1965 г. Сентябрь *Том 87, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.123

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ НЕЙТРИННАЯ АСТРОНОМИЯ *)

Дж. Бакал

Новое направление в астрономии, экспериментальная нейтринная астрономия, даст свой первый положительный разультат в 1965 г. Это направление астрономии обеспечит: 1) непосредственную проверку теории генерации энергии путем ядерных реакций в главной последовательности звезд; 2) получение некоторой информации из области физики высоких энергий, которая не может быть получена на имеющихся ускорителях; 3) проверку гипотезы, касающейся образования высокоэнергичных электронов в сильных радиоисточниках и 4) уточнение оценок средней плотности энергии во Вселенной. Более того, использование нейтрино, принципиально нового зонда Вселенной, может способствовать обнаружению неожиданных явлений, как это уже было в других областях астрономии — рентгеновской и радиоастрономии.

Чтобы понять характер нейтринной астрономии, нужно знать типы нейтрино, которые существуют, и общие характеристики сил, которые действуют на нейтрино. Наши экспериментальные знания о нейтрино [1] изложены в обзоре Ф. Райнеса, и поэтому я описываю только те факты, которые важны для планируемых в настоящее время астрономических наблюдений **).

Были открыты четыре типа, или состояния, нейтрино. Первыми найденными состояниями нейтрино были: электронное нейтрино, ν_e, которое появляется, например, в случае, когда ядро Ar^{37} захватывает атомный электрон:

$$e^- + Ar^{37} \rightarrow \nu_e + Cl^{37}, \tag{1}$$

и электронное антинейтрино, $\bar{\nu}_e$, которое появляется при обычном распаде нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- - \bar{\nu}_e. \tag{2}$$

Совсем недавно были открыты два других состояния нейтрино [1], которые проявляются при распадах частиц, если среди продуктов распада присутствует μ-мезон. Эти новые состояния нейтрино суть мюонное нейтрино, ν_μ, и мюонное антинейтрино, $\bar{\nu}_\mu$; они появляются, например, в распадах

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{3a}$$

---

*) J. N. Bacal, Experimental Neutrino Atronomy, Science 147, No. 3654, 115 (1964). Перевод и примечания А. А. Поманского.

**) Проблемы нейтринной физики и нейтринной астрофизики фундаментально излагаются в книге М. А. Маркова «Нейтрино», М., Изд-во «Наука», 1964.

и

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \qquad (3б)$$

Здесь $\pi^\pm$ и $\mu^\pm$ обозначают соответственно заряженные пи- и мю-мезоны, с массами в 270 и 207 электронных масс. Реакции (3а) и (3б) протекают со средним временем жизни $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ *сек* для покоящихся π-мезонов. Существуют строгие правила отбора, запрещающие определенные реакции и распады. Эти правила отбора дают возможность проводить различие между четырьмя нейтринными состояниями.

Однако считается, что нейтрино всех типов взаимодействуют с другими частицами в основном посредством «слабых взаимодействий». Эти силы так слабы, что нейтрино с энергией 10 *Мэв* может пройти через всю толщу Земли и лишь в одном из 10^{10} случаев такого прохождения оно будет поглощено или рассеяно. Эта огромная проникающая способность нейтрино делает экспериментальную нейтринную астрономию одновременно и трудной и захватывающей; наблюдения трудны из-за больших количеств (типичное количество — несколько тонн) материала, требуемого для детектирования нейтрино, и захватывающи, потому что огромная проникающая способность нейтрино дает им возможность достичь нас из недоступных никаким другим способом областей Вселенной.

В этой статье я обсуждаю эксперименты, которые должны быть выполнены в 1965 г., включая наблюдение нейтрино от Солнца, от распада вторичных космических лучей и от сильных радиоисточников. Рассматриваются обоснования теоретических предсказаний и значение экспериментов. Я также кратко обсуждаю роль нейтрино в космологии.

ЗАЧЕМ СЛЕДУЕТ НАБЛЮДАТЬ СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО?

Основным источником энергии, излучаемой звездами главной последовательности, подобными Солнцу, считается выгорание ядер водорода (протонов) в глубоких недрах звезд, где температуры и плотности являются наибольшими. Полагают, что ядерные реакции, главным образом ответственные за генерацию энергии в Солнце, подобны реакциям синтеза, которые имеют место при взрыве водородной бомбы. Астрономы и физики думают, что основные идеи теории генерации ядерной энергии в звездах главной последовательности правильны, хотя никакой прямой контроль этой теории до настоящего времени был еще невозможен. Поскольку электромагнитное излучение имеет средний свободный пробег меньше 1 *см* при условиях, ожидаемых в солнечных недрах, свет не может прийти к нам из внутренних областей Солнца. Прямая проверка генерации звездной энергии была до настоящего времени невозможна, потому что столкновения между ядрами, приводящие к выгоранию легких ядер, протекают в глубоких недрах звезд.

Все обычные астрономические наблюдения опираются на регистрацию электромагнитного излучения, испускаемого с поверхности звезд. Не пропустили ли мы чего-нибудь решающего в наших теоретических экстраполяциях от наблюдаемых условий на поверхности звезд к кардинально отличным условиям в недрах звезд? Было бы интересно узнать это.

Как непосредственно можно проверить теорию генерации ядерной энергии в звездах? Чтобы осуществить это, необходимо «заглянуть» в глубину звезды, где, как предполагают, протекают ядерные реакции; для этого требуется переносчик информации со средним свободным пробегом порядка 10^{11} *см* (примерно радиус Солнца). Из известных частиц лишь нейтрино с их огромной проникающей способностью могут дать нам возможность «заглянуть» в недра Солнца. Наблюдение солнечных

нейтрино дало бы наиболее непосредственную проверку гипотезы о том, что реакции синтеза, основанные на выгорании водорода, представляют основной источник энергии, излучаемой звездами главной последовательности и, в частности, Солнцем.

Даже если предположить, что теория генерации звездной энергии в основном правильна, существуют другие достаточно веские причины для обоснования попытки измерить интенсивность и энергетический спектр солнечных нейтрино. Программа-максимум должна включать в себя исследование солнечных недр с помощью нейтринной спектроскопии в качестве средства количественного определения условий в недрах Солнца — путь во многом такой же, каким астрономы уже определили условия на поверхности Солнца посредством фотонной спектроскопии.

Для определения энергетического спектра солнечных нейтрино можно, например, использовать поглотители нейтрино с разными энергетическими порогами. Наблюдения этого типа, которые дадут информацию, касающуюся условий в недрах Солнца, послужат убедительным контролем математических моделей, описывающих глубины Солнца.

Недавние теоретические [3,4] и экспериментальные [5,6] результаты качественно изменили наши представления, касающиеся возможности наблюдения солнечных нейтрино. Сначала мы рассмотрим теоретические результаты.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРИНО В СОЛНЦЕ

В настоящее время считается, что реакции водородного синтеза в Солнце начинаются с последовательности

$$H^1(p,\ e^+\nu)\,H^2(p,\ \gamma)\,He^3$$

и оканчиваются последовательностями

$$He^3(He^3,\ 2p)\,He^4, \tag{4}$$

$$He^3(\alpha,\ \gamma)\,Be^7(e^-,\ \nu)\,Li^7(p,\ \alpha)\,He^4 \tag{5}$$

и

$$He^3(\alpha,\ \gamma)\,Be^7(p,\ \gamma)\,B^8(e^+,\ \nu)\,Be^{8*}(\alpha)\,He^4. \tag{6}$$

Здесь He^3 — изотоп гелия с тремя нуклонами в ядре, обозначения p, α, e^-, e^+ γ и ν относятся соответственно к протонам, α-частицам, электронам, позитронам, γ-лучам и нейтрино. Окончательный результат всех этих реакций символически может быть представлен простой формулой

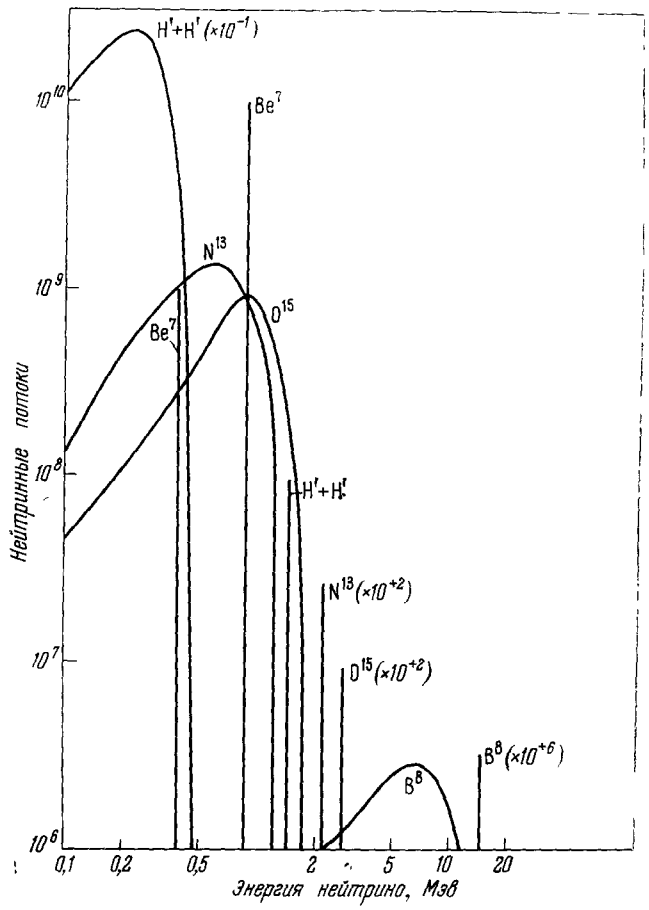
$$4H^1 \longrightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu_e \tag{7}$$

(четыре протона в результате синтеза образуют альфа-частицу, два позитрона и два нейтрино), хотя энергии нейтрино, испущенных в каждой последовательности, отличаются. Считается, что углеродно-азотно-кислородный цикл вносит лишь несколько процентов в энергию, генерируемую на Солнце [4], и пренебрежимую величину в наблюдаемый поток солнечных нейтрино [3].

Скорости реакций водородного синтеза, перечисленных выше, могут быть определены в зависимости от звездной температуры и плотности при помощи результатов многих лабораторных экспериментов в области физики низких энергий и некоторых элементарных фактов о ядерных реакциях. Скорость протекания реакции Be^7 $(p,\ \gamma)$ B^8, которая фигурирует в последовательности (6), является, как мы увидим позднее, решающей для планируемых сейчас экспериментов по регистрации солнечных нейтрино. К сожалению, малое сечение этой реакции при низких энергиях

протонов было измерено лишь однажды [8], и его значение довольно неопределенно [7]. Этот важный лабораторный эксперимент должен быть повторен.

Р. Сирс и его сотрудники [4] вычислили нейтринные потоки (нейтрино на квадратный сантиметр в секунду) на поверхности Земли от всех ядерных



Предсказанный спектр солнечных нейтрино

Величины приведенных потоков относятся к земной поверхности. Моноэнергетические нейтрино обусловлены захватом свободных электронов; малые тепловые ширины этих линий в масштабе рисунка пренебрежимы. В работах [3, 4] приведена подробная информация об этих спектрах и реакциях, в которых образуются нейтрино. Для реакций, дающих нейтрино, непрерывно распределенные по энергиям, потоки нейтрино — $см^{-2}$ $сек^{-1}$ $Мэв^{-1}$; для реакций, дающих моноэнергетические нейтрино, потоки нейтрино — $см^{-2}$ $сек^{-1}$.

реакций, которые, как ожидается, должны быть основными на Солнце. Чтобы предсказать величину нейтринных потоков, Сирс с помощью высокоскоростных счетно-решающих машин построил математические модели Солнца. В частности, Сирс численно решил дифференциальные уравнения, согласно которым в каждой точке Солнца давление, вызванное гравитационным сжатием, уравновешивается газовым давлением; наблюдаемая светимость Солнца определяется реакциями синтеза, обсужденными выше. Этим солнечным моделям должны соответствовать уравнения, которые описывают состояние вещества при высоких температурах

($\sim 10^7$ °K) и высоких плотностях (~ 100 *г/см*^{3}), а также теоретические соотношения, которые описывают перенос энергии при звездных условиях. На рисунке схематически представлен предсказываемый спектр солнечных нейтрино.

Сирс вычислил также неопределенности в теоретических значениях потоков солнечных нейтрино, которые возникают из неопределенности наших знаний о возрасте, составе и непрозрачности Солнца, а также из неопределенности в знании ядерных параметров. На основе этих вычислений мы приходим к выводу о том, что наши настоящие знания солнечных и ядерных параметров дают нам возможность предсказать наиболее важные потоки нейтрино с точностью около $\pm 50\%$ при условии, что теории звездных моделей и генерации ядерной энергии в звездах правильны.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ Cl^{37}

Р. Дэвис из Брукхейвенской национальной лаборатории предложил [5] метод детектирования солнечных нейтрино, основанный на реакции, обратной к электронному захвату:

$$\nu_e\,(\text{солнечное}) + Cl^{37} \rightarrow e^- + Ar^{37}. \qquad (8)$$

Б. Понтекорво [9] много лет назад первым предположил, что эту реакцию можно положить в основу метода детектирования нейтрино (эпохальные идеи Понтекорво почти во всех новых направлениях нейтринной астрономии и нейтринной физики в течение последних 20 лет охватывали такие различные проблемы, как потеря энергии звездами за счет нейтринного излучения, эксперименты с нейтрино высоких энергий и роль нейтрино в космологии). Заметим, что реакция (8) является обратной для реакции (1), которая описывает распад радиоактивного аргона.

Основываясь на опыте, накопленном в предварительном эксперименте, включавшем две 1900-литровые емкости перхлорэтилена, C_2Cl_4 (обычная жидкость для химической чистки одежды), Р. Дэвис и Д. Хармер готовят эксперимент, в котором в качестве детектора используется 380 000 литров перхлорэтилена. Для сравнения можно сказать, что такое количество жидкости достаточно, чтобы заполнить олимпийский плавательный бассейн. Наиболее важные особенности их системы детектирования следующие: 1) ничтожное количество (~ 200 атомов в месяц) Ar^{37} образованного нейтрино может быть извлечено из большого объема жидкости (с эффективностью 90%) посредством простой процедуры продувания гелия через жидкость и 2) распад Ar^{37} можно наблюдать в счетчике с практически нулевым фоном.

Для того чтобы количество атомов Ar^{37}, образованное в течение суток в детекторе, сопоставить с потоками солнечных нейтрино, необходимо знать вероятность (сечение), с какой нейтрино данной энергии, падающее на атом Cl^{37}, будет вызывать реакцию (8). Такие вероятности (средние сечения) недавно были вычислены [3] для всех источников нейтрино, которые считаются важными в генерации солнечной энергии. Вычисления выполнялись с математической моделью ядер Cl^{37} и Ar^{37}; эта модель включает возбужденные состояния ядра Ar^{37}, которые являются решающими для детектирования солнечных нейтрино, но еще не наблюдались в лабораторных экспериментах. Теоретическая модель была использована для того, чтобы сделать предсказания, которые могут быть проверены экспериментально и, таким образом, использованы для определения точности модели; ряд таких экспериментов в настоящее время выполняется некоторыми группами физиков в США. В частности,

на основании результатов экспериментальной работы [10], выполненной Р. Каваной и Д. Гусманом по калию-37, С. Барнес и автор недавно указали [11], что параметры ядра, необходимые для предсказания скорости реакции (8), могут быть определены экспериментально посредством изучения распада радиоактивного изотопа Ca^{37}. Распад Ca^{37} еще не наблюдался (согласно сделанным предсказаниям [3] он должен распадаться примерно за 150 *мсек* с испусканием позитрона), но в настоящее время этот вопрос исследуется по крайней мере одной экспериментальной группой [12]. Распад Ca^{37} должен дать особенно ценную информацию, потому что этот распад является зеркальным отражением реакции (8) *).

Комбинируя результаты вычислений указанной выше модели ядра Ar^{37} с предсказаниями Сирса о нейтринных потоках, мы находим, что нейтрино от распада B^8 (последовательность (6)), имеющие максимальную энергию около 14 *Мэв*, должны давать 90% событий, которые будут наблюдаться в эксперименте, предложенном Дэвисом **). Эти нейтрино от распада B^8, хотя они и составляют менее чем 0,1% от полного потока солнечных нейтрино (см. рисунок), будут вызывать большинство реакций, потому что они являются наиболее энергичными из всех нейтрино, которые, как ожидается, приходят от реакций синтеза в Солнце. Вычисления, основанные на наиболее надежных современных оценках всех известных неопределенностей, дают следующее количество реакций от захвата нейтрино:

$$(3{,}6 \pm 2)\cdot 10^{-35} \text{ на атом } Cl^{37} \text{ в секунду.} \qquad (9)$$

Это соответствует 4—11 захватам солнечных нейтрино в сутки в 380 000 литрах C_2Cl_4, причем фон по оценкам [5] составляет менее чем 0,5 захвата в день.

У. Фаулер в первом обсуждении [13] потоков солнечных нейтрино от распадов B^8 показал, что поток борных нейтрино является чувствительной функцией центральной температуры Солнца. Это связано с тем, что для реакции $Be^7(p, \gamma)B^8$ кулоновский барьер достаточно велик относительно солнечных тепловых энергий. Поэтому экспериментальный верхний предел центральной температуры Солнца может быть получен сравнением результата предварительного эксперимента [5], который дает верхний предел числа захватов нейтрино на атом Cl^{37} в секунду, с предсказанной скоростью (см. соотношение (9)) и известной температурной зависимостью реакции Be^7 (p, γ) B^8. При вычислении этого верхнего предела температуры светимость Солнца и все другие солнечные переменные, за исключением температуры, можно считать

---

*) Недавно появились две работы (экспериментальные), в которых изучался распад Ca^{37}: F. C. Hardy, R. I. Verrall, Phys. Rev. Lett's. 13, 764 (1964) и P. L. Reeder, A. M. Poskanzer, R. A. Esterlund, Phys. Rev. Letts. 13, 767 (1964). В обеих работах получены согласующиеся времена жизни Ca^{37} (173 $\pm$ $\pm$ 4 *мсек* и 170 $\pm$ 5 *мсек*), лишь на немного превышающие время, данное в оценках Бакала. Авторы первой из этих двух работ вычислили ожидаемую величину эффекта захвата нейтрино в хлорном детекторе с учетом своих результатов и получили $3{,}1\cdot 10^{-35}$ событий на атом Cl^{37} в секунду, т. е. на 14% меньше, чем у Бакала.

**) Как недавно показано Кузьминым (В. А. Кузьмин, Генерация нейтрино в реакции He^3 $(p, e^+\nu)$ He^4 в недрах Солнца, Препринт ФИАН, 1965), поток нейтрино, возникающий в недрах Солнца в реакции He^3 $(p, e^+\nu)$ He^4, благодаря образованию нейтрино с очень высокой энергией ($E_\nu^{max} = 18{,}772$ *Мэв*) должен давать существенный дополнительный вклад в число атомов Ar^{37}, образованных в хлорном детекторе нейтрино, происходящими от других реакций. Согласно оценкам Кузьмина 16% атомов Ar^{37} в детекторе с C_2Cl_4 будет образовано нейтрино от реакции He^3 $(p, e^+\nu)$ He^4 и 75% (вместо 90%, предсказанных Бакалом) нейтрино от реакции B^8 $(e^+\nu)$ Be^8.

константами, потому что зависимость скорости реакции $Be^7(p, \gamma)B^8$ от температуры грубо выражается в виде $\exp\{(150\,T_6 - 1/3)\}$, где T_6 — температура в миллионах градусов Кельвина. Из результатов предварительного эксперимента можно вывести, что центральная температура Солнца должна быть меньше 20 миллионов градусов и что измерение потока борных нейтрино с точностью $\pm$ 50% поможет определить центральную температуру Солнца с точностью $\pm$ 10% *).

Ожидаемая стоимость эксперимента Дэвиса—Хармера около 600 000 долларов; тем не менее можно показать, что этот эксперимент является умеренно дорогим термометром для определения центральной температуры Солнца. Обычный комнатный термометр измеряет температуру до 400° К и стоит приблизительно 4 доллара, т. е. 1° К стоит 1 цент. Предлагаемый солнечный термометр, который сконструирован, чтобы измерить примерно 16 млн. градусов, будет стоить лишь около 4 центов на градус и таким образом не является особенно дорогим.

Если говорить серьезнее, заметим, что интерпретация положительного результата эксперимента Дэвиса—Хармера будет до некоторой степени неоднозначна, потому что некоторые из наблюдаемых нейтрино могут прийти из Галактики, а не от Солнца; из существующих в настоящее время оценок возможного галактического фона следует, однако, что он пренебрежимо мал. Дэвис [5] указал, что одна из возможностей отличить солнечные нейтрино от галактических заключается в учете эксцентриситета орбиты Земли вокруг Солнца, который приводит к 7%-ной разнице в измеряемом потоке нейтрино, когда Земля находится в афелии и в перигелии **). Если сигнал будет равен лишь 7 захватам нейтрино в сутки, успех такого метода отличия солнечных и галактических нейтрино представляется сомнительным; если наблюдается больший сигнал, то, по-видимому, будет возможно проверить сезонные изменения нейтринного потока.

НЕЙТРИННО-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Ф. Райнес и В. Кропп недавно предложили [6] эксперимент, в котором поток солнечных нейтрино будет изучаться посредством наблюдения электронов отдачи, возникающих при рассеянии нейтрино на электроне, т. е.

$$\nu_e\,(\text{солнечное}) + e \rightarrow \nu_e' + e'. \qquad (10)$$

Нейтринно-электронное рассеяние является, в принципе, источником информации об энергетическом спектре нейтрино, которая извлекается из наблюдения энергий отдачи рассеянных электронов. Более того, учитывая условия эксперимента Райнеса и Кроппа, можно легко показать [14], что наблюдаемые электроны отдачи будут заключены в конусе с углом раствора приблизительно 10 градусов относительно направления падающего нейтрино. Таким образом, наблюдение нейтринно-электронного рассеяния может, в принципе, дать возможность определить направление (предположительно, направление к Солнцу) низкоэнергетичного ($\sim$10 *Мэв*) внеземного источника нейтрино.

---

*) В то время как интенсивность потока борных нейтрино резко падает с уменьшением центральной температуры Солнца, температурная зависимость скорости реакции $He^3(p, e^+\nu)He^4$ (см примечание на стр 148) почти противоположна, поэтому почти при любой температуре солнечного ядра величина эффекта в эксперименте Дэвиса не уменьшится более чем в пять раз от предсказанной Бакалом величины.

**) На эту возможность неоднократно указывалось и ранее (см , например, B. W. Ridley, Progr. Nucl. Phys. 5, 188 (1956)).

Теория сохраняющегося векторного тока [15] может быть использована для предсказания вероятности осуществления реакций (10); вычисление сечения (или вероятности реакции) в этой теории основано на экспериментально измеренной вероятности β-распада O^{14} и нейтрона. Райнес и Кропп уже провели предварительный эксперимент, который заключается в регистрации отсчетов, вызванных электронами с энергией, большей 8 *Мэв*, в 200-литровом жидком сцинтилляционном детекторе, который был заэкранирован большим черенковским счетчиком, включенным на антисовпадения, и размещался в соляной шахте на глубине 600 *м* (чтобы уменьшить фон от вторичных космических лучей). Полученный ими верхний предел для произведения потока нейтрино от распада солнечных B^8 на среднее значение сечения реакции (10) превышает лишь в 20 раз величину, предсказываемую по теории солнечной модели и теории сохраняющегося векторного тока.

НЕЙТРИНО ОТ ВТОРИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Первичные космические лучи образуют нейтрино в результате столкновений с нуклонами в земной атмосфере. Типичная реакция такого рода, в которой нейтрино образуются при распаде вторичных частиц, генерированных космическими лучами:

$$p\,(\text{космических лучей}) + p\,(\text{земной атмосферы}) \longrightarrow \text{нуклоны} + \text{мезоны} \qquad (11а)$$

$$\longrightarrow \text{нуклоны} + \text{электроны, } \gamma\text{-лучи и нейтрино} \qquad (11б)$$

(p обозначает протон). Переход от системы, представленной правой стороной реакции (11а), в которой присутствуют мезоны, к системе, (11б), в которой присутствуют лишь стабильные частицы, осуществляется посредством распада мезонов, таких, например, как распад пиона, показанный по схемам (3а) и (3б).

Известно, что первичные космические лучи содержат частицы с такими высокими энергиями, как 10^{19} *эв*, что́ примерно в 10^8 раз превышает самые высокие энергии, достижимые в настоящее время с помощью ускорителей. Кроме того, спектр и интенсивность нейтрино от распада в земной атмосфере вторичных космических лучей могут быть вычислены [16] из хорошо известного спектра мюонов космических лучей на уровне моря *). Самой первой причиной попытки наблюдать нейтрино от распада вторичных космических лучей было намерение использовать этот известный источник энергичных нейтрино, чтобы изучить свойства (форм-факторы и резонансы) взаимодействий нейтрино (слабых взаимодействий) при энергиях, которые не могут быть достигнуты современными ускорителями. Однако, как мы увидим позднее, эксперименты, направленные на изучение нейтрино и вторичных космических лучей, могут быть также использованы для получения информации о некоторых астрономических системах, в частности сильных радиоисточниках.

---

*) Обсуждение проблем детектирования высокоэнергичных космических нейтрино, а также рассмотрение возможностей выполнения экспериментов глубоко под землей для обнаружения реакций, вызываемых нейтрино, приходящими из нижней полусферы (т. е. проходящими через толщу Земли), было впервые проведено М. А. Марковым (см. например, M. A. Markov, I. M. Zheleznykh, Nucl. Phys. 23, (1961)).

Некоторые эксперименты для детектирования нейтрино, образованных распадом мезонов в земной атмосфере, находятся в стадии подготовки. По крайней мере в двух из них экспериментальные установки в настоящее время монтируются глубоко под землей (чтобы уменьшить эффект фона) и должны быть запущены в ближайшие месяцы. Группа из университета штата Юта под руководством Дж. Койфеля и Н. Бергесона монтирует экспериментальное устройство в шахте глубиной 600 метров вблизи Парк-Сити, Юта. Ожидается, что эта установка будет обладать превосходным пространственным разрешением при детектировании продуктов взаимодействия высокоэнергичных нейтрино [17]. Другая группа [18], возглавляемая Ф. Райнесом из Технологического института Кейза и Дж. Селлшопом из университета Витуотерсрэнд, испытывает систему для детектирования нейтрино, расположенную в шахте глубиной 3150 *м* вблизи Иоганнесбурга в Южной Африке. Системы, разработанные в экспериментах штата Юта и Южной Африки, отличаются друг от друга и будут давать взаимно дополняющую информацию.

Исследования типа упомянутых выше, проводимые в глубоко расположенных подземных помещениях, могут привести к получению самой неожиданной информации о физике высоких энергий. Например, недавно С. Фраучи и автор [19], используя результаты эксперимента, проводимого в глубоких шахтах Колар-Голд-Филдс группой института Тата [20], показали, что не существует никаких резонансов в системе ν_μ — нуклон для нейтрино с лабораторными энергиями, меньшими, чем $2 \cdot 10^3$ *Гэв*, и в системе ν_e — нуклон для нейтрино с лабораторными энергиями, меньшими, чем 30 *Гэв*. Когда мы говорим о нейтринно-нуклонном резонансе при какой-либо конкретной энергии, мы подразумеваем, что вероятность реакции становится столь большой, сколь это возможно теоретически (явление, связанное с образованием особого промежуточного состояния реакции).

НЕЙТРИНО ОТ СИЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Недавние наблюдения [21] радиоволн, испущенных некоторыми радиоисточниками, расположенными за пределами нашей Галактики, привели к заключению, что эти радиоисточники выделяют энергию с фантастической скоростью Фраучи и автор, ознакомившись с неопубликованными наблюдениями К. Коуэна, исследовали [22] возможность детектирования нейтрино, приходящих из сильных радиоисточников. Цель этого исследования заключалась в поисках возможностей того, чтобы наблюдения нейтрино могли добавить новую информацию о сильных радиоисточниках к уже известной, полученной посредством электромагнитных наблюдений. К сожалению, на основе простых аргументов, касающихся количества энергии, испущенного этими объектами в форме электромагнитного излучения, можно показать, что ожидаемые потоки нейтрино от сильных радиоисточников слишком малы для детектирования в реальных экспериментах (чтобы зарегистрировать в день одно событие, вызванное нейтрино, необходимо 100 000 тонн материала), если только какие-либо резонансы (т. е. исключительно большая вероятность осуществления реакции при определенной энергии) не играют роли при взаимодействиях нейтрино. В реальном детекторе мишенями для нейтрино являются лишь электроны и нуклоны. Анализируя некоторые подземные эксперименты с космическими лучами и нейтринные эксперименты, выполненные на ускорителях, Фраучи и автор убедились, что единственным резонансом, проявления которого можно ожидать в экспериментах, является резонанс, на возможность которого несколько лет назад было указано С. Глэшоу [23], а именно резонанс в системе $\bar{\nu}_e e^-$.

Этот предсказанный резонанс в системе $\bar{\nu}_e e^-$ должен появляться в связи с образованием известного W^--бозона [1], который, согласно гипотезе, является посредником в слабых взаимодействиях, во многом аналогично тому, как фотоны являются посредниками в электромагнитных взаимодействиях. Ожидается, что при энергиях нейтрино, больших, чем 10^3 *Гэв*, что соответствует массе промежуточного бозона, большей, чем 1 *Гэв*, взаимодействия нейтрино, связанные с этим резонансом, будут происходить с большим сечением. Приблизительный подсчет резонансной энергии нейтрино и массы промежуточного W^--бозона дает соответственно $4 \cdot 10^3$ и 2 *Гэв*. Эти значения являются лишь предположительными, а для получения надежных значений необходимо подождать результатов экспериментов, которые в настоящее время выполняются в лабораториях, работающих в области физики высоких энергий.

Чтобы предсказать скорость счета событий, вызванных нейтрино от сильных радиоисточников, Фраучи и автор выдвинули три гипотезы. Первая говорит, что электроны самых высоких энергий (несколько тысяч *Гэв*), существование которых подразумевается в сильных радиоисточниках, образованы механизмом Бэрбиджа [24]:

$$p + p \longrightarrow \text{нуклоны} + \text{мезоны}, \tag{12а}$$

$$\longrightarrow \text{нуклоны} + \text{электроны, } \gamma\text{-лучи и нейтрино.} \tag{12б}$$

Реакции (12а) и (12б), которые, по нашим предсказаниям, имеют место в радиоисточниках, похожи на реакции (11а) и 11б), за исключением того, что в реакциях (12а) и (12б) все взаимодействия имеют место внутри радиоисточников. Вторая гипотеза утверждает, что магнитные поля в сильных радиоисточниках равны 10^{-5}—10^{-3} *гс*. Точные значения этих полей были получены из теории синхротронного излучения посредством минимизации полной энергии, которая, согласно вычислениям, приходится на частицы и поля. Наконец, мы предположили, что масса W^--мезона порядка 1 *Гэв*.

Используя эти три гипотезы, мы предсказали потоки нейтрино в зависимости от их энергии для различных радиоисточников, наблюдения которых показывают, что они испускают оптическое синхротронное излучение. Ограничения на эти предсказания накладываются тем фактом, что нейтрино высоких энергий, достаточных для проявления W^--резонанса, связаны с высокоэнергичными электронами, излучающими главным образом в оптическом диапазоне. Поскольку в реакциях (12а) и (12б) наряду с нейтрино образуются γ-лучи, мы смогли также предсказать на основании тех же гипотез потоки γ-лучей от сильных радиоисточников *).

Наиболее перспективный метод, предложенный нами для проверки предсказаний о потоках нейтрино, а отсюда и гипотез, на которых эти

---

*) Четырехлетние экспериментальные исследования, направленные на поиски фотонов с энергией 10^{13} *эв* от локальных источников космического радиоизлучения (А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестерова, Тр. ФИАН 26, 118 (1964)), не обнаружили с точностью 1% возрастания интенсивности счета вблизи любого из обследованных объектов: Телец-А, Лебедь-А, Кассиопея-А и др. Полученный верхний предел возможной интенсивности фотонов с энергией $E \gtrsim 5 \cdot 10^{12}$ *эв* ($5 \cdot 10^{11}$ *см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$) показывает, что приведенные ниже Бакалом оценки скорости счета мюонов, образованных приходящими из радиоисточников нейтрино высокой энергии, завышены. Следует сказать, что отрицательный результат эксперимента по обнаружению локальных источников фотонов был теоретически предопределен уже при самой постановке задачи (Г. Т. Зацепин, А. Е. Чудаков, ЖЭТФ 41, 655 (1961)), поэтому даже без учета результатов эксперимента оценки, данные Бакалом, представляются априори сомнительными. Кроме того, оценки ожидаемого числа событий, вызванных нейтрино, выполнены Бакалом для массы W^--мезона, равной 1 *Гэв*. Подстановка экспериментально установленного на сегодняшний день нижнего предела массы W^--мезона ($\sim$ 2 *Гэв*) уменьшает ожидаемое число событий примерно на полтора порядка.

предсказания базируются, заключается в использовании земной коры в качестве нейтринной мишени. По этой схеме высокоэнергичные нейтрино от радиоисточников генерируют при взаимодействии с электронами высокоэнергичные мюоны, которые в конце концов детектируются. Соответствующая резонансная реакция:

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow (W^-) \rightarrow \mu^- + \nu_\mu. \qquad (13)$$

Из законов сохранения энергии и импульса следует [22], что угол относительно направления падающего антинейтрино, под которым вылетают мюоны из реакции (13), должен быть $\lesssim (M_{W^-} c^2/q_{\text{лаб}})$, где M_{W^-}—масса W^--мезона, а $q_{\text{лаб}}$ — резонансная энергия нейтрино в лабораторной системе. Поскольку этот угол мал ($\lesssim 10^{-3}$ *рад*), можно построить нейтринный телескоп для регистрации высокоэнергичных мюонов из реакции (13). Этот телескоп будет иметь хорошее угловое разрешение ($\sim 10^{-6}$ *стер*). Скорости счета ($\sim$10 высокоэнергичных мюонов на квадратный метр в год на глубине 1 *км*), предсказанные для ряда радиоисточников на основе вышеприведенных соображений, являются достаточными для детектирования с помощью установок, первоначально предназначенных для регистрации нейтрино, образованных вторичными космическими лучами. По крайней мере, две группы экспериментаторов [17,18] будут в состоянии проверить наши предсказания в текущем году *).

НЕЙТРИНО И КОСМОЛОГИЯ

Нейтрино играют важную роль в ряде космологических исследований [25, 26]. Основным положением, на котором основываются все эти исследования, является то, что нейтрино так слабо взаимодействуют с веществом, что может существовать большой (но до сих пор еще не обнаруженный) фон космических нейтрино. Это не противоречит каким-либо известным фактам. Средний свободный пробег для рассеяния или поглощения нейтрино с энергией порядка нескольких *Мэв* во Вселенной составляет около 10^{48} *см*, т. е. примерно в 10^{20} раз больше «радиуса Вселенной». Из-за того, что нейтрино так редко взаимодействуют с веществом, существующие верхние пределы возможной космологической плотности энергии в форме нейтрино и антинейтрино превышают на значительную величину оценки средней плотности вещества в форме электронов и нуклонов, полученные из астрономических наблюдений **).

Одна из работ по космологическим вопросам [25] включает предположение, что большой фон космических нейтрино действительно существует и что этот фон состоит из равного количества нейтрино и антинейтрино. Такой фон нейтрино и антинейтрино должен делать нашу Вселенную симметричной относительно вещества и антивещества, за исключением «малых флуктуаций», подобно материи, наблюдаемой в нашей Галактике. Заметим в этой связи, что реакция (8) Cl^{37} (ν, e^-) Ar^{37} может протекать только под воздействием нейтрино, а реакция (10), нейтринно-электронное рассеяние, может вызываться как нейтрино, так и антинейтрино. Таким образом, если существует большой обнаружимый фон нейтрино (или антинейтрино), можно определить отношение вещества (нейтрино) к

---

*) Об оценке верхнего предела плотности энергии, которая может быть заключена в нейтрино и антинейтрино, см. также работу Я. Б. Зельдовича, Я. А. Смородинского (ЖЭТФ 41, 907 (1961)).

) Отметим две работы О. Х. Гусейнова и Я. Б. Зельдовича об образовании энергичных нейтрино и антинейтрино при катастрофическом сжатии звезд (Письма ЖЭТФ **1, 11, 1965; ДАН **162**, 791, 1965).

антивеществу (антинейтрино) в регистриуемом излучении. Этот тип наблюдений (которые позволяют отличать вещество от антивещества на астрономических расстояниях) не может быть сделан с помощью электромагнитных волн, потому что свет от антиатомов идентичен свету от обычных атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Reines, Science **141**, 778 (1963).
2. H. A. Bethe, Phys. Rev. **55**, 434 (1939); H. A. Bethe and C. L. Critchfield, Phys. Rev. **54**, 248 (1938); E. E. Salpeter, Phys. Rev. 88, 547 (1952); E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957); A. G. W. Cameron, Ann. Rev. Nucl. Sci. 8, 299 (1958).
3. J. N. Bahcall, Phys. Rev. Letts. **12**, 300 (1964); Phys. Rev. **135**, B137 (1964).
4. R. L. Sears, Astrophys. J. **140**, 477 (1964); J. N. Bahcall, W. A. Fowler, I. Iben, Jr., R. L. Sears, Astrophys. J. **137**, 344 (1963); см. также: G. Marx and N. Menyhárd, Science **131**, 299 (1960), P. Pochoda and H. Reeves, Planet. and Space Sci. **12**, 119 (1964).
5. R. Davis, Jr., Phys. Rev. Letts. **12**, 303 (1964).
6. F. Reines and W. R. Kropp, Phys. Rev. Letts. **12**, 457 (1964).
7. P. D. Parker, J. N. Bahcall, W. A. Fowler, Astrophys. J. **139**, 602 (1964); W. A. Fowler, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege **3**, 207 (1960).
8. R. W. Kavanagh, Nucl. Phys. **15**, 411 (1960).
9. B. Pontecorvo, National Research Council of Canada, Report No. P. D. 205 (1946) (неопубликовано). Экспериментальные возможности были исследованы в работе: L. W. Alvarez, University of California Radiation Laboratory Report No. UCRL-328, (1949) (неопубликовано).
10. R. V. Kavanagh and D. Goosman, Phys. Rev. Letts. **12**, 229 (1964).
11. J. N. Bahcall and C. A. Barnes, Phys. Rev. Letts. **12**, 48 (1964).
12. R. Polichar and R. Richardson, частное сообщение.
13. W. A. Fowler, Astrophys. J. **127**, 551 (1958).
14. J. N. Bahcall, Phys. Rev. **136**, B1164 (1964).
15. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
16. K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10**, 63 (1960); T. D. Lee, H. Robinson, M. Schwartz, R. Cool, Phys. Rev. **132**, 1297 (1963); Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин, ЖЭТФ **14**, 1294 (1962).
17. J. W. Keuffel and H. E. Bergeson, частное сообщение.
18. F. Reines, частное сообщение.
19. J. N. Bahcall and S. C. Frautschi, Phys. Rev. (в печати).
20. M. G. K. Mennon, P. V. Ramana Murthy, B. V. Sreekantan, S. Miyake, Phys. Rev. Letts. **5**, 272 (1963); S. Miyake, V. S. Narasimhan, P. V. Ramana Murthy, Proc. Phys. Soc. Japan **3**, 318 (1962).
21. P. Maltby, T. A. Matthews, A. T. Moffet, Astrophys. J. **137**, 153 (1963); M. Schmidt, Nature **197**, 1040 (1963); J. L. Greenstein and T. A. Matthews, Nature **197**, 1043 (1963); T. A. Matthews and A. R. Sandage, Astrophys. J. **138**, 30 (1963).
22. J. N. Bahcall and S. C. Frautschi, Phys. Rev. **B135**, 788 (1964).
23. S. L. Glashow, Phys. Rev. **118**, 316 (1960).
24. G. R. Burbidge, Astrophys. J. **127**, 48 (1958).
25. G. Marx, Nuovo cimento **30**, 1555 (1963); Б. Понтекорво и Я. Смородинский, ЖЭТФ **49**, 173 (1962); Б. Понтекорво, УФН **79** (1), 1 (1963).
26. S. Weinberg, Nuovo cimento **25**, 15 (1962); Phys. Rev. **128**, 1457 (1962).