УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.123

ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С КОСМИЧЕСКИМИ НЕЙТРИНО ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: ПРОЕКТ ДЮМАНД

В. С. Березинский, Г. Т. Зацепин

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	3
2.	ДЮМАНД: возможности детектирования	5
	а) Детектирование ливней и величина постоянной решетки (6). б) Детек-	
	тирование мюонов (8). в) Выводы (10).	
3.	Программа АТЕНА: изучение взаимодействия нейтрино — нуклон при	
	энергии 1—100 Тэв	10
	а) Спектры атмосферных нейтрино (10). б) Сечение нейтрино — нуклон	
	при высоких энергиях (предсказания теории) (12). в) Схема установки	
	и программа измерений (14). г) Частота появлений нейтринных событий	
	в установке (16). д) Программа детального изучения акта взаимодействия	
	(18). е) Проблема поиска W-бозона (20). ж) Основные выводы (22).	
4.	Программа ЮНИКОРН: эксперименты с внегалактическими нейтрино при	
	энергии выше 10^{14} — 10^{15} эе	2 3
	а) Источники внегалактических нейтрино и ожидаемые потоки (23). 6) Ней-	
	трино от отдаленных космологических эпох (25). в) Нейтринное излучение	
	молодых оболочек сверхновых (25). г) Регистрация нейтрино и научение сла-	
	бых взаимодействий в программе ЮНИКОРН (28). д) Регистрация рр-ней-	
	трино и поиск W-бозона (29). е) Регистрация ру-нейтрино (31). ж) Основ-	
	ные выводы (32).	
5.	Акустический метод детектирования нейтрино высоких энергий	33
6.	Заключение	35
Ця	итированная литература	36

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино с энергиями выше 10 *Тэв* *) по-прежнему остаются монополией природы: пока специалисты работают над проектами ускорителей с энергией 10 *Тэв*, где-то в глубинах галактик с неведомой для нас целью работают гигантские естественные ускорители, сообщающие частицам энергии, превышающие 1 ·10²⁰ эв. При взаимодействии этих частиц с межзвездным и межгалактическим веществом и при соударениях в атмосфере нашей Земли рождаются нейтрино очень высоких энергий.

Интерес к этим космическим нейтрино двоякий.

Во-первых, с их помощью можно изучить взаимодействие нейтрино с веществом при энергиях, недоступных ускорителям планируемого будущего, — от 10¹³ до 10¹⁵ — 10¹⁶ *эв*.

Во-вторых, метагалактические нейтрино высоких энергий представляют собой, по выражению В. Л. Гинзбурга, новый канал связи во Все-

^{*) 1} $T_{2\theta} = 10^{12} g_{\theta}$.

С Главная редакция физико-математичес кой литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1977 г.

ленной. Ценность этого канала заключается в том, что из всех частиц высокой энергии только нейтрино способны пересечь Вселенную. Мы имеем возможность зарегистрировать сейчас те самые нейтрино, которые родились в отдаленную космологическую эпоху, 10 миллиардов лет назад, во время бурных астрофизических процессов, сопровождавшихся вспышкой космических лучей высоких энергий.

Взаимодействие нейтрино — нуклон при энергии 10—100 *Тэв* можно изучать в потоках атмосферных нейтрино, рождающихся под действием первичных космических лучей в атмосфере Земли. Спектр атмосферных нейтрино может быть вычислен относительно надежно.

Это не совсем новая задача. Эксперименты с атмосферными нейтрино при энергиях от 10 до 100 Гэв проводились на подземных установках ¹. Важнейший полученный вывод — линейный рост сечения нейтрино нуклон с энергией нейтрино вплоть до $E \approx 10-100$ Гэв ³ — был впоследствии подтвержден ускорительными экспериментами. Численные результаты согласуются в пределах статистических опшбок: $\sigma = (0.55 \pm \pm 0.2) \cdot 10^{-38} E$ — подземных экспериментах и $\sigma = (0.83 \pm 0.11) \cdot 10^{-38} E$ в ускорителях (здесь о измеряется в см² и E в Гэв).

Из-за значительного уменьшения потока атмосферных нейтрино переход к энергиям 10—100 *Тэв* требует других масштабов эксперимента, тем не менее его осуществление в самое ближайшее время представляется вполне реалистичным.

При энергии выше 10¹⁴ эв потоки атмосферных нейтрино становятся слишком малыми для детектирования их современными методами. Но при этих энергиях и особенно при энергии выше 3.10¹⁵ эв можно ожидать значительных потоков внегалактических нейтрино. Эксперименты с ними преследуют одновременно две цели.

Первая — это наблюдение с помощью нейтрино отдаленных космологических эпох (нейтринная астрономия). Большие потоки нейтрино должны возникать в эпоху образования галактик и раннего звездообразования. Частые взрывы сверхновых в эту эпоху приволят к рождению космических лучей высокой энергии. Рождение нейтрино происходит в результате столкновения протонов высоких энергий с ядрами межзвездного и межгадактического газа, а также с фотонами. Возможность генерации нейтрино космическими лучами в Галактике и межгалактическом пространстве еще в 1963 г. отмечалась Гинзбургом и Сыроватским⁴, которые указали, что подземные нейтринные эксперименты могут дать важную астрофизическую информацию. Важнейщим каналом образования нейтрино высоких энергий являются столкновения с реликтовыми фотонами: $p + \gamma_{\text{реп}} \rightarrow n + \pi^+, \ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}, \ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}.$ Задача нейтринной астрономии является полностью заданной, ибо плотность мишени (реликтовых фотонов) известна для всех космологических эпох, сечение фоторожления пионов измерено экспериментально, и таким образом искомая величина (поток протонов высокой энергии) оказывается однозначно связанной с измеряемой величиной — потоком нейтрино. К тому же низкоэнергетический край спектра нейтрино определяет красное смещение эпохи, в которую произошла вспышка генерации космических лучей. Вторая цель нейтринных экспериментов при $E \ge 10^{14}$ эв состоит

⁵Вторая цель нейтринных экспериментов при $E \ge 10^{14}$ эе состоит в изучении взаимодействия нейтрино с нуклонами и электронами. На первый взгляд кажется, что отсутствие точных предсказаний о величине потока нейтрино делает невозможным измерение нейтринных сечений. Однако мы покажем в этой статье, что имеется возможность калибровки установок по нейтринному потоку. Важнейшим экспериментом с космическими нейтрино с энергиями $10^{15} - 10^{16}$ эе может стать поиск W-бозона в резонансной реакции $\tilde{v}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны. Возможность глубоководного детектирования нейтрино по черенковскому излучению рассматривалась А. Е. Чудаковым в 1969 г. Конкретный проект нейтринного космического эксперимента был выдвинут в США группой американских университетов и ускорительным центром в Батавии ⁵. Одним из ведущих инициаторов этого проекта является Ф. Райнес. Проект получил название ДЮМАНД (DUMAND), что сокращенно означает: глубоководное детектирование мюонов и нейтрино (Deep Underwater Muon Neutrino Detection). Программа эксперимента с атмосферными нейтрино называется АТЕНА (АТНЕМЕ: АТтоspher High Energy Neutrino Experiment), с внегалактическими нейтрино — ЮНИКОРН *) (UNICORN: UNderwater Interstellar Cosmic Ray Neutrinos).

Установка ДЮМАНД должна представлять собой решетку детекторов (фотоумножители в прозрачных воднопроницаемых сферах). Планируется объем решетки $10^9 \ m^3$ (1 $\kappa m \times 1 \ \kappa m \times 1 \ \kappa m$). Расположенная на 5-километровой глубине в океане, установка будет защищена толщей океана от всех частиц, кроме нейтрино и высокоэнергичных ($E > 3 \ T_{26}$) мюонов. Фотоумножители в узлах решетки должны регистрировать свет, излучаемый электронами, образовавшимися в результате взаимодействия нейтрино и мюонов с частицами водной среды. Регистрация черенковского излучения мюонов в морской воде проводилась в эксперименте².

Исследования на большой глубине в океане представляют большой интерес для океанологов. Но пока существует лишь обратное влияние: океанологические исследования таких параметров, как характер океанского дна, придонные течения, прозрачность воды и свечение микроорганизмов оказывают серьезное влияние на выбор места установки и на ее параметры. Наиболее подходящим методом для эксперимента признана океанская долина близ Гавайских островов.

Монтаж установки на 5-километровой глубине сопряжен с большими техническими трудностями, однако последнее совещание показало, что эти задачи могут быть решены уже существующими средствами.

Ведется разработка детекторов, в частности, следует отметить интересный проект фотоумножителя сферической формы.

Программа физических экспериментов проекта ДЮМАНД опубликована в оценочной форме в трудах совещания ⁵. В настоящей статье мы будем опираться в основном на подробные расчеты, проведенные в СССР.

На последнем совещании по проекту ДЮМАНД Аскарьяном и Долгошеиным, а также Боуэном было выдвинуто предложение об акустическом методе детектирования нейтрино очень высоких энергий в океане. В настоящее время уже имеются предварительные экспериментальные данные, полученные в ускорительных экспериментах, которые косвенно подтверждают возможность такого метода. Акустическая регистрация позволяет существенно увеличить объем установки.

2. ДЮМАНД: ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

В эксперименте ДЮМАНД детектором служит сама водная среда океана, отвечающая вспышкой света на столкновение высокоэнергетичной частицы. Эта вспышка возникает следующим образом.

Сталкиваясь с ядром или входящим в его состав нуклоном налетающая частица передает значительную часть своей энергии вторичным частицам,

^{*)} Мы считаем, что это название значительно уже планируемого эксперимента и предлагаем другое — ЭКСТЕНА (EXTHENE: EXTraterrestrial High Energy Neutrino Experiment).

которые в результате новых столкновений с ядрами создают ядерноэлектромагнитный ливень. В максимуме развития ливня большая часть электронов обладает энергиями меньше так называемой критической энергии (73 Мэв для воды), при которой ионизационные энергетические потери электрона сравниваются с радиационными. Двигаясь в воде, электроны создают черенковское оптическое излучение. Каждый электрон излучает фотоны под углом $\theta_{c} \approx 41^{\circ}$ к направлению своего движения, и поскольку основная часть электронов движется в направлении оси ливня, излучаемые черенковские фотоны летят в основном вдоль поверхности конуса с углом $\theta_c \approx 41^\circ$ относительно линии ливня. Свет предполагается регистрировать системой фотоумножителей, образующих пространственную решетку. Амплитуда сигналов в фотоумножителях позволит определить энергию ливня, а времена прихода сигнала — координаты события. Благодаря характерной угловой направленности излучения, геометрия расположения сработавших детекторов определит направление оси ливня, т. е. направление прихода первичной частицы. В то же время узкая угловая направленность излучения создает основную трудность



Рис. 1. Угловое распределение черенковского излучения ядерно-электромагнитного (каскада⁶.

 $dJ/d\Omega$ — поток фотонов в единицу телесного угла, J_0 — полный поток, θ — угол с осью ливня. Крестиками обозначен интервал углов, внутри которого излучается половина энергии ($\Delta \theta_{\partial \partial \phi} = 0.2$), $\theta_C \approx 41^\circ$ — угол, соответствующий максимальному значению потока. в детектировании света. Дело в том, что свет распространяется в виде тонкого слоя вдоль поверхности конуса и с большой вероятностью не задевает ближних детекторов. На большом же расстоянии, когда световой слой уширяется, световой поток сильно ослаблен поглощением в воде.

а) Детектирование ливней и величина постоянной решетки

Приведем грубую оценку величины постоянной *d* — кубической решетки системы детекторов.

Угловое распределение излучаемых черенковских фотонов относительно оси ливня, обусловленное угловым распределением электронов, приведено на рис. 1. Вычисления были выполнены Беляе-

вым, Иваненко и Макаровым ⁶. Из рисунка видно, что половина всей излучаемой энергии сосредоточена внутри угла $\Delta \theta_{\partial \phi \phi} \approx 0.2$ рад относительно поверхности конуса. Это приводит к уширению светового слоя на больших расстояниях. Другой причиной уширения, существенной на меньших расстояниях, является конечная длина каскада⁷. На рис. 2 изображена схема распространения черенковского света от каскада. При расстоянии *l* до максимума каскада освещаемая площадь и объем равны соответственно

$$S = 2\pi l^2 \sin \theta_C \left(\Delta \theta_{a\phi\phi} + \frac{2h}{l} \sin \theta_C \right), \qquad (1)$$

$$V = \frac{2\pi}{3} l^3 \sin \theta_C \left(\Delta \theta_{\partial \Phi \Phi} \right| + \frac{3}{2} \frac{h}{l} \sin \theta_C \right), \qquad (2)$$

где h — длина излучающей частицы каскада, $h \approx 3 \sqrt{\ln E_H / \epsilon}$ в *t*-единицах, E_H — полная энергия каскада, *t*-единица для воды равна 36 *см*. Релятивистский электрон излучает на 1 см пути около 200 черенковских фотонов в оптическом диапазоне $(4 \cdot 10^{-5} - 7 \cdot 10^{-5} \text{ см})$, теряя одновременно около 2 Мэв на ионизацию. На 1 Мэв полной энергии каскада таким образом излучается 100 черенковских фотонов. Поток фотонов (число фотонов через единичную площадку) на расстоянии l от ливня равен

$$n_{\gamma} = \frac{100E_0 (M_{\theta\theta})}{S} e^{-l/l_0}, \qquad (3)$$

где l_0 — длина поглощения в воде, а *S* определяется (1). В дальнейшем будем использовать значение $l_0 \approx 20$ м, полученное в результате изме-

рений в чистой воде океана на относительно небольших глубинах⁵, хотя, как отмечают эксперты, на 5-километровой глубине в районе Гавайских островов можно налеяться на прозрачность в 1,5 раза большую. Минимальный поток черенковских фотонов, необходимый для количественных измерений, примем равным $n_v \approx$ ≈ 0,6 фотон/см², что соответствует попаданию 100 фотонов на фотоумножитель с пиаметром фотокатопа ~15 см. и образованию 20 фотоэлектронов. В случае, когда необходимо регистрировать только факт возникновения сигнала (например, для прохождения



Рас. 2. Схематическое изображение излучения черенковского света ливнем.

мюона), достаточно вырывания 3—5 фотоэлектронов, и минимально детектируемый поток при этом уменьшается до $n_{\gamma} \approx 0,09$ фотон/см². На совещании ДЮМАНД-76 сообщалось, что промышленность США выпускает фотоумножители полусферической формы с площадью фотокатода 300 см². Для них минимально детектируемый поток (для регистрационных измерений) понижается до $n_{\gamma} \approx 0,05$ фотон/см².

рений) понижается до $n_{\gamma} \approx 0.05$ фотон/см². Из (1) — (3) для $E_0 = 1 \cdot 10^{13}$ зе и $n_{\gamma} \approx 0.6$ фотон/см² получаем $h \approx 3.7$ м, $l \approx 68$ м и $V \approx 1.1 \cdot 10^5$ м³. Следовательно, для того, чтобы «хороший» сигнал возник в 10 детекторах, расстояние между ними должно составлять $d \approx 20$ м. Из (1) и (2) видно, что параметр, определяющий относительный вклад конечной длины каскада в уширение светового слоя, равен,

$$\eta = \frac{h \sin \theta_C}{1 \Delta \theta_{\partial \Phi \Phi}} \cdot \mathbf{I}$$

Для рассмотренного примера $\eta = 0,18$, т. е. в уширении светового слоя доминирует угловое распределение черенковского света. При увеличении расстояния l (увеличение энергии E_0 или прозрачности воды) этот эффект еще более усиливается, и ливень можно аппроксимировать светящейся точкой; на небольших расстояниях l доминирует пространственное уширение светового слоя, обусловленное конечной длиной ливня.

Помимо конусно-лучевого излучения имеется еще (см. рис. 1) анизотропная компонента излучения внутри большого телесного угла. Она обусловлена излучением электронов, летящих под большими углами к оси ливня. Покажем, что эта компонента засвечивает по крайней мере все детекторы передней ячейки, в которой произошло событие.

Под углом 90° к оси ливня в единицу телесного угла излучается $\sim 1,5\%$ всех черенковских фотонов. Примем эту минимальную интенсивность за изотропную в передней полусфере. Тогда при $E_H = 1.10^{13}$ эв

полное число «изотропных» фотонов в передней полусфере равно $N_{\gamma} \sim 10^8$, а поток на расстоянии $r = (\sqrt{3}/2) d$ составляет $n_{\gamma} = 2N_{\gamma}/3\pi d^2 \approx \approx 5 \ \text{фотон/см}^2$.

Полное число сработавших в ближней зоне детекторов определяется расстоянием $r \sim (2-2,5) l_0$ от ливня и зависит от геометрии установки. Наиболее выгодной формой решетки является тетраэдрическая. Из-за резко неоднородного углового распределения излучения как амплитуды сигналов в детекторах, так и расстояния от сработавших детекторов до ливня сильно флуктуируют.

Таким образом, типичное событие (при $E_H \sim 10^{13}$ эв) должно выглядеть следующим образом.

В конусно-лучевом слое срабатывает около 10 детекторов. Большинство этих детекторов расположено в самом конце конусного слоя (на расстоянии ~70 м) там, где освещаемый объем наибольший, а поток фотонов близок к пороговому. Поэтому амплитуды сигналов большинства детекторов дальней зоны будут пороговыми независимо от энергии ливня. Мерой энергии служат амплитуды сигналов детекторов, попавших в конусный слой на более близком расстоянии, однако такая ситуация будет реализоваться относительно редко. Геометрическое расположение сработавших в конусном слое детекторов позволяет определить направление оси ливня. Амплитуды сигналов детекторов в ближней зоне весьма чувствительны к энергии ливня. Однако для ее определения необходимо знать направление оси ливня, так как показания детекторов зависят от того, в какую часть неизотропного светового потока они попали. Для ближней зоны (область углов $\theta > 1$ рад) зависимость $(1/J_0) dJ/d\Omega$ от θ более слабая, чем для дальней зоны (см. рис. 1): при изменении угла на $\Delta\theta \approx 50$ мрад $(1/J_0) dJ/d\Omega$ изменяется только на 5-8%. Ячейка, в которой происходит событие, определяется по засвеченной передней стенке детекторов. Точные геометрические координаты ливня можно найти по распределению времен появления сигнала в различных детекторах.

Приведенная здесь оценка параметра решетки d является почти тривиальной: физически понятно, что эта величина не должна значительно превышать длину поглощения света в воде l_0 . Однако если направление ливня может быть измерено другим способом (например, для реакции $v_{\mu} + N \rightarrow \mu^- +$ адроны — по мюону) и чувствительность фотоумножителя повышена на порядок по сравнению с принятой выше, то для измерения энергии ливня, возможно, удастся использовать решетку с $d \approx (1,3-1,7) l_0$.

В любом случае приведенные здесь оценки не могут претендовать на точность. Они сильно зависят от принятой прозрачности воды, от чувствительности и размеров используемых фотоумножителей (пороговые n_{γ}) и от геометрической формы решетки. Надежно эффективность установки может быть определена (после уточнения названных выше параметров) нутем розыгрыша событий методом Монте Карло.

≻ 🛵 [™] |б) Детектирование мюонов

Помимо детектирования черенковского излучения ядерно-электромагнитных ливней перед ДЮМАНДом стоит задача регистрации одиночных мюонов как родившихся в установке, так и падающих на нее извне. При энергии 10¹¹ — 10¹² эв определение траектории родившегося

При энергии $10^{11} - 10^{12}$ зв определение траектории родившегося в установке мюона возможно, главным образом, по его прямому черенковскому излучению. Трек мюона представляет собой непрерывный светящийся цилиндр. Поток черенковских фотонов не зависит от энергии мюона и на расстоянии r (в см) от траектории равен $n_{\gamma} \approx 200/2\pi r \ fomon/cm^2$. При пороге детектирования $n_{\gamma} \sim 0.1$ фотон/см² расстояние между детекторами должно составлять $d \approx 2r \sim 6$ м. Пересекая установку, мюон с энергией $10^{11} - 10^{12}$ зе образует также несколько ливней за счет тормозного излучения и образования пар, однако из-за узкой угловой направленности черенковского излучения чаще всего ни один из этих ливней не будет зарегистрирован.

Детектирование мюонов с энергией выше 10¹³ эе и измерение их энергии возможно по ливням, вызываемым электрон-позитронными парами, рождаемыми мюоном в поле ядра ⁸⁻⁹. Специфика эксперимента ДЮМАНД по регистрации этих ливней состоит в следующем.

В энергетические потери мюона на образование пар основной вклад вносят столкновения с передачей в пары доли энергии мюона $f \sim m_e/m_{\mu}$. Однако такие столкновения происходят относительно редко, и черенковское излучение от возникающих ливней с энергией $W_0 \sim (m_e/m_{\mu}) E$, как правило, проходит мимо ближайших детекторов. Для регистрации мюона наиболее эффективно работают такие передачи энергии, при которых светящиеся участки ливней сливаются или почти сливаются между собой, вследствие чего излучение становится непрерывным или квазинепрерывным. Такая ситуация имеет место при $f < m_e/m_{\mu}$, благодаря тому, что сечение возрастает с уменьшением f. Наименьшая энергия одного каскада W_0 определяется пороговым (для данного детектора) потоком черенковских фотонов:

$$n_{\gamma} = \frac{10^2 W_0 (M \vartheta \theta)}{\sqrt{2} \pi dh}.$$

При $d \approx 20$ м и $W_0 \approx 1 \cdot 10^{10}$ зв длина светящейся части каскада и поток фотонов на расстоянии d равны соответственно $h \approx 2,4$ м и $n_{\gamma} \approx 0,5$ фотон/см²; при $d \approx 20$ м и $W_0 \approx 1 \cdot 10^9$ зв $n_{\gamma} \approx 0,06$ фотон/см². В зависимости от величины порогового потока ($n_{\gamma} = 0,5$ или 0,06 фотон/см²) мы должны потребовать $W_0 \ge 10^{10}$ зв или $W_0 \ge 10^9$ зв и рассмотреть столкновения с $f > W_0/E$. Сечение образования e^+e^- пар при условии полного экранирования равно

$$\sigma = \frac{16}{\pi} \left(\alpha Z r_0 \right)^2 F(E) \ln \frac{m_e E}{m_\mu W_0} , \qquad (4)$$

где $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см — радиус электрона, $\alpha = 1/137, Z$ — атомный номер

$$F(E) = \frac{7}{18} \left[\left(\ln \frac{m_e E}{m_\mu W_0} + \frac{10}{21} \right) \ln \left(183Z^{-1/3} \right) + \frac{\pi^2}{24} - \frac{1}{28} \right]$$

Сечения и свободный пробег λ мюона в воде приведены в таблице.

	$\frac{1}{W_0 = 10^{10} \text{ so, } h = 2,4 \text{ m}}$		$\frac{11}{W_0 = 10^9 \text{ ss, } h = 1,8 \text{ m}}$	
Е, эв				
	О , СМ ²	λ, м	σ, см ²	λ, м
10 ¹³ 10 ¹⁴ 10 ¹⁵	$8,6\cdot10^{-27} \\ 4,2\cdot10^{-26} \\ 1,1\cdot10^{-25}$	$\substack{\substack{35\\7,2\\2,8}}$	$\begin{array}{c} 4,2\cdot10^{-26} \\ 1,1\cdot10^{-25} \end{array}$	7,2 2,8

Условие квазинепрерывности излучения имеет вид $\lambda = 1/\sigma n \sim h$. Из табл. 1 видно, что в случае I (порог $n_v = 0.6$ фотон/см²) оно выполняется при $E \ge 10^{14} - 10^{15}$ эв, а в случае II (порог $n_{\gamma} = 0.06$ фотон/см²) при $E \ge 10^{13} - 10^{14}$ эв. При достижении условия непрерывности ($10^{14} - 10^{15}$ эв) интенсивность свечения мюонного трека становится прекрасной мерой энергии мюона. Действительно, условие непрерывности обеспечивается событиями с постоянным f (сечение зависит только от f). При этом $W_0 = fE$ возрастает с энергией мюона, и пропорционально возрастает интенсивность свечения трека. Дополнительным средством для измерения энергии могут в отдельных случаях служить каскады от тормозного излучения и от фотоядерного взаимодействия мюона.

в) Выводы

Резюме, основанное на этих предварительных оценках, можно сформулировать следующим образом. Измерения черенковского излучения ливней с энергией от 10^{12} до 10^{15} эв и выше, по-видимому, возможны с постоянной решетки $d \sim 20$ м (при длине поглощения света $l_0 \sim 20$ м и пороговом потоке фотонов $n_{\gamma} \approx 0.6$ фотон/см²), хотя измерения в области низких энергий (~10¹²) предпочтительнее с ячейкой меньших размеров.

Для мюонов имеются две области энергий, требующие различных размеров ячейки. Энергии $10^{12} - 10^{13}$ эв требуют $d \sim 6$ м для измерения траектории. Измерение энергии индивидуальных мюонов в этом диапазоне весьма трудно. Возможны измерения энергетического спектра мюонов главным образом по ливням от фотонов тормозного излучения. Для энергии $10^{14} - 10^{15}$ эв и выше достаточна ячейка $d \approx 20$ м. При этих энергиях возможны надежные измерения как траектории мюона, так и его энергии.

3. ПРОГРАММА АТЕНА: ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО — НУКЛОН ПРИ ЭНЕРГИИ 1—100 ТЭВ

а) Спектры атмосферных нейтрино

Программой АТЕНА намечаются эксперименты с атмосферными нейтрино. (Мы употребляем термин нейтрино в обобщенном смысле, понимая под ним мюонные и электронные нейтрино и соответствующие антинейтрино.) Эти нейтрино образуются в распадах л- и К-мезонов, рождаемых космическими лучами в атмосфере Земли. При энергиях выше 1 Тэв основным источником мюонных нейтрино являются распады: $\pi^{\pm} \rightarrow$

 $\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu_{\mu}})$ и $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu_{\mu}})$, а электронных нейтрино — более редкие распады: $K^{\pm} \rightarrow \pi^{0} + e^{\pm} + \nu_{e}(\bar{\nu_{e}})$ и $K^{0} \rightarrow \pi^{\mp} + e^{\pm} + \nu_{e} (\bar{\nu_{e}})$. Потоки мюонных нейтрино приблизительно в 20 раз превышают потоки электронных нейтрино.

Дифференциальный сцектр нейтрино в вертикальном направлении при E > 3 *Тэв* характеризуется показателем ($\gamma + 1$) ≈ 3.6 , а в горизонтальном спектр имеет более пологую форму с выходом на степенной закон с ($\gamma + 1$) ≈ 3.6 при $E \ge 30$ *Тэв*.

Горизонтальный поток нейтрино превышает вертикальный: при 0,1 *Тэв* это превышение составляет три раза, при 100 *Тэв* — 10 раз. Различие в показателях спектров и величинах потоков для горизонтального и вертикального направлений объясняется тем, что л- и *К*-мезоны до распада растрачивают свою энергию в ядерных столкновениях. При этом в горизонтальном направлении эти частицы движутся в более разреженной атмосфере и реже теряют до распада энергию, чем в вертикальном направлении. Спектры нейтрино в вертикальном и горизонтальном направлениях, вычисленные Л. В. Волковой, представлены на рис. З и 4. Увеличение крутизны спектра $K_{\mu 2}$ при энергии $\sim 5 \cdot 10^{14}$ *эе* и $\pi_{\mu 2}$ при энергии



Рис. 3. Спектры атмосферных нейтрино в вертикальном направлении. Штриховыми кривыми показаны спектры мюонных нейтрино, сплошными — электронных. Приведены спектры от различных каналов распада (например, $K_{\mu2}$: $K \rightarrow \mu\nu$, K_{e3} : $K \rightarrow \pi e \nu$ и т. д.) и суммарные спектры мюонных и электронных нейтрино (кривые Σ).



Рис. 4. Спектры атмосферных нейтрино в горизонтальном направлении. Штриховыми кривыми показаны спектры мюонных нейтрино, сплошными—электронных. Приведены спектры от различных каналов распада и суммарные спектры для мюонных и электронных нейтрино (кривые Σ).

 $\sim 2,5 \cdot 10^{14}$ эв вызвано увеличением показателя спектра первичных космических лучей на $\Delta \gamma \approx 0,5$, начиная с энергии $\sim 3 \cdot 10^{15}$ зв. Во всех вычислениях предполагается постоянный химический состав первичных космических лучей, для которого использовались измерения при $E \sim 10 \ \Gamma$ эв/нуклон. Между тем химический состав первичных космических лучей начинает изменяться при $E \geq 10 \ \Gamma$ эв/нуклон, и не исключено, что уже при энергии $E \sim 10^{14}$ зв в спектре первичного излучения преобладают ядра. В этом случае спектр нейтрино становится круче при более низких энергиях, чем показано на рис. З и 4. Необходимо подчеркнуть, что в ходе эксперимента будет измерен спектр атмосферных мюонов в направлении, близком к вертикальному ($\theta \leq 30^{\circ}$) вплоть до энергии $E \sim 10^{15}$ зв. Это позволит надежно вычислить спектр мюонных нейтрино до этих энергий. Таким образом, вычисления спектров атмосферных нейтрино должны пока иметь лишь оценочный характер.

б) Сечение нейтрино — нуклон при высоких энергиях (предсказания теории)

Основной целью программы АТЕНА является измерение сечения нейтрино — нуклон в интервале энергий 1—100 *Тэв*. В настоящее время сечение $v_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} +$ адроны измерено на ускорителе до энергии 160 *Гэв* и имеет вид

$$\sigma = (0.83 \pm 0.11) \cdot 10^{-38} E \ cm^2, \tag{5}$$

где E — энергия нейтрино в л. с., выраженная в гигаэлектрон-вольтах. Сечение реакции $\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} +$ адроны при E < 40 Гэв приблизительно в три раза меньше сечения (5).

Линейный рост сечений слабых лептонных взаимодействий (v_{μ} + $e^- \rightarrow \mu^- + v_e$, $v_e + e^- \rightarrow v_e + e^-$ ит.д.) является следствием локального «точечного» характера взаимодействия всех четырех частиц, участвующих в реакции. Точечность взаимодействия является, конечно, приближением и означает лишь, что размер области взаимодействия (определяемый де-бройлевской длиной волны частиц в системе их центра инерции $\lambda_c \sim 1/E_c$ *)) значительно превышает как размер самих частиц, так и радиус слабых взаимодействий. Если слабые взаимодействия осуществляются путем обмена тяжелыми W-бозонами, то их радиус равен $r_W \sim 1/m_W$, где m_W — масса W-бозона. При $\lambda_c \sim r_W$ приближение точечности нарушается, и сечение прекращает свой быстрый рост с энергией. Если же размер частиц, участвующих в реакции, $r_0 < r_W$, то рост сечения прекращается при $\lambda_c \sim r_0$ ($E_c \sim 1/r_0$).

Таким образом, линейный рост сечения с энергией должен прекращаться при энергии в системе центра инерции E_c порядка массы W-бозона или обратного радиуса одной из четырех частиц, участвующих в реакции.

Энергия в системе ЦИ связана с энергией в ЛС соотношением $2Em = E_c^2$, где m — масса частицы, покоящейся в ЛС.

По современным представлениям взаимодействие нейтрино высокой энергии с нуклоном осуществляется путем квазиупругого рассеяния нейтрино на «точечных» составляющих нуклона — партонах или кварках. Например, мюонное нейтрино рассеивается на *n* кварке, превращая его в *p*-кварк: $v_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^-$. Антинейтрино рассеивается, наоборот, на *p*-кварке: $v_{\mu} + p \rightarrow n + \mu^+$. Адроны, наблюдающиеся при столкновении нейтрино с нуклоном $v_{\mu} + N \rightarrow \mu^- + адроны$, рождаются *p*-кварком отдачи при последующих столкновениях.

В теории слабых взаимодействий не все переходы между кварками равнозначны. Например, переход *p*-кварка в «странный» λ -кварк сильно подавлен: сечение $\overline{v_{\mu}} + p \rightarrow \lambda + \mu^{+}$ в $\sin^{2} \theta_{C}$ раз меньше сечения $\overline{v_{\mu}} + p \rightarrow n + \mu^{+}$, где $\theta_{C} \approx 0.26$ — угол Каббибо.

Выписывая конкретные реакции, мы до сих пор ограничивались случаями, когда нейтральный лептон (нейтрино) переходит в заряженный: $v_{\mu} \rightarrow \mu^{-}, v_{e} \rightarrow e^{-}$. Такие реакции, объясняемые обменом заряженным W-бозоном, происходят, как принято говорить, под действием заряженных токов. Если же в реакции лептон не изменяет своего зарядового состояния ($v_{\mu} + N \rightarrow v_{\mu}$ + адроны), т. е. нейтрино обмениваются с кварками нейтральным Z₀-бозоном, то говорят, что реакция происходит под действием нейтральных токов. Сечения нейтральных токов для⁴ рассеяния нейтральных токов.

^{*)} Используется система единиц $\hbar = c = 1$, в которой размерность длины и времени равны размерности обратной энергии и массы. В частности, $1/m_p \approx 2.1 \cdot 10^{-14}$ см, где m_p — масса протона.

рино на нуклоне составляют величину ~30% от сечения заряженных токов.

До какой энергии может продолжаться рост сечения (5) нейтрино нуклон? Какова ожидаемая величина сечения при «атеновских» энергиях нейтрино 1—100 *Тэв*?

Если размер кварков меньше радиуса слабых взаимодействий ($r_0 < < r_W$), то рост сечения (5) будет обрываться при энергии $E_c \sim m_W$ в системе ЦИ нейтрино и кварка *) или $E \sim m_W^2/2m_q$ — в л. с., где m_q — эффективная масса кварка в нуклоне. Если же $r_0 > r_W$, то сечение нейтрино — нуклон прекратит свой рост при $E_c \sim r_0^{-1}$, в то время как сечение чисто лептонных процессов (например, $v_{\mu} + e^- \rightarrow \mu^- + v_e$ будет расти до энергий $E_0 \sim m_W^2/2m_e$.

Рассмотрим сначала подробнее первый случай («точечные» кварки), когда рост сечения (5) обрывается при $E_c \sim m_W$.

В калибровочных перенормируемых теориях слабых взаимодействий масса W-бозона является модельно зависящей величиной. В общепринятой модели Вайнберга — Салама масса заряженного W-бозона равна $m_W \approx 70 \ \Gamma_{36}$, а масса нейтрального $m_Z \approx 80 \ \Gamma_{36}$. Березинский и Смирнов ¹⁰ рассмотрели «предельные» калибровочные модели, в которых эффект нейтральных токов обусловлен обменом парой заряженных W-бозонов. Масса W-бозона в этом случае может составлять 500—800 Γ_{36} . В перенормируемой теории слабых взаимодействий с обменом скалярными мезонами (Куммер и Сегре ¹¹, Шабалин ¹², Сегре ¹³) масса промежуточных мезонов может достигать 300 Γ_{36} .

При массе W-бозона $m_W = 70 \ \Gamma_{\partial \theta}$ «насыщение» vN-сечения имеет место при энергии нейтрино $E_0 = m_W^2/2m_q \approx 12 \ T_{\partial \theta}$, а при $m_W \approx 200 \ \Gamma_{\partial \theta}$ $E_0 \approx 100 \ T_{\partial \theta}$. Таким образом, резкое изменение поведения сечения с энергией, наиболее интересное с точки зрения существующих теорий, находится в области энергий проекта ATEHA.

Обсудим теперь величину сечения нейтрино — нуклон при энергиях 1—100 *Тэв.* Для определенности ограничимся мюонными нейтрино, поток которых из атмосферы значительно превосходит поток электронных

*) Найдем, как изменяется рост сечения нейтрино — нуклон при введении W-бозона с массой m_W. Сечение рассеяния нейтрино — нуклон на мишени с равным числом нейтронов и протонов в кварковой партонной модели имеет вид

$$\sigma(s, m_W) = \frac{3}{2} \frac{G^2}{\pi} \int_0^1 dx \, N(x) \, \int_0^{s_x} \frac{dQ^2}{[1 + (Q^2/m_W^2)]^2} = \frac{3}{2} \frac{G^2s}{\pi} \int_0^1 dx \, N(x) \, \frac{x}{1 + (s/m_W^2) \, x} \,, \quad (6)$$

где коэффициент 3/2 есть среднее число *p*-кварков (и *n*-кварков) на один нуклон, x -доля импульса нуклона в системе ЦИ, приходящаяся на один кварк, $0 \le x \le 1$, N(x) -вероятность, что кварк в нуклоне несет долю импульса x (и, следовательно, имеет эффективную массу xm_N), $s = E_c^2$ — квадрат полной энергии нейтрино и нуклона в системе ЦИ, $s_x -$ аналогичная величина для нейтрино и кварка с долей импульса x($s_x = xs$) и $Q^2 = |q^2|$ — квадрат 4-импульса, передаваемого от лептонов кваркам. Используя известный вид функции N(x), легко вычислить из (6), что масса W-бозона уменьшает сечение вдвое σ (s, m_W) = (1/2) σ (s, ∞) при $s/m_W^2 \approx 5$, т. е. при энергии нейтрино в л. с. $E_v = m_W^2/2$ ($m_N/5$). Это соответствует тому, что нейтрино рассеивается в среднем на кварке с массой $m_q \approx 200$ Мэв. Ту же оценку массы кварка

 $m_q = m_N \int_0^t N(x) \ x \ dx = m_N \overline{x}$ мы получим, если сравним сечение (6) при $s \ll m_W^2$

с экспериментальной величиной 0,8 · 10 - 38 E_v (5).

нейтрино. Полное сечение обусловлено реакциями

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} +$$
адроны, (7)

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} +$$
адроны (8)

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow L +$$
адроны. (9)

Сечения рассеяния нейтрино на электронах ($v_{\mu} + e^{-} \rightarrow \mu^{-} + v_{e}, v_{\mu} + e^{-} \rightarrow v_{\mu} + e^{-}, v_{e} + e^{-} \rightarrow v_{e} + e^{-} \mu^{-} \rightarrow c_{e}$) при $E < 100 \ T_{\partial B}$ значительно меньше сечения на нуклонах: например, при $E \sim 100 \ T_{\partial B}$ они менее 10% от полного сечения для модели Вайнберга — Салама.

При больших энергиях в сечение реакции (7) могут вносить также вклад процессы $v_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p_i$, где p_i — новые тяжелые кварки с зарядом +2/3. Первым из них является, по-видимому, чармированный кварк ($p_1 = c$). Такая же возможность существует и для сечения нейтральных токов (8). Реакция (9) представляет собой гипотетическую реакцию с образованием новых лептонов L_j . В зависимости от лептонного и электрического заряда L_j эта реакция может идти как на n, так и на p-кварках.

Таким образом, при энергии, значительно превышающей порог рождения новых частиц, можно ожидать, что полное $v_{\mu}N$ сечение будет иметь вид:

$$\sigma \approx 1, 2 \cdot 0, 8 \cdot 10^{-38} \left(1 + \sum_{i} \operatorname{tg}^{2} \theta_{i} + \sum_{j} \operatorname{tg}^{2} \theta_{j}\right) E, \qquad (10)$$

где параметры θ_i и θ_j определяют возможную подавленность (или усиление) переходов $n \to p_i$ и $v_u \to L_j$, а коэффициент 1,2 грубо учитывает вклад нейтральных токов (8). Существование W-бозона приводит к замене E в формуле (10) на $[(2m_q/m_W^2) + (1/E)]^{-1}$ и насыщению сечения при $E \gg m_W^2/2m_q$. Слабый логарифмический рост сечения при этих энергиях возможен за счет дифракционных процессов.

Таким образом, измерение только полного сечения нейтрино нуклон в области энергий 1—100 *Тэв* может (1) обнаружить косвенным образом существование *W*-бозона и определить его массу, если $m_W \leq \leq 200 \ \Gamma$ эв, и (2) дать информацию о существовании новых частиц и их вкладе в полное сечение нейтрино — нуклон. Последнее может быть установлено из сравнения величин сечения (5) при $E \leq 160 \ \Gamma$ эв и сечения (10) при $E > 1 \ T$ эв.

Перейдем теперь к оценке возможности измерений на установке ДЮМАНД.

в) Схема установки и программа измерений

Оптимальная (по нашему мнению) программа АТЕНА, возможная при большой ячейке детекторов, заключается в измерении частоты появления ливней, вызванных взаимодействием нейтрино в установке, в определении энергии ливня и энергии мюона при $E_{\mu} \ge 10$ *Тэв* и в измерении направления прихода первичной частицы.

В отличие от более детальной программы, которая будет рассмотрена ниже, здесь не требуется восстанавливать кинематику разлета частиц после столкновения, что связано с измерением углов <10 мрад; точность измерения углов в «оптимальной» программе диктуется только требованием измерения энергии, связанным с относительно грубым определением направления оси ливня. По весьма предварительной оценке, полученной в предыдущем параграфе, постоянная решетки детекторов должна быть равна $d \approx l_0 \approx 20$ м, а быть может, и $d \approx 1,5 \ l_0$. Мы будем в дальнейшем рассматривать установку объемом 10^9 м³, проект которой обсуждался на рабочем совещании 1976 г. по проекту ДЮМАНД. В «оптимальной» программе АТЕНА возможны измерения сечений

В «оптимальной» программе АТЕНА возможны измерения сечений нейтринных событий с образованием мюона (или нескольких мюонов с энергией больше 0,1—0,5 *Тэв*), доли энергии, уносимой мюоном при энергии мюона выше 10 *Тэв* и сечений безмюонных событий.

Установка должна состоять из тетраэдрической решетки детекторов (кубическая решетка является одной из наименее эффективных для регистрации черенковского све-

та в ближней зоне) и мюонного модуля, окружающего всю установку плотным двух-или трех-рядным слоем фотоумножителей, обозревающих внутренний объем установки (рис. 5). Расстояние между фотоумножителями в мюонном модуле определяется требованием регистрации прямого черенковского излучения мюона, выходящего из установки, и как было показано выше, должно составлять $d \approx 6$ м. Каждый детектор может иметь только один полусферический фотоумножитель с полем зрения, ограниченным внутренним объемом установки. Для уменьшения числа детекторов мюонный модуль должен иметь форму шарового слоя (см. рис. 5). Мюонный модуль



Рис. 5. Схематическое изображение нейтринного события с рождением мюона.

овтин с рождением мюона. Траектории частиц (нейтрино, мюона и черенковских фотонов) показаны штриховыми линиями. Сработавшие детекторы отмечены крестиками: а — группа детекторов дальней зоны (конусный световой слой); б — группа детекторов ближней зоны (широкоугольное излучение); в — детекторы мюонного модуля (шаровой слой), освещенные прямым черенковским излучением мюона.

для несколько иных целей был предложен на совещании ДЮМАНД-76 Д. Клайном.

Типичное событие, вызываемое нейтрино с энергией $E_{\nu} \approx 3$ *Тэе* должно выглядеть следующим образом. ⁴ При реакции $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + +$ адроны из точки взаимодействия вылетает мюон, и развивается ядерноэлектромагнитный ливень от адронов. Нейтрино передает в среднем около половины своей энергии мюону ($E_{\mu} \approx 1,5$ *Тэе*), пробег которого в воде превышает 3 км. Поэтому мюон будет зарегистрирован в мюонном модуле. Обратимся теперь к ядерно-электромагнитному каскаду, создаваемому адронами. Пространственные координаты центра свечения ливня будут грубо определены положением детекторов б) в ближней зоне и точно — по разности времени появления сигнала в детекторах группы а) (конусный слой) и б). Положение центра свечения ливня и места пересечения мюоном мюонного модуля определит траекторию мюона, которую в пределах требуемой точности можно идентифицировать с направлением движения нейтрино и направлением оси ядерно-электромагнитного ливня. В самом деле, средний угол между траекториями мюона и нейтрино (θ_{u}) и оси ливня и нейтрино (θ_H) равны $\overline{\theta}_H = \overline{\theta}_\mu \approx \sqrt{\frac{2m_q}{E_v}} \approx 12$ мрад, где $m_q \approx$ ≈ 200 Мэе — эффективная масса кварка в нуклоне *). Из углового распределения черенковского света (см. рис. 1) видно, что для определения энергии ливня достаточно знать положение оси ливня с точностью всего лишь 30-50 мрад. Еще меньшая точность требуется для направления траектории первичного нейтрино, чтобы убедиться, что оно пришло в направлении, где толща вещества значительно превышает пробег мюона. Независимое определение направления оси ливня, хотя и с меньшей точностью, дает положение группы детекторов а) (конусный слой) и амплитуды сигналов в детекторах б). Последние, а также частично амплитуды сигнала детекторов группы а), позволяют определить полную энергию ливня E_H. Для безмюонных событий определение направления оси ливня возможно только по регистрации черенковского света. При энергии мюона выше 10 Тэв его трек будет хорошо виден во всем объеме установки, а энергия может быть надежно определена по амплитуде сигналов детекторов вдоль мюонной траектории.

r) Частота появления нейтринных событий в установке

Приведем теперь ожидаемую частоту появления нейтринных событий и фоновых событий, вызываемых атмосферными мюонами (вычисления были выполнены Л. В. Волковой). В расчетах предполагается линейный рост (5) vN-сечений во всей области рассматриваемых энергий без учета рождения новых частиц. Уменьшение сечения при $E \ge m_W^2/2m_q$ является искомым эффектом, и расчеты, проводимые с неограниченным ростом сечения (5) фактически показывают, до сколь больших величин масс возможен поиск W-бозона в программе ATEHA.

*) Выпишем кинематические соотношения для глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне. Мы будем использовать обычные кинематические и скейлинговые переменные: $Q^2 = |q^2|$ — квадрат передаваемого адронам импульса, E_{μ} — энергия моона, E_H — суммарная энергия родившихся адронов, p_H — суммарный импульс адронов, $v = E_v - E_{\mu} \approx E_H$ — энергия, передаваемая адронам, $x = Q^2/2m_N v$ — скейлинговая переменная, представляющая собой долю полного импульса нуклона в С-системе, приходящегося на кварк (эффективная масса такого кварка равна, таким образом, $m_q = xm_N$), в $y = v/E_v$ — доля энергии нейтрино, уносимая адронами. Для вычисления углов θ_H и θ_μ воспользуемся известным выражением для Q^2 и равенством полеречных импульсов мюона и адронов:

$$Q^2 = 4E_{\nu}E_{\mu}\sin^2\frac{\theta_{\mu}}{2}$$
, $p_H\sin\theta_H = p_{\mu}\sin\theta_{\mu}$, $p_H \approx \sqrt{\nu^2 + Q^2}$.

Тогда легко получить

$$\sin^2 \frac{\theta_{\mu}}{2} = \frac{Q^2}{4E_{\nu}E_{\mu}}, \quad \sin \theta_H \approx \sqrt{\frac{E_{\mu}}{E_{\nu}} \frac{\cos^2 \left(\theta_{\mu}/2\right)}{1 + \left(\nu^2/Q^2\right)}},$$

или в скейлинговых переменных для не слишком малых передач энергии

$$\theta_{H} \approx \sqrt{\frac{2m_{N}}{E_{v}}} \frac{x\left(1-y\right)}{y}, \quad \theta_{\mu} \approx \sqrt{\frac{2m_{N}}{E_{v}}} \frac{xy}{1-y}, \\ \theta_{H} \theta_{\mu} \approx \frac{2m_{N}}{E_{v}} x.$$

Средние значения $\bar{y} = 1/2$ и $\bar{x} = 0,2$ (последнее значение следует из вида структурной функции в изученном рассеянии нейтрино — нуклон или из сравнения суммы вычисленных сечений рассеяния нейтрино на кварках с величиной измеренного vN-сечения). При этих значениях получаем

$$\bar{\theta}_{H} \approx \bar{\theta}_{\mu} = \sqrt{\frac{2m_{N}}{E_{N}}} \bar{x},$$

где xm_N есть эффективная масса кварка.

На рис. 6 представлены глобальные (проинтегрированные по всем направлениям) спектры ливней с энергией больше E_H от взаимодействия нейтрино в установке. Наибольшую частоту событий дают взаимодействия $v_{\mu} + N \rightarrow \mu$ + адроны. Нейтральные токи ($v_{\mu} + N \rightarrow v_{\mu}$ + адроны) и взаимодействие электронных нейтрино ($v_e + N \rightarrow e$ + адроны) вызывают приблизительно одинаковое

число ливней. Это объясняется тем, что мюонные нейтрино, поток которых более чем на порядок пре-



Рис. 6. Глобальные спектры нейтрииных ливней.

 $\begin{array}{l} \mathbf{v}\;(>E_{H}) & - \mbox{ число нейтринных событий } \\ \mathbf{b}\; \mathbf{rog}\; \mathbf{c}\; \mbox{ энерговыделением в ядерно$ $злектромагнитных ливнях больше } \\ \mathbf{I}\; - \mbox{ для } \mathbf{v}_{e} + N \rightarrow e^{-} + \mbox{ адроны, } \overline{\mathbf{v}}_{e} + \\ + N \rightarrow e^{+} + \mbox{ адроны (заряженные токи); } \\ \mathbf{2}\; - \mbox{ для } \mathbf{v}_{\mu} + N \rightarrow \mathbf{v}_{\mu} + \mbox{ адроны, } \overline{\mathbf{v}}_{\mu} + \\ + N \rightarrow \overline{\mathbf{v}}_{\mu} + \mbox{ адроны, } \mathbf{v}_{e} + N \rightarrow \mathbf{v}_{e} + \\ + \mbox{ адроны } \mathbf{u}\; \overline{\mathbf{v}}_{e} + N \rightarrow \overline{\mathbf{v}}_{e} + \mbox{ адроны } \\ (\mbox{ натральные токи); } \quad \mathbf{3}\; - \mbox{ для } \mathbf{v}_{\mu} + \\ + N \rightarrow \mu^{-} + \mbox{ адроны, } \overline{\mathbf{v}}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + \\ + \mbox{ адроны (заряженные токи); } \quad \mathbf{4}\; - \mbox{ для } \\ (\mbox{ суммы всех процессов. } \end{array}$



Рис. 7. Глобальные спектры мюонов, Φ_{μ} (>E) — число нейтрино с энергией больше E, прошедших через установку: 1 — мюоны, рожденные в v_µN-столкновениях внутри детектирующего объема; 2 — атмосферные мюоны, рожденные в актах прямой генерации; 3 — атмосферные мюоны, рожденные іпри распадах л- и K-мезонов.

вышает поток электронных нейтрино, передают в каскад только половину своей энергии, в то время как вся энергия электронного нейтрино (через электрон и адроны) переходит в каскад. Глобальная частота появления ливней с энергией выше 10 *Тэв* составляет 4,8 · 10² лет⁻¹.

Фоном по отношению к нейтринным событиям являются ливни, вызываемые в установке атмосферными мюонами. В отличие от нейтрино, мюоны поглощаются в 5 км-слое воды над установкой, поэтому интенсивность даже вертикальных мюонов значительно ослаблена: в ~200 раз для мюонов с энергией 1 Тэв и ~70 раз для мюонов с энергией 10 Тэв.

На рис. 7 приведены глобальные интегральные (по энергии) потоки мюонов на глубине 5 км в океане. В их числе дан подводный спектр атмосферных мюонов распадного происхождения (π - и K-распады) и мюоны, рожденные в атмосфере в результате так называемой прямой генерации (через распады очень короткоживущих частиц). При расчетах принималось, что прямая генерация мюонов в адронных столкновениях составляет ~10⁻⁴ от генерации пионов, как это следует из экспериментальных

2 УФН, т. 122, вып. 1

данных при энергии ниже 100 Γ_{26} . На этом же рисунке изображен спектр мюонов, генерированных нейтрино из верхней полусферы внутри установки. При энергии $E > 10^{13}$ зе поток мюонов, проходящих через установку, но рожденных вне ее, а $1/(\gamma - 1) \ bR\rho \approx 3.1$ раза превосходит



Рис. 8. Зенитно-угловое распределение ливней с энергией больше E_H , вызванных мюонами и нейтрино.

Штриховой линией показана частота появления ливней с $E_H \ge 10^3$ Гэв (шкала справа), сплошной — с $E_H \ge 10^4$ Гэв (шкала слева).

Гок мюблов, прокодляла терез уста $/(\gamma - 1) \ bR\rho \approx 3.1$ раза превосходит поток нейтрино, генерированных в установке (здесь $\gamma = 2.6$ — показатель интегрального спектра нейтрино, $b = (1/E) \ dE/dx \approx 3.2 \cdot 10^{-6} \ cm^2/c$ величина относительных энергетических потерь мюона в воде, ρ — плотность воды, $R = 630 \ m$ — радиус установки).

Основным источником «фоновых» ливней с большим энерговыделением является тормозное излучение мюонов в поле ядер: $\mu + Z \rightarrow Z + \mu + \gamma$. Возникающий в этой реакции высокоэнергичный у-квант создает электромагнитный ливень. Частота появления ливней с энергией $E_H \ge 10$ Тэв от мюонов в вертикальном направлении в ~10³ раз больше, чем от нейтрино.

Из-за экспоненциального поглощения мюонов в океане фон от мюонных событий быстро уменьшается с увеличением зенитного угла θ (угол с вертикалью). На рис. 8 приведена частота появления ливней от мюонов и нейтрино в зависимости от зенитного угла. Из рисунка видно, что в то время, как с увеличением зенитного угла θ частота появления «нейтринных» ливней возрастает (из-за увеличения потока горизонтальных ней-

трино), частота «мюонных» ливней резко падает (из-за поглощения мюонов). При θ > 70-72° для энергии ливней 1-10 Тэв частота нейтринных ливней начинает преобладать над частотой мюонных ливней.

Таким образом, в горизонтальном направлении ($\theta > 70^{\circ}$) и в направлении снизу вверх ливни с полной энергией $E_H \ge 1-10~T_{26}$ вызываются почти исключительно нейтрино. Для установки объемом $10^9~M^3$ частота нейтринных ливней с $E_H \ge 10~T_{26}$ в горизонтальном направлении ($70^{\circ} \le \le \theta \le 90^{\circ}$) и из нижней полусферы составляет $v \approx 390~{\rm ner}^{-1}$. Для ливней с $E_H \ge 1~T_{26}$ соответствующая частота равна $v \approx 9.7 \cdot 10^3~{\rm ner}^{-1}$.

д) Программа детального изучения акта взаимодействия

На рабочем совещании ДЮМАНД-76 Д. Клайн выдвинул программу детального изучения акта взаимодействия нейтрино — нуклон, подобно тому как это делается в экспериментах на ускорителях. В отличие от обсуждаемой нами «оптимальной» программы, в программе Клайна помимо измерения энергии ливня и угла θ_H предусматривается измерение обоих углов θ_{μ} и θ_H , которые составляют величину ≤ 10 мрад и измерение энергии даже низкоэнергетических мюонов. Особое внимание в программе Клайна уделяется событиям, вызванным вертикальными нейтрино. Типичное нейтринное событие такого рода ($E_{\nu} \approx 10~T_{26}$) изображено схематически на рис. 9. (Этот рисунок взят из доклада Д. Клайна.) Нейтрино (пунктирная траектория) в результате реакции $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu +$ адроны рождает мюон и ядерно-электромагнитный ливень со средними углами вылета, равными $\bar{\theta}_{\mu} \approx \bar{\theta}_{\mu} = \sqrt{2m_q/E_{\nu}} \approx 6$ мрад. Вертикальная сплошная прямая, параллельная траектории нейтрино, отмечает траекторию

мюона, родившегося в атмосфере, в том же распане п- или К-мезона. что и зарегистрированное нейтрино. Траектория мюонного партнера дает с достаточной точностью направление (0,) прихода нейтрино. Таким образом, вертикальное нейтринное событие Клайн предлагает идентифицировать (1) по черенковскому свету от ливня, (2) по мюону, образовавшемуся во взаимодействии, и (3) по траектории мюонного партнера вблизи (~1 м) от оси адронного ливня. Измеряемыми по Клайну величинами являются: углы θ_H , θ_{μ} и θ_{ν} (по траектории — мюонного партнера) и энергии E_H и E_u (энергия вторичного мюона должна измеряться по ливням, создаваемым тормозным излучением, и процессу образования пар). Знание величин θ_H , θ_{μ} , θ_ν, *E_H* и *E*_µ позволит полностью восстановить кинематику события и изучить



Рис. 9. Типичное событие, вызванное вертикальным нейтрино (по Д. Клайну).

распределение по *у* (доле энергии, уносимой адронами). В горизонтальном направлении и в направлении снизу вверх становится невозможным прямое измерение θ_{v} . Регистрация мюонов всех энергий позволяет изучать многомюонные события.

Наши предварительные оценки показывают, что измерения углов, необходимые в программе Клайна, с точностью 1÷З мрад, равно как и измерение энергии и траектории мюона с энергией $E_{\mu} \leq 1$ Тэв фотоумножителями внутри установки, требуют размера ячейки детекторов не более 5 м, и следовательно, неприемлемо большое число фотоумножителей для установки объемом 10⁹ м³. Однако, как отмечал и сам Клайн, более точно этот параметр будет определен розыгрышем событий по методу Монте Карло.

Кроме того, число вертикальных нейтринных событий, сопровождаемых мюонным атмосферным партнером, будет очень мало́ (при энергии нейтрино $E_v \sim 10 \ T_{\theta}$ около 2% от всех нейтринных событий). Это объясняется следующими обстоятельствами.

Угловое распределение мюонов на глубине 5 км круто падает с увеличением зенитного угла (рис. 10), и под углом $\theta \approx 45^{\circ}$ поток мюонов уменьшается вдвое по сравнению с вертикальным. Это оставляет малый телесный угол $\Delta\Omega \sim 2 \ cmep$ для нейтринных событий, сопровождаемых атмосферным мюоном.

Кроме того, из-за большой крутизны спектров распадающихся пионов и каонов спектр атмосферных нейтрино формируется при вылете ней-

трино в среднем под углом $\alpha = 55^{\circ}$ (соз $\alpha = 0,57$) к направлению движения распадающейся частицы. Отношение энергий мюона и нейтрино в ЛС

при этом, как нетрудно убедиться, равно

$$\frac{E_{\mu}}{E_{\nu}} = 0.64 \cdot \frac{0.43m^2 + 1.57m_{\mu}^2}{m^2 - m_{\mu}^2},$$

где m — масса K- или π -мезона. Для распада каонов это отношение равно ~ 0.3 . При энергии нейтрино $E_v = 10$ *Тэв* энергия мюонного партнера,



Рис. 10. Угловые распределения мюонов атмосферного происхождения и нейтрино на глубине 5 км в океане. θ — угол с вертикалью (зенитный угол).

10 *Гэв* энергия мюонного партнера, образовавшегося при распаде каона, составляет в среднем З *Тэв*; пробег такого мюона в воде ~5 км, и следовательно, он, как правило, не будет доходить до установки. Между тем поток каонных нейтрино из атмосферы при энергии 10 *Тэв* в три раза превышает поток пионных нейтрино. Эти два обстоятельства приводят к указанной выше оценке.

Добавим, наконец, что очень высокий для вертикального направления фон от тормозного излучения мюонов делает практически невозможным наблюдение ливней от безмюонного нейтринного взаимодействия и сильно затрудняет наблюдение оцененного выше небольшого числа нейтринных событий с рождением мюона. При энергии $E \approx 10$ Тэв через установку проходит около 1 млн. мюонов в год, а число ливней с $E_H \ge 10$ Тэв, вызы-

ваемых мюонами внутри телесного угла $\Delta\Omega \sim 2$, составляет $2\cdot 10^4$ в год.

Отказ от наблюдения вертикальных событий и обзор только внутренней части установки детекторами мюонного модуля позволяет уменьшить число используемых фотоумножителей.

Мы сосредоточили внимание на различии наших программ, но, естественно, они совпадают для основного круга задач.

Недостатком всей программы АТЕНА в целом является невозможность наблюдения случаев прямого рождения *W*-бозонов (этот недостаток может восполняться программой ЮНИКОРН).

Рождение заряженного W-бозона и нейтрального Z₀-бозона в нейтринном и мюонном пучке происходит в реакциях (диаграммы на рис. 11):

$$egin{aligned} &
u_{\mu} + Z &
ightarrow Z + \mu^- + W^+, \ &
u_{\mu} + p &
ightarrow \mu^- + W^+ + \text{адроны}, \ &
\mu + Z &
ightarrow Z + \mu + Z_0, \ &
\mu + p &
ightarrow \mu + Z_0 + \text{адроны}, \end{aligned}$$

где Z означает кулоновское поле ядра, а p — протон.

Приведенные выше реакции характерны тем, что отношение энергии *W*-бозона к энергии мюона в конечных состояниях в среднем равно $E_W/E_{\mu} = m_W/m_{\mu}$. Благодаря этому в детальном варианте программы случаи рождения *W*-бозона можно было бы обнаружить, как отмечалось в докладе Д. Клайна на совещании ДЮМАНД-76, по событиям с передачей почти всей энергии нейтрино в адроны (при распаде $W \rightarrow$ адроны) или по возникновению пары мюонов (при распаде $W \rightarrow \mu \nu$), из которых один имеет очень большую энергию, а второй — малую.

Однако число случаев рождения *W*-бозона в эксперименте ДЮМАНД слишком мало́ для такого анализа.



Рис. 11. Диаграмма рождения W- и Z₀-бозонов в реакциях $v_{\mu} + Z \rightarrow Z + \mu^- + W^+$ (диаграммы a), $v_{\mu} + p \rightarrow \mu^- + W^+ +$ адроны (б), $\mu + Z \rightarrow Z + \mu + Z_0$ (в) и $\mu + p \rightarrow \mu + Z_0 +$ адроны (г).

Сечение когерентного рождения *W*-бозона в кулоновском поле ядра в пересчете на один нуклон равно

$$\sigma_{W} = \alpha^{2} G \, \frac{Z^{2}}{A} \, F\left(\beta, \ m_{W}\right) = 2.3 \cdot 10^{-37} \, \frac{Z^{2}}{A} \, F\left(\beta, \ m_{W}\right) \, c \, m^{2} / hy \kappa \text{лон}, \tag{11}$$

где $\beta = 2E_{\nu}/Rm_W^2$ и $R \approx 0.29A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см — размер, характеризующий форм-фактор ядра, для A = 16, $m_* = 1/R = 0.27$ Гэв.

При асимптотически больших энергиях $F(\beta, m_W)$ выражается аналитической формулой ¹⁴а:

$$F(\beta, m_W) = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left[\frac{2}{3} \ln^3\beta + \frac{61}{6} \ln^2\beta + \left(-\frac{31}{3} + \frac{88}{\beta} + \frac{64}{3} \ln Rm_W \right) \ln\beta - \left(\frac{304}{9} - \frac{64}{\beta} \right) \ln Rm_W - \left(-\frac{12}{\beta} - \frac{40}{9} \pi^2 - \frac{1}{3} \frac{33}{1,08} + 32 \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{4 \cdot 2^2} + \frac{1}{5 \cdot 3^2} + \dots \right) \right].$$
(12)

Вычисления для промежуточных энергий не проводились для больших ($m_W > 30$ Гэв) масс W-бозонов.

Выход на асимптотический режим происходит очень медленно, особенно, если учесть конечную массу мюона ¹⁴⁶. Сравнение асимптотической формулы с точными вычислениями ^{14в} показывает, что значения β , при которых происходит выход на асимптотический режим, увеличиваются с ростом m_W . Это означает, что использование асимптотической формулы при конечных β завышает сечение рождения W-бозона.

Для модели Вайнберга ($m_W \approx 70$ Гэв) при $\beta = 10$ ($E_v = 100$ Тэв) сечение, вычисленное по асимптотической формуле, равно $\sigma_W \approx 8 \cdot$ ·10-36 см²/нуклон, и частота нейтринных событий с рождением W-бозона составляет $v_W \approx 0.2$ лет⁻¹. Область энергий $E_v < 100$ Тэв ($\beta < 10$) соответствует заметному уменьшению сечения.

Оптимальной для поиска легкого W-бозона в программе АТЕНА является энергия нейтрино E_v ~ 20 Тэв. Если W-бозон распадается на мюон и нейтрино, то событие будет представлять собой рождение пары мюонов, один из которых имеет в среднем низкую энергию $(m_{
m u}/m_W)$ $E_v \sim$ $\sim 3\cdot 10^{10}$ зв и не регистрируется установкой, а другой со средней энергией $E_{\mu} \sim 10 \ T$ эв надежно регистрируется установкой (энергия мюона $> 10 \ T$ эв и определяет выбор энергии нейтрино $E_{v} \ge 20$ Tэв). Масса W-бозона не должна превышать при этом $\sqrt{2E_{\nu}m_*/10} \approx 30 \ \Gamma_{2\theta}$. В модели четырех цветных кварков вероятность распада $W \rightarrow \mu\nu$ составляет $^{1}/_{8}$ часть от полной вероятности, и следовательно, сечение рождения одиночного мюона внутри установки равно $\sigma_{W \to \mu} \sim 1 \cdot 10^{-36} cm^2/нуклон$, а полное число таких событий в горизонтальном направлении ($\theta > 70^\circ$) и снизу вверх будет равно $v_{W \to \mu} \sim 2$ лет⁻¹ (при этом через установку в том же направлении пройдет около 50 мюонов в год с $E_{\mu} \ge 10^{13}$ зв). При распаде W-бозона на адроны из-за «потери» низкоэнергетического мюона событие становится неотличимым от $v_{\mu} + N \rightarrow v_{\mu} +$ адроны и $v_e + N \rightarrow e +$ адроны. Таким образом, по-видимому, невозможен поиск в обсуждаемом эксперименте даже легкого W-бозона.

ж) Основные выводы

1) В интервале энергий 1-100 Тэв возможна регистрация атмосферных нейтрино. С помощью решетки детекторов с длиной ячейки $d \approx 20$ м (при длине поглощения света в воде $l_0 \approx \hat{20}$ м) и мюонного модуля возможны следующие измерения: определение направлений прихода нейтрино, определение координат точки взаимодействия, измерение энергии ливня, регистрация одного или нескольких мюонов с энергией 0.3— 10 Гэв, родившихся при взаимодействии нейтрино в установке, и измерение энергии и траектории мюонов с энергией выше 10 Тэв.

Для регистрации нейтринных взаимодействий целесообразно ограничиться направлениями снизу вверх и зенитными углами $\theta \ge 70^\circ$ в верхней полусфере, где фон, вызываемый атмосферными мюонами, незначителен. Ожидаемое число ливней от нейтрино в этих направлениях при линейном росте сечений для установки объемом $10^9 \, \text{м}^3$ составляет $v \sim 9.7 \cdot 10^3$ лет⁻¹ при $E_H \ge 1$ *Тэв* и $v \sim 3.9 \cdot 10^2$ лет⁻¹ при $E_H \ge 10$ *Тэв*. 2) Из данных измерений можно получить следующие физические

результаты:

- В интервале энергий 1-100 *Тэв* измерить сечения нейтрино нуклон вплоть до энергий, при которых сечение резко замедляет свой линейный рост с энергией.

- Измерить сечение безмюонных событий (благодаря регистрации мюонов в мюонном модуле), вызываемых нейтральными токами и взаимодействием электронных нейтрино.

- Измерить сечения реакций с образованием нескольких мюонов.

— При высоких энергиях E > 10 Тэв, когда становится возможной регистрация мюонов по образованию цар, получить распределение по доле энергии, передаваемой адронам.

— Косвенным образом, по замедлению роста сечения, установить существование W-бозона и оценить его массу, если она не превышает 150-200 Гэв.

Превышение сечения при $E \sim 1 T_{\partial \theta}$ над линейной экстраполяцией (5) содержит информацию о новых частицах.

Низкое по сравнению с линейной экстраполяцией (5) и медленно растущее с энергией при $E \leqslant 1$ *Тэе* сечение свидетельствует о малой массе W-бозона или о неточечности кварков.

4. ПРОГРАММА ЮНИКОРН: ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИМИ НЕЙТРИНО ПРИ ЭНЕРГИИ ВЫШЕ 10¹⁴—10¹⁵ *эв*

Программа ЮНИКОРН преследует следующие цели:

1) Поиск отдаленных космологических эпох, в которые происходили вспышки генерации космических лучей высоких энергий (нейтринная астрономия высоких энергий).

2) Поиск W-бозона с массами от 30 до 100 Гэв по резонансной реакции Глэшоу $\tilde{v}_e + e^- \rightarrow W^- +$ адроны.

3) Измерение сечения нейтрино — нуклон при энергии 10¹⁴ — 10¹⁶ эв.

4) В случае достаточно больших потоков внегалактических нейтрино исследование элементарного акта взаимодействия нейтрино — нуклон: распределение по y (доля энергии, передаваемой адронам), регистрация vN-взаимодействий с образованием нескольких мюонов и регистрация безмюонных событий.

Для обоснования программы ЮНИКОРН необходимо рассмотрение двух весьма различных вопросов: об источниках нейтрино столь высоких энергий и о возможности изучения взаимодействия нейтрино с веществом.

На первый взгляд кажется, что поскольку нет возможности точно предсказать величину потока внегалактических нейтрино, бессмысленно говорить об изучении с их помощью элементарных взаимодействий. Однако, как будет показано ниже, существует принципиальная возможность раздельного измерения потока нейтрино и сечения его взаимодействия с нуклонами и электронами.

а) Источники внегалактических нейтрино и ожидаемые потоки

Основным механизмом образования космических нейтрино является распад пионов, рождаемых в столкновениях протонов космических лучей с ядрами межзвездного и межгалактического газа или с фотонами. Первые из них мы будем называть *pp*-нейтрино, вторые *py*-нейтрино.

Наибольший интерес представляют ру-нейтрино, рожденные при столкновениях протонов с реликтовыми фотонами. Реликтовое излучение сохранилось от тех далеких космологических эпох, когда Вселенная была горячей. Плотность и энергия реликтовых фотонов, определяемые температурой излучения T, известны для каждой космологической эпохи, характеризуемой красным смещением z. В настоящее время (z = 0) температура излучения T = 2.7 °K, плотность фотонов $n = 3.9 \cdot 10^2$ см⁻³ и средняя энергия фотона $\omega_{\rm pen} = 6.3 \cdot 10^{-4}$ эв. В эпоху с красным смещением z плотность фотонов и их средняя энергия были соответственно в $(1 + z)^3$ и (1 + z) раз выше, чем теперь.

Столкновение протона с реликтовым фотоном удобно рассматривать в системе отсчета, где протон покоится. В этой системе энергия налетающего фотона равна $\omega_r \approx \Gamma \omega$, где $\Gamma = E_p/m_p$ — лоренц-фактор протона, а ω — энергия реликтового фотона в ЛС. В современную эпоху (z = 0) протоны с энергией $E \ge 3 \cdot 10^{19}$ эв, находясь в межзвездном или межгалактическом пространстве, теряют свою энергию, в основном вследствие образования пионов при столкновениях с реликтовыми фотонами. При энергии $E \leqslant 3 \cdot 10^{20}$ эв энергетические потери протонов обусловлены главным образом столкновениями с фотонами из высокоэнергетического «хвоста» планковского распределения, и рождение пионов происходит при пороговых энергиях фотонов ~150—200 Мэв в системе покоя протона. Сечения



Рис. 12. Интегральные спектры космических нейтрино.

 U_{pp} и $U_{p\gamma}$ — верхний предел для потоков pp- и $p\gamma$ -нейтрино; 1 — спектр нейтрино в модели ¹⁶; 2 — спектр нейтрино от нормальных галактик; 3 — галактический спектр нейтрино (в направлении на центр Галактики) и 4 — спектр атмосферных нейтрино.

фоторождения пионов при этих энергиях хорошо известны.

Для вычисления потоков внегалактических рунейтрино остается, таким образом, знать только потоки космических лучей других галактиках. Спектр космических лучей измерен непосредственно только в нашей Галактике: он простирается до энергий выше, чем 1.10²⁰ эв. Наша Галактика принадлежит к так называемым нормальным галактикам, являясь довольно типичным радиоисточником своего класса.

Вычисления потоков и спектров *pp*- и *ру*-нейтрино, генерированных космическими лучами из нормальных галактик, были выполненые в ¹⁵ и приведены на рис. 12. Вычисленные потоки содержат ряд неопределенностей (это особенно касается *pp*-нейтрино) и не исключено, что реальные потоки могут оказаться заметно меньше.

Наличие мощных внегалактических источников (квазары, сейфертовские галактики, радиогалактики) и разнообразные наблюдательные данные, свидетельствующие о повышенной активности галактик (включая и нашу) в прошлом, с несомненностью означают увеличение производства космических лучей, и следовательно, нейтрино. Однако возможности здесь не безграничны: существует строгий верхний предел на поток нейтрино при высоких энергиях ^{15, 16}. Это ограничение основано на том, что одновременно с заряженными пионами в pN и $p\gamma$ -столкновениях рождаются нейтральные пионы. Образующиеся при их распаде γ -кванты дают начало электромагнитному каскаду, развивающемуся за счет столкновений с реликтовыми фотонами. В результате этого вся энергия первичного γ -кванта или электрона переходит в рентгеновское и γ -излучение наблюдаемого диапазона. Это и приводит к ограничению сверху на нейтринный поток. Верхние пределы на потоки pp- и $p\gamma$ -нейтрино показаны на рис. 12 кривыми U_{pp} и $U_{p\gamma}$.

б) Нейтрино от отдаленных космологических эпох

Обсудим кратко экспериментальные данные, косвенно свидетельствующие о наличии мощных внегалактических источников космических лучей и об их повышенной активности в прошлом.

Основным источником космических лучей являются, по-видимому, взрывы сверхновых ¹⁷. Облака больших масс эволюционируют быстрее, чем малых, и поэтому следует ожидать увеличения скорости образования массивных звезд (и следовательно, вспышек сверхновых) в прошлом. Этот вывод подтверждается весьма разнообразными наблюдениями. Нуклеосинтез в нашей Галактике (и особенно производство железа, имеющее место в оболочках сверхновых) требует ¹⁸ увеличения частоты вспышек сверхновых в прошлом. Подробный же вывод получается из анализа ¹⁹ распространенности тяжелых элементов в атмосферах звезд гигантских элиптических галактик. Анализ ²⁰ корреляций между цветовыми индексами галактик и частотой вспышек сверхновых также подтверждает увеличение частоты вспышек сверхновых в прошлом.

Имеются убедительные данные ²¹, свидетельствующие о так называемой космологической эволюции мощных радиогалактик и квазаров, заключающейся в увеличении их мощности и их числа в единице объема Вселенной с увеличением красного смещения *z*. Естественно предполагать, что эти объекты являются мощными источниками космических лучей.

До сих пор мы ограничивались данными, свидетельствующими о «плавной» эволюции источников. На ее фоне следует также ожидать скачкообразного увеличения скорости звездообразования массивных звезд первого поколения. Этот скачок может происходить на ранней стадии эволюции галактик, примыкающей к эпохе их образования (так называемая яркая фаза). Процесс увеличения частоты взрывов сверхновых на этой стадии ($2 \ll z \ll 10$) рассматривался Шварцем, Острайкером и Яхилом²². Авторы пришли к выводу о возможности энерговыделения в виде кинетической энергии при взрывах сверхновых порядка 10^{61} эрг в галактике с массой $10^{11} M_{\odot}$ (наша Галактика имеет массу $1,8 \cdot 10^{11} M_{\odot}$). Такое энерговыделение приводит ¹⁶ к потоку нейтрино вблизи верхнего предела на рис. 12.

В работе ¹⁶ была выдвинута гипотеза о вспышке генерации космических лучей на стадии образования галактик или первичного звездообразования. Предполагается, что эта вспышка произошла при $z \approx 30$ и длилась $\sim 10^7$ лет. Полное энерговыделение в космических лучах составляет $\sim 5 \cdot 10^{60}$ эрг, т. е. того же порядка, что и в гипотезе ²². Гипотеза ¹⁶ обънсняет наблюдаемое изотропное рентгеновское и γ -излучение (как его поток, так и спектральные особенности с некоторыми расхождениями в области самых высоких энергий). Поток нейтринного излучения, предсказываемый этой моделью, представлен на рис. 12 кривой 1.

в) Нейтринное излучение молодых оболочек сверхновых

Другим источником нейтрино высоких и сверхвысоких энергий могут быть плотные оболочки сверхновых вокруг молодых пульсаров ^{23а}.

Ганном и Острайкером²⁴ был предложен механизм ускорения протонов и ядер до высоких энергий мощным магнитодипольным излучением молодого пульсара.

Рассматривается нейтронная звезда, образующаяся при сбросе оболочки в результате взрыва сверхновой. Предполагается, что ось вращения звезды не совпадает с направлением магнитного момента (модель пульсара как наклонного ротатора). Такой объект является источником магнитодипольного излучения, частота которого равна частоте Ω вращения пульсара. Магнитодипольное излучение «выметает» газ из ближайших окрестностей пульсара, и в пространстве между пульсаром и сброшенной оболочкой образуется вакуумная полость. Заряженные частицы из магнитосферы звезды, захватываясь магнитодипольной волной, быстро приобретают скорость порядка скорости света и пересекают вакуумную полость,



Рис. 13. Расширяющаяся оболочка сверхновой, заполненная космическими лучами, вокруг молодого пульсара.

находясь в фазе с волной. В результате этого частица ускоряется до величины лоренц-фактора $\Gamma \sim (\omega_H/\Omega)^{2/3}$, $\omega_H = eH_r/mc$ — ларморовская гле частота в волновой зоне. Таким образом, в каждый момент времени все частицы одного сорта, пройдя вакуумную полость, приобретают одинаковую энергию, которая уменьшается со «старением» пульсара. По оценкам Ганна и Острайкера пульсар в Крабе при рождении ускорял протоны до энергии 3.10¹⁷ эв; в работе ²⁵ было показано, что рассматриваемый пульсар мог ускорять протоны до энергии 2·10²¹ эв.

Известны и другие механизмы ускорения заряженных частиц пульсаром, связанные с взаимодействием магнитодипольной волны с плазмой в сброщенной оболочке ²⁶ и с истече-

нием из звезды релятивистского звездного ветра ²⁷. Привлекательность пульсаров, как источников космических лучей, связана с возможностью преобразования огромной вращательной энергии нейтронной звезды в энергию магнитодипольного излучения, которая в свою очередь может с высокой эффективностью трансформироваться в энергию релятивистских частиц.

В ^{23а} рассмотрена расширяющаяся оболочка вокруг молодого пульсара, в которую непрерывно инжектируются ускоренные протоны (рис. 13). Большая плотность оболочки на ранних стадиях расширения приводит к тому, что протоны теряют свою энергию, главным образом на образование пионов в ядерных столкновениях. В очень плотной оболочке пионы размножаются в новых столкновениях до тех пор, пока длина свободного пробега пиона не сравнивается с длиной распадного пробега. В цепочке пионных распадов возникают нейтрино и у-кванты.

В ^{23а}, в согласии с наблюдательными данными принято, что масса оболочки $M \sim 1 M_{\odot}$ и что оболочка расширяется со скоростью $u \sim 10^9 \, cm/ce\kappa$. В «истории» расширения оболочки можно отметить три характерных момента времени:

1) Момент времени, начиная с которого время распада заряженных пионов с лоренц-фактором Г становится меньше времени ядерного столкновения:

$$t_{\pi}(\Gamma) = \left(\frac{3M\sigma_{\pi}c\tau_{\pi}}{4\pi m_{H}u^{3}}\right)^{1/3} \Gamma^{1/3} = 1,9 \cdot 10^{2} \Gamma^{1/3} ce\kappa;$$
(13)

здесь $\sigma_{\pi} \approx 2.5 \cdot 10^{-26}$ см⁻² — сечение πN -взаимодействия, $\tau_{\pi} = 2.6 \cdot 10^{-8}$ сек — время жизни покоящегося заряженного пиона, $m_{H} = 1.7 \cdot 10^{-24}$ г — масса атома водорода.

2) Момент времени, начиная с которого оболочка становится прозрачной для у-квантов:

$$t_{\gamma} = \sqrt{\frac{3M}{4\pi u^2 x_{\rm rad}}} = 2.8 \cdot 10^6 \ ce\kappa.$$
 (14)

3) Момент времени, начиная с которого адиабатические потери протонов в оболочке начинают доминировать над ядерно-столкновительными:

$$t_a = \sqrt{\frac{3(1-\alpha^{\gamma}) M c \sigma_p}{4\pi m_H u^3}} \approx 1.3 \cdot 10^7 \ ce\kappa; \tag{15}$$

здесь $\sigma_p \approx 4 \cdot 10^{-26} \ cm^2$ — сечение pN-взаимодействия, $\alpha \approx 1/2$ — доля энергии, сохраняемая протоном в столкновении, и γ — интегральный показатель спектра космических лучей в оболочке.

Таким образом при $t < t_a$ вся энергия инжектируемых пульсаром протонов переходит в пионы; при $t > t_a$ энергия расходуется, главным образом, на работу по расширению оболочки (адиабатические потери). В период $\tau_{\gamma} = t_a - t_{\gamma}$ — оболочка является γ -излучателем, в период $\tau_{\gamma} = t_a - t_{\pi}$ — нейтринным излучателем. Интересно заметить, что если инжекция ускоренных частиц резко падает со временем и при $t_0 \leq t_{\gamma}$ становится уже незначительной, то оболочка оказывается только нейтринным излучателем со временем излучения $\tau_{\gamma} = t_0 - t_{\pi}$ (Г), где Г определяет энергию излучаемых нейтрино.

Величина нейтринного потока от оболочки сверхновых является модельно зависящей величиной и содержит ряд неизвестных факторов. Рассмотрим, например, модель Ганна — Острайкера для пульсара

в Крабе²⁴. Начальная магнитодипольная светимость Краба оценивается как $L_0 = 4,8 \cdot 10^{45}$ эрг/сек. В течение 80 лет она уменьшается за счет гравитационно-излучательного торможения пульсара по закону $L(t) = L_0/[1 + (t/\tau_g)]$, где $\tau_g = 1,4 \cdot 10^4$ сек. За это же время энергия протонов уменьшается как $E(t) = E_0/[1 + (t/\tau_g)]^{1/3}$, где $E_0 = 3 \cdot 10^{17}$ эе. Нейтрино с энергией $E_v \sim 1 \cdot 10^{11}$ эе (порог регистрации ДЮМАНД'ом) образуются при распаде пионов с энергией $E_\pi \sim 4 \cdot 10^{11}$ эе. Эти пионы начинают эффективно распадаться в оболочке при $t_\pi (4 \cdot 10^{11}$ эе) $\approx 3 \cdot 10^3$ сек. Поэтому нейтринное излучение становится обнаружимым при $t \geq t_\pi$. На этом этапе происходит дробление энергий. При $t \approx 4 \cdot 10^5$ сек начинают распадаться имоны начальной энергии протона. В течение промежутка времени от $t_\pi \approx 3 \cdot 10^3$ сек до $t_a \approx 1,3 \cdot 10^7$ сек протон передает от 20 до 50% своей энергии в нейтрино (мюон до распада теряет в столкновениях лишь незначительную часть своей энергия). Если принять среднюю долю передаваемой энергии 30%, то полная энергия нейтринного излучения равна

$$W_{\mathbf{v}} \approx 0.3 \int_{[t_{\pi}]}^{t_{a}} \frac{\lambda L_{0}}{1 + (t/\tau_{g})} dt = 0.3\lambda L_{0}\tau_{g} \ln \frac{t_{a}}{\tau_{g}} \approx \lambda 1.3 \cdot 10^{50} \ \text{spc}, \tag{16}$$

где λ — доля магнитодипольной светимости, переходящая к ускоренным частицам.

Нейтрино высоких энергий (от $1 \cdot 10^{15}$ до $9 \cdot 10^{15}$ эв) излучаются в промежуток времени от $t = 4 \cdot 10^5$ сек до $t_a = 1, 3 \cdot 10^7$ сек, и уносимая ими энергия составляет $W_{\gamma} \approx \lambda \cdot 6 \cdot 10^{49}$ эрг. Излучение в ү-диапазоне происходит в промежуток времени от $t_{\gamma} = 2.8 \cdot 10^{6}$ сек до $t_{a} = 1.3 \cdot 10^{7}$ сек, и полная энергия этого излучения равна $W_{\gamma} \approx \lambda \cdot 3 \cdot 10^{49}$ эрг.

Суммарный поток нейтрино с энергией выше 1.10¹⁵ эв, создаваемый всеми пульсарами рассмотренного типа за всю историю Вселенной, составляет

$$\Phi_{\nu} = \frac{1}{4\pi} \frac{W_{\nu}}{\tilde{E}_{\nu}} v_{SN} c T_{MS} \xi \eta = \lambda \xi \eta \cdot 2 \cdot 10^{-12} \ cm^{-2} \ ce\kappa^{-1} \ cmep^{-1}, \qquad (17)$$

где $\overline{E}_{v} \approx 3 \cdot 10^{15}$ зв — средняя энергия нейтрино, $v_{SN} \approx 1 \cdot 10^{-2}$ (*Mnc*³ · 100 лет)⁻¹ — частота вспышек сверхновых в пределах Местного Сверхскопления ²⁸, $T_{Mg} = 1,3 \cdot 10^{10}$ лет — возраст Вселенной, ξ — доля пульсаров рассмотренного типа и η — эволюционный фактор, учитывающий возможное увеличение частоты вспышек сверхновых в прошлом. Ограничение на поток (17) из-за наличия γ -излучения близко к кривой U_{pp} на рис. 12.

Если вместо гравитационно-радиационного торможения пульсара в обсуждаемой модели использовать магнитодипольное торможение $L(t) = L_0 [1 + (t/\tau)]^{-2}$ с $\tau \approx t_a$, то суммарная энергия излучаемых нейтрино и поток (17) возрастут в ~10 раз.

Таким образом, помимо модельной зависимости суммарный поток нейтрино от оболочек пульсаров зависит от произведения трех факторов, описывающих долю (λ) энергии магнитодипольного излучения пульсара, переходящей к ускоренным частицам, долю (ξ) пульсаров указанного типа и возможное значительное увеличение частоты вспышек сверхновых в прошлом.

Предсказание величины нейтринного потока от отдаленных внегалактических вспышек сверхновых также зависит от λ и ξ. В оптимистическом варианте регистрация нейтринного излучения от вспыхнувшей сверхновой на установке ДЮМАНД возможна на расстоянии 10—15 *Mnc*.

Гораздо эффективнее регистрация у-излучения от молодых оболочек сверхновых ²³⁶. Эти наблюдения могли бы существенно прояснить возможности оболочек сверхновых как нейтринных излучателей.

r) Регистрация нейтрино и изучение слабых взаимодействий в программе ЮНИКОРН

Потоки *pp*-нейтрино, рождающихся в космических условиях, характерны тем, что во всех случаях (включая плотные оболочки сверхновых) успевают распадаться мюоны практически всех рассматриваемых энергий. Это приводит к тому, что поток электронных антинейтрино (\bar{v}_e) составляет $^{1/_6}$ часть от полного потока. Если масса W-бозона заключена в пределах от 30 до 100 Гэв, то основная часть нейтринных событий при энергии от 10¹⁵ до 10¹⁶ эв в установке ДЮМАНД будет вызвана резонансной реакцией Глэшоу ²⁹: $\bar{v}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны. При хорошем разрешении установки эти события выглядели бы как узкий пик в спектре ливней при энергии $E_H = E_0 \equiv m_W^2 / 2m_e$. Измерение энергии E_0 позволяет, таким образом, определить массу W-бозона.

Но этим не исчерпывается важность наблюдения резонансных событий. Частота появления резонансных событий в установке позволяет однозначно определить поток \overline{v}_e , который для *pp*-нейтрино жестко связан с потоком мюонных нейтрино. Это дает возможность измерить сечение реакции $v_{\mu} + N \rightarrow \mu$ + адроны, что представляет значительный интерес, так как при известной массе *m_W* величина этого сечения содержит информацию о неточечности кварков или о рождении новых кварков. Например, малая величина сечения при большой массе W-бозона может, по-видимому, означать только неточечность кварков.

Потоки ру-нейтрино обеднены v_e . Это связано с тем, что рождение пионов происходит главным образом на пороге реакции $p + \gamma_{pen} \rightarrow n + pen$

+ π⁺, а в цепочке π⁺-распада электронных антинейтрино не образуется. Электронные антинейтрино образуются в потоках ру-нейтрино от протонов более высоких энергий и от распадов мюонов, возникающих при столкновении у-квантов высоких энергий с реликтовыми фотонами: $\gamma + \gamma_{pen} \rightarrow \mu^+ +$ + µ⁻. В результате доля электронных антинейтрино в полном потоке ру-нейтрино уменьшается на порядок по сравнению (рр-нейтрино, и регистрация резонансного пика при большой массе W-бозона ($m_W \ge 70 \ \Gamma$ эв) становится трудной из-за фоновых нейтринных событий *).

Регистрация $p\gamma$ -нейтрино с энергией $E \geqslant 3 \cdot 10^{15}$ эв (кривая 1 на рис. 12) установкой ДЮМАНД благодаря большим энерговыделениям очень эффективна как по ядерно-электромагнитным ливням внутри установки, так и по мюонам, генерируемым вне установки. На рис. 14 приведена эффектив-



Рис. 14. Зависимость нейтринного потока, детектируемого установкой ДЮМАНД объемом $10^9 \ m^3$, от сечения нейтрино — нуклон для частоты появления событий $v = 1 \ лет^{-1}$ и $v = 10 \ лет^{-1}$.

При данном сечении детектируемые потоки определяются ординатами точек, лежащих выше соответствующих кривых. Тонкие прямые с надписсями показывают: верхний предел потока ру-нейтринов, поток ру-нейтрино в модели ¹⁶ и сечение при $E = 3,4\cdot 10^{15}$ зв в модели Вайнберга.

ность установки ДЮМАНД для детектирования нейтрино только по ливням внутри установки, возникающим от vN-взаимодействий. Область над кривыми v = 10 лет⁻¹ и v = 1 лет⁻¹ дает значения нейтринных потоков, регистрируемых ДЮМАНДом на уровне более 10 и 1 события в год соответственно, при сечении, определяемом абсциссой выбранной точки. При учете всех событий, включая мюоны, рожденные вне установки, обе кривые в ~ 4 раза ниже, чем изображено на рисунке.

Сечение нейтрино — нуклон для ру-нейтрино при энергии выше 3.10¹⁵ эв, как было отмечено в ¹⁶, можно оценить по поглощению нейтрино, приходящих с другой стороны земного шара.

Перейдем теперь к более подробному рассмотрению описанных эффектов.

д) Регистрация pp - нейтрино и поиск W - бозона

Рассмотрим возможность поиска W-бозона ³¹. Энергия электронных антинейтрино, вызывающих резонансную реакцию $\tilde{v}_e + e^- \rightarrow W^- +$ + адроны при массе W-бозона 30 и 100 Гэв, равны соответственно 9.10¹⁴ эв

^{*)} Ситуация резко меняется при наличии нейтринных осцилляций ³⁰, т. е. переходов $\overline{v_{\mu}} \neq \overline{v_{e}}$ ($v_{\mu} \neq v_{e}$). В нашем случае эти переходы, происходящие на очень больших расстояниях (порядка размера Вселенной), должны приводить к одинаковым потокам $\overline{v_{\mu}}$ и $\overline{v_{e}}$, составляющим 1/6 часть полного потока нейтрино.

и 1.10¹⁶ эв. Масса W-бозона в модели Вайнберга ($m_W \approx 70 \ \Gamma$ эв) соответствует энергии $E_0 = m_W^2/2m_e = 5 \cdot 10^{15}$ эв. Сечение реакции $\overline{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- +$ адроны вблизи резонанса описывается формулой Брейта — Вигнера:

$$\sigma = \frac{4\pi}{m_W^2} \frac{2J+1}{2j+1} \frac{\Gamma_l \Gamma_h}{(E_C - m_W)^2 + (\Gamma^2/4)},$$
(18)

где J = 1 — спин W-бозона, j = 1/2 — спин электрона, E_C — полная энергия в системе ЩИ, $\Gamma_l = (1/6\pi\sqrt{2}) Gm_W^3$ — ширина лептонного канала распада $W \to l + v$, Γ_h — ширина адронного канала распада и Γ полная ширина. В 4-кварковой $(p, n, \lambda$ и c — чармированный кварк) цветной модели $\Gamma_h \approx 6\Gamma_l$ и $\Gamma_h \approx 3\Gamma/4$, если существуют только два лептонных канала $W \to ev$ и $W \to \mu v$.

При массе W-бозона $m_W \ge 30$ Гэе вся верхняя полусфера над установкой прозрачна для антинейтрино с резонансной энергией $E_0 = m_W^2/2m_{e^*}$ С учетом (18) легко найти для степенно́го спектра \overline{v}_e частоту появления резонансных событий в установке с полным числом электронов N_e :

$$v_{\rm pes} = 3\sqrt{2} \ \pi^2 \gamma N_e G \Phi_{\overline{v}_e}(>E_0), \tag{19}$$

где $\Phi_{\tilde{\nu}_e}(>E_0)$ — поток $\bar{\nu}_e$ с энергией выше E_0 , γ — показатель интегрального спектра антинейтрино и $G = \frac{10^{-5}}{m_p^2} = 4,4 \cdot 10^{-33} \ cm^2$ — сечение, соответствующее фермиевской константе слабого взаимодействия.

Формула (19) показывает, что число резонансных событий однозначно определяется при степенном спектре интегральным потоком антинейтрино при энергии выше резонансной и этим исчерпывается зависимость $v_{\text{рез}}$ от массы W-бозона. Это важное обстоятельство позволяет калибровать установку по потоку: измерив частоту появления резонансных событий, мы будем знать величину интегрального потока антинейтрино при энергии выше резонансной.

Поясним качественно соотношение (19). Частота резонансных событий $v_{pes} \sim \Phi_{\pi u\phi}(E_0) \Gamma_{\pi c} \sigma_{max}$, где $\Phi_{\mu u\phi}(E_0) -$ величина дифференциального по энергии потока антинейтрино, $\Gamma_{\pi c} = (m_W/m_e) \Gamma \sim Gm_W^4/m_e -$ ширина резонанса в ЛС и $\sigma_{max} \sim 1/m_W^2$ — величина сечения в максимуме резонанса. Учитывая, что резонансная энергия нейтрино $E_0 = m_W^2/2m_e$ и что для степенных спектров $\Phi_{\pi u\phi}(E_0) E_0 \sim \Phi$ (> E_0), мы убеждаемся, что частота появления резонансных событий действительно не зависит от массы W-бозона.

Частота появления резонансных событий v_{pes} (лет⁻¹) с энерговыделением $E_H = m_W^2/2m_e$ в установке ДЮМАНД объемом V (в M^3) связана с интегральным потоком антинейтрино $\Phi_{\overline{v}_a}(>E_0)$ соотношением

$$\Phi_{\bar{\nu}_{e}}(>E_{0}) = 5 \cdot 10^{-15} \frac{\nu}{10} \cdot \frac{10^{9}}{V} \ cm^{-2} \ ce\kappa^{-1} \ cmep^{-1}. \tag{20}$$

В случае *pp*-нейтрино электронные антинейтрино составляют $1/_6$ часть от полного потока *), и следовательно, «пороговый» поток всех нейтрино (на уровне v = 10 событий в год) для установки ДЮМАНД объемом $10^9 \, m^3$ составляет $3 \cdot 10^{-14} \, cm^{-2} \, ce\kappa^{-1} \, cmep^{-1}$. Для модели Вайнберга ($m_W \approx 70 \, \Gamma_{36}$) такой поток необходимо иметь при энергии $E_0 = 5 \cdot 10^{15}$ эв. На рис. 12 видно, что он на два порядка превышает суммарный поток нейтрино от нормальных галактик (кривая 2).

При энергии выше 1.10¹⁵ эв фон от атмосферных мюонов и нейтрино пренебрежимо мал, и случаи резонансного рождения W-бозона надо,

^{*)} При наличии нейтринных осцилляций 30-1/4.

выделять на фоне других событий, вызванных также космическими нейтрино. Фоновыми процессами являются следующие: $v_{\mu} + N \rightarrow \mu +$ адроны, $v_{\mu} + N \rightarrow v_{\mu} +$ адроны, $v_e + N \rightarrow e +$ адроны, $v_e + N \rightarrow \rightarrow v_e +$ адроны, $v_e + e \rightarrow v_e + e$, $v_{\mu} + e \rightarrow v_{\mu} + e$ и $v_{\mu} + e \rightarrow \mu + v_e$. Ширина резонанса составляет всего 5-6% от резонансной энергии E_0 , и энергетическое разрешение ДЮМАНДа будет значительно превышать эту ширину. Поэтому в качестве условия обнаружения W-бозона примем требование превышения частоты резонансных событий над частотой фоновых ливней из верхней полусферы с энерговыделением бо́льшим, чем E_0 . С учетом всех названных реакций отношение частоты резонансных событий к частоте появления фоновых ливней оказалось равным ³¹

$$\frac{v_{\text{pe3}}}{v_{\phi \text{out}}(>E_0)} = 1,3 \cdot 10^3 \left(\frac{10}{m_W}\right)^2,\tag{21}$$

где m_W — измеряется в гигаэлектронвольтах. Отношение (21) может быть улучшено, если дополнительно выделять фоновые события по регистрации высокоэнергетичного мюона и использовать только события внутри энергетического интервала ΔE разрешения установки.

е) Регистрация ру-нейтрино

Как уже было отмечено, потоки $p\gamma$ -нейтрино обеднены электронными антинейтрино по сравнению с pp-нейтрино. Вследствие этого соотношение (21) для $p\gamma$ -нейтрино уменьшается, если отсутствуют нейтринные осцилляции, приблизительно на порядок. Тем не менее, с учетом дискриминации мюонных событий и использованием событий только внутри энергетического интервала ΔE разрешения установки, можно надеяться на обнаружение W-бозона с массой до 70 Гэв.

Помимо этого, регистрация $p\gamma$ -нейтрино возможна в реакциях с образованием мюонов: $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu$ + адроны, $\nu_{\mu} + e \rightarrow \mu^{-} + \nu_{e}$ (22) и в безмюонных реакциях с образованием ядерно-электромагнитных ливней:

$$\begin{array}{c}
\nu_e + N \rightarrow e^- + \text{адроны}, \quad \nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \text{адроны}, \\
\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \text{адроны}, \\
\nu_e + N \rightarrow \nu_e + \text{адроны}, \quad \nu_e + e \rightarrow \nu_e + e, \quad \nu_{\mu} + e \rightarrow \nu_{\mu} + e, \\
\bar{\nu}_{\mu} + e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e.
\end{array}$$
(23)

Поток ру-нейтрино, предсказываемый моделью ¹⁶, равен $\Phi_v = 2.4 \cdot 10^{-12} cm^{-2} cer^{-1} cmep^{-1}$ при энергии выше $3.4 \cdot 10^{15}$ зв. Мюоны, рождаемые этими нейтрино, в реакции (22) имеют энергии, превышающие 10^{15} зв и должны надежно детектироваться установкой.

Интегральный поток мюонов от реакций (22) вне установки равен

$$\Phi_{\mu} = \frac{2}{3} \Phi_{\nu} \frac{\sigma_0}{\gamma m_N b} \left(\ln \frac{E}{E_0} + \frac{1}{\gamma} \right); \qquad (24)$$

здесь $\sigma_0 = ({}^{3}/{}_{2}) (G^{2}/\pi) m_W^2 \approx 1 \cdot 10^{-34} cm^2$ — сечение нейтрино — нуклон при насыщении (рассматривается мишень с равным числом нейтронов и протонов, так что нуклон в среднем имеет ${}^{3}/{}_{2}p$ -кварка и ${}^{3}/{}_{2}n$ -кварка). Далее мы предполагаем, что при $E_0 \sim (3-5) \cdot 10^{14}$ ж (для $m_W \approx 70$ Гж) начинается логарифмический рост сечения вследствие взаимодействия с кварками малых импульсов в нуклоне 32 (дифракционного рассеяния нейтрино на нуклоне); $b = (1/E_{\mu}) dE_{\mu}/dx = 3,2 \cdot 10^{-6} cm^{2}/c$ — коэффициент поглощения мюонов в воде и γ — показатель интегрального спектра нейтрино. Частота прохождения мюонов через установку (при генерации их за ее пределами) составляет $2,5 \cdot 10^2$ лет⁻¹, частота рождения мюонов внутри установки $0,8 \cdot 10^2$ лет⁻¹, суммарная частота появления ливней в установке от процессов (23) — 94 лет⁻¹. Суммарная частота детектирования нейтринных событий в модели ¹⁶ при $m_W \approx 70$ Гэв должна составить ~4,3 × $\times 10^2$ лет⁻¹; при отсутствии логарифмического роста сечения ($\sigma_{vN} \rightarrow -31.10^{-34}$ см²) суммарная частота равна ~ 180 лет⁻¹.

Измерение сечений в потоке ру-нейтрино возможно как благодаря резонансному рождению W-бозона (при $m_W \ll 70$ Гэв), так и по поглощению нейтрино в земном шаре, которое начинается при сечениях $\sigma \ge 2.5 \times 10^{-34}$ см².

Надежная регистрация мюонов высоких энергий позволит уверенно выделять случаи безмюонных событий, событий с рождением одного или нескольких мюонов и определять долю энергии, уносимой мюонами.

ж) Основные выводы

1) Рождение космических нейтрино высоких энергий происходит при столкновениях протонов космических лучей с ядрами межзвездного и межгалактического газа (pp-нейтрино) и с реликтовыми фотонами ($p\gamma$ -нейтрино). Нейтринное излучение, генерируемое космическими лучами из нормальных галактик, дает нижний предел нейтринного потока. Верхний предел обусловлен рентгеновским и γ -излучением, которое сопровождает нейтринное и не должно превышать наблюдаемое. Модельные расчеты, основанные на повышенной активности космических объектов в прошлом, могут приводить к потокам нейтрино, значительно превышающим поток от нормальных галактик.

Мощными источниками pp-нейтрино высоких энергий ($10^{14} - 10^{16}$ эв) могут быть плотные оболочки сверхновых, окружающие молодые пульсары. Их суммарное излучение может быть близко к верхнему пределу для pp-нейтрино. Возможно также наблюдение нейтринного излучения от отдельных внегалактических источников такого типа. Эффективность молодых оболочек сверхновых как нейтринных источников может быть выяснена путем изучения их γ -излучения.

2) Из всех частиц высокой энергии Вселенная прозрачна только для нейтрино. Задача нейтринной астрономии высокой энергии заключается в поиске отдаленных космологических эпох, в которые происходила вспышка генерации космических лучей. Их поток в эпоху с красным смещением z непосредственно определяется современным (z = 0) потоком $p\gamma$ -нейтрино, поскольку для каждой эпохи известны плотность и распределение по энергии частиц мишени (реликтовые фотоны) и сечения образования пионов в столкновениях протонов с реликтовыми фотонами.

3) В потоках *pp*-нейтрино возможен поиск *W*-бозона с массой от 30 до 100 Гэв. Существование *W*-бозона проявляется в резонансном поведении реакции $\overline{v_e} + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны, которая приводит к выбросу в спектре ядерно-электромагнитных ливней при энергии $E_H = m_W^3/2m_e$ внутри энергетического интервала ΔE , определяемого разрешающей способностью установки.

Одновременно этот процесс позволяет калибровать установку по потоку, ибо поток электронных антинейтрино однозначно определяется согласно (20) резонансной частотой появления ливней. Знание потока позволяет определять сечения других нейтринных процессов, которые в комбинации с измеренной массой W-бозона дадут информацию о существовании новых лептонов и кварков или об эффективном радиусе кварков. Благодаря эффективной регистрации мюонов высокой энергии возможны наблюдения нейтринных безмюонных событий и нейтринных событий с рождением одного и более мюонов.

При высоких энергиях, когда сечение превышает 2,5.10⁻³⁴ см², оценка величины сечения нейтрино — нуклон становится возможной по погло-щению нейтрино в земном шаре ¹⁶.

5. АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На рабочем совещании ДЮМАНД-76 в докладе Аскарьяна и Долгошеина ³³ и независимо в докладе Боуэна ³⁴ было предложено использовать акустический метод для детектирования нейтрино с энергией выше 10¹⁶ эв на большой глубине в океане.

Преимущество акустического метода регистрации по сравнению с оптическим заключается в существенно бо́льшей длине поглощения звука в воде ($R \sim 1000 \ m$), чем света в воде ($l_0 \approx 20 \ m$). Это позволяет использовать в качестве детектора значительно больший объем океана. В отличие от ³⁴, в ³³ рассмотрена когерентная генерация звука, приводящая к распространению акустической волны внутри тонкого диска, расположенного перпендикулярно к траектории пейтрино, что дает возможность определить направление прихода частицы (пе различая двух противоположных направлений движения частицы по траектории).

Впервые излучение звуковых колебаний при прохождении заряженной частицы через вещество было рассмотрепо Аскарьяном в 1957 г.³⁵. Меланизм генерации звука, описанный в ³⁵, связан с образованием микропузырьков и локальных нагревов среды вдоль трека заряженной частицы. Позднее в ³⁶ рассматривался также термоакустический механизм, но обусловленный равномерным нагревом среды вдоль траектории частицы под действием ионизации. Акустическое излучение при распространении заряженных частиц в твердотельных средах было обнаружено экспериментально ³⁷. Метод акустического детектирования предлагался ³⁸ для регистрации частиц космического излучения *).

Рассмотрим, следуя в основном работе ³³, метод акустической регистрации нейтрино с энергией выше 10¹⁶ *эв* в воде.

Нейтрино высокой энергии вызывает при взаимодействии ядерноэлектромагнитный ливень. Вблизи максимума каскада, когда образуется большое количество электронов с критической энергией и ниже, происходит ионизационный нагрев узкого канала вдоль оси ливня. Радиус канала определяется распределением электронов по поперечным расстояниям от оси ливня, и эффективный диаметр канала $d_{\partial \phi \phi}$ при высоких энергиях должен быть порядка нескольких сантиметров. Длину нагретой части канала можно оценить как и в гл. 2, $h \approx 3 \sqrt{\ln E_0/\epsilon}$ в t-единицах. Нагревание канала вызовет его расширение и появление звуковой волны. Когерептная генерация происходит на длине волны λ , для которой $\lambda > d_{\lambda \phi \phi}$. Угол в с нормалью к оси ливня, внутри которого происходит когерентное излучение, определяется обычным интерференционным условием $h \sin \theta \leqslant$ < λ. Таким образом, в плоскости, перпендикулярной к оси ливня, от участка ливня длиной h распространяется цилиндрическая звуковая волна. Поперечный по отношению к волновому вектору размер волнового слоя определяется длиной нагретой части каскада h и углом когерентности θ . В ближней волновой зоне $r < h^2/$), уширепие волнового слоя вследствие

^{*)} Мы не претендуем на полноту библиографических ссылок по вопросу об акустическом детектировании частиц и допускаем, что среди приведенных ссылок могут быть пропущены более ранние или важные работы.

³ УФН, т. 122, вып. 1

углового расхождения незначительно, и волна занимает цилиндрический объем с площадью основания цилиндра $(\pi h^4/\lambda^2)$, расположенной в плоскости, перпендикулярной к оси ливня, и высотой цилиндра $(\sim h)$, параллельной оси ливня. Поток энергии через боковые стенки цилиндра на расстоянии r от оси ливня обратно пропорционален площади $2\pi rh$, и следовательно, давление звуковой волны в ближней волновой зоне падает как $1/\sqrt{r}$.

Частотный спектр излучения определяется временным профилем импульса возбуждения колебаний (резкое увеличение объема канала нагревания с последующим плавным сжатием при охлаждении) и общими условиями распространения волны в сжимаемой жидкости ³⁹. Частотный спектр имеет форму λ^{-2} с обрезанием (из-за условия когерентности) со стороны малых длин волн при $\lambda \sim d_{эф\phi}$. Таким образом, эффективное давление когерентного звукового излучения обусловлено длинами волн $\lambda \sim d_{э\phi\phi}$. В ³³ получена оценка эффективного давления акустической волны в ближней зоне, возникающей от ядерно-электромагнитного каскада с энергией, равной Q:

$$P_{\partial \Phi \Phi} \approx 0.1 \frac{Q}{Q_0} \frac{1}{\sqrt{r}}; \qquad (25)$$

здесь $P_{\Im\phi\phi}$ измеряется в $\partial uh/cm^2$, расстояние $r - в \, cm$, $Q_0 = 1 \cdot 10^{16} \, \mathfrak{se}$, эффективные размеры излучающей части ливня приняты $h \approx 5-6 \, m$ и $d_{\Im\phi\phi} = 1 \, cm$ (соответствующая длина волны $\lambda \sim 1 \, cm$ и частота $f \sim 25 \, \kappa \mathfrak{su}$). Область частот $f \sim 20-30 \, \kappa \mathfrak{su}$ является оптимальной для регистрации с точки зрения длины поглощения звука (составляющей около 1000 *м* для морской воды на этих частотах) и акустическими шумами в океане. При уменьшении частоты длина поглощения увеличивается, но при этом резко, возрастает и шум в океане. Минимальная энергия нейтрино, определяемая этими условиями по оценкам³³, составляет 10¹⁶ \mathfrak{se} .

В ноябре 1976 г. на ускорителе в Брукхейвене (США) группой физиков во главе с Л. Р. Сулаком был проведен пробный эксперимент по регистрации акустического излучения, возникающего в воде от узкого пучка протонов.⁵

Использовались протоны с энергией 200 Мэв с числом частиц от $5\cdot 10^{10}$ до $5\cdot 10^{12}$ в импульсе и протоны с энергией 32 Гэв с числом частиц от $3\cdot 10^{11}$ до $3\cdot 10^{12}$ в импульсе. Пучок диаметром около 6 см вводился в бак с водой. Расстояние, проходимое пучком в баке, составляло 30 см. Два гидрофона могли перемещаться на расстояние от 1 до 10 м от пучка. Измерения показали, что давление изменяется прямо пропорционально теряемой пучком энергии и при $E \sim 10^{20}$ эв в 10 раз превышает расчетную³³ величину. Мы не будем касаться других результатов этого пробного эксперимента; в момент написания статьи они имели предварительный характер, отметим лишь, что звук прослушивался просто ухом. Необходимо, однако, иметь в виду, что повышенная эффективность акустической генерации в описанном опыте, возможно, связана с образованием микропузырьков, которое может быть подавлено на большой глубине в океане.

Отметим характерные особенности акустического излучения, важные для подводной регистрации нейтрино высоких энергий ³³:

Генерация излучения носит когерентный характер, вследствие чего давление звуковой волны прямо пропорционально энергии ливня, а следовательно, и энергии нейтрино.

Эффективная частота генерации определяется поперечным размером ливня и для очень больших энергий равна $f \sim 25 \kappa eq$.

В ближней волновой зоне излучение занимает объем тонкого диска, толщиной h (длина излучающей части ливня) и радиусом R (длина поглощения звука). Плоскость диска перпендикулярна к оси каскада. Это позволяет с очень высокой точностью определить направление прихода нейтрино. Длительность звукового импульса ($\sim 10^{-5}$ сек) может оказаться важной характеристикой при выделении сигнала на фоне акустических шумов океана. Для регистрации нейтрино с энергией $E_v \ge 10^{16}$ зв в ³³ предлагается создать подводную установку в форме параллелепипеда с площадью основания $10 \times 10 \, \text{кm}^2$ и высотой 1 км. Установка должна содержать 100 тыс. гидрофонов, заполняющих однородно ее объем ($10^{11} \, \text{м}^3$). Увеличение объема установки на два порядка по сравнению с $10^9 \, \text{м}^3$ — оптическим вариантом ДЮМАНД'а — значительно расширяет возможности нейтринных экспериментов по программе ЮНИКОРН (в частности, позволяет поиск W-бозона в потоках *pp*-нейтрино от нормальных галактик). Улучшение углового разрешения установки ($\sim 1^\circ$) вместе с увеличением ее чувствительности позволяют эффективно использовать ее как «нейтринный телескоп» для наблюдения нейтринного излучения молодых ободочек сверхновых.

Критическим для акустического метода является вопрос о пороговой энергии регистрируемых нейтрино. Величина этой энергии зависит от распределения электронов по поперечным расстояниям относительно оси ливня, а главное от эффективности генерации акустических колебаний на большой глубине в океане и от уровня акустических шумов в океане.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования космических нейтрино с энергиями выше 10 Тэв позволяют получить важную информацию о нейтринной физике. Это касается, во-первых, изучения слабых взаимодействий в потоках атмосферных нейтрино, и, во-вторых, детектирования внегалактических нейтрино с энергией выше 100 Тэв (нейтринная астрономия высоких энергий) и изучения с их помощью слабых взаимодействий при энергиях, недоступных ускорителям обозримого будущего. Мы убедились, что адекватным методом исследования космических нейтрино являются глубоководные эксперименты, конкретным примером которых является проект ДЮМАНД. Такие эксперименты, по существу, являются гигантским вариантом ускорительных нейтринных экспериментов. Детектором в них служит океанская вода, в которую погружены регистрирующие элементы (оптические и акустические), и малая интенсивность нейтринного пучка может быть компенсирована огромным объемом детектора. В отличие от прежних космических экспериментов, здесь предполагается наблюдать непосредственно акт элементарного взаимодействия внутри объема детектора, а не регистрировать частицы на большом расстоянии от точки взаимодействия.

Проект ДЮМАНД отличается сбалансированностью двух его программ. С одной стороны, предусматривается изучение слабых взаимодействий с помощью атмосферных нейтрино, поток которых при энергии до нескольких десятков *Тэв* может быть предсказан относительно надежно, и с другой стороны, обсуждаются эксперименты с внегалактическими нейтрино, которые в случае положительного результата дадут очень важную и уникальную информацию как для астрофизики, так и для физики элементарных частиц, но в случае отрицательного результата (на установке $10^9 \ m^3$) дадут лишь пищу для печальных рассуждений астрофизика, который сумеет найти много «естественных» причин для объяснения низкого потока внегалактических нейтрино.

Мы привели в этой статье умеренно оптимистические оценки возможностей физики космических нейтрино и нейтринной астрофизики высокой энергии; в некоторых аспектах эти оценки основаны на экстраполяции экспериментальных данных и на наших интуитивных представлениях.

Но мы думаем, что природа устроена сложнее и богаче, чем мы себе это представляем сегодня, и что «нейтринное окно» в прошлое Вселенной может принести исследователю самые неожиданные сюрпризы.

Институт ядерных исследований AH CCCP

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- F. Reines, H. Gurr, W. Kropp et al., in: Proc. of Intern. Seminar on Neutrino Physics and Astrophysics, v. 1, Moscow, 1969, p. 25.
 S. Krishnaswamy, M. G. K. Menon et. al., ibid., p. 9.
 Ю. Н. Вавилов, Л. Н. Давитаев, Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров, Изв. АНСССР, сер. физ. 34, 1997 (1970).
 Л. В. Волкова, Г. Т. Зацепин, ЯФ 14, 211 (1971).
 В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
 Proceedings of the 1975 Summer Workshop on DUMAND, Ed. P. Kotzer, Western Weshington State College 4976

- Washington State College, 1976. 6. A. A. Belayev, I. P. Ivanenko, V. V. Makarov, in: Proceedings of the
- Workshop DUMAND-76, Ed. A. Roberts, Batavia, FNAL, 1977, p. 563.
- 7. А. R o berts, in: Proc. of the Conference Neutrino-76 (будет опубликовано). 8. а) И. С. Алексеев, Г. Т. Зацепин, в кн. Международная конференция по
- 8. а) И. С. Алекссеев, г. г. заценин, в кн. международная конференция по космическим лучам (Москва, 1959), т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1960, с. 326.
 6) Т. К і t a m u r a, К. М і t s u i et al, in: Proc. of the 14th Intern. Cosmic Ray Conference, v. 6, München 1975, p. 2145.
 9. S. М і у а k е, цит. в⁶ сборник, р. 257.
 10. В. С. Березинский, А. Ю. Смирнов, цит. в⁶ сборник, р. 35.

- 11. W. Kummer, G. Segre, Nucl. Phys. 64, 585 (1965). 12. Е. П. Шабалин, ЯФ 9, 1050 (1969).

- G. Segre, Phys. Rev. Lett. 33, 1244 (1974).
 G. von Gehlen, Nuovo Cimento 30, 859 (1963).
 Б. М. Пыж, вкн. Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 2, Харьков, «Вища школа», 1975, с. 45.
 В. W. Brown, J. Smith, Phys. Rev. D3, 207 (1971).
- 1975, с. 45. в) В. W. В FOW h, J. S m I t h, Phys. Rev. D3, 207 (1971).
 15. V. S. Berezinsky, A. Yu. S m i r n ov, Astrophys. Space Sci. 32, 461 (1975).
 16. V. S. Berezinsky, G. T. Zatsepin, цит. в ⁶ сборник, р. 215.
 17. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 92, 1133 (1953).
 18. D. D. Clayton, J. Silk, Astrophys. J. Lett. 158, L43 (1969).
 19. J. P. Ostriker, T. X. Thuan, Astrophys. J. 202, 353 (1975).
 20. B. M. Tinsley, Publ. Astron. Soc. Pacific 87, 837 (1975).
 21. M. S. Longair, Mon. Not. RAS 133, 421 (1966).
 M. Sahmidt Astrophys. I. 176, 273 (1972).

- M. Schmidt, Astrophys. J. 176, 273 (1972).
- 22. J. Schwarts, J. P. Ostriker, A. Yahil, ibid. 202, 1 (1975).
 23. V. S. Berezinsky, O. F. Prilutsky, *a*) цит. в⁶ сборник, р. 229; цит. в⁷ сборник; б) Письма Астрон. ж. 3 (4) (1977).
- 24. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, Phys. Rev. Lett. 22, 728 (1969).
 25. M. Grewing, M. Heintzmann, Phys. Lett. A42, 345 (1973).
 26. R. M. Kulsrud et al., Phys. Rev. Lett. 28, 636 (1972).
- 27. M. J. Rees, J. E. Gunn, Mon. Not. RAS 167, 1 (1974).
- М. J. Rees, J. E. Gunn, Mon. Not. RAS 167, 1 (1974).
 G. A. Tammann, in: Supernovae and Supernova Remnants, Ed. C. B. Cosmovici, Dordrecht, D. Reidel, 1974, p. 155.
 S. L. Glashow, Phys. Rev. 118, 316 (1960).
 E. M. Понтекорво, ЖЭТФ 53, 1717 (1967).
 B. C. Березинский, А. З. Газизов, Письма ЖЭТФ 25, 276 (1977).
 E. J. Иоффе, УФН 110, 357 (1973).
 G. A. Askarjan, B. A. Dolgoshein, цит. в⁶ сборник, р. 553; Препринт ФИАН СССР № 160, Москва, 1976; Письма ЖЭТФ 25, 232 (1977).
 T. Воwen, цит. в⁶ сборник, р. 523.
 Г. А. Аскарьян, АЭ 3, 152 (1957).
 B. Д. Воловик, B. Т. Лазурик-Эльцуфин, ФТТ 15, 2305 (1973).
 B. L. Beron, R. Hofstadter, Phys. Rev. Lett. 23, 184 (1969). И. А. Боршковский, В. Д. Воловик идр., Письма ЖЭТФ 13, 546 (1974).

- И. А. Боршковский, В. Д. Воловик идр., Письма ЖЭТФ (1909). И. А. Боршковский, В. Д. Воловик идр., Письма ЖЭТФ 13, 546 (1974). 38. V. D. Volovik, G. B. Khristiansen, цит. в ⁸⁶ сборнак, v. 8, р. 3096. 39. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., «Наука», 1968.