических представлений кварк-глюонного описания адрон-ядерных взаимодействий при энергиях выше 10 Тэв и вплоть до  $10^6$  Тэв.

Перечислим эти проблемы:

- а) исследование инклюзивных спектров частиц, генерированных в адрон-ядерных столкновениях;
- б) исследование корреляций в процессах множественной генерации частиц;
- в) исследование масштабной инвариантности во фрагментационной и пионизационной частях;
- г) исследование распределений взаимодействий по коэффициентам неупругости  $K$  и  $K_{\chi}$ , в том числе зависимости величины  $\langle K \rangle$  от энергии;
- д) исследование распределений поперечных импульсов во фрагментационной части вторичных частиц, в частности, изучение событий с аномально большими перпендикулярными импульсами;
- е) исследование распределений поперечных импульсов в пионизационной части вторичных частиц, множественности, полных неупругих сечений;
- ж) изучение генетически связанных струй с большими поперечными импульсами в широких атмосферных ливнях;
- з) исследование изменений состава вторичных частиц во взаимодействиях при энергиях  $E \gg 10$  Тэв;
- и) изучение процессов генерации мюонов через быстро распадающиеся частицы - "прямая генерация", наблюдение групп мюонов, изучение характеристик их образования, масс и поперечных импульсов.

Эти проблемы в сильных взаимодействиях при высоких энергиях определяют ядерно-физическую направленность намечаемого эксперимента.

Сюда же можно отнести поисковые задачи:

к) поиск частиц с массами, значительно превышающими массу нуклона, и выяснение их роли в процессах множественной генерации;

л) поиск кварков, генерированных во взаимодействиях в атмосфере;

м) поиск аномальных взаимодействий мюонов с энергией

$$E_{\mu} = 10 + 100 \text{ Тэв};$$

н) традиционный поиск магнитных монополей и тахионов.

Помимо этого, определенно будут получены новые данные и в космофизическом аспекте космических лучей при энергиях  $10^3 - 10^5$  Тэв - по энергетическому спектру и химическому составу первичных частиц.

Такой, достаточно широкий, перечень проблем предполагает комплексное исследование различных характеристик взаимодействия и, прежде всего, выявления их корреляций.

Можно показать (см., напр., [36]), что при энергиях  $E > 10^2$  Тэв изучение одиночных адрон-ядерных взаимодействий становится в определенной мере бессмысленным из-за малой статистической обеспеченности. Иными словами, эксперимент с описанным выше (или подобным) кругом задач, если он проводится в глубине атмосферы, представляет из себя комплексное исследование широких атмосферных ливней. Естественно, из-за статистических соображений, прежде всего связанных с событиями с высокоэнергетичными адронами ( $E \geq 100$  Тэв), необходимо проводить измерения на высотах гор, и чем выше, тем желательнее.

Измерение ШАЛ, фактически, есть эксклюзивный эксперимент с толстой мишенью, где мишень - слой атмосферы от уровня наблюдения до границы атмосферы (толщиной на горах  $(8 + 10) \lambda_{in}$ )

Основным требованием к аппаратуре, на которой осуществляется всестороннее изучение ШАЛ в ядерно-физическом аспекте, является необходимость сочетания двух установок - центральной, ствольной части для исследования пространственно-энергетических и множественных характеристик высокоэнергичной адронной и проникающей компонент, а также параметров электронно-фотонной компоненты вблизи ствола ШАЛ и периферийной части для измерения распределения частиц на больших расстояниях от ствола и для определения полного числа частиц в ливне. При этом получаемые точности должны быть сопоставимы, а в некоторых случаях близки к ускорительным. Ввиду этого, энергия первичного протона или ядра, инициирующего исследуемый ШАЛ, не может превышать  $10^6$  Тэв.

Предлагаемый эксперимент АНИ (адронные наземные исследования) намечается провести на высокогорной станции "Арагац" Ереванского физического института на высоте 3250 м над уровнем моря. На рис. II приведен вид станции. Там же прямоугольником отмечена территория, где предполагается соорудить экспериментальный комплекс. Он будет состоять из ливневого устройства, а также систем, которые можно определить как детекторы частиц высоких энергий и детекторы для поисковых задач.

Горизонтальный и вертикальный разрезы установок приведены на рис. I2-I3. Блок-схема сбора и обработки данных дана на рис. I4.

### УШ. Основные характеристики установки АНИ

Основной особенностью центральной части установки эксперимента АНИ является сочетание эмульсионных и электронных методов регистрации каскадов высокой энергии на большой площади. Указан-

ное сочетание, придающее установке уникальный характер, позволит получить более точную и более полную информацию о пространственно-угловых, энергетических и множественных характеристиках взаимодействий адронов высоких энергий, семейств  $\gamma$ -квантов, мюонов и корреляций между характеристиками.

Установка будет содержать:

- а)  $\gamma$ -блок для регистрации отдельных  $\gamma$ -квантов и семейств  $\gamma$ -квантов, падающих на установку из воздуха;
  - б) адронный блок для регистрации адронов высокой энергии, ( $E_k > 5$  Тэв), испытавших взаимодействие в веществе блока; (как  $\gamma$ -блок, так и адронный блок имеют порог регистраций одиночных  $\gamma$ -квантов около 1 Тэв и пространственное разрешение  $\gamma$ -квантов составляет несколько десятков микронов);
  - в) ионизационный калориметр для измерения энергии, в частности, энергии электронно-фотонной и адронной компонент с частицами с энергией менее 1 Тэв, сопровождающих  $\gamma$ -кванты и адроны высокой энергии;
  - г) ливневую систему, содержащую детекторы электронов и мюонов, для определения, в первую очередь, полного числа частиц в ливне и для оценки первичной энергии события, зарегистрированного в  $\gamma$ -блоке, адронном блоке или в калориметре.
- а)  $\gamma$ -блок.

$\gamma$ -блок служит для регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией более 1 Тэв, генерированных в воздухе, и для измерения полной энергии электронно-фотонной компоненты, идущей в стволе широкого атмосферного ливня.

Для измерения  $\gamma$ -квантов с энергией более нескольких Тэв используются два слоя рентгеновской пленки типа РТ-6М. Первый

слой пленки расположен под слоем свинца толщиной 3 см, второй - под слоем свинца толщиной 4 см. На глубинах 3 и 4 см свинца лавины от  $\gamma$ -квантов с энергией 1 Тэв и 10 Тэв, соответственно, достигают максимума развития. Рентгеновская пленка под слоем свинца толщиной 3 см расположена в два слоя - один неподвижный, другой - движущийся. Это необходимо для того, чтобы иметь возможность сопоставлять  $\gamma$ -кванты и семейства  $\gamma$ -квантов, прошедшие в определенный интервал времени и под определенным углом, с широким атмосферным ливнем, зарегистрированным остальной частью установки. Преимущество рентгеновских эмульсий состоит в том, что лавины, создаваемые в свинце  $\gamma$ -квантами с энергией более 1 Тэв, вызывают почернение эмульсии, видимое даже невооруженным глазом. Это облегчает поиск таких  $\gamma$ -квантов. Широкий диапазон плотностей почернений, при соответствующем методе их измерений, позволяет определять энергию отдельных  $\gamma$ -квантов вплоть до  $\sim 100$  Тэв. Точность определения центра почернения, созданного лавиной, достигает нескольких десятков микронов. Все это дает возможность определять энергетические и пространственные характеристики семейств  $\gamma$ -квантов и адронов центральной части каскадов.

Эмульсия рентгеновской пленки РТ-6М нанесена на обе стороны подложки толщиной 200 микронов, что позволяет определять углы прихода  $\gamma$ -квантов. Последнее важно при совмещении  $\gamma$ -квантов с широким атмосферным ливнем.

Для определения потоков энергии, несомой электронами и фотонами с энергией менее 1 Тэв, служит ряд ионизационных камер, расположенных под 3 см свинца и первым слоем рентгеновской пленки.

При площади  $\gamma$ -блока  $1600 \text{ м}^2$  (см. рис. 12-13) в год будет регистрироваться около 1000 семейств  $\gamma$ -квантов суммарной энергией более 30 Тэв, около 200 семейств с энергией более 100 Тэв и около 30 - с энергией более 500 Тэв [37].

На эту же площадь упадет в год 1500 стволов широких атмосферных ливней с первичной энергией более  $10^{16}$  эв и 10-20 с энергией более  $10^{17}$  эв.

#### б) Адронный блок

Адронный блок предназначен для регистрации адронов с энергией более нескольких Тэв и семейств таких адронов, падающих на установку из атмосферы. Взаимодействия адронов в веществе  $\gamma$ - и адронного блоков инициируют вторичные  $\gamma$ -кванты с энергией более 1 Тэв, которые и регистрируются в рентгеновских пленках. Адронный блок представляет собой слой легкого вещества (углерода) толщиной около 0,5 пробега для взаимодействия. Под слоем легкого вещества расположен слой свинца толщиной 3-4 см и рентгеновская пленка РТ-6М, в которой и регистрируются  $\gamma$ -кванты высокой энергии.

По оценкам [38], вероятность регистрации адрона с энергией более 7 Тэв, провзаимодействовавшего в слое углерода толщиной  $32 \text{ г/см}^2$ , составляет 0,9. Не исключено, что для увеличения вероятности взаимодействия адрона в легком веществе адронного блока, необходимо будет установить два таких адронных блока, между которыми расположен ряд ионизационных камер для измерения потоков энергии адронов с энергией менее нескольких Тэв.

#### в) Ионизационный калориметр.

Ионизационный калориметр предназначен для определения полной энергии, несомой частицами вблизи оси широкого атмосфер-

ного ливня, или частицами, сопровождающими  $\gamma$ -кванты или адроны высокой энергии (что в большинстве случаев будет совпадать).

Кроме того, в случае толстого калориметра возможно изменение характера поглощения потоков энергии адронной компоненты как в стволах широких атмосферных ливней, так и независимо от них, продвинувшись при этом до энергий адронной компоненты выше  $3 \cdot 10^3$  Тэв. Интерес к поглощению потоков энергии усиливается в связи с поиском экзотических эффектов, указывающих на существование в космических лучах при энергиях более 100 Тэв частиц, взаимодействующих либо с малым коэффициентом неупругости, либо с сечением, в несколько раз меньшим геометрического сечения ядра. Речь идет о так называемой длиннопробежной компоненте, зарегистрированной в свинцовом калориметре Тянь-Шаньской установки для изучения широких атмосферных ливней (см. напр. [22]).

Оптимальным рабочим веществом калориметра с точки зрения экономичности и имеющихся многочисленных экспериментальных данных и расчетов выбрано железо.

Площадь калориметра  $1600 \text{ м}^2$  ( $40 \text{ м} \times 40 \text{ м}$ ), толщина вещества 8 ядерных пробегов. При такой площади, за год измерений, ионизационным калориметром будет зарегистрировано 10 событий, соответствующих первичным энергиям  $E > 3 \cdot 10^5$  Тэв. Толщина "элементарного" слоя железа - 5 см. Минимальная энергия, регистрируемая калориметром, 5 Тэв, максимальная - 10000 Тэв.

В качестве детекторов ионизации предполагается применить камеры с ионным собиранием [39]. Рабочим газом в такой камере может быть атмосферный воздух, что чрезвычайно упрощает её конструкцию. Собственно, никаких камер, как таковых, и не

требуется - имеются проволочные электроды, образующие 3 плоскости. Средняя плоскость является сигнальной. Расстояние между плоскостями, определяющее точность разрешения отдельных каскадов и структур в калориметре - 5-10 см. Материал проводов, шаг натяжения, приемлемая величина провисания, изоляция - все эти величины ориентировочно оценены и будут корректно подсчитаны. Разрешающее время около 200 мксек. Порог регистрации в отдельной "камере", т.е. в области, контролируемой одним усилителем, 250 частиц. Это соответствует минимальной энергии регистрируемого каскада 400 Гэв, если регистрируются только такие каскады, которые дают заметную ионизацию не менее чем в 4-х рядах детекторов. Вероятность регистрации одновременно двух событий, не связанных генетически, составляет  $2 \cdot 10^{-4}$ . Угловое разрешение калориметра в одной проекции  $\pm 20$  мрад.

В настоящее время, по-видимому, можно утверждать, что предварительные расчетные и экспериментальные оценки показывают техническую осуществимость предлагаемой конструкции калориметра. Однако вопрос о реальном создании такого калориметра окончательно может быть решен только после экспериментального исследования работы ионизационных камер. Основные проблемы - вклад различного рода паразитных сигналов - "наводок", насколько изменяются счетные и временные характеристики "камеры" при флуктуациях атмосферного давления и температуры, как однородны свойства "камеры" в ее различных точках и т.д. "Камеры" с ионным сбором имеют принципиальный недостаток - они не могут работать в "быстром" режиме. Ввиду этого предусматривается прослестить калориметр тремя рядами черенковских детекторов на основе оргстекла для выработки "быстрого" мастера.

При изучении распределения потоков энергии адронов широких атмосферных ливней по отдельным "подструктурам" целесообразно иметь еще один автономный ионизационный калориметр центральной части. Такой калориметр на расстоянии 40 м от центра имеется (см. рис. 13). Площадь -  $10 \text{ м}^2$ , толщина "элементарного" слоя железа - 10 см, полная толщина вещества - 9 пробегов для взаимодействия.

#### г) Ливневая часть.

Ливневая часть установки АНИ предназначена для определения места прохождения оси широкого атмосферного ливня, полного числа мюонов с энергией более 5 Гэв.

Выбор типа детекторов, их расположение и количество осуществлялись из следующих соображений:

1. При прохождении оси ливня с числом частиц  $10^6 - 10^9$  через калориметр измерение потока электронов в каждом ливне в каждом пункте производится с точностью не хуже 30% вплоть до расстояний от оси ливня 250 м, а для ливней с числом частиц более  $10^5$  - до расстояний от оси порядка 100 м.

2. Точность определения места прохождения оси ливня в пределах калориметра - около 2 м и ухудшается при увеличении расстояния оси ливня от центра установки, достигая 7-10 м при расстоянии, равном 100 м.

3. Расположение детекторов таково, что при прохождении оси ливня в пределах калориметра интервалы расстояний от оси ливня различных детекторов частично перекрываются.

В качестве детекторов выбраны сцинтилляторы на основе полистирола и газоразрядные счетчики различных площадей. Сцинтилляционные детекторы допускают широкий диапазон измеримых потоков

частиц, а газоразрядные счетчики не имеют переходного эффекта и достаточно точно измеряют малые плотности потока частиц вплоть до  $0,02 \text{ част/м}^2$ .

Расположение детекторов наземной ливневой части установки АНИ приведено на рис.12, а характеристики детекторов - в таблице IV.

В четвертом столбце таблицы IV приведены интервалы расстояний пунктов регистрации от оси ливня при условии её прохождения через калориметр.

В пятом столбце даны интервалы ожидаемых плотностей для пунктов регистрации в ливнях с осью в пределах калориметра с числом частиц  $10^6$  и с возрастом  $S = 0,5 - 1,5$ .

В шестом столбце вычислены суммарные площади детектора каждого пункта регистрации  $\sum \sigma n$ , где  $\sigma$  - площадь каждого из  $n$  детекторов. Для счетчиков газоразрядных годоскопов суммарная площадь определена из условия прохождения 10 частиц при минимальной плотности.

В седьмом столбце оценены интервалы плотности потоков частиц, измеряемые отдельным сцинтилляционным детектором площадью  $\sigma$  или группой газоразрядных счетчиков площадью  $\Sigma$ . Для газоразрядных счетчиков минимальная измеримая плотность определялась по срабатыванию 2-х из всех счетчиков пункта, а максимальная - по несрабатыванию 3-х из счетчиков.

При разрешающем времени газоразрядного годоскопа 10 мксек число случайных совпадений соответствует плотности потока частиц  $0,01 \text{ м}^2$ .

Таблица IV

Характеристики сцинтилляционных (СГ) и газоразрядных (ГГ) годоскопов.

Расстояние от центра установки, м	Наименование	Число пунктов	Интервал расстояния от оси, м	Интервал плотностей в ливнях с $N \leq 10^6$ , $\text{м}^{-2}$	$\sigma n = \Sigma$ , $\text{м}^2$	$\bar{J}_{\text{мин}} - \bar{J}_{\text{макс}}$ детектора
0-35	СГ-0 (ковёр)	121	1-60	$8-5 \cdot 10^3$	$0,12 \times 1=0,12$	$8-8 \cdot 10^4$
40-56	СГ-1	16	20-85	2-100	$1 \times 4=4$	$1+1 \cdot 10^4$
" "	ГГ-1	3	" "	" "	$0,033 \times 150=5$	$0,4+120$
80	СГ-2	2	60-120	0,7-16	$1 \times 4=4$	$1+1 \cdot 10^4$
" "	ГГ-2	2	" "	" "	$0,033 \times 450=15$	$0,13+120$
113	СГ-3	3	83-143	0,3-9,0	$1 \times 9=9$	$1+1 \cdot 10^4$
" "	ГГ-3	3	" "	" "	$0,033 \times 1000=33$	$0,06+120$
150	СГ-4	2	130-170	0,2-3,0	$1 \times 9=9$	$1+1 \cdot 10^4$
" "	ГГ-4	2	" "	" "	$0,033 \times 1500=50$	$0,04+120$
200	СГ-5	2	170-230	0,1-2,0	$1,0 \times 9=9$	$1+10^4$
" "	ГГ-5	1	" "	" "	$0,033 \times 3000=100$	$0,02+120$
250	СГ-6	1	230+270	0,05-1	$1 \times 9=9$	$1+1 \cdot 10^4$
" "	ГГ-6	1	" "	" "	$0,033 \times 6000=200$	$0,01+120$

За год работы установки АНИ площадь калориметра  $1600 \text{ м}^2$  пересекут  $2 \cdot 10^4$  осей ливней с числом частиц более  $10^6$ , 300- с числом частиц более  $10^7$ , около 3 - с числом частиц  $10^8$ .

Для перехода от числа частиц  $N_e$  в ливне к энергии  $E_0$  первичной частицы необходимо знать переходный коэффициент  $\beta$  в соотношении  $E_0 = \beta N_e$ . Для корректного определения переходного коэффициента  $\beta$  можно использовать черенковское излучение электронов ливня в атмосфере. По нашим оценкам, достаточно измерять потоки черенковского излучения на расстояниях 40, 60, 80, 113, 200 и 250 м. Информация о черенковском излучении, как амплитудная, так и временная, даст также сведения о химическом составе первичного космического излучения.

Для регистрации мюонов с энергией более 5 Гэв предусматривается установить три годоскопа под толщиной грунта 13 м.

Центральный, основной - вблизи центральной части установки (рис. 13) - имеет размеры  $80 \times 20 \times 5 \text{ м}^3$ .

В этом помещении в узлах квадратной сетки с шагом 2 м будут установлены 400 сцинтилляционных детекторов площадью по  $1 \text{ м}^2$ . Эти детекторы будут использоваться:

1. Для регистрации мюонов в широких атмосферных ливнях на расстоянии от оси ливня до 80 м.

2. Для регистрации частиц, запаздывающих относительно фронта ливня на время 50-300 нсек. Согласно расчетам, мюоны в ливнях не могут запаздывать более чем на 100 нсек. Частицы, запаздывающие на большее время, должны иметь малую скорость и обладать энергией, достаточной для прохождения 13 м грунта. Это могут быть частицы с массой, значительно большей массы мюона.

3. Для регистрации частиц, опережающих фронт ливня. Если в генерированных в верхних слоях атмосферы ливнях существует тахион, то в предельном случае тахион может опередить ливень на 60-100 мксек.

В установке АНИ будут регистрироваться частицы, опережающие фронт ливня на 3-300 мксек, с шагом 3 мксек.

Второй и третий подземный годоскопы расположены на расстоянии 113 и 200 м от центра установки и также под слоем грунта 13 м. Площади детекторов -  $25^2$  и  $50 \text{ м}^2$ , соответственно.

д) Мюонный детектор.

Существующие экспериментальные данные по генерации мюонов высоких энергий ( $E_\mu > 1 \text{ Тэв}$ ) в силу ряда причин носят не совсем однозначный характер. Это связано как с чисто методическими эффектами и плохим знанием ряда величин, заложенных в различные формулы, так и с реально существующей возможностью процессов генерации мюонов не только за счет  $\pi$ - и  $K$ -распадов, но и за счет новых (аномальных) процессов и взаимодействий с веществом в этой области энергий.

С другой стороны, в настоящее время является общепризнанным тот факт, что мюонная компонента в ШАЛ тесно связана с ядерными взаимодействиями, возникающими при развитии лавин. Поэтому любые модели, описывающие эти взаимодействия, должны также предсказывать мюонный спектр, угловые распределения при различных  $P_1$  и энергиях мюонов, соотношения быстрых мюонов и электронов сопровождения, зависимость числа мюонов на различных расстояниях от оси ливня и при различных энергиях и т.д.

В связи с этим, необходимо подчеркнуть, что для того, чтобы выйти за рамки специфических проблем физики космических лучей и

расширить наши представления о свойствах элементарных частиц при сверхвысоких энергиях, необходимо перейти к комплексному изучению акта взаимодействия, что невозможно без детального и одновременного изучения мюонной компоненты в адрон-ядерных взаимодействиях. В настоящий момент затруднительно дать окончательный вариант мюонного детектора или скорее целой системы мюонных детекторов. Это - дело ближайшего будущего. Очевидно одно - эти измерения нужно проводить, используя различные методы и аппаратуру (искровые, дрейфовые и пропорциональные камеры, черенковские и сцинтилляционные детекторы).

Сейчас мы можем лишь констатировать целесообразность установки двух детекторов мюонов - один площадью  $120 \text{ м}^2$  ( $6 \text{ м} \times 20 \text{ м}$ ) непосредственно под ионизационным калориметром, второй - под  $13 \text{ м}$  грунта.

е) Детекторы каскадов низких энергий -  
-нейтронный монитор.

Наличие на в/с "Арагац" нейтронного монитора, так называемой установки СКЛ [40], позволяет использовать его в едином экспериментальном комплексе как детектор адронной компоненты малых энергий - нейтронов с энергией  $1-100 \text{ Гэв}$ . Здесь представляет особый интерес (в свете проверки гипотезы нарушения масштабной инвариантности) получить зависимость числа вторичных нейтронов, размножаемых в мониторе, от числа частиц в широком атмосферном ливне.

ж) Сбор и обработка экспериментальных данных.

В эксперименте АНИ используются детекторы ионизирующих излучений различных типов - сцинтилляционные детекторы, ионизационные камеры, газоразрядные счетчики, трековые детекторы.

Общее число регистрации составит несколько тысяч. Диагностику работоспособности, сбор и обработку данных от такого количества детекторов невозможно вести без широкого использования вычислительной техники.

При выборе системы сбора и обработки данных эксперимента АНИ мы остановились на системе, состоящей из центральной ЭВМ среднего быстродействия (типа РДР-II/34 или СМ-4) и связанных с ней периферийных мини-ЭВМ типа Электроника 60, удаленных на расстояние до  $250 \text{ м}$  от центра.

Задачи центральной ЭВМ.

- 1) Сбор данных от периферийных ЭВМ при регистрации событий
- 2) Проверка по простым критериям пригодности события для долговременного хранения на магнитной ленте.
- 3) Вывод данных о событии на магнитную ленту в формате, пригодном для физической обработки на больших ЭВМ серии ЕС.
- 4) Формирование амплитудных и временных спектров каждого детектора для определения его работоспособности.
- 5) Составление и хранение программ для периферийных ЭВМ.
- 6) Проведение предварительной по простым программам обработки данных.

Задачи периферийных ЭВМ.

- 1) Сбор данных от детекторов, находящихся вблизи этой ЭВМ, и хранение их в своей памяти до получения запроса на передачу в центральную ЭВМ.
  - 2) Проведение контроля и калибровки детекторов без участия центральной ЭВМ.
  - 3) Прием программ работы от центральной ЭВМ.
- Периферийные ЭВМ связаны с одной или несколькими секциями

КАМАК, в которых происходит преобразование аналоговых сигналов от датчиков в цифровой код. Простыми средствами возможна скорость передачи данных от периферийной ЭВМ к центральной до 10000 бит/сек. Такая скорость позволяет передать данные от всех детекторов в центральную ЭВМ за несколько секунд, что для такого эксперимента допустимо.

Центральная ЭВМ оборудована разнообразными периферийными устройствами - накопителями на магнитной ленте и дисках, дисплеями буквенно-цифровыми и графическими, быстрой цифроне - чатью и т.д.

Периферийные ЭВМ имеют минимальный комплект периферийных устройств - буквенно - цифровой дисплей или телетайп и перфоборудование.

Преимущества такой системы - каждая периферийная ЭВМ может автономно работать по различным программам со своими детекторами и при поступлении запроса от центральной ЭВМ передать в ее память данные для формирования полной информации о событии.

Применение стандарта КАМАК облегчает обработку сигналов от детекторов.

Выше мы изложили соображения, указывающие на необходимость и целесообразность комплексных исследований адронных и лептонных лавин, образующихся в результате нуклон-ядерных столкновений при энергиях  $10^3 - 10^6$  ГэВ. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные установки и известные проекты различных лабораторий мира не могут обеспечить выполнение такой программы исследований. Предлагаемый уникальный по масштабам и информативности эксперимент АНИ, по нашему мнению, соответствует поставленным задачам исследования, хотя размеры установки представляются

непривычно большими. Однако сравнение с другими современными установками для исследований по физике высоких энергий как в космических лучах, так и на ускорителях, а также опыт, накопленный в ФИАН и ЕрФИ, дает уверенность в реальности создания новой установки объединенными усилиями двух коллективов. Эта установка будет служить одной из крупнейших в мире экспериментальных баз для исследования космических лучей в течение по крайней мере последующих 10-15 лет.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую признательность академику С.Н.Вернову и профессору А.А.Васильеву за интерес к предлагаемому эксперименту и стимулирующие обсуждения.

Авторы благодарны участникам рабочего совещания ЕрФИ-ФИАН в Нор-Амберде 25-26 января 1979 г. за активное обсуждение первоначального варианта предложения и ряд ценных замечаний, а также В.В.Авакяну, М.О.Азаряну, А.С.Алексабяну, М.В.Анохину, Т.Л.Асатиани, Х.П.Бабаяну, Г.А.Башинджабяну, А.П.Гаряке, А.М.Дунаевскому, К.Ш.Егяну, А.Д.Ерлыкину, Г.Б.Жданову, В.А.Иванову, К.А.Испиряну, И.П.Карабекову, Н.П.Кузиной, А.К.Куличенко, Э.М.Лазиеву, М.П.Лорикяну, Р.М.Мартиросову, М.М.Мурадяну, А.Г.Оганесяну, М.П.Плешко, В.А.Ромахину, Н.Б.Синеву, С.А.Славянскому, Ю.А.Сморозину, А.К.Чилингаряну, В.И.Яковлеву за многочисленные полезные дискуссии и советы.

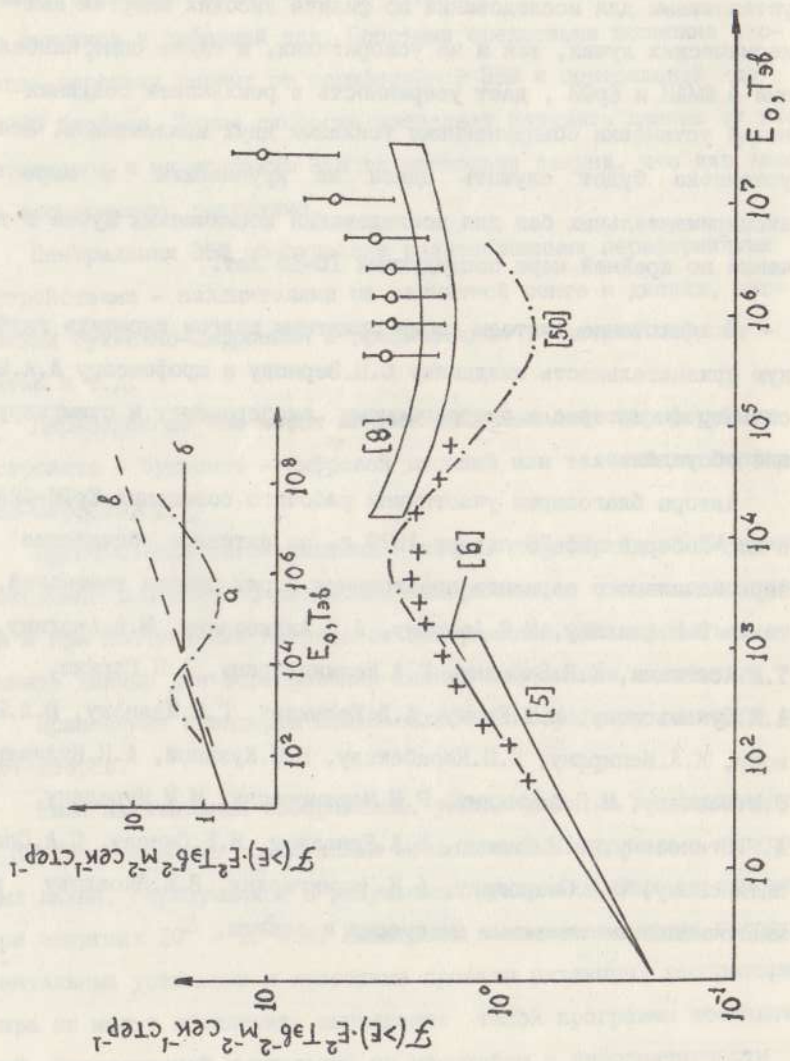


Рис.1

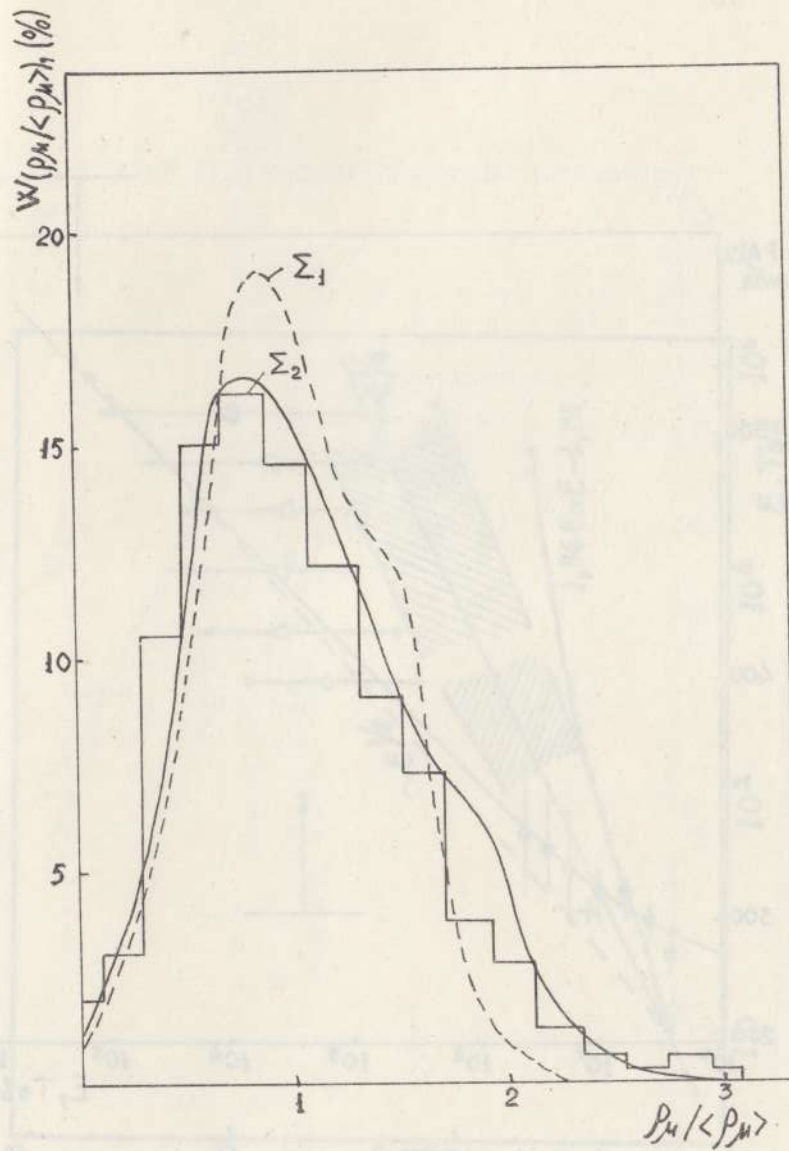


Рис.2

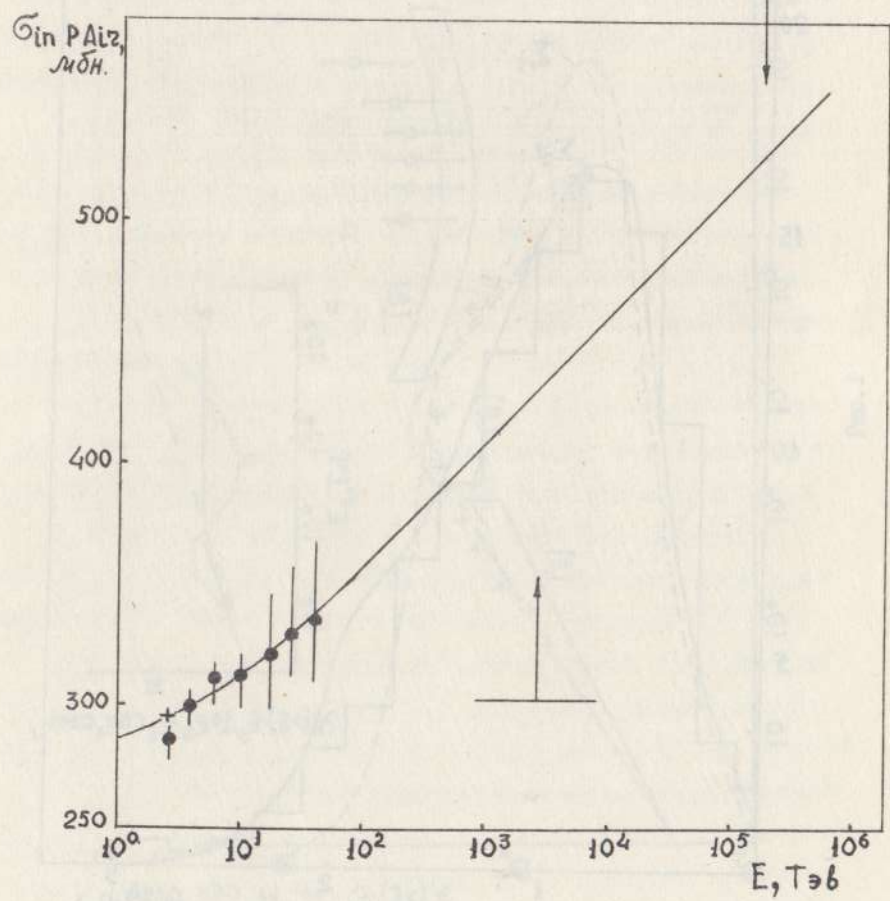


Рис. 3

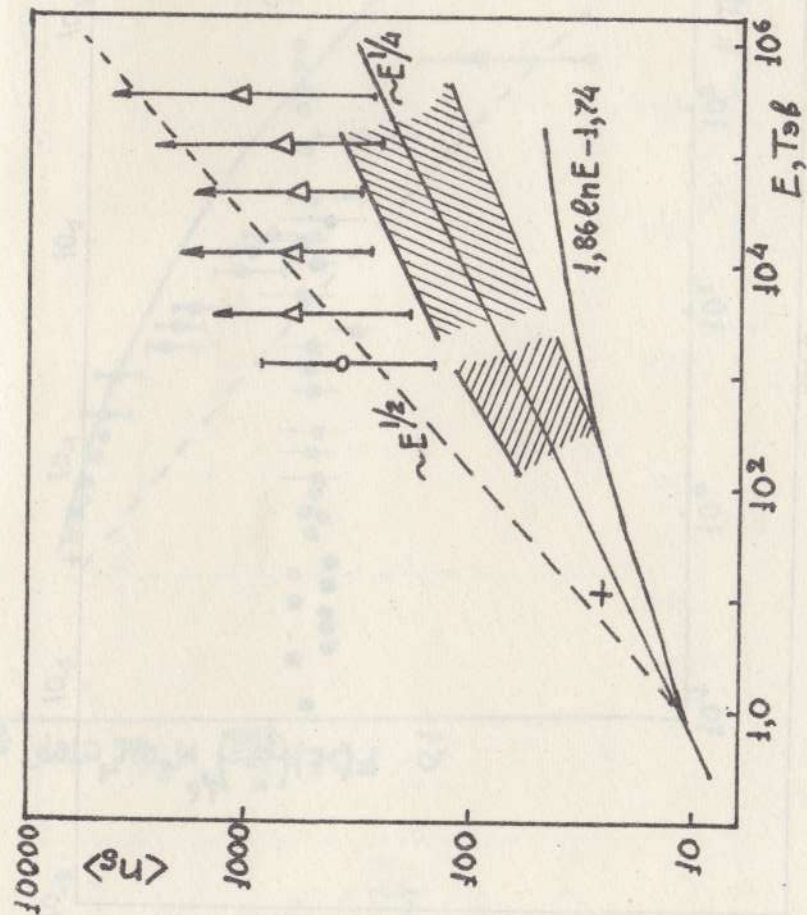


Рис. 4

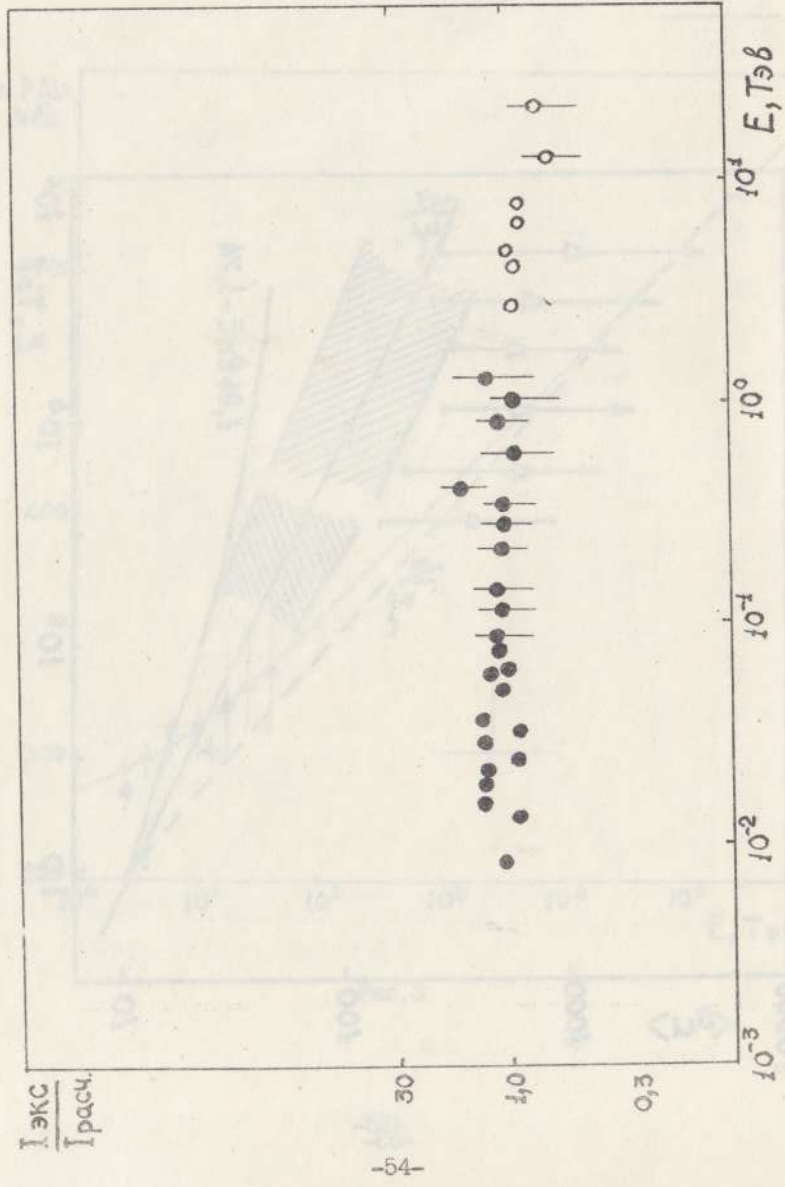


Рис. 5

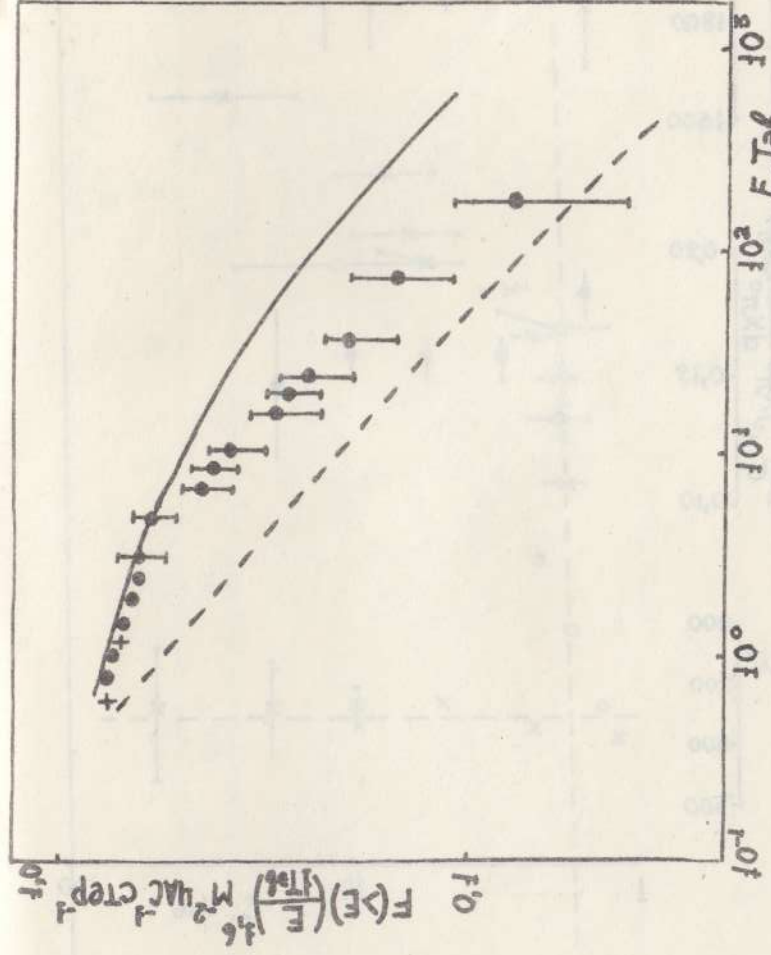


Рис. 6

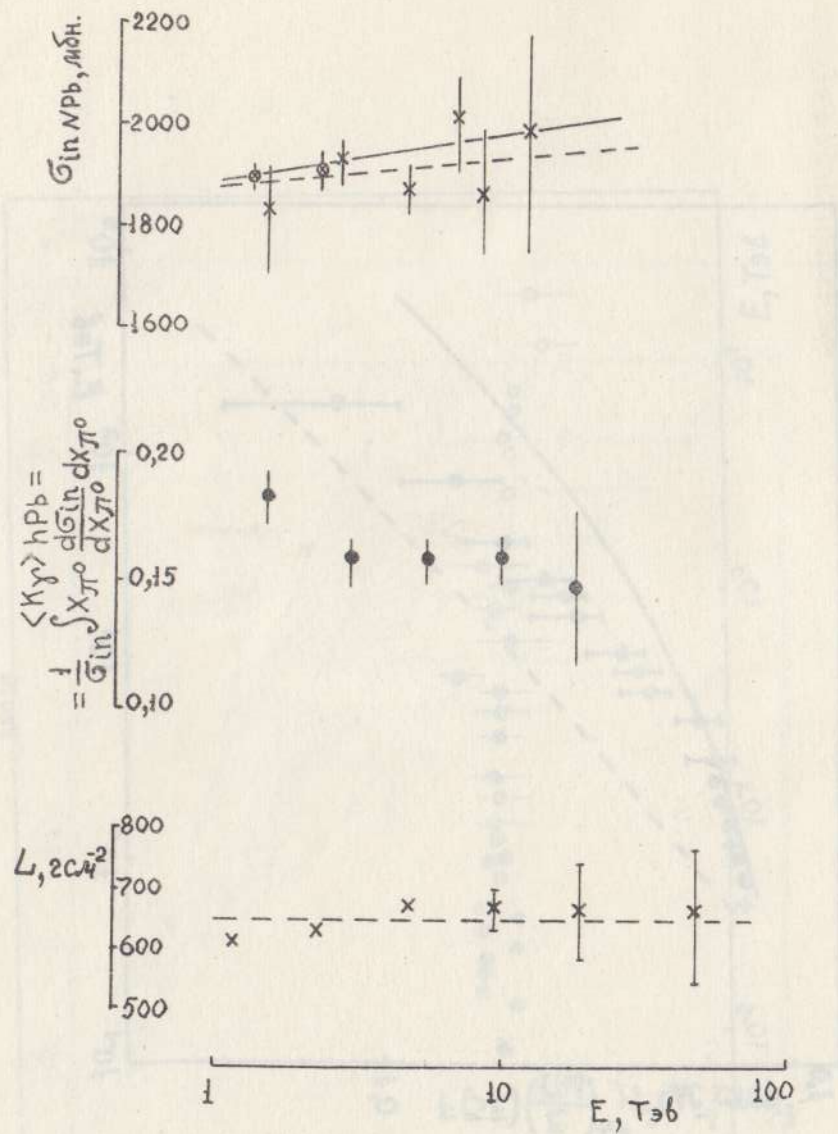


Рис. 7

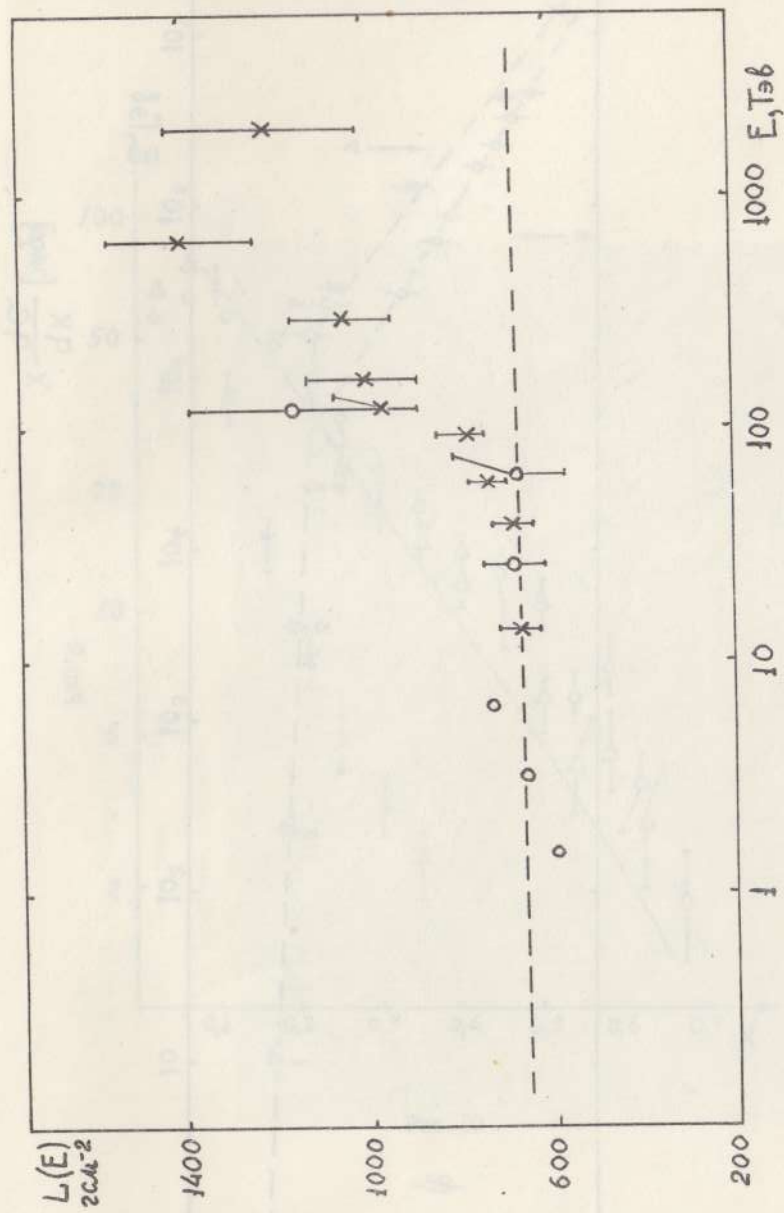


Рис. 8

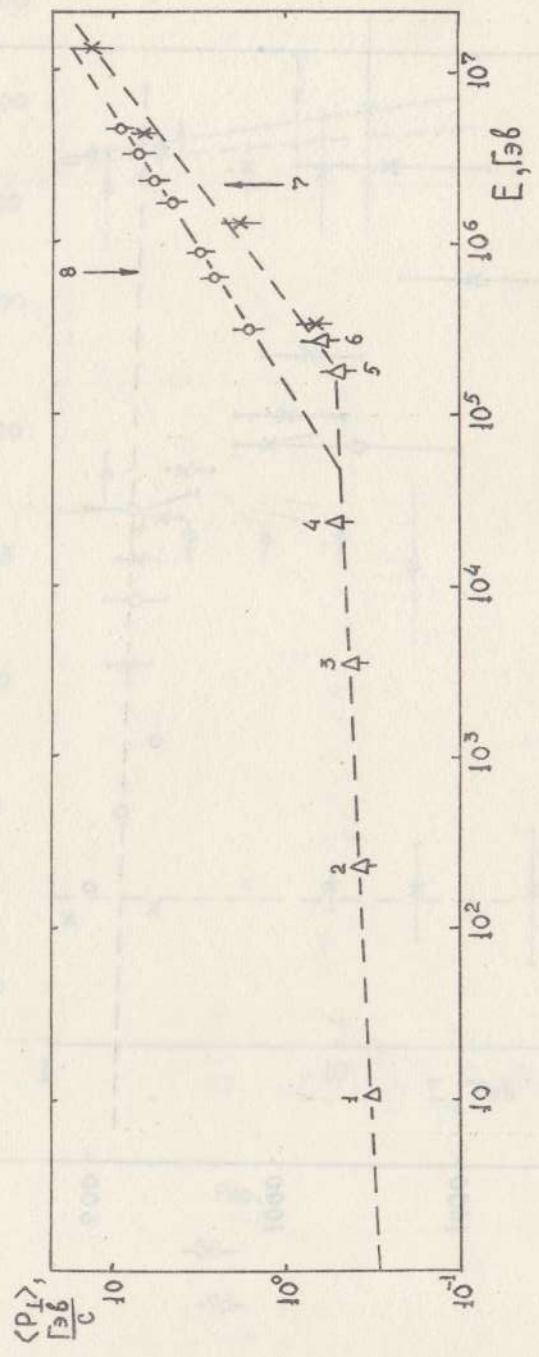


Рис. 9

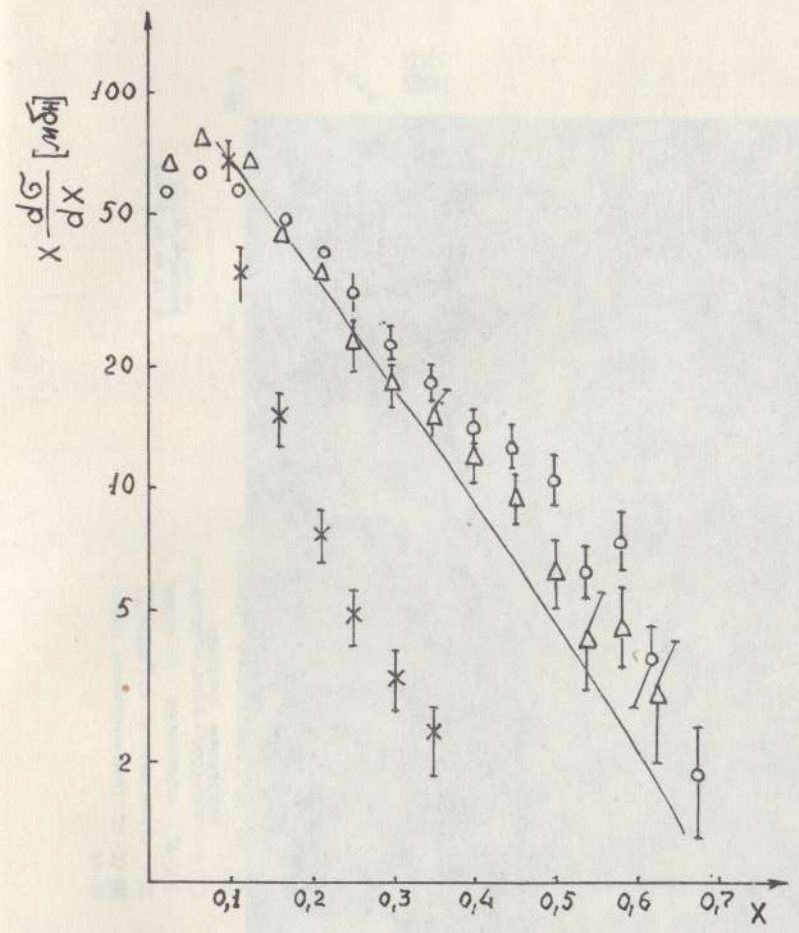


Рис. 10

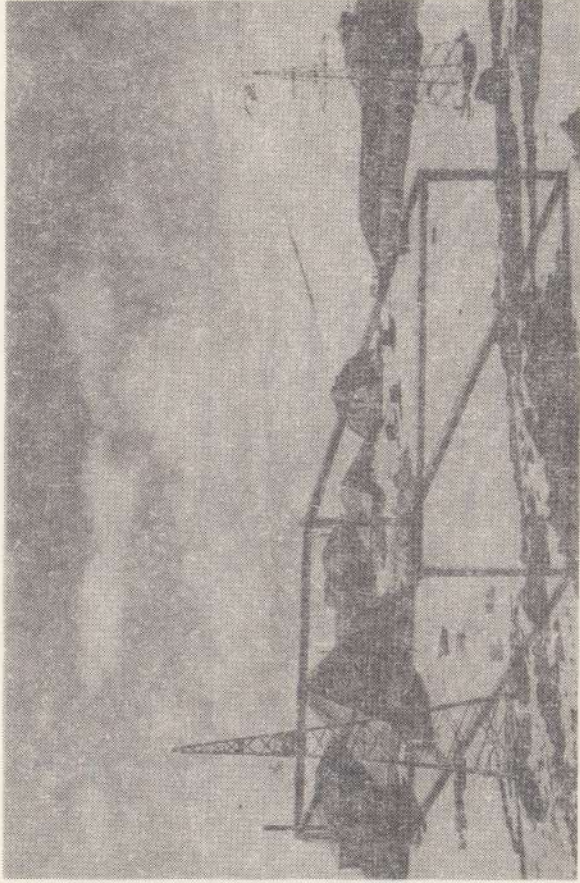


Рис. II

- СГ
- СГ - СГ<sub>6</sub> - СЦИТЛАЦИОННЫЙ ГОДСКОП
- - ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ГОДСКОП
- ∩ Z<sub>1</sub>-Z<sub>6</sub> - ЧЕРЕНКОВСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ
- - СПОГ-СПОГ<sub>2</sub> - СЦИТЛАЦИОННЫЙ ПОДЪЕМНЫЙ ГОДСКОП
- ▨ - ИК<sub>1</sub> - ИК<sub>11</sub> - ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАЛОРИМЕТРЫ
- ▩ - СКЛ - НЕЙТРОННЫЙ МОНИТОР

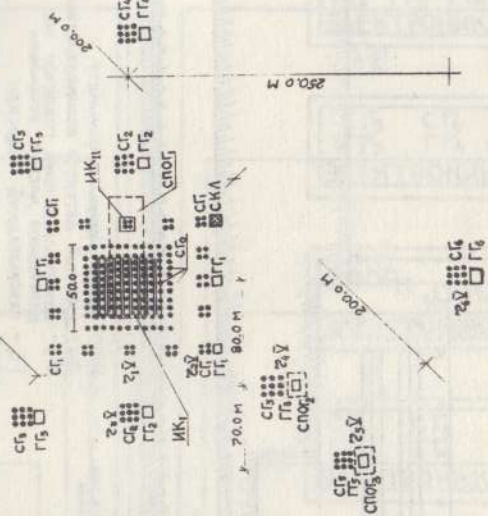
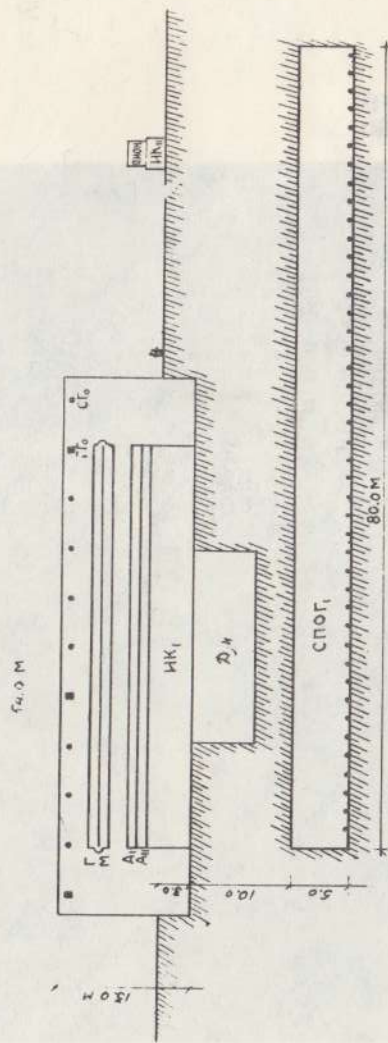


Рис. I2



ИК - ионизационный калориметр  
 ДМ - мионный детектор взаимодействия  
 СПОГ - сцинтилляционный годоскоп на Ф  
 ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ УСТАНОВКИ  
 ГГ<sub>0</sub> - ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ГОДОСКОП  
 СПОГ<sub>I</sub> - СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ПОДЗЕМНЫЙ ГОДОСКОП  
 Г - ГАММА БЛОК  
 М - МИШЕНЬ  
 АГ-ИИ - АДРОННЫЙ БЛОК

Рис. 13

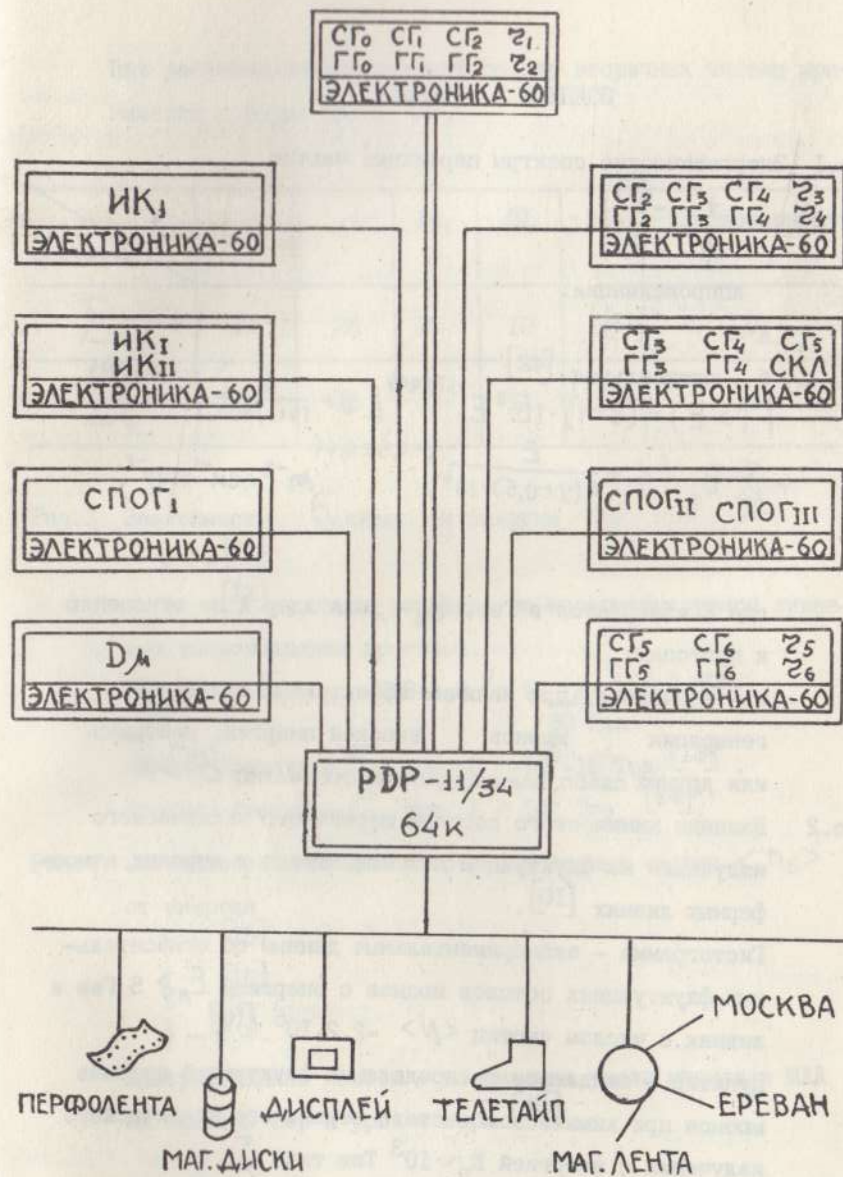


Рис. 14

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Энергетические спектры первичных частиц

$$\begin{aligned} + & - [7], \\ \phi & - [9]; \end{aligned}$$

аппроксимации:

$$a - [41];$$

$$b - \text{оптимальная } [42]$$

$$F(>E) = (8 \pm 1) \cdot 10^{-2} E^{-1,7 \pm 0,04} \left[ 1 + \frac{E}{(4 \pm 1) \cdot 10^3} \right]^{-0,3 \pm 0,04} +$$

$$+ \sum_A B_A \left( 1 + \frac{E}{A(2 \pm 0,5) \cdot 10^3} \right)^{-0,3 \pm 0,04} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

где E измеряется в Тэв,  $B_A$  - доля ядер A по отношению к протонам;

в - возможная, при наличии эффективных каналов генерации мюонов высокой энергии, нейтрино или других слабо взаимодействующих частиц [43].

Рис.2 Влияние химического состава первичного космического излучения на флуктуации потоков мюонов в широких атмосферных ливнях [10].

Гистограмма - экспериментальные данные об относительных флуктуациях потоков мюонов с энергией  $E_M > 5$  Гэв в ливнях с числом частиц  $\langle N \rangle = 2,2 \cdot 10^6$  [10].

Пунктир - ожидаемое распределение флуктуаций потоков мюонов при химическом составе первичного космического излучения с энергией  $E_0 \sim 10^3$  Тэв типа  $\sum_1$ .

Сплошная кривая - то же для состава типа  $\sum_2$ .

При расчетах энергетический спектр вторичных частиц принимался в форме СКР [44].

Состав, %	A	I	4	I4	3I	5I	Достоверность
$\sum_1$		40	25	15	10	10	< 0,01
$\sum_2$		60	13	7	11	9	0,80

Рис.3 Зависимость  $\sigma_{inPAIZ}$  от энергии

$$\bullet - [12]$$

+ - [12], после поправки на нерегистрируемое ливневое сопровождение протонов.

$$\text{Кривая} - \sigma_{inPAIZ} = 268 + 4,3 \ln \left( \frac{E}{80 \text{ Гэв}} \right) 1,5 \text{ мбн.}$$

Нижняя граница -  $\sigma_{in}$  при  $E = 10^3 - 10^4$  Тэв [13].

Верхняя граница -  $\sigma_{in}$  при  $E > 10^5$  Тэв [14].

Рис.4 Зависимость множественности заряженных частиц  $\langle n_s \rangle$  от энергии

$$+ - [15]$$

$$\phi - [16]$$

$$\phi - [17].$$

Заштрихованные полосы - из анализа числа мюонов в ШАЛ на высотах гор и уровне моря [18].

Рис.5 Сравнение экспериментальных данных по дифференциальным спектрам мюонов с теоретически рассчитанным по скейлинговой модели взаимодействия при показателе первичного спектра  $\gamma = 1,65$ .

Расчет - [19]  
 ○ - [20]  
 ● - [21]

Рис.6 Сопоставление потока адронов, измеренного на горных калориметрических установках, с теоретически рассчитанными.

Сплошная линия - в предположении скейлинга и постоянства сечения  $\sigma_{in}$  нуклонов и ядер,

пунктир - в предположении постоянства дифференциального сечения во фрагментационной области и при экспериментально полученной (рис.3) зависимости сечения  $\sigma_{in PA_{12}}(E)$

+ - [23]  
 I - [24]

Рис.7 Характеристики взаимодействий адронов с ядрами свинца, полученные на Тянь-Шаньской и Арагацской установках.

$\sigma_{in PA}$  - сечение неупругих взаимодействий адронов с ядрами атомов свинца;

x - протоны [26], ⊗ нейтроны [27],

пунктир - пересчет по теории Глаубера [45]

при  $\sigma_{tot pp} = 27,1 + 1,78 \ln S$  мб.

сплошная - то же при

$$\sigma_{tot pp} = 38,4 + 0,5 \ln^2 \left( \frac{S}{137} \right) \text{ мб.}$$

$\langle K_d \rangle_{P, P_0}$  - доля энергии, передаваемая  $\pi^0$  - мезонам при взаимодействии протона с ядром свинца [25]

L - пробег поглощения ионизации  $J(t)$  (потока энергии) в свинцовом калориметре за максимумом развития лавины от адрона:  $J(t) = \text{Const } e^{-t/\tau}$  [22, 25]

Рис.8 Зависимость поглощения ионизации (потока энергии) в свинцовом ионизационном калориметре после максимума развития лавины - [22, 25]

○ - лавины от одиночных адронов, без ливневого сопровождения,

x - лавины в стволах широких атмосферных ливней.

Рис.9 Зависимость  $\langle P_1 \rangle$  от энергии согласно [46]: 1, 2, 3, 4, 6 - обзор [47]; 5 - [48]; 7 - [49]; 8 - [46].

Рис.10. Инклюзивные спектры вторичных частиц для PP взаимодействий при различных энергиях согласно [34] -

$\frac{1}{x}$  - 0,3 Тэв ,

$\frac{1}{x}$  - 2,0 Тэв ,

$\frac{1}{x}$  -  $10^4$  Тэв ,

кривая - аппроксимация экспериментальных данных для 1 Тэв. Розыгрыш выполнен для нескейлинговых энергетических спектров типа

$$\frac{dG}{dx} = A(k, n) e^{-B(k, n)x}$$

$$\langle n \rangle = 1,5 (1,8 \ln E - 2,4).$$

Рис.11 Высокогорная научная станция "Арагац".

В рамках - предполагаемое место установки "АНИ"

- Рис.12 Схематический горизонтальный план установки эксперимента "АНИ".
- Рис.13 Схематический вертикальный разрез центральной части установки эксперимента "АНИ".
- Рис.14 Блок-схема обработки данных эксперимента "АНИ".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. CERN Courier, 12, 1, p.14, 1979.
2. В.Р.Хьюзон. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов,6,1977.
- 2а. В.Bichter. Preprint SLAC-PUB-2290, March 1979 (T/E/A).
3. А.Ван Стирберген. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 19, 1977.
4. А.А.Васильев, А.А.Логунов. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям и заряженным частицам, Москва,Наука,1977. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977.
5. N.L.Grigorov, V.E.Nesterov et al. Space Res., XII, 1617 Berlin, 1972.
6. M.I.Rian, I.P.Ormes et al. Phys.Rev.Lett.,28,985, 1972.
7. T.V.Danilova, N.V.Kabanova et al. ICRC XV,7,129, 1977.
8. A.R.Clarke, D.M.Edge et al. ICRC XIV,8,2629, 975.
9. D.D.Krasilnikov, M.N.Dyakonov et al. ICRC XV, 7,159,1977.
10. В.Д.Янминчев. Автореферат диссертации, ФИАН, 1978.
11. K.Kasahara. CRL Report 62, 6, 1972, Tokyo.
12. Р.А.Нам. Автореферат диссертации, ФИАН, 1977.
13. Fizika, PAMIR Collaboration, ZESVT, 60,100-2, 1977.
14. Г.В.Христиансен, Н.И.Калмыков и др."Изв.АН СССР" сер.физическая, 40, 987,1976.
15. N.A.Dobrotin, M.I.Tretyakova et al. ICRC XIII,2,2333,1973.
16. Р.А.Антонов, И.П.Иваненко и др. ЯФ,18, 554,1973.

17. G.Wdowczyk, A.W.Wolfendale. J.Phys.,A6, 1593, 1973.
18. S.I.Nikolsky. The IX Int. Symp.on High Energy,G-19, Tabor, 1978.
19. Л.В.Волкова, Г.Т.Зацепин."Изв.АН СССР",сер.физическая, 38 1066, 1974.
20. Т.П.Аmineва, А.Я.Варковицкая и др."Изв.АН СССР",сер.физическая, 36, 1756; 1972.
21. C.A.Ayre et al. ICRC XIII, 2, 1754, 1973.
22. V.I.Yakovlev, S.I.Nikolsky et.al ICRC XV, 1, 115, 1977.
23. М.О.Азарян, Г.А.Кюркчян и др.НС ЕФИ, 82,1974.  
Э.А.Мамиджян. Автореферат докторской диссертации, ТГУ, 1975.
24. К.В.Чердынцева, С.И.Никольский и др.Краткое сообщение, по физике, ФИАН, 12,46,1973.
25. Р.А.Нам, С.И.Никольский и др. Препринт ФИАН,104,1977.
26. Р.А.Нам, С.И.Никольский и др. Препринт ФИАН, 85,1977.
27. Э.А.Мамиджян, Р.М.Мартirosов. ЯФ,20,1,107,1974.
28. М.О.Азарян, Э.М.Мамиджян. ЯФ,17,3,560,1973.
29. Э.А.Мамиджян, Р.М.Мартirosов и др. Препринт ЕФИ 238 (31)-77.
30. Brasil-Japan-Emulsion Chamber Collaboration-ICRC XV, 1, 195, 1977.
31. S.Miyake. Rap.Talk on the 19 Ann.Int.Conf.on High Energy Phys., Tokyo, 1978.
32. V.Muraki. Proc.of the Third Tristan Workshop, 232-Japan 1977.
33. S.G.Bayburina, K.V.Cherdyntseva et al. ICRC XV,1,229,1977.
34. A.D.Erlykin, L.K.Ng et al. J.Phys.,A7,V.2059, 1974.

35. L.I.Belser, A.I.Demyanov et al. ICRC XV 1,132, 1977;  
М.О.Азарян, Э.А.Арзуманян et al. ICRC XV,1,114, 1977.
36. Н.Л.Григоров. "Исследования космических лучей", Москва, Наука, 1975.
37. Л.Т.Вараздей, В.К.Будилов и др. Изв.АН СССР,сер.физическая, 42, 1361,1978.
38. Эксперимент Памир."Изв. АН СССР," сер.физическая, 40, 901,1976.
39. Н.Б.Синев. ПТЭ, 3,1979.
40. С.К.Акопян, Г.А.Асатрян и др."Изв.АН СССР," сер.физическая, 42, 1098, 1078.
41. Г.Б.Христиансен."Изв.АН СССР," сер.физическая, 29, 1872, 1965.
42. С.И.Никольский,Изв.АН СССР," сер.физическая, 39,1160,1975.
43. С.И.Никольский"Изв.АН СССР," сер.физическая, 34,1849,1970.
44. I.Cocconi, L.I.Coester et al. Lawrence Rad.Lab.Rep.High Energy Phys.Study, 28, 1961.
45. R.G.Glauber High Energy Phys.,edited by S.Devons,4,1970.
46. F.Ashton, A.Nasri et al. ICRC XV,2,6, 1977.
47. A.Nasri. Ph.D.Thesis,University of Durham, 1977.
48. C.Adcock,R.R.Coats et al. J.Phys.A3,607, 1970;  
J.Phys.A4, 276, 1971.
49. C.B.A.McCusker, L.S.Peak et al. Phys.Rev., 177,1902, 1969.
50. S.N.Vernov et al. ICRCX, 1, 345, 1967.

Рукопись поступила 11-го мая 1979 г.