

РЕГИСТРАЦИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*В. А. Рябов**

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	6
НЕЙТРИННЫЕ ПОТОКИ ОТ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ И РАСПАДОВ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧАСТИЦ	8
Ускорительные («bottom-up») модели.	8
Распадные («top-down») сценарии.	11
Потоки космогенных нейтрино.	11
Фон атмосферных нейтрино при высоких энергиях.	12
РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРИНО ЧЕРЕЗ ВСЕЛЕННУЮ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДЕТЕКТОРАХ	13
Взаимодействия нейтрино с фоновыми реликтовыми фотонами и нейтрино.	13
Ограничения на поток нейтрино, следующие из модели « Z -вспышки».	14
Влияние нейтринных осцилляций на распространение нейтрино во Вселенной.	15
Взаимодействие нейтрино сверхвысоких энергий с веществом.	16
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО	18
Нейтринные телескопы.	18
Установки, регистрирующие широкие атмосферные ливни, и детекторы флуоресценции.	30
Радиотелескопы, регистрирующие когерентное радиоизлучение, возникающее в плотных средах.	36
Подводные акустические детекторы для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий.	50
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	51
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	56

*E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru; ryabov@fnal.gov

РЕГИСТРАЦИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*В. А. Рябов**

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Обзор посвящен проблемам регистрации нейтрино сверхвысоких энергий, образующихся в удаленных астрофизических источниках и при распадах сверхмассивных частиц. Перспективы обнаружения нейтринных потоков рассмотрены исходя из особенностей распространения и взаимодействия нейтрино сверхвысоких энергий. Описаны действующие и создающиеся установки, предназначенные для исследования нейтрино от различных источников: нейтринные телескопы, регистрирующие нейтринные взаимодействия в природных водных и ледяных объемах, наземные массивы детекторов, а также оптические телескопы на космических орбитальных станциях, способные обнаруживать горизонтальные ливни в атмосфере Земли, инициированные нейтрино. Рассмотрены приборы, создаваемые на основе новых принципов регистрации нейтрино с предельно высокими энергиями: радиотелескопы, предназначенные для наблюдения черенковского радиоизлучения от нейтринных каскадов, возникающих в таких радиопрозрачных природных средах, как атмосфера, соляные купола, ледяные массивы и лунный реголит, подводные акустические детекторы. Показано, что введение в строй новых установок позволит регистрировать нейтрино от большинства известных астрофизических источников с энергиями, различающимися более чем на 10 порядков — от нескольких ТэВ до 10^{22} – 10^{24} эВ.

The problems of detecting ultrahigh energy neutrinos formed in distant astrophysical sources as a result of the decay of superheavy particles are reviewed. The possibilities of observation of neutrino fluxes are analyzed with allowance for features of the ultrahigh-energy neutrino propagation and interaction. Both operating experimental arrays and arrays being developed intended to investigate neutrinos from various astrophysical sources are described: neutrino telescopes recording neutrino interactions in large natural water and ice volumes; ground-based detectors; and optical telescopes aboard orbital space stations, i.e., arrays capable of finding out horizontal showers initiated by neutrinos in the Earth's atmosphere. Devices based on new principles for detecting neutrinos of extremely high energies are also considered, namely, radiotelescopes intended for registration of Cherenkov radio emission from neutrino cascades arising in radiotransparent natural media such as the atmosphere, rock-salt domes, ice shields, lunar regolith, as well as underwater acoustic detectors. It is shown that putting in operation new experimental arrays will make it possible to observe neutrinos from majority of known astrophysical sources, with neutrino energies differing by more than 10 orders of magnitude: from several TeV up to 10^{22} – 10^{24} eV.

PACS: 95.55.Vj; 95.85.Ry

*E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru; ryabov@fnal.gov

ВВЕДЕНИЕ

Нейтринная астрономия берет начало с конца 60-х гг. прошлого века, когда в хлор-аргоновом эксперименте в подземной шахте Хоумстейк были зарегистрированы нейтрино МэВ-ных энергий от Солнца [1]. Спустя 20 лет взрыв сверхновой в Большом Магеллановом Облаке стал первым (и до настоящего времени единственным) звездным коллапсом, в результате которого были обнаружены нейтрино [2]. Каждое из этих открытий сыграло важную роль в понимании современной картины мира и было удостоено Нобелевской премии [3, 4]. Многолетние исследования потоков солнечных нейтрино позволили не только получить информацию о термоядерных реакциях, протекающих в недрах Солнца, но и заложили основу для изучения природы и иерархии нейтринных масс, а также нейтринных осцилляций [5, 6]. Наблюдение всего нескольких нейтрино МэВ-ных энергий от взрыва сверхновой SN1987A дало мощный толчок для развития теоретических представлений об эволюции звезд и стимулировало создание новых крупномасштабных установок [7].

Не вызывает сомнения, что кроме Солнца и сверхновых должны существовать и другие астрофизические источники нейтрино [8]. Во всех астрофизических источниках, где ускоряются протоны или ядра, в результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий должны рождаться заряженные пионы, распады которых всегда содержат нейтрино (ускорительные «bottom-up»-сценарии). Такими «космическими ускорителями» могут быть пульсары, остатки сверхновых и наиболее мощные источники излучения во Вселенной — гамма-всплески (ГВ) [9] и активные ядра галактик (АЯГ) [10]. В АЯГ протоны могут быть ускорены вплоть до энергий $\approx 10^{20}$ эВ, а их взаимодействия должны приводить к образованию потоков нейтрино и γ -квантов с энергиями, достигающими соответственно $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ и $E_\gamma \approx 10$ ТэВ [11]. В ряде источников, таких как взрывы и остатки сверхновых, намагниченные нейтронные звезды, микроквазары, генерируются нейтрино с энергиями 1–10 ТэВ [12]. Несколько источников γ -квантов с энергиями $E_\gamma \geq 10$ ТэВ были недавно зарегистрированы в наземных γ -обсерваториях «Milagro» [13], HEGRA [14], VERITAS [15], CANGAROO [16], HESS [17]. На повестке дня стоит вопрос о регистрации нейтрино от этих и других источников.

Нейтринные потоки могут возникать и при распадах или аннигиляции сверхмассивных частиц, которые образовались на ранней стадии эволюции Вселенной и дожили до наших дней («top-down»-сценарии) [18]. Максимальные энергии нейтрино в этих сценариях зависят от массы распадающихся тяжелых частиц и могут простираются до $E_\nu \approx 10^{24}$ эВ.

«Гарантированным» источником нейтрино сверхвысоких энергий являются реакции взаимодействия распространяющихся во Вселенной высокоэнергичных космических лучей (КЛ) с космическим микроволновым фоном.

Распады образованных в реакциях фоторождения пионов приводят к потоку так называемых космогенных нейтрино [19]. Энергетический спектр космогенного потока имеет максимум при энергиях $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ, почти не содержит теоретических неопределенностей, и возможность его измерения служит отправной точкой при оптимизации апертур проектируемых нейтринных детекторов.

Многообразие источников нейтрино, каждый из которых характеризуется специфическим энергетическим спектром, приводит к тому, что для проведения исследований в области нейтринной астрономии необходимы установки, способные регистрировать нейтрино с энергиями, различающимися более чем на 10 порядков — от нескольких ТэВ до 10^{22} – 10^{24} эВ.

Введение в строй нейтринных телескопов «Байкал» [20] и AMANDA [21], регистрирующих нейтрино ТэВ-ных энергий, стало первым шагом на пути наблюдения внегалактических нейтрино. Однако многолетняя работа этих установок показала, что их чувствительные объемы недостаточно велики, а потоки космических нейтрино слишком малы, для того чтобы обнаружить хотя бы одно нейтрино. Пока информация об истинной величине нейтринных потоков, генерируемых различными астрофизическими источниками, ограничивается верхними пределами, полученными в нескольких экспериментах. В настоящее время ведется сооружение нейтринных телескопов в Средиземном море (ANTARES [22], NESTOR [23], NEMO [24], KM3NeT [25]) и в Антарктиде (IceCube [26]) с просматриваемыми объемами воды и льда более 1 км^3 .

Для регистрации КЛ сверхвысоких энергий создаются гигантские массивы наземных детекторов («Telescope Array» [27] и «Auger» [28]) и проектируются оптические телескопы на спутниках (EUSO [29] и OWL [30]). Эти установки регистрируют атмосферные ливни, в том числе и горизонтальные, которые с большой вероятностью инициированы нейтрино.

Дальнейший прогресс на пути изучения нейтрино сверхвысоких энергий связан с разработкой новых методов их регистрации. В первую очередь надежды связаны с экспериментами, в которых регистрируется когерентное радиоизлучение от каскадов, инициированных взаимодействиями нейтрино в таких радиопрозрачных природных средах, как атмосфера (LOFAR [31]), ледяные щиты Гренландии (FORTE [32]) и Антарктиды (RICE [33], ARIANNA [34], ANITA [35]) и соляные месторождения (SALSA [36]). В ряде проектов в качестве мишени для регистрации космических нейтрино предлагается использовать радиопрозрачный приповерхностный слой лунного грунта (реголит) и наблюдать радиоизлучение от нейтринных каскадов с помощью наземных радиотелескопов («Parces» [37], GLUE [38], WSRT [39], SKA [40]) или радиоприемных устройств на окололунных спутниках (ЛОРД [41, 42]).

В разд. 1 данного обзора рассмотрены потоки нейтрино от различных источников. В разд. 2 описаны нейтринные телескопы, работающие и созда-

ющиеся в природных водных объемах и ледяных массивах. Разд. 3 посвящен наземным установкам и экспериментам на космических орбитальных станциях, в которых регистрируются космические лучи и нейтрино сверхвысоких энергий. В разд. 4 анализируются возможности детекторов, создаваемых на основе новых принципов регистрации нейтрино с предельно высокими энергиями. В заключении обсуждаются перспективы нейтринной астрономии и астрофизики на ближайшие годы.

1. НЕЙТРИННЫЕ ПОТОКИ ОТ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ И РАСПАДОВ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧАСТИЦ

1.1. Ускорительные («bottom-up») модели. Различные механизмы ускорения заряженных частиц в астрофизических объектах от низких энергий до сверхвысоких получили общее название «bottom-up». Источником процесса ускорения в таких сценариях являются сильные электромагнитные поля, присутствующие вблизи компактных объектов, таких как намагниченные нейтронные звезды или аккреционные диски черных дыр. Более высокие энергии частицы получают в системах, где генерируются ударные волны, распространяющиеся в облаках намагниченной плазмы. Такими «космическими ускорителями» могут быть пульсары, остатки сверхновых и наиболее мощные источники излучения во Вселенной — ГВ и АЯГ. Взаимодействия ускоренных протонов или ядер с веществом и излучением в окрестности астрофизических объектов должно сопровождаться возникновением потоков нейтрино.

1.1.1. Теоретические пределы на потоки нейтрино от астрофизических источников. Существуют теоретические, модельные пределы на потоки нейтрино от астрофизических источников любой природы, в которых нейтрино возникают при распадах π^\pm , образованных в результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий. Наиболее известными пределами на астрофизические нейтринные потоки являются пределы Ваксмана–Бакала (ВБ, WB) [43, 44] и Манхейма–Прозеро–Рашхена (МПР, MPR) [45].

Предел ВБ основан на наблюдаемом потоке космических лучей при энергиях $E_p \approx 10^{19} - 10^{20}$ эВ, предположении о спектре генерации протонов в источнике $\propto E_p^{-2}$ (в соответствии с ферми-механизмом ускорения протонов на фронтах ударных волн [46]) и изотропном распределении источников в наблюдаемой Вселенной [43, 44]:

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{WB}}(E_\nu) \approx 1,5 \cdot 10^1 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

Предел МПР получен в предположении о том, что потоки внегалактических протонов обусловлены совокупностью источников со спектрами генерации $\propto E_p^{-1}$. Максимальные энергии источников варьируются в широких

пределах $E_{\max} = 10^{15} - 3 \cdot 10^{22}$ эВ, но источники, генерирующие протоны с энергиями $E_{\max} \geq 10^{20}$ эВ, дают малый вклад в наблюдаемый поток космических лучей ультравысоких энергий вследствие известного обрезания спектра Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК-эффект, GZK) [47, 48]. Нейтринные потоки от таких источников могут быть очень значительны и на два порядка превышать предел ВБ [45]:

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu}^{\text{MPR}}(E_{\nu}) \approx 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

1.1.2. Потоки нейтрино сверхвысоких энергий в моделях гамма-всплесков и активных ядер галактик. Образование нейтрино в моделях ГВ и АЯГ связано с ускорением протонов в ударных волнах и плазменной турбулентности (ферми-ускорением) [46]. Энергичные протоны взаимодействуют с фотонами радиационных полей в окрестности источника и образуют заряженные и нейтральные пионы:

$$p\gamma \rightarrow n\pi^+(\pi^+\pi^-), \quad p\gamma \rightarrow p\pi^0.$$

Распады заряженных пионов приводят к потоку нейтрино:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}), \quad \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\bar{\nu}_{\mu}\nu_e(\nu_{\mu}\bar{\nu}_e),$$

а распады нейтральных — к потоку γ -квантов:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma.$$

Детали образования нейтрино в фотоядерных реакциях и последующих π^{\pm} -распадах зависят от свойств источника: размера, времени жизни, магнитных полей и т. д. [11]. Максимальные энергии нейтрино, излучаемых из ГВ и из струй АЯГ, составляют соответственно $E_{\nu, \max}^{\text{GRB}} \approx 10^{19}$ и $E_{\nu, \max}^{\text{AGN}} \approx 10^{18}$ эВ.

Нейтринный спектр $dN/dE_{\nu} \propto E^{-\alpha}$ должен отражать поведение спектра протонов, а светимости нейтринного и γ -потоков, образованных в фотоядерных реакциях, удовлетворять соотношению $L_{\gamma} \approx L_{\nu}$. Расчеты нейтринных потоков от ГВ и АЯГ проводились во многих работах и довольно неоднозначны. Мы приводим верхние пределы по совокупным результатам расчетов нейтринных потоков от ГВ [49–53]

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu}^{\text{GRB}}(E_{\nu}) \leq 1,5 \cdot 10^0 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{12} \leq E_{\nu} \leq 10^{19} \text{ эВ}$$

и от АЯГ [54–59]

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu}^{\text{AGN}}(E_{\nu}) \leq 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{13} \leq E_{\nu} \leq 10^{18} \text{ эВ}.$$

Нейтринные потоки от ГВ (из работы [51]) и АЯГ [59] представлены на рис. 1.

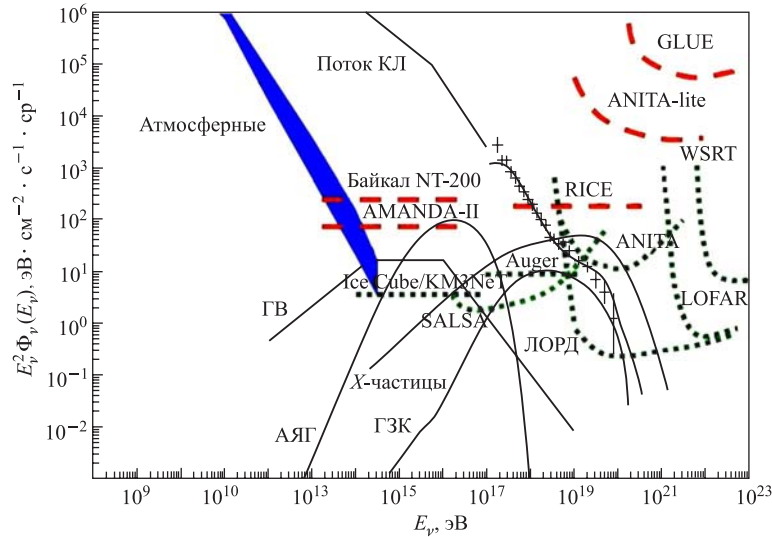


Рис. 1. Нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей: ГВ [51], АЯГ [59], «top-down»-сценария [70], космогенные (ГЗК) [73], атмосферные [78]. Также показаны ограничения на потоки, полученные в экспериментах «Байкал» [20], AMANDA [21], RICE [33], GLUE [38], и ожидаемые ограничения в начинающихся и запланированных на ближайшее будущее исследованиях — KM3NeT [25], IceCube [26], «Auger» [28], LOFAR [31], ANITA [35], SALSA [36], WSRT [39], ЛОРД [41]. Для сравнения с нейтринными потоками приведен измеренный поток КЛ

1.1.3. Потоки нейтрино ТэВ-ных энергий. Во многих источниках во Вселенной могут родиться нейтрино с энергиями, лежащими в области от долей до десятков ТэВ. Такими источниками являются остатки сверхновых, сильно намагниченные нейтронные звезды (магнетары), микроквезары — двойные системы, включающие нейтронную звезду и черную дыру, и др. Оценки нейтринных потоков от этих объектов в основном основываются на пересчете потоков γ -квантов от галактических источников, которые были недавно обнаружены в наземных γ -обсерваториях [12]. Максимальные энергии нейтрино определяются предельными энергиями протонов, до которых они могут быть ускорены в электромагнитных полях, присутствующих вблизи того или иного источника.

Согласно модельным расчетам от остатков сверхновых [60], магнетаров [61] и микроквезаров [62] можно ожидать довольно значительные потоки нейтрино ТэВ-ных энергий

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{TeV}}(E_\nu) \leq 10^1 - 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 1 \leq E_\nu \leq 100 \text{ ТэВ}.$$

1.2. Распадные («top-down») сценарии. Альтернативой ускорительному механизму образования частиц сверхвысоких энергий являются «top-down»-сценарии, в которых не требуется никаких механизмов ускорения. Эти сценарии предполагают существование очень тяжелых метастабильных « X -частиц» с массой $m_X > 10^{21}$ эВ, которые возникли на ранней стадии развития Вселенной и могут составлять часть ее «темной материи». В результате распадов и (или) аннигиляции X -частиц образуются высокоэнергичные заряженные и нейтральные пионы, распады которых и дают потоки нейтрино и γ -квантов. Специфика того или иного «top-down»-сценария зависит от массы X -частиц (m_X) и космологического времени t , характеризующего момент их образования [63].

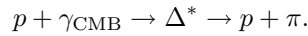
Расчет спектров нейтрино в «top-down»-сценариях основан на учете процессов адронизации кварков, описываемых квантовой хромодинамикой. Распады X -частиц любого типа приводят к образованию кварков и лептонов. При адронизации кварков возникают струи адронов, в которых преобладают пионы. Поэтому в «top-down»-сценариях наибольшая часть энергии высвобождается в виде фотонов и нейтрино. Спектры нейтрино определяются спектрами адронов, рассчитываемых по КХД, и поэтому имеют достаточно универсальный вид, не зависящий от специфических процессов образования и распада X -частиц [64].

Нейтринные потоки имеют общую тенденцию роста с увеличением массы X -частицы и в интервале $M_X = 2 \cdot 10^{21} - 2 \cdot 10^{25}$ эВ составляют [65–70]

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{top-down}}(E_\nu) \leq (1-5) \cdot 10^2 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{14} \leq E_\nu \leq 10^{25} \text{ эВ}.$$

Нейтринные потоки, рассчитанные для одного из «top-down»-сценариев распада X -частиц [70], представлены на рис. 1.

1.3. Потоки космогенных нейтрино. Нейтрино могут возникать при распространении космических лучей ультравысоких энергий (в основном протонов), образованных в источниках любого типа, за счет их взаимодействий с микроволновым фоном. Распространение протонов сверхвысоких энергий ограничивают процессы фоторождения пионов на микроволновом фоне. Это известный ГЗК-эффект, приводящий к обрезанию спектра первичных КЛ при энергиях $E_{\text{CR}} \geq 7 \cdot 10^{19}$ эВ [47, 48]. Протоны с энергией выше порога образования Δ^* -резонанса теряют энергию в каждой реакции фоторождения



Распады образованных в этих реакциях пионов обуславливают поток «космогенных» (т. е. образованных частицами КЛ) или «ГЗК»-нейтрино. Реакции фоторождения пионов хорошо изучены, и существование ГЗК-эффекта не вызывает сомнения. Длина взаимодействия протонов в этой реакции составляет $R_{\text{ГЗК}} \sim 6$ Мпк. Поэтому при распространении протонов из источников,

расположенных на больших расстояниях, должен гарантированно возникать поток космогенных нейтрино. Однако величина этого потока неоднозначна из-за неопределенностей, связанных с видом исходного спектра протонов в источнике, распределением источников протонов по красным смещениям и их эволюцией.

Наиболее реалистичны величины потоков космогенных нейтрино, рассчитанные в предположении изотропно распределенных источников протонов со спектром $\propto E_p^{-2}$ [71–73] (рис. 1):

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{GZK-min}}(E_\nu) \leq 3 \cdot 10^1 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{16} \leq E_\nu \leq 10^{20} \text{ эВ}.$$

Именно исходя из этой величины потока определяется количество нейтринных событий, которое потенциально возможно зарегистрировать в проектируемых детекторах.

Поток космогенных нейтрино может быть больше, если предположить существование источников протонов с более жесткими спектрами излучения, в которых протоны гипотетически возможно ускорить до предельно высоких энергий — $E_p \geq 10^{22}$ эВ [59, 68, 69, 74]:

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{GZK-max}}(E_\nu) \leq 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{16} \leq E_\nu \leq 10^{22} \text{ эВ}.$$

1.4. Фон атмосферных нейтрино при высоких энергиях. В экспериментах по обнаружению нейтрино астрофизического происхождения основным источником фона являются высокоэнергичные потоки атмосферных нейтрино. Взаимодействия первичных КЛ в верхних слоях земной атмосферы приводят к возникновению каскадов частиц, значительную часть которых составляют пионы и каоны. Распады этих частиц определяют поток атмосферных нейтрино вплоть до энергий 100 ТэВ [75]. При энергиях около 100 ТэВ длина распадов пионов и каонов становится настолько большой, что они, не успевая распасться, начинают взаимодействовать с ядрами в атмосфере. Этот эффект приводит к быстро спадающему спектру энергий атмосферных нейтрино [76]. При энергиях выше 100 ТэВ существенный вклад в потоки атмосферных нейтрино начинают вносить распады очарованных адронов (D^0 -, D^\pm -, D_S -мезонов, Λ_C -барионов), а также B -частиц [77]. Мюоны и нейтрино, возникающие в таких распадах, получили название «быстрые». Все очарованные и B -адроны — короткоживущие, с характерным временем жизни $\sim 10^{-12}$ с, и вплоть до энергий 10^{17} эВ они не успевают провзаимодействовать до момента распада. Поэтому спектр «быстрых» нейтрино простирается до энергий 10^{17} эВ.

Расчетные потоки атмосферных нейтрино при сверхвысоких энергиях [78] представлены на рис. 1. Астрофизические источники нейтрино могут быть выявлены только в том случае, если наблюдаемое число нейтринных событий будет значительно превышать расчетное количество «быстрых» нейтрино. Это условие должно выполняться в широком интервале энергий. Как

видно из рис. 1, при $E_\nu \approx 10^{16}$ эВ ожидаемые потоки нейтрино от ГВ и АЯГ превышают поток «быстрых» нейтрино соответственно на 2 и 4 порядка величины. Для более высоких энергий, где ожидаются потоки нейтрино в «top-down»-сценариях, фон «быстрых» нейтрино становится пренебрежимо малым.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРИНО ЧЕРЕЗ ВСЕЛЕННУЮ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДЕТЕКТОРАХ

2.1. Взаимодействия нейтрино с фоновыми реликтовыми фотонами и нейтрино. В отличие от протонов и фотонов нейтрино могут проходить космологические расстояния во Вселенной практически без поглощения.

Сечение реакций упругого рассеяния $\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + \gamma$ при энергиях $\sqrt{s} \approx m_e$ составляет всего [79]

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + \gamma) \approx 10^{-66} \text{ см}^2.$$

В этих реакциях амплитуды рассеяния подавляются вследствие запрета теоремы Янга на связь двух фотонов в состоянии с $J = 1$.

При таких же энергиях в системе центра масс неупругие процессы $\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + \gamma + \gamma$ (для которых не существует ограничений на связь трех фотонов) имеют сечения почти на пятнадцать порядков больше [79]:

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + \gamma + \gamma) \approx 10^{-52} \text{ см}^2.$$

Начиная с энергий $\sqrt{s} \approx m_e$ возможны реакции $\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + e^+ + e^-$, сечения которых на несколько порядков величины больше, чем предыдущее [80]:

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + e^+ + e^-) \approx 10^{-47} \text{ см}^2.$$

При энергиях в системе центра масс выше порога образования W^\pm -бозонов в сечение процесса рассеяния высокоэнергичных нейтрино на микроволновом фоне значительные вклады начинают вносить реакции $\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow l + W^\pm$. Характерные величины сечений этих реакций при энергиях $\sqrt{s} \approx M_W$ для электронного нейтрино достигают величины [81]

$$\sigma(\nu_e + \gamma \rightarrow e^- + W^+) \approx 8 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$$

и несколько меньших значений для реакций $\nu_\mu + \gamma$ и $\nu_\tau + \gamma$.

Несколько большее влияние на распространение астрофизических нейтрино оказывает космологический фон реликтовых нейтрино, который предсказывается космологией Большого взрыва. Основные реакции взаимодей-

ствий высокоэнергичных нейтрино с фоном реликтовых нейтрино имеют характерные сечения [82, 83]

$$\begin{aligned}\sigma(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow l_i + \bar{l}_j) &\approx 10^{-34} \text{ см}^2, \\ \langle \sigma(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow Z^0 \rightarrow f_i + \bar{f}_j) \rangle &\approx 4,2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Здесь i — состояния нейтрино любого из e -, μ -, τ -ароматов астрофизических нейтрино ультравысоких энергий (ν_i) и фоновых реликтовых нейтрино ($\bar{\nu}_i$); f_i, \bar{f}_j — любые заряженные фермионы (лептоны или кварки), Z^0 — нейтральный промежуточный бозон. Последнее сечение соответствует реакции аннигиляции с образованием Z^0 -бозона, которая имеет резонансный характер.

Таким образом, сечения $\nu\bar{\nu}$ - и $\nu\gamma$ -реакций не превосходят 10^{-32} см^2 и слишком малы, чтобы играть существенную роль в астрофизике. Действительно, вероятность взаимодействия нейтрино, распространяющегося через реликтовый нейтринный фон от источника, расположенного на границе космологического горизонта событий $L_{\text{horiz}} \approx 5 \text{ Гпк} \approx 1,5 \cdot 10^{28} \text{ см}$, не превосходит двух процентов:

$$P_{\cos m}(\nu\bar{\nu}) = \max \{ \sigma(\nu\bar{\nu}) \} (n_\nu^0 + n_{\bar{\nu}}^0) L_{\text{horiz}} \approx 1,7 \cdot 10^{-2},$$

где $\max \{ \sigma(\nu\bar{\nu}) \} \approx 10^{-32} \text{ см}^2$, $(n_\nu^0 + n_{\bar{\nu}}^0) \approx 112 \text{ см}^{-3}$ — плотность числа легких состояний нейтрино во Вселенной в настоящее время.

2.2. Ограничения на поток нейтрино, следующие из модели « Z -вспышки». Аннигиляции высокоэнергичных нейтрино на реликтовом нейтринном фоне с резонансным образованием Z^0 -бозона и его последующим адронным распадом $\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$ рассматривались в качестве одного из возможных механизмов образования КЛ ультравысоких энергий [82, 83]. В этом так называемом сценарии Z -вспышки предполагается, что астрофизические нейтрино аннигилируют внутри ГЗК-зоны ($R < R_{\text{GZK}}$) и в результате распада рожденных Z^0 -бозонов образуется «локальный» поток нуклонов и фотонов с энергиями выше обрезания ГЗК — $E_{\text{GZK}} \geq 7 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$.

Энергия нейтрино ν_i , необходимая для образования Z^0 , определяется соотношением

$$E_\nu^{\text{res}} = \frac{M_Z^2}{2m_\nu} = 4,2 \cdot 10^{21} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right)^{-1} [\text{эВ}].$$

Источниками энергичных нейтрино ν_i могут быть любые астрофизические объекты, излучающие нейтрино с энергиями, достаточными для образования Z^0 -резонанса. Так как нейтрино очень слабо поглощаются при распространении во Вселенной, испускающие нейтрино объекты могут находиться сколь угодно далеко, а продукты распада Z^0 -резонанса будут формировать

спектр КЛ за обрезанием ГЗК. Фактически данная модель указывает возможность избежать обрезания спектра КЛ на пороге ГЗК, без необходимости выхода за пределы Стандартной модели, и в свою очередь устанавливает новый предел для энергий КЛ, определяемый резонансной энергией. Резонанс будет наблюдаться при энергиях нейтрино, возрастающих с уменьшением массы наиболее тяжелого нейтрино. Задавая известное из эксперимента поведение спектра КЛ при ультравысоких энергиях и варьируя свободные параметры модели (спектры нейтринных источников, массы нейтрино, расстояния до источников, и т. п.), можно получить ограничения на поток нейтрино [68, 69, 84, 85]. Верхний предел на поток при резонансной энергии составляет

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{Z\text{-burst}}(E_\nu^{\text{res}}) \leq 10^5 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

Требование существования гигантских нейтринных потоков, объяснить происхождение которых в рамках стандартной астрофизики не представляется возможным, составляет одну из главных трудностей модели «*Z-вспышки*».

2.3. Влияние нейтринных осцилляций на распространение нейтрино во Вселенной. Во всех астрофизических источниках, в которых нейтрино образуется в $p\gamma$ - и pp -взаимодействиях, их первоначальный ароматовый состав имеет вид

$$\Phi^0(\nu_e) : \Phi^0(\nu_\mu) : \Phi^0(\nu_\tau) = 1 : 2 : 0.$$

Это соотношение потоков видоизменяется под влиянием осцилляций нейтрино. На пути от источника до детектора нейтрино проходят космологические расстояния $L_{\text{cos } m} \approx 100\text{--}1000$ Мпк, которые много больше длины вакуумных осцилляций $L_{\text{осц}} = 4\pi E_\nu / \Delta m_\nu^2$ (в широком диапазоне энергий $10^3 \leq E_\nu \leq 10^{11}$ ГэВ и квадратов разностей масс $10^{-10} \leq \Delta m_\nu^2 \leq 1$ эВ²) и, следовательно, осциллируют много раз.

В трехароматовом сценарии нейтринных осцилляций связь электрослабых $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ и массовых состояний нейтрино $\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$

$$\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$$

выражается через матрицу смешивания

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix}.$$

Нейтринные потоки, регистрируемые в детекторе, определяются через элементы матрицы смешивания

$$\Phi^{\text{det}}(\nu_i) = \sum_\alpha \Phi^0(\nu_\alpha) |U_{\alpha i}|^2.$$

Как показано в работах [86, 87], для любого вида параметризации трехароматовой матрицы смешивания, удовлетворяющего (в соответствии с экспериментальными данными по осцилляциям атмосферных, ускорительных и реакторных нейтрино) условиям

$$|U_{e3}|^2 \ll 1 \quad \text{и} \quad |U_{\mu 3}| \approx |U_{\tau 3}|,$$

состав потоков космологических нейтрино в детекторе, удаленном на расстояние $L \gg L_{\text{осц}}$ от источника, будет однородным по ароматам нейтрино:

$$\Phi^{\text{det}}(\nu_e) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\mu) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\tau) = 1 : 1 : 1.$$

Наблюдение в детекторах такой ароматовой композиции (или, возможно, отличной от нее) обеспечит проверку сценариев нейтринных осцилляций и различных схем генерации нейтринных масс. Так как нейтрино могут наблюдаться от источников, расположенных на границе наблюдаемой Вселенной, уровень чувствительности к параметрам осцилляций в экспериментах с астрофизическими нейтрино может намного превзойти ограничения, полученные в опытах с солнечными, атмосферными и ускорительными нейтрино [6].

2.4. Взаимодействие нейтрино сверхвысоких энергий с веществом. Для того чтобы оценить количество событий от взаимодействий астрофизических нейтрино, которое предполагается зарегистрировать в том или ином детекторе, необходимо кроме нейтринных спектров различных источников знать сечения взаимодействия нейтрино с веществом при различных энергиях. Максимальные энергии нейтрино, при которых измерены нейтрино-ядерные сечения, были достигнуты в эксперименте NuTeV на ускорителе FNAL и не превышали $E_\nu \approx 400$ ГэВ [88]. Для определения сечений при более высоких энергиях приходится пользоваться расчетами, включающими в себя различные модельные предположения, согласующимися с требованиями лоренц-инвариантности, калибровочной инвариантности и S -волновой унитарности. Для расчетов требуется знание функций партонных распределений (ФПР), зависящих от квадрата переданного импульса Q^2 и бьеркеновской переменной x . Чем большую энергию имеет взаимодействующее с ядром нейтрино, тем важнее становятся вклады в νN -сечение, соответствующие все меньшим значениям x . В настоящее время рекордные измерения ФПР (до $x \sim 10^{-5}$ при значениях $Q_0^2 \approx 1$ ГэВ²) выполнены в ep -взаимодействиях на ускорителе HERA [89]. Расчеты сечений при высоких энергиях основаны на различных подходах к описанию ФПР при больших значениях $Q_0^2 \rightarrow Q^2 \approx M_W^2$, $M_W \approx 82$ ГэВ — масса W -бозона, и малых значениях $x \rightarrow 10^{-8}$. Глубоконеупругие νN -сечения рассчитывались вплоть до энергий 10^{12} ГэВ во многих работах [90–95]. Несмотря на различные феноменологические подходы к учету эффектов нелинейной КХД, расчеты сечений во всех вышеперечисленных работах практически совпадают. С 10 %-й точностью можно

использовать аппроксимацию [92]

$$\sigma_i^j(E_\nu) = K_i^j \cdot 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_\nu}{\text{ГэВ}} \right)^{0,363},$$

где индексы i соответствуют взаимодействиям нейтрино ($i = \nu N$) и антинейтрино ($i = \bar{\nu} N$) с нуклоном, а j — полному сечению взаимодействия ($j = \text{tot}$) и сечениям в реакциях заряженного ($j = \text{CC}$)

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X$$

и нейтрального ($j = \text{NC}$) токов

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X,$$

$l = e, \mu, \tau$, а X — все адроны, образованные в результате взаимодействия, так что $K_{\nu N}^{\text{tot}} = 7,84$; $K_{\nu N}^{\text{CC}} = 5,53$; $K_{\nu N}^{\text{NC}} = 2,31$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{tot}} = 7,81$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{CC}} = 5,52$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{NC}} = 2,29$.

При сверхвысоких энергиях соотношение вкладов реакций заряженного и нейтрального токов составляет [91, 92]

$$\sigma_{\nu N}^{\text{CC}} : \sigma_{\nu N}^{\text{NC}} \cong 0,7 : 0,3.$$

Лептоны, образованные в конечном состоянии, как в случае CC (l_i), так и NC (ν_i)-реакций, переносят в среднем около 75% начальной энергии нейтрино [91, 92]

$$E_{l_i, \nu_i} \approx (1 - \langle y \rangle) E_\nu^0,$$

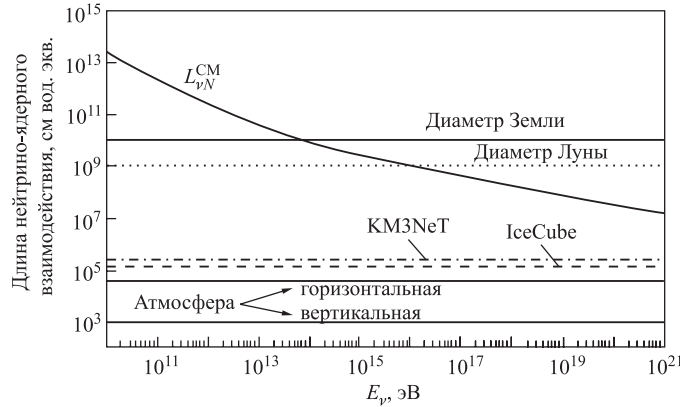


Рис. 2. Длина νN -взаимодействия в воде или во льду для нейтрино-ядерного сечения в СМ [92] (наклонная кривая). Горизонтальные линии соответствуют (сверху вниз): диаметру Земли, диаметру Луны, средней глубине детекторов KM3NeT в Средиземном море [25] и IceCube в Антарктиде [26], глубине горизонтальной и вертикальной атмосферы

где $\langle y \rangle$ — коэффициент неупругости взаимодействия, характеризующий долю первоначальной энергии нейтрино E_ν^0 , переданной вторичным адронам X .

Полное сечение $\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}$ может быть выражено через длину нейтрино-ядерного взаимодействия

$$L_{\nu N}^{\text{int}}(E_\nu) = [\sigma_{\nu N}(E_\nu)N_A]^{-1},$$

где $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1} = 6,022 \cdot 10^{23}$ см $^{-3}$ вод. экв.

На рис. 2 представлена энергетическая зависимость $L_{\nu N}^{\text{int}}(E_\nu)$ для νN -сечений $\sigma_{\nu N} \approx 2 \cdot 10^{-10}$ б, рассчитанных по СМ [92]. Диаметр Земли превышает $L_{\nu N}^{\text{int}}$ для нейтрино с энергиями более 40 ТэВ. Земля становится практически полностью непрозрачна для нейтрино, если $E_\nu \geq 100$ ТэВ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО

3.1. Нейтринные телескопы. Идея использования больших объемов океанской воды для обнаружения мюонов и нейтрино была предложена М. А. Марковым [96, 97]. Метод регистрации черенковского света, излучаемого при распространении высокоэнергичных мюонов или частиц каскада в водном детекторе, был положен в основу первого проекта нейтринного телескопа — DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) [98, 99]. Работы по созданию телескопа были начаты в 1976 г. и проводились в океане в 30 км от гавайского берега на глубине 4800 м вблизи мыса Кихоул Пойнт. Были проведены исследования прозрачности и природной люминесценции океанской воды. Даже чистая океанская вода оказалась непригодной для создания детектора — постоянное волнение океана, подводные течения и частые штормы оказались неразрешимой проблемой для участников проекта DUMAND, который так и не был реализован.

Несмотря на первый неудачный опыт, в настоящее время работают и создаются нейтринные телескопы, в которых природные объемы (от долей км 3 до нескольких км 3) чистой воды или льда служат одновременно мишенью для взаимодействий нейтрино и радиатором черенковского излучения, генерируемого вторичными частицами. Кроме того, вода и лед являются оптически прозрачной средой для транспортировки черенковского излучения до фотоприемников, расположенных на подвесных конструкциях различного вида.

Нейтринные телескопы с чувствительными объемами ~ 1 км 3 , среди которых ANTARES [22], NESTOR [23] и NEMO [24] располагаются в Северном полушарии, а IceCube [26] — в Южном полушарии, позволяют просматривать всю небесную сферу и регистрировать потоки нейтрино сверхвысоких энергий, генерированные в астрофизических источниках различного происхождения.

3.1.1. *Принципы регистрации нейтрино сверхвысоких энергий в нейтринных телескопах.* В нейтринных телескопах для реконструкции нейтринного взаимодействия используются сигнатуры одиночного μ -трека (в случае $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействия) и каскадного канала (в случае $\nu_e N$ -СС-, $\nu_\tau N$ -СС- и всех $\nu_{e,\mu,\tau} N$ -NC-взаимодействий), которые в различных энергетических режимах имеют разную эффективность. Нейтринные телескопы чувствительны к мюонам с ПэВ-ными энергиями.

В $\nu_e N$ -СС-взаимодействиях образовавшийся в плотной среде электрон быстро теряет энергию в процессах ионизации, порождая электромагнитный каскад. Разделить электромагнитный и адронный каскады обычно не представляется возможным, и $\nu_e N$ -СС-взаимодействие в детекторе выглядит как ливневое.

Вероятность регистрации ливневого события в детекторе длиной L дается выражением

$$P_{\nu \rightarrow \text{shower}} \approx \rho N_A \sigma_{\text{tot}} L.$$

В $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействиях на фоне адронного каскада всегда присутствует трек мюона, обеспечивающий чистую сигнатуру события. Нейтринное событие с μ -треком может реконструироваться, даже если оно произошло вне геометрического размера телескопа (рис. 3). Мюон, образованный в $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействии, практически сохраняет направление нейтрино. В области энергии ~ 1 ТэВ угол между направлением нейтрино и мюона составляет меньше 1° и уменьшается при более высоких энергиях.

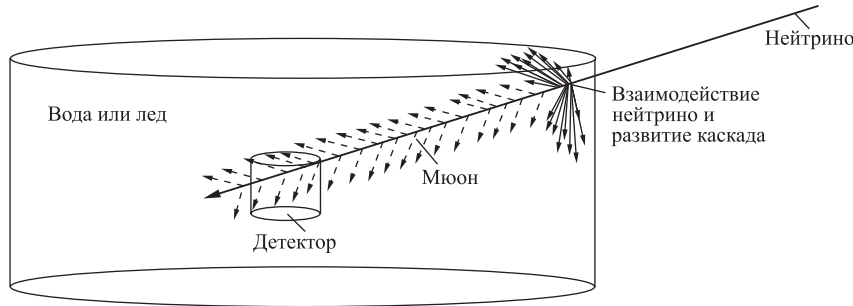


Рис. 3. Схема регистрации $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействия в нейтринном телескопе

Мюоны теряют энергию на ионизацию среды, а также в процессах тормозного излучения, прямого образования e^+e^- -пар и в фотоядерных реакциях. С ростом энергии мюона его энергетические потери возрастают. Мюоны с энергиями \sim ТэВ проходят расстояния около километра ($\lambda_\mu(\text{ТэВ}) \approx 1$ км), а с энергиями \sim ЭэВ — расстояния около десятка километров. Важно, что длина пробега высокоэнергичного мюона всегда много меньше его длины

распада (рис. 4) [100]. Поэтому длина пробега мюона $\lambda_\mu(E_\mu)$ определяет характерный линейный размер телескопа L для регистрации нейтрино максимальных энергий. С другой стороны, пороговая энергия определяется линейным геометрическим размером телескопа.

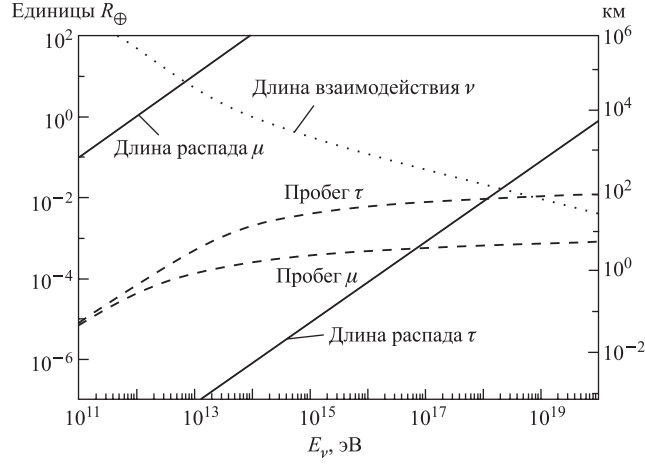


Рис. 4. Распространение мюонов и τ -лептонов в Земле [100]. Для сравнения показана длина νN -взаимодействия

Вероятность детектирования нейтрино по регистрации мюонного трека

$$P_{\nu \rightarrow \mu}(E_\nu, \theta_{\text{zenith}}) = \sigma_{\nu N}(E_\nu) n_{\text{H}_2\text{O}} \lambda_\mu(E_\mu, \theta_{\text{zenith}}) = \lambda_\mu(E_\mu, \theta_{\text{zenith}}) / L_\nu^{\text{int}},$$

где $n_{\text{H}_2\text{O}}$ — число нуклонов в веществе (в воде или во льду) детектора; $\lambda_\mu(E_\mu, \theta_{\text{zenith}})$ — среднее расстояние, проходимое мюоном до того, как его энергия станет ниже пороговой. При энергиях 1 ТэВ и 1 ЭэВ соответствующие вероятности составляют $P_{\nu \rightarrow \mu}(1 \text{ ТэВ}) \approx 10^{-6}$ и $P_{\nu \rightarrow \mu}(1 \text{ ЭэВ}) \approx 10^{-2}$.

Высокий энергетический порог нейтринных телескопов позволяет надежно отделять высокоэнергичные астрофизические нейтрино от фона атмосферных нейтрино. Количество нейтринных событий, регистрируемых в детекторе, основано на расчетном потоке Φ_{ν_μ} и вероятности детектирования мюона $P_{\nu_\mu \rightarrow \mu}$, образованного в реакции заряженного тока [101]:

$$N_{e\nu}^\mu = T \int_{E_\mu^{\text{min}}} A_{\text{eff}}(E_\nu) \frac{dN}{dE_\nu} P_{\nu_\mu \rightarrow \mu}(E_\nu) dE_\nu,$$

где T — время наблюдения; $A_{\text{eff}}(E_\nu)$ — эффективная площадь детектора, $\Phi_\nu(E_\nu) = dN/dE_\nu$.

В $\nu_\tau N$ -СС-взаимодействии образовавшийся τ -лептон трудно зарегистрировать из-за его короткого времени жизни. Из рис. 4 видно, что при энергиях

$E_\tau < 10^{17}$ эВ средняя длина распада τ -лептона значительно меньше, чем длина пробега, из-за потерь энергии, и он будет распадаться, сохранив большую часть первоначальной энергии [100]. Если τ -лептон рождается с $E_\tau \geq 10^{17}$ эВ, то он значительную часть своей энергии потеряет до распада. Так, для τ -лептона с начальной энергией $E_\tau \approx 10^{21}$ эВ, распространяющегося во льду, средняя энергия непосредственно перед распадом составит $E'_\tau \approx 10^8$ эВ [102].

Когда взаимодействие ν_τ происходит вне объема детектора, τ -лептон может быть зарегистрирован, если расстояние, проходимое им до детектора, меньше длины его распада. При энергиях $E_\tau \approx 10^{15}$ эВ пробег τ -лептона в детекторе до распада будет составлять ~ 100 м, что сравнимо с характерными размерами нейтринных телескопов. В работе [103] предложен метод регистрации ν_τ по наличию в детекторе «double-bang»-событий. Сигнатурой этого события является присутствие большого адронного ливня от первичного взаимодействия ν_τ , трека τ -лептона (подобного мюонному) и второго большого каскада частиц от распада τ -лептона (в два-три раза больше первого, что следует из кинематики процесса распада τ -лептона). Однако такие события могут наблюдаться в довольно узком интервале энергий. Если энергия нейтрино меньше нескольких ПэВ, то два ливня не могут быть разделены при использовании данного метода. Наоборот, если $E_{\nu_\tau} > 3 \cdot 10^{16}$ эВ, то пробег τ -лептона становится больше 1 км, и отделить такие τ от мюонов становится весьма проблематичным даже в детекторах нового поколения, с характерным поперечным размером 1 км [104].

Идентификация ν_τ возможна и в случае регистрации в детекторе только второго ливня, если его энергия не меньше десятка ПэВ. Такая сигнатура взаимодействия ν_τ -нейтрино получила название «lollipop»-события. Оно состоит из части каскада от первичного взаимодействия ν_τ , которое произошло снаружи, но вблизи чувствительного объема, конечной части τ -лептонного трека, регистрируемого в детекторе, и второго каскада от распада τ -лептона, полностью лежащего внутри детектора. Инверсная структура такого события, когда регистрируется только первый каскад и τ -лептонный трек, выходящий за пределы чувствительного объема, неотличима от $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействия с регистрируемыми адронным каскадом и мюонным треком.

Расчеты количества «double-bang»- и «lollipop»-событий, которые возможно зарегистрировать в реальных детекторах, приводят к довольно пессимистичным результатам. Так, по оценкам [105], исходя из первоначального нейтринного потока $E_{\nu_\mu}^2 dN_{\nu_\mu}/dE_{\nu_\mu} = 10^2$ эВ²·см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹, суммарная статистика «double-bang»- и «lollipop»-событий в детекторе IceCube составит всего $\sim 0,5$ /год. Это связано с малой величиной вероятности регистрации таких событий — $P_{\text{double-bang}}(E_\nu = 10^{18}$ эВ) $\leq 10^{-5}$ и $P_{\text{lollipop}}(E_\nu = 10^{18}$ эВ) $\leq 5 \cdot 10^{-4}$ [105].

3.1.2. Детектор NT-200 в озере Байкал. Впервые мюоны от $\nu_\mu N$ -взаимодействий с помощью оптического черенковского излучения наблюдались в естественном водном объеме озера Байкал в детекторе NT-200 [20]. Вода в озере Байкал имеет длину поглощения $L_{\text{abs}}(480 \text{ нм}) = 20\text{--}24 \text{ м}$ и длину рассеяния $L_s = 30\text{--}70 \text{ м}$. Детектор расположен в 30 км от берега на глубине 1,1 км.

Работы по созданию и модернизации телескопа ведутся с 1993 г. В 1995 г. начались измерения на прототипе NT-36, содержащем 36 оптических модулей, подвешенных на трех тросах (стрингах). В конфигурации NT-200 байкальский детектор работает с 1998 г. Телескоп NT-200 представляет собой конструкцию из восьми вертикальных стрингов, образующих цилиндрическую структуру с диаметром 40 м и высотой 72 м (рис. 5). На стрингах закреплено в общей сложности 192 оптических модуля «Квазар». Оптические модули группируются парами вдоль стринга и просматривают как верхнюю, так и нижнюю полусферу водного объема. Просматриваемая площадь детектора составляет $\sim 10^3\text{--}5 \cdot 10^3 \text{ м}^2$ в зависимости от энергии мюона. Пороговая энергия регистрируемого мюона составляет $\sim 10 \text{ ГэВ}$.

В детекторе NT-200 метод регистрации нейтрино высоких энергий в первую очередь основан на наблюдении черенковского света от каскадов, образованных в чувствительном объеме порядка мегатонны во внешнем окружении детектора, намного превосходящем геометрический размер телескопа ($V_{\text{NT-200}} \approx 0,1 \text{ Мт}$).

Ограничение байкальского детектора NT-200 на диффузный поток астрофизических нейтрино всех ароматов в области энергий $2 \cdot 10^{13} \leq E_\nu \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ эВ}$ (рис. 1) [106, 107]

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{Baikal}}(E_\nu) \leq 8,1 \cdot 10^2 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$$

является одним из наиболее низких пределов, полученных на нейтринных телескопах.

В 2005 г. детектор NT-200 был модернизирован. На расстоянии 100 м от старого детектора были установлены три новых внешних стринга, на которых размещено 36 оптических модулей. В новой конфигурации NT-200+ (рис. 5) точность восстановления энергии каскада возросла в 4 раза, в то время как количество оптических модулей увеличилось только на 20%. Чувствительный объем телескопа для регистрации высокоэнергичных нейтрино существенно увеличился. Он составляет около 10^5 м^3 при энергиях $\sim 1 \text{ ТэВ}$ и возрастает до $3 \cdot 10^7 \text{ м}^3$ в области энергий $\sim 10^{18} \text{ эВ}$ [107].

В перспективе предполагается создание большого телескопа, который будет содержать ~ 1300 оптических модулей, размещенных на 91 стринге (рис. 5). Такой телескоп сможет контролировать водный объем $\sim 1 \text{ км}^3$, что сравнимо с возможностями проектов KM3NeT [25] и IceCube [26]. Байкальский детектор Baikal- км^3 гигантского водного объема может быть создан

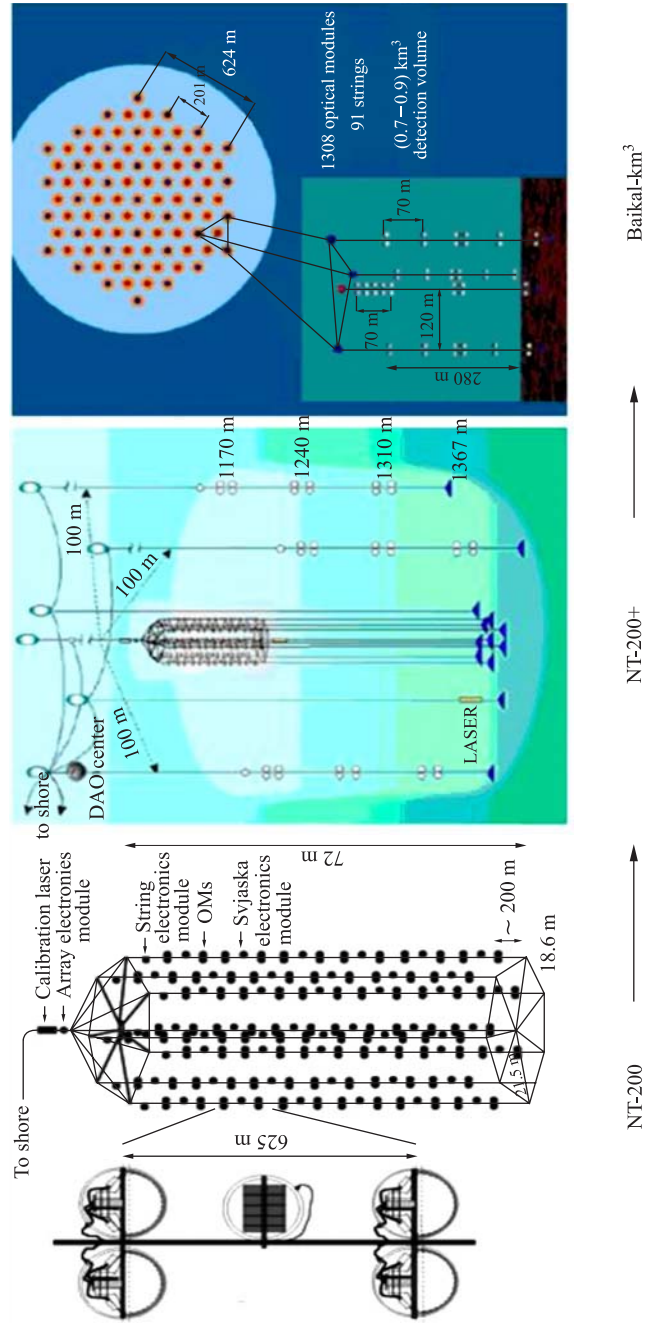


Рис. 5. Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопе «Байкал» [106, 107]

из структурных элементов, каждый из которых собран по аналогичной NT-200+ схеме с дополнительным центральным стрингом. Начало работ по его созданию намечено на 2010 г. [108].

3.1.3. Нейтринные телескопы в Средиземном море. Успешная работа байкальского детектора дала толчок для создания подобных телескопов большего объема. В ближайшее время европейские коллаборации ANTARES [22] и NESTOR [23] планируют запустить свои установки, создаваемые в Средиземном море. Более отдаленная перспектива связана со строительством детектора NEMO с чувствительным объемом $\sim 1 \text{ км}^3$ [24]. Сооружение в Средиземном море нейтринных телескопов нового поколения активно поддерживает европейский консорциум KM3Net (KiloMeter 3 Neutrino Telescope), специально организованный для разработки технического проекта по созданию нейтринного телескопа объемом 1 км^3 [25].

Средиземное море является оптимальным природным водным бассейном для создания детектора с чувствительным объемом $\sim 1 \text{ км}^3$. В некоторых местах, уже на расстояниях $\sim 100 \text{ км}$ от берега, глубина морского дна достигает 3000 м. Глубокое погружение детектора позволяет естественным образом обрезать фон низкоэнергичных атмосферных мюонов. Источником оптического фона является свет, излучаемый биологическими организмами типа бактерий и рыб (биолюминесцентная компонента), и черенковский свет, испускаемый движущимися электронами, образованными при радиоактивном распаде присутствующего в морской воде изотопа ^{40}K . В месте расположения телескопа оптический фон измеряется в течение продолжительного времени и анализируется его структура. С помощью специально разработанных алгоритмов полезные сигналы выделяются от фонового света с высокой степенью достоверности [22]. Средиземноморская вода имеет большую длину поглощения и рассеяния света. Близость глубоководного детектора к берегу позволяет передавать всю информацию по промышленным оптическим кабельным линиям.

ANTARES (Astronomy with the Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) — нейтринный телескоп, сооружаемый в Средиземном море, вблизи побережья Франции, в 40 км от Тулона [22]. Детектор состоит из 12 вертикальных стрингов длиной 470 м, разнесенных на расстояние 70 м друг от друга и погруженных на глубину $\sim 2500 \text{ м}$ (рис. 6). На каждом стринге закреплено 25 триплетов оптических модулей, оснащенных $10''$ ФЭУ (рис. 6). Морская вода в месте расположения детектора ANTARES имеет длину поглощения для голубого света и ультрафиолета соответственно $L_{\text{abs}} \sim 60$ (26) м и длину рассеяния $L_s \sim 265$ (122) м. Детектор будет регистрировать потоки ν_μ , начиная с энергий $\sim 10 \text{ ТэВ}$. При этом точность восстановления направления падающего нейтрино составит $0,3^\circ$ [22]. Первый стринг телескопа введен в эксплуатацию зимой 2006 г. [109]. В мае 2008 г. детектор был полностью собран и в настоящее время набирает данные.

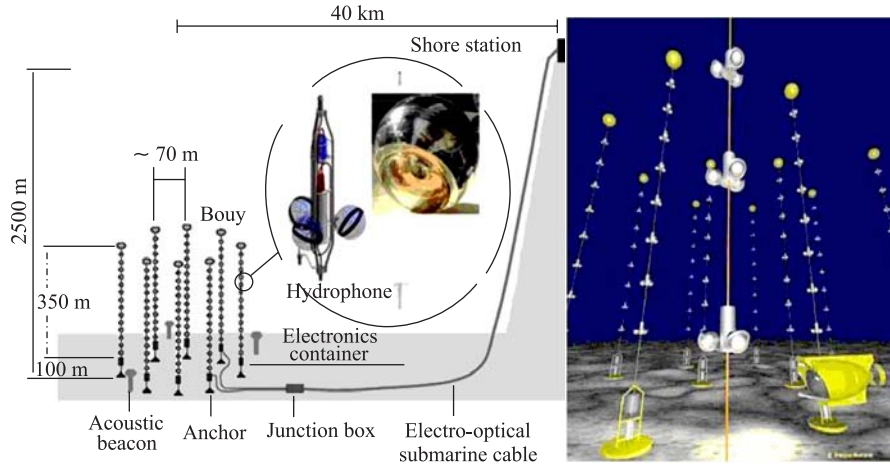


Рис. 6. Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопе ANTARES [22]

NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research) — нейтринный телескоп, сооружаемый недалеко от греческого города Пилос [23, 110]. Это уникальное географическое место в Европе, где глубина моря вблизи берега достигает отметок 5200 м. Детектор NESTOR сооружается на глубине 4000 м на расстоянии 12 км от береговой линии. На таких глубинах поток атмосферных мюонов очень мал. Первые измерения на глубинах ~ 3800 м, выполненные на прототипе детектора, позволили определить мюонный поток $I_0 \cos^\alpha(\theta)$ в зависимости от зенитного угла θ [23]:

$$I_0 = 9,0 \cdot 10^{-9} \pm 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ (стат.)} \pm 0,4 \cdot 10^{-9} \text{ (сист.)} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1},$$

$$\alpha = 4,7 \pm 0,5 \text{ (стат.)} \pm 0,2 \text{ (сист.)}.$$

Полномасштабный телескоп NESTOR будет представлять собой двенадцатиэтажную пирамидальную конструкцию диаметром 32 м с межэтажным промежутком 20 м (рис. 7). Каждый этаж башни-пирамиды имеет гексагональную структуру, в узловых точках которой парами размещены высокочувствительные $15''$ ФЭУ (всего 168 для первой очереди детектора). Половина из них просматривает верхнюю, а другая половина — нижнюю полусферы, так что телескоп работает в 4π -геометрии и может регистрировать мюоны и каскады частиц, приходящие со всех направлений. В этой конфигурации чувствительная область при регистрации мюонов с энергиями 10 ТэВ–1 ПэВ составит $(2\text{--}5) \cdot 10^4 \text{ м}^2$. В дальнейшем предполагается установить три внешних стринга на расстоянии 80 м от башни, что позволит увеличить область

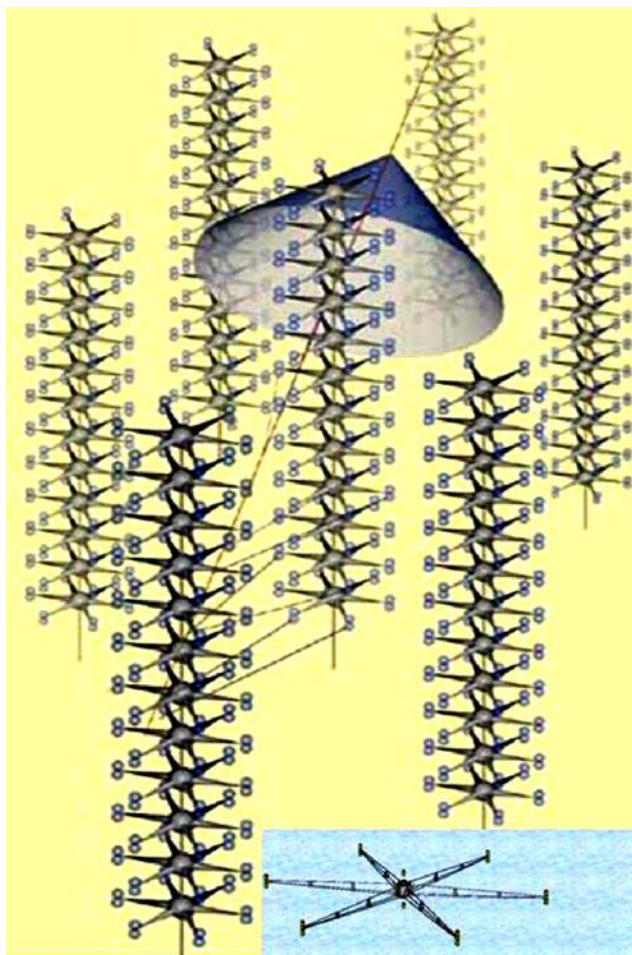


Рис. 7. Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопе NESTOR [23, 110]

регистрации для нейтрино ПэВ-ных энергий до 10^5 м². Конечный этап модернизации телескопа предполагает установку шести башен вокруг центральной на расстоянии 150 м от нее. При этом область регистрации мюонов возрастет еще в три раза [23].

NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory) — самый крупномасштабный нейтринный телескоп объемом 1 км³, который планируется соорудить в Средиземном море. С 1998 г. коллаборация NEMO начала проводить исследования морского рельефа и свойств морской воды в различных областях

Средиземного моря [24, 111]. Оптимальное место для размещения телескопа было выбрано в 80 км от Капо-Паджеро на южном мысе Сицилии, на глубине 3400 м. В этом районе Средиземного моря длина поглощения света достигает рекордных для соленой морской воды значений $L_{\text{abs}} \sim 70$ м ($\lambda_{\text{abs}} = 440$ нм).

Конструктивно телескоп NEMO проектируется в виде подводного квадратного массива-сетки (рис. 8) [112]. Сетку образуют 9×9 структурных элементов — 18-этажных башен высотой 680 м, разнесенных на расстояние 140 м друг от друга. Каждый этаж башни представляет собой жесткую конструкцию в виде балки длиной 20 м, на концах которой закреплено по два оптических модуля (один просматривает нижнюю полусферу, другой — горизонтальное направление). Всего в этой конфигурации телескопа будет использовано 5832 ФЭУ. Геометрический объем детектора составит $0,9$ км³.

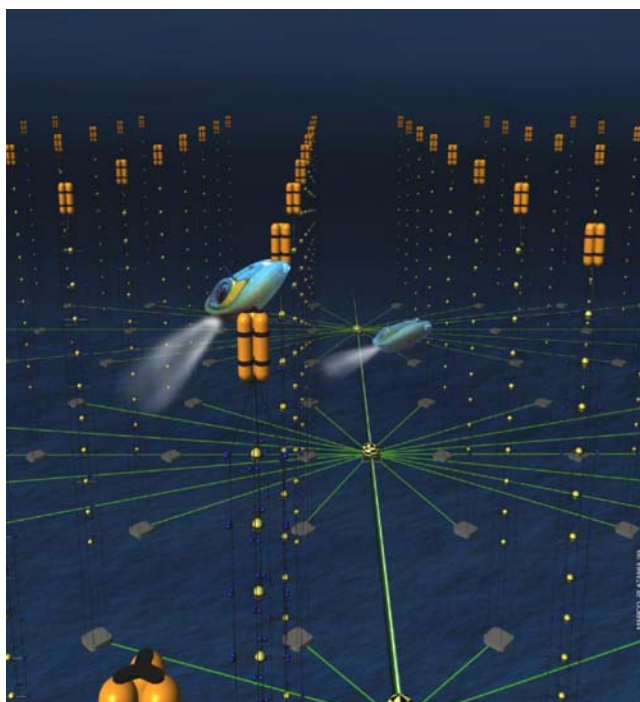


Рис. 8. Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопе NEMO [112]

В 2007 г. запланировано проведение технологических и конструкционных испытаний прототипа детектора (I этап NEMO), собранного в виде 4-этажной конструкции. В дальнейшем планы коллаборации NEMO будут неразрывно связаны с программой KM3NeT. Эта программа направлена на создание в

Средиземном море детектора объемом более 1 км^3 , который будет строиться исходя из опыта создания нейтринных телескопов ANTARES, NESTOR, NEMO. Несколько лет работы детектора с объемом 1 км^3 позволит исследовать потоки космогенных нейтрино на уровне

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{KM3NeT}}(E_\nu) \approx 4 \cdot 10^0 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{14} \leq E_\nu \leq 10^{18} \text{ эВ}.$$

3.1.4. Нейтринные телескопы в Антарктиде. **AMANDA** (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) — первый телескоп, в котором в качестве мишени для нейтрино, а также среды, где регистрируется черенковское излучение от мюонов, используется антарктический лед. Детектор создавался с начала 1990-х гг. и прошел несколько этапов модернизации: AMANDA-A, AMANDA-B10 и AMANDA-II [21]. В последней конфигурации детектор функционирует в настоящее время. Детектор AMANDA-II состоит из оптических модулей, закрепленных на стрингах, замороженных в лед на Южном полюсе на глубину 3 км, и перекрывает площадь 10^4 м^2 (рис. 9). Черенковский свет собирается 677 оптическими модулями, содержащими $10''$ ФЭУ. Модули закреплены на 19 стрингах на глубинах от 1300 до 2400 м. Сигналы от каждого оптического модуля передаются на поверхность по оптическим кабелям. Угловое разрешение направления прихода нейтрино определяется точностью реконструкции мюонного трека и составляет $2\text{--}2,5^\circ$.

Так же, как и в байкальском эксперименте, коллаборация AMANDA показала, что набранная статистика нейтринных событий согласуется с предсказаниями для потоков атмосферных нейтрино в высокоэнергичной области [113]. Экспериментальный верхний предел на диффузный поток нейтрино, поставленный в эксперименте AMANDA-II в предположении дифференциального спектра астрофизических источников $\propto E^{-2}$ [114],

$$E^2 \Phi_\nu^{\text{AMANDA-II}} \leq 7,4 \cdot 10^1 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}$$

является наиболее сильным ограничением в области энергий $E_\nu = 16 \text{ ТэВ} \text{--} 2,5 \text{ ПэВ}$.

IceCube — детектор следующего поколения, содержащий 80 стрингов, замороженных в лед на глубину 1400–2400 м (рис. 9) [26]. На каждом стринге закреплено 60 оптических модулей, которые разнесены вдоль стринга на расстояние 17 м. Объем детектора во льду будет составлять $\sim 1 \text{ км}^3$. На поверхности льда, над IceCube, размещается ливневый детектор IceTop, состоящий из 160 черенковских детекторов [115]. Наличие детектора IceTop увеличивает чувствительный объем IceCube и, кроме того, будет использоваться для целей калибровки, выделения фонов и для изучения атмосферных каскадов. Работы по сооружению телескопа IceCube были начаты в 2005 г. и должны завершиться в 2011 г. [116].

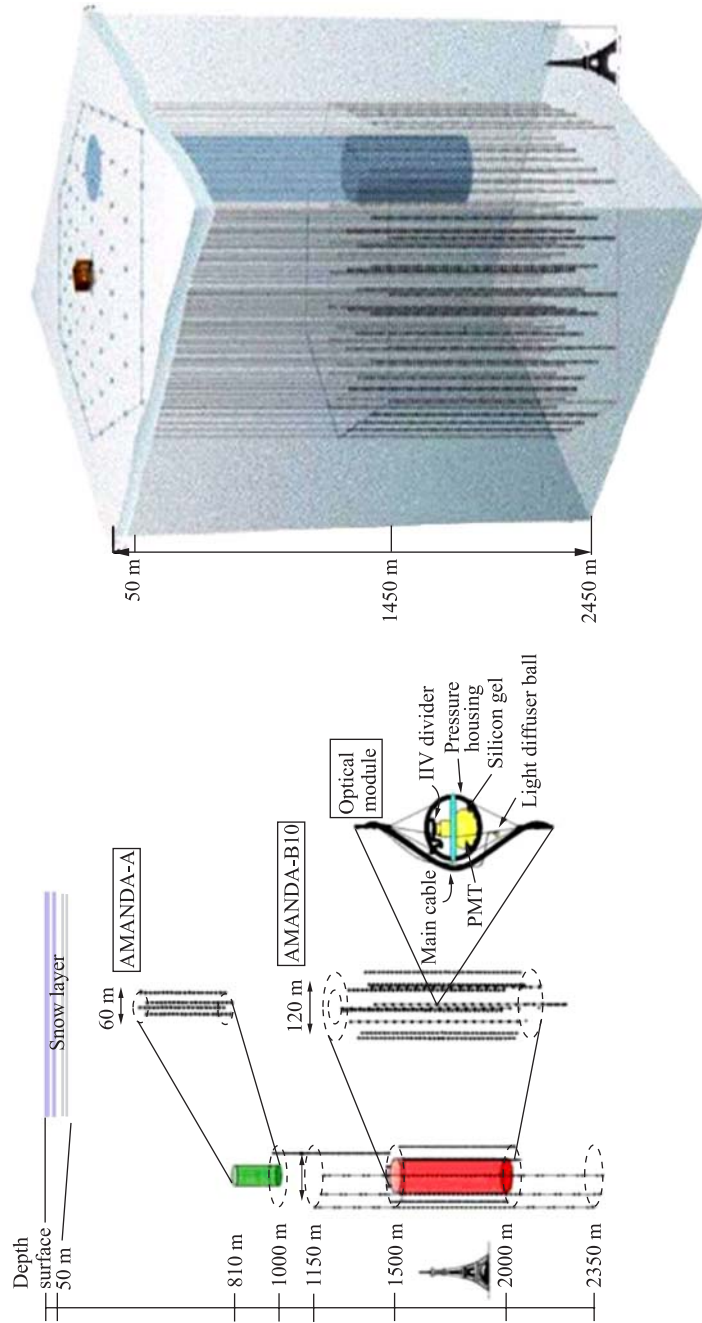


Рис. 9. Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопах AMANDA и IceCube [26]

Расчетные оценки показывают, что трехлетний набор статистики в детекторе IceCube обеспечит регистрацию нейтринных потоков в области ТэВ–ПэВ-ных энергий на уровне [26]

$$E^2 \Phi_\nu^{\text{IceCube}} \leq 10^1 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

3.2. Установки, регистрирующие широкие атмосферные ливни, и детекторы флуоресценции. 3.2.1. Принципы регистрации горизонтальных ливней в атмосфере Земли.

Наблюдать события, инициированные высокоэнергичными нейтрино, можно не только в нейтринных телескопах, но и в наземных установках, регистрирующих частицы широких атмосферных ливней (ШАЛ) или флуоресцентный свет от ШАЛ в атмосфере («Telescope Array» и «Auger»), а также в экспериментах на орбитальных космических станциях (EUSO, OWL). Идея детектирования нейтрино высоких энергий посредством наблюдения глубоких горизонтальных воздушных ливней была высказана много лет назад Березинским и Смирновым [117]. Так как глубина атмосферы в горизонтальном направлении в 36 раз больше, чем в вертикальном, то для адронов (и ядер) КЛ, падающих на детектор в горизонтальном направлении, вероятность образования ливня пренебрежимо мала [118, 119]. При энергиях выше 1 ПэВ становится мал и поток атмосферных мюонов (мюонная компонента ливней, инициированных КЛ). Такие мюоны остаются после того, как практически вся электромагнитная часть ливня поглощается. Таким образом, только нейтрино могут проходить большие толщины атмосферы без поглощения и образовывать глубокие ливни, регистрируемые в детекторах. Свидетельством взаимодействия нейтрино были бы ливни, инициированные на глубинах не менее 4000 г/см^2 , что эквивалентно зенитным углам $\sim 75^\circ$. Развитие горизонтального ливня в атмосфере показано на рис. 10.

Акцептанс ливневых установок для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий увеличивается с энергией. Число наблюдаемых в этих установках нейтринных событий может быть рассчитано исходя из выражения

$$N_{\text{собр}} = N_A \rho_{\text{air}} T \int \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu}(E_\nu) \sigma_{\nu N}(E_\nu) A_{\text{eff}}(E_\nu) dE_\nu d\Omega,$$

где ρ_{air} — плотность воздуха; T — время экспозиции детектора; $\Phi_\nu(E_\nu)$ — поток нейтрино от того или иного источника; $\sigma_{\nu N}(E_\nu)$ — сечение нейтрино-ядерного взаимодействия; $A_{\text{eff}}(E_\nu)$ — апертура детектора для регистрации ливня, индуцированного нейтрино; Ω — телесный угол.

Ненаблюдение нейтринных глубокопроникающих ливней в наземных установках HiRES и AGASA может служить для определения верхнего предела на диффузный нейтринный поток [120, 121]. Однако существующее ограничение, следующее из экспозиции установок HiRES и AGASA, более чем на три порядка величины ниже чувствительности, необходимой для обнаружения потока космогенных нейтрино.

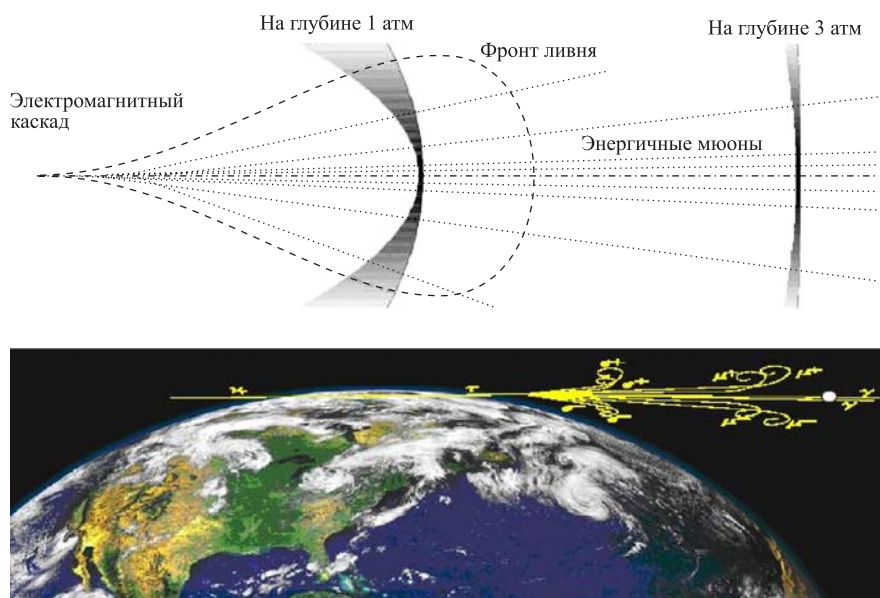


Рис. 10. Развитие горизонтального ливня в атмосфере (вверху) и ливня от «Earth skimming»-нейтрино

В настоящее время создаются детекторы космических лучей нового поколения с очень большой апертурой. Первые очереди наземных детекторов «Telescope Array» [27] и Pierre Auger Observatory («Auger») [28], апертуры которых на порядок превосходят апертуры установок HiRES и AGASA, уже вступили в строй. Следующий шаг в развитии детекторов КЛ ультравысоких энергий связан с экспериментами на спутниках EUSO [29] и OWL [30], которые в ЭВ-ной области энергий смогут регистрировать развивающиеся глубоко в атмосфере ливни, инициированные нейтрино. Чувствительность этих экспериментов будет достаточна для определения величины потока космогенных нейтрино.

Естественный путь увеличения статистики регистрируемых событий связан с увеличением чувствительного объема детектора. Существует и другая возможность — разделить объем мишени от объема детектирования. В этом случае огромный объем может обеспечить детектор, регистрирующий флуоресцентный или черенковский свет в атмосфере, а роль мишени будет играть приповерхностный слой Земли или протяженные горные массивы. Концепция такого метода детектирования, основанная на возможности естественной фильтрации квазигоризонтальных высокоэнергичных ливней, иницииро-

ванных τ -лептоном, предложена в работах [122, 123] для так называемых «Earth skimming»-нейтрино. Так как в области $E_\tau \approx 10^{18} - 10^{21}$ эВ длина распада τ -лептона не намного больше длины его взаимодействия (рис. 4), то τ -лептоны таких энергий, образованные в $\nu_\tau N$ -CC-реакциях близко к поверхности Земли, имеют шанс выйти в атмосферу. Ливень от распада такого τ -лептона может регистрироваться детекторами флуоресценции [124–126].

3.2.2. Наземные установки для регистрации космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий. **Pierre Auger Observatory** — два массива детекторов для регистрации ШАЛ, расположенных в Северном (штат Юта, США) и Южном (Мендоза, Аргентина) полушариях. Площадь, на которой расположена каждая из установок, составляет около $3 \cdot 10^3$ км² [28].

В установке «Auger» использована комбинация двух типов детекторов — водных черенковских, в которых подсчитывается число заряженных частиц, и оптических, регистрирующих флуоресцентный свет в атмосфере (рис. 11). Массив черенковских детекторов образуют 1600 заполненных водой баков, разнесенных на расстояние 1,5 км друг от друга. Каждый бак представляет собой цилиндр диаметром 3,5 м и высотой 1,2 м и содержит $1,2 \cdot 10^4$ л фильтрованной воды. Вся внутренняя поверхность бака покрыта светоотражающей пленкой. Черенковский свет, излучаемый проходящими частицами, регистрируется тремя ФЭУ. Направление прихода ливня определяется по временной задержке сигналов в зарегистрировавших свет баках.

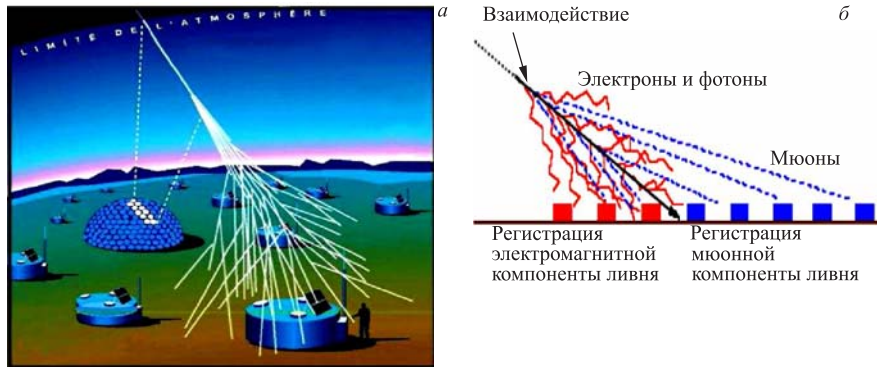


Рис. 11. а) Схема регистрации ливней в детекторах флуоресценции и черенковских детекторах установки «Auger» [28]. б) Схема регистрации квазигоризонтального ливня, инициированного нейтрино

Внутри массива черенковских детекторов имеются четыре оптические установки, расположенные в вершинах параллелограмма со сторонами 66 и 57 км. Каждая установка состоит из шести независимых телескопов с углами

обзора $30 \times 30^\circ$. Флуоресцентный свет собирается зеркалом радиусом 3,4 м и отражается в расположенную в фокальной плоскости регистрирующую камеру, представляющую собой матрицу из 20×22 ФЭУ.

В настоящее время работает только часть детекторов «Auger». Первые результаты по регистрации воздушных ливней, инициированных космическими лучами в области энергий 10^{18} – 10^{20} эВ, постоянно уточняются [127, 128]. В полном объеме установка начнет работать с 2008 г.

Благодаря большой площади обзора наземного массива «Auger» имеет высокую чувствительность к регистрации горизонтальных ливней и, следовательно, нейтрино [129, 130]. На рис. 11 показан принцип обнаружения нейтринного ливня, основанный на анализе временной структуры регистрируемых сигналов: сначала регистрируется электромагнитная часть ливня, затем — мюонная компонента. Время задержки определяется зенитным углом. Апертура «Auger» при регистрации ливня, инициированного нейтрино с энергией 10^{19} эВ, составляет $\sim 1,3 \cdot 10^4$ км³ · ср [129]. В случае ν_τ , которое взаимодействует вблизи поверхности Земли, в «Auger» возможно наблюдать вторичные ливни, образованные при распаде τ -лептона [131]. Наблюдение ливней от распада τ -лептонов увеличивает чувствительность «Auger» к регистрации потоков нейтрино [132]. Уровень чувствительности полномасштабной установки «Auger» к регистрации нейтринных потоков показан на рис. 1.

«Telescope Array» создается в штате Юта, США, на основе гибридной техники регистрации атмосферных ливней [27, 133]. Площадь в 760 км² покрывает равномерная сетка (шаг $\sim 1,2$ км) из 576 сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих заряженную компоненту ливня. Каждый счетчик имеет площадь 3 м² и состоит из двух слоев пластического сцинтиллятора толщиной 1,2 см. По периметру массива сооружаются три оптических станции, регистрирующих флуоресцентный свет. Каждая станция состоит из двенадцати телескопов с зеркалами размером 3,3 м, в фокальной плоскости которых располагаются матрицы из 256 ФЭУ. Расчетная апертура для регистрации горизонтального, индуцированного нейтрино с энергией 10^{19} эВ ливня, составляет $\sim 10^3$ км³ · ср. Такого же порядка величины и апертура для регистрации ливней от распадов τ -лептона. Оценки показывают, что исходя из потока космогенных нейтрино в существующей конфигурации «Telescope Array» за 10 лет можно зарегистрировать несколько событий [27]. Две станции телескопа начали работать в мае 2007 г. К концу 2007 г. детектор будет функционировать в полном объеме [133].

CRTNT (Cosmic Ray Tau Neutrino Telescope) — эксперимент в горах Тибета в Китае нацелен на регистрацию «Earth skimming»-нейтрино [134]. В этом эксперименте предлагается использовать протяженный горный массив, который играет одновременно роль мишени и фильтра КЛ. Горизонтальный ливень от τ -лептона должен наблюдаться в большом воздушном объеме после горного массива, где на расстоянии ~ 20 км располагается детектор,

регистрирующий черенковский и ультрафиолетовый свет. При энергиях нейтрино ~ 10 ПэВ τ -лептон распадается на расстояниях ~ 100 м от вершины взаимодействия, произошедшего в горном массиве. В этом случае весь ливень от распада τ -лептона будет находиться в объеме, который просматривается телескопом.

Телескоп должен собирать черенковский и ультрафиолетовый свет зеркалом диаметром 5 м, который фокусируется на матрицу из 16×16 ФЭУ. Погодные условия в месте расположения телескопа позволяют проводить измерения в течение 15 % времени в год. Расчеты показывают, что в данной конфигурации телескопа возможно зарегистрировать за три года работы около одного события из потока космогенных нейтрино [135]. В настоящее время на Тибете испытывается прототип телескопа.

3.2.3. *Эксперименты на космических орбитальных станциях.* Для исследования природы КЛ и нейтрино с энергиями $E_{CR,\nu} > 10^{20}$ эВ необходимо использовать детекторы с апертурой, значительно большей, чем позволяют наземные детекторы «Auger» и «Telescope Array». Концепция таких приборов связана с созданием космических платформ слежения за земной атмосферой из космоса. В этом случае регистрирующая аппаратура должна располагаться либо на борту орбитальной космической станции, либо на специализированных спутниках. В настоящее время ведется подготовка нескольких оптических детекторов для регистрации флуоресцентного света со спутников. Большой объем просматриваемой атмосферы используется в качестве гигантского калориметра, в котором можно определять энергию частицы и направление ее прихода.

EUSO (Extreme Universe Space Observatory) — телескоп, который предполагается разместить на внешней платформе Международной космической станции, выведенной на орбиту Земли высотой 430 км [29, 136]. Проект EUSO утвержден Европейским космическим агентством. В 2009 г. прибор может быть установлен на платформе станции.

EUSO будет регистрировать флуоресцентный и черенковский свет из атмосферы, наблюдая сверху вниз за затененной поверхностью Земли (рис. 12). Использование в телескопе специальной широкоугольной оптики (линз Френеля диаметром 2,5 м) позволит просматривать земную атмосферу с полным углом раскрытия 60° . Пороговая энергия, необходимая для регистрации флуоресцентного света от горизонтального воздушного ливня, составляет $\sim 5 \cdot 10^{19}$ эВ. В EUSO возможно регистрировать и восходящие ливни, инициированные ν_τ . Такие ливни можно регистрировать, наблюдая узкие пучки черенковского света, распространяющиеся вверх от поверхности Земли. В этом случае энергетический порог существенно ниже — 10^{15} эВ. Объем воздушной мишени для взаимодействий нейтрино составляет $2 \cdot 10^5$ км³ · ср. Апертура EUSO более чем в 100 раз больше, чем у «Auger». Оценки показывают, что за время космической миссии длительностью 5 лет детектор

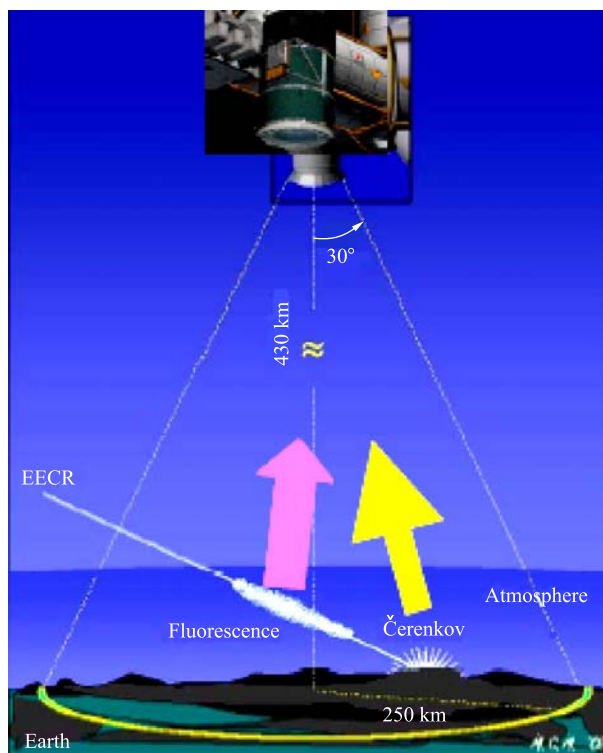


Рис. 12. Схема регистрации флуоресцентного и черенковского света и размещение детектора EUSO на Международной космической станции [29, 136]

EUSO сможет зарегистрировать около десяти нейтрино из космогенного потока [136].

OWL (Orbiting Wide-angle Light collection) — система стереоскопического наблюдения флуоресцентного света в атмосфере Земли, размещенная на двух специализированных спутниках, которые выведены на орбиты высотой ~ 1000 км (рис. 13) [30]. Оптическая система прибора состоит из зеркала диаметром 7 м, в фокальной плоскости которого расположена светочувствительная матрица из $5 \cdot 10^5$ элементов. Свет от каждого элемента регистрируется одним из каналов многоканального ФЭУ. Всего в матрице используется 1300 ФЭУ. Объем мишени, просматриваемой стереоскопической системой, достигает $2 \cdot 10^6$ км² · ср для нейтрино с энергиями $\sim 10^{20}$ эВ. За несколько лет работы на орбите детектор OWL сможет зарегистрировать около десяти горизонтальных ливней, инициированных нейтрино космогенного происхождения [30].

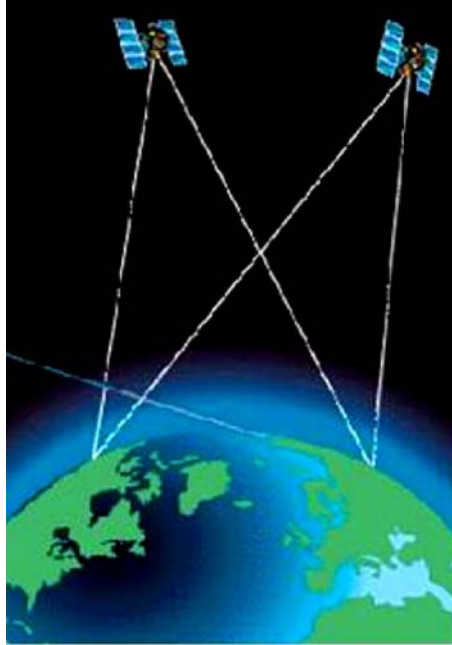


Рис. 13. Схема эксперимента OWL с двумя специализированными спутниками [30]

3.3. Радиотелескопы, регистрирующие когерентное радиоизлучение, возникающее в плотных средах. 3.3.1. Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий. В последние годы для регистрации космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий все большее распространение получают детекторы, регистрирующие черенковское излучение в радиодиапазоне [137, 138]. Идея радиометода восходит к работе Аскарьяна [139], в которой было показано, что распространение высокоэнергичных каскадов сопровождается когерентным черенковским радиоизлучением. Развитие каскадов при высоких энергиях определяют процессы рождения пар и тормозного излучения в кулоновском поле атомных ядер, которые симметричны по зарядам. Однако значительное число ливневых частиц имеют энергии ниже некоторого критического значения ($E_k \approx 73$ МэВ во льду), при которых электроны среды также становятся мишенью для взаимодействий

$$\gamma + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + e^-, \quad e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^+ + e^-, \quad e^- + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^- + e^-.$$

Комбинация этих процессов наряду с аннигиляцией позитронов ливня

$$e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

приводит к возникновению зарядовой асимметрии ливня. Как следует из вычислений, этот избыток отрицательного заряда в ливне составляет порядка 20–30 % от полного числа электронов [139]. Электроны избытка с энергиями, превышающими черенковский порог, излучают электромагнитные волны в широком диапазоне длин волн.

Большая длина распространения радиоволн позволяет в радиодетекторах в качестве мишени для взаимодействия использовать огромные объемы атмосферы, а также прозрачных для радиоизлучения природных конденсированных сред (лед, соль). Так как мощность когерентного радиосигнала возрастает квадратично с энергией ливня, то применение радиометода особенно целесообразно для регистрации частиц сверхвысоких энергий ($\sim E \geq 10^{18}$ эВ).

Имеется ряд расчетных работ, в которых определяются характеристики радиосигнала, возникающего при распространении электромагнитного и адронного ливня в радиопрозрачной среде [40, 140–144]. Частотно-угловую зависимость фурье-компоненты напряженности поля излучения E_f в плотной среде вблизи черенковского угла θ_C (где сосредоточена большая часть излучения) можно аппроксимировать выражением

$$R |E_f(E_{sh}, R, \theta)| = \text{Norm} E_{sh} \frac{f}{f_0} \frac{\exp[-\alpha(\cos \theta_C - \cos \theta)^2]}{[1 + (f/f_0)^b]} \frac{\sin \theta}{\sin \theta_C},$$

где E_{sh} — энергия каскада; R — расстояние от каскада до точки наблюдения, а параметры (или функции энергии и частоты) Norm , f_0 , b и α определяются свойствами вещества и характером каскада.

Возможность регистрации черенковского радиоизлучения от электромагнитных каскадов в различных конденсированных средах была успешно подтверждена в ускорительных экспериментах сначала в Argonne Laboratory [145], а затем в SLAC [146, 147].

В экспериментах, в которых используется радиометод, регистрируется только радиоизлучение от адронных ливней, инициированных нейтринными CC- и NC-взаимодействиями. В конце своего развития адронные ливни большую часть своей энергии конвертируют в электромагнитную. Выделить чистый электромагнитный ливень от электронов в $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -CC-реакциях на фоне адронного каскада не представляется возможным. В случае $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ - и $\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ -CC-реакций ни мюон, ни τ -лептон не инициируют каскад, а сбрасывают свою энергию посредством электромагнитных и фотоядерных взаимодействий. Так как при энергиях 10^{18} эВ длина распада τ -лептона составляет ~ 100 км, то его распад также ненаблюдаем.

В настоящее время радиометод положен в основу ряда экспериментов по регистрации нейтрино ультравысоких энергий в таких радиопрозрачных природных средах, как атмосфера, соляные купола и ледяные щиты Антарктиды и Гренландии, лунный реголит (эксперименты LOFAR [31], FORTE [32], RICE [33], SALSA [36], ANITA [35], GLUE [38], ЛОРД [41, 42]).

Кроме специализированных экспериментов, в которых регистрируется радиоизлучение, предполагается провести дооснащение антенными радиомассивами нейтринного телескопа IceCube (вернее, его наземной части — IceTop) [148] и установки «Auger» [149].

3.3.2. Эксперименты с ледяными мишенями. Использовать антарктический лед в качестве мишени для взаимодействия нейтрино и одновременно для детектирования когерентной радиоэмиссии от каскадов было предложено Марковым и Железных [150]. Лед является очень прозрачным для длин волн $\lambda > 100$ нм — длина поглощения составляет ≥ 1 км. Первые проекты экспериментов по регистрации черенковских радиоимпульсов на Южном полюсе — RAND [151] и на станции «Vostok» [152] появились в начале 1990-х гг. В настоящее время ледяные щиты Антарктиды и Гренландии используются как мишень для нейтринных взаимодействий при наблюдениях со спутника (FORTE [32]), аэростата (ANITA [35]) и в самом объеме ледяного массива (RICE [33]).

RICE (Radio Ice Cherenkov Experiment) — массив радиоприемных устройств, размещенный вблизи нейтринного телескопа AMANDA на Южном полюсе внутри куба льда размером $\sim 200 \times 200 \times 200$ м [33]. Концепция регистрации черенковского радиоизлучения от нейтрино-индуцированных ливней в эксперименте RICE представлена на рис. 14. RICE оптимизирован для регистрации компактных электромагнитных (в ν_e -CC-взаимодействиях) и адронных ливней (в ν_μ -CC-, ν_τ -CC- и NC-взаимодействиях всех ароматов нейтрино).

В настоящее время в эксперименте работает 20 дипольных антенн с радиоприемниками, вмороженными в лед на глубины 100–300 м [153, 154]. Рабочий диапазон частот антенной системы — 200–500 МГц. Сигналы со всех антенн по коаксиальным кабелям передаются на поверхность, фильтруются и отбираются по превышению порога дискриминатора. Триггер на отбор кандидатов на нейтринные события формируется как совпадение во временном окне 1,25 мкс сигналов, поступивших с четырех антенн. Пороговая энергия для регистрации нейтрино составляет 10^{16} эВ. Эффективный объем детектора для регистрации ливней увеличивается с энергией: при $E_\nu = 10^{15}$ эВ объем не превышает $0,01$ км³, а при $E_\nu = 10^{20}$ эВ достигает значений $V_{\text{eff}} \approx 10$ км³.

Анализ наблюдаемых RICE радиосигналов в период 1999–2005 гг. не выявил кандидатов на высокоэнергичные нейтринные взаимодействия во льду. Отсюда был поставлен верхний предел на диффузный поток в области энергий $E_\nu \approx 10^{17}–10^{20}$ эВ [154]

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{RICE}} \leq 6 \cdot 10^2 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

Этот предел является наиболее сильным на сегодняшний день экспериментальным ограничением на астрофизические потоки нейтрино. Ограничения

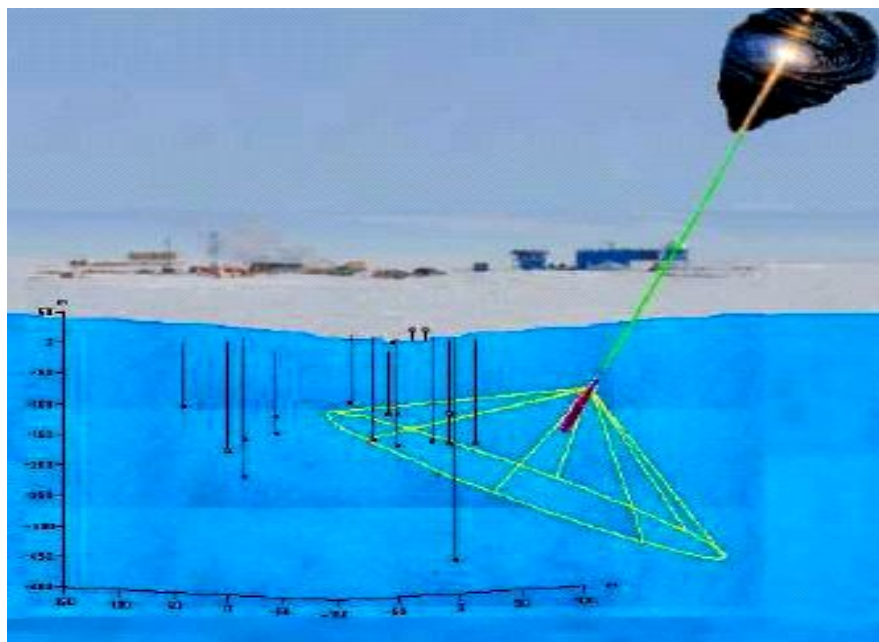


Рис. 14. Регистрация конуса черенковского радиоизлучения в эксперименте RICE от ливня, инициированного нейтрино, которое попадает в ледяной массив Антарктиды в направлении сверху-вниз и взаимодействует во льду вблизи поверхности Земли [33]

на потоки нейтрино в эксперименте RICE, приведенные на рис. 1, фактически опровергают существование сценариев с наиболее интенсивными потоками — модель *Z-burst*, максимальные потоки ГЗК-нейтрино и т. д. В результате наблюдений RICE в направлениях на некоторые известные ГВ также не было обнаружено ни одного нейтринного события [155].

AURA (Askaryan Underice Radio Array) — проектируемый в месторасположении нейтринного телескопа IceCube радиомассив антенн, вмораживаемых в лед [156]. В течение 2006–2007 гг. в скважины было помещено три радиокластера, каждый из которых состоит из четырех широкополосных дипольных антенн с центральной частотой 450 МГц и четырех металлических труб, в которых располагается электроника, включающая фильтры и усилители. Кластеры были погружены на глубины 1400 и 400 м и использовались для измерения радиофона в частотном диапазоне 200–1200 МГц. Предполагается, что в окончательном варианте радиодетектор AURA будет окружать IceCube и иметь эффективный объем 10^2 – 10^3 км³.

ARIANNA (Antarctic Ross Iceshelf ANtenna Array) — проектируемый радиомассив на Южном полюсе, в котором радиоантенны расположены как на поверхности льда, так и в толще ледяного шельфа (рис. 15) [34]. В такой конфигурации протяженный ледяной шельф глубиной до 250 м является хорошей мишенью для взаимодействий нейтрино. Граница «вода–лед» служит зеркалом, отражающим радиосигналы от каскадов, инициированных нейтрино, приходящих не только с направлений, близких к горизонтальным, но и из всей верхней полусферы. Базовая конфигурация предполагается в виде массива, состоящего из 100×100 антенных станций, образующих квадратную сетку с шагом 300 м. Полная площадь покрытия составит 30×30 км. Каждая станция будет содержать от двух до пяти антенн типа горн с двойной поляризацией, направленных вниз. Питание на каждой станции обеспечивается солнечными батареями. Архитектура электроники и триггирования сигналов строится аналогично схемам, используемым в ANITA и «Auger». За исключением установок, регистрирующих широкие атмосферные ливни, и детекторов флуоресценции только в эксперименте ARIANNA можно измерять нейтринные потоки в интервале энергий $10^{17} \leq E_\nu \leq 10^{18}$ эВ. В этой пограничной области энергий оптическим нейтринным телескопам уже недостаточно объемов для регистрации мюонного трека, а радиодетекторам воздушных ливней еще не хватает чувствительности для регистрации сигналов малой амплитуды. Эффективный объем мишени в радиодетекторе ARIANNA возрастает от 10^2 км³ для нейтрино с энергиями $E_\nu \approx 10^{17}$ эВ, достигая величины $3 \cdot 10^3$ км³ при энергиях $E_\nu \approx 10^{20}$ эВ [157]. По предварительным оценкам, в

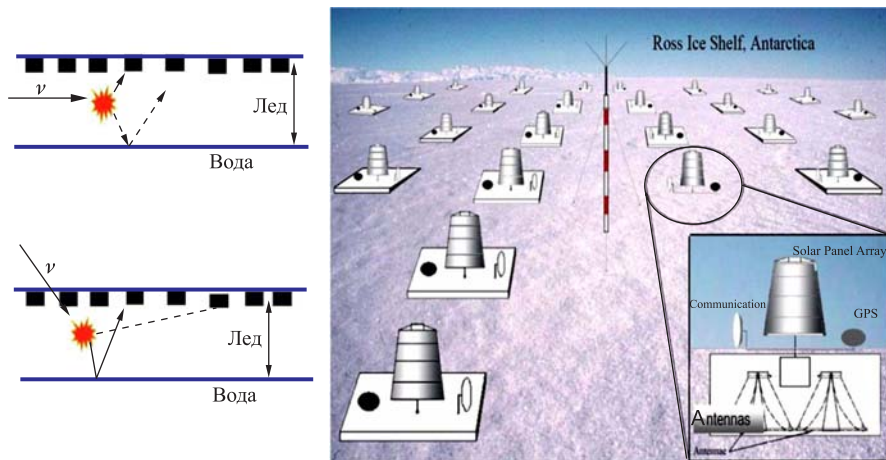


Рис. 15. Схема регистрации отраженных радиосигналов в эксперименте ARIANNA и расположение массива радиоантенн на поверхности и в глубине антарктического шельфа [34]

эксперименте ARIANNA за один год может быть зарегистрировано несколько десятков событий от потока космогенных нейтрино [34].

FORTE (Fast on Orbit Recording of Transient Events) — спутниковый эксперимент, одной из задач которого была регистрация радиоизлучения, возникающего при распространении во льду Гренландии высокоэнергичных каскадов, инициированных нейтрино [32].

Спутник FORTE был запущен в сентябре 1997 г. на близкую к круговой орбиту высотой 800 км. Наклонение орбиты спутника составляло $\sim 70^\circ$, и ледяные массивы Антарктиды оказывались практически вне зоны обзора. Более пригоден для наблюдений был ледяной массив Гренландии (площадь поверхности $1,8 \cdot 10^6$ км², а максимальная глубина 3 км, глубина прозрачности для радиоизлучения ~ 1 км). До декабря 1999 г. антенная система спутника в триггерной моде (около 6 % времени) контролировала объем льда $\sim 1,8 \cdot 10^6$ км³. На спутнике размещались две ортогональные друг другу широкополосные логопериодические антенны. Антенны соединялись с радиоприемниками с полосой пропускания 22 МГц в диапазоне 30–300 МГц.

Полученная в эксперименте база данных содержит 4 млн событий [32]. При анализе данных использовались многочисленные критерии для отбора возможных кандидатов на взаимодействие нейтрино. Основной фон составляли события, ассоциированные с молниевыми разрядами, и антропогенный шум. При очень высоком энергетическом пороге — $E_\nu \geq 10^{21}$ эВ — не было выявлено надежных событий, ассоциированных с адронной составляющей ливня, инициированного нейтрино. Верхний предел FORTE на поток астрофизических нейтрино в области $10^{23} \leq E_\nu \leq 10^{25}$ эВ

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{FORTE}} \leq 7 \cdot 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$$

является единственным экспериментальным ограничением при сверхвысоких энергиях.

ANITA (ANtarctic Impulsive Transient Antenna) — эксперимент с прибором на высотном аэростате, совершающем длительный полет над ледяным щитом Антарктиды, нацелен на наблюдение нейтрино с порогом $E_\nu \geq 3 \cdot 10^{18}$ эВ [35]. Площадь ледяного массива порядка $1,5 \cdot 10^6$ км² будет просматриваться радиоприемной системой, находящейся на аэростате на высоте 37 км (расстояние до горизонта 680 км). При глубине прозрачности льда ≥ 1 км объем мишени для взаимодействия составляет $V_{\text{eff}}^{\text{ANITA}} \sim 2 \cdot 10^6$ км³.

Детектирующая система ANITA представляет собой кластеры антенн, которые оптимизированы для регистрации и определения характеристик радиоимпульсов в частотном диапазоне 230–1200 МГц и в азимутальном поле зрения 2π (рис. 16). Используются антенны рупорного типа с двойной линейной поляризацией, обеспечивающие усиление сигнала ~ 10 дБ. Триггер формируется, когда импульс регистрируется несколькими антеннами, которые имеют

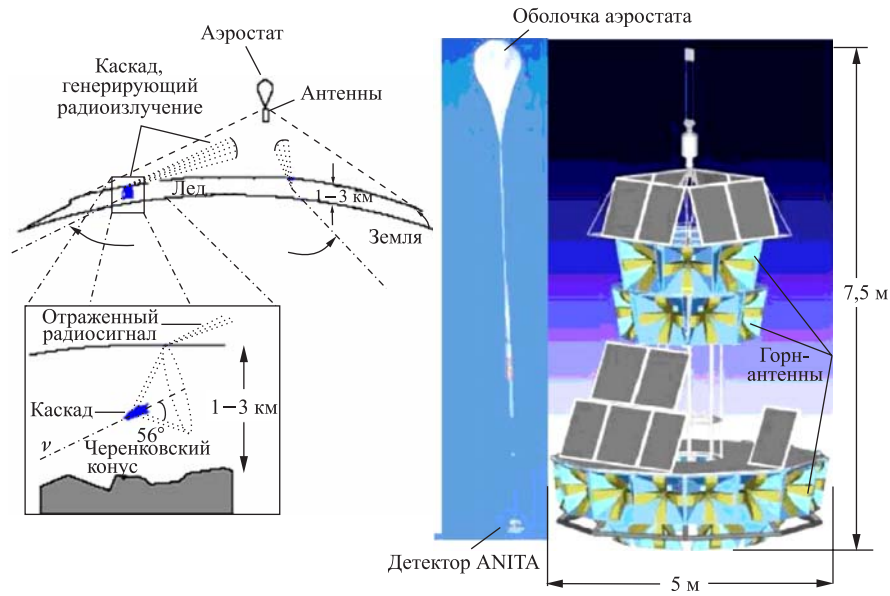


Рис. 16. Схема эксперимента и детектора ANITA [35]

перекрывающиеся поля зрения. Триггирование сигналов снижает скорость счета антенны от уровня теплового шума ($\sim 3,5$ кГц) до скорости записи порядка одного события за несколько минут. Объем данных при такой скорости составляет ~ 40 Мбайт/сут.

Программа эксперимента рассчитана на 45 дней полета аэростата (3 полета по 15 дней). Этого времени достаточно, чтобы исходя из модельного потока космогенных нейтрино зарегистрировать несколько событий. В 2004 г. были проведены полетные испытания прототипа детектора ANITA-lite, в результате которых были решены различные методические вопросы, прокалиброваны системы прибора, измерен температурный шум и определен верхний предел на нейтринный поток [35]

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{ANITA-lite}} \leq 1,6 \cdot 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad 10^{18,5} \leq E_\nu \leq 3 \cdot 10^{23,5} \text{ эВ}.$$

Потенциал полномасштабного эксперимента значительно выше (рис. 1). Первый полет аэростата с детектором ANITA состоялся в декабре 2006 г. Длительность полета значительно превысила расчетную и составила 35 дней [158]. В настоящее время ведется обработка полученной информации.

3.3.3. *Эксперименты с лунной мишенью.* Идея использовать Луну как мишень для регистрации нейтрино (и КЛ) радиометодом с помощью приемников, расположенных на лунной поверхности, впервые была высказана

Г. А. Аскарьяном [159]. В рамках проекта RAMHAND (RAdio Moon Hadron And Neutrino Detector) Дагкесаманский и Железных предложили использовать для регистрации радиоимпульсов от каскадов, инициированных взаимодействиями нейтрино в Луне, радиотелескопы, размещенные на Земле [160]. Наблюдения Луны в «нейтринном свете» были проведены на наземных радиотелескопах «Калязин» [161] и GLUE [38]. В работах [41, 42, 162] рассматривается постановка экспериментов, в которых радиоприемные устройства располагаются на искусственных спутниках Луны.

Радиус Луны составляет $R_{\text{Л}} \approx 1760$ км, толщина приповерхностного слоя реголита, откуда могут выходить радиосигналы, порядка 10 м. Реголит представляет собой агрегатный слой мелких частиц и небольших камней, выброшенных при ударах метеоритов о поверхность Луны. Плотность реголита составляет $\rho \approx 1,7$ г/см³, длина поглощения радиоволн с частотой 2 ГГц — $L_{\text{abs}} \approx 9$ м. Огромный объем мишени для взаимодействий нейтрино — $V \sim 2 \cdot 10^5$ км³ — наряду с благоприятными фоновыми условиями делают Луну крайне привлекательной для поиска астрофизических потоков нейтрино с помощью радионаблюдений (рис. 17).

«Parces» — первый радиотелескоп, который для наблюдения потоков нейтрино ультравысоких энергий просматривал лунный реголит [37]. Частицы каскада, возникшего в реголите, излучают черенковское радиоизлучение в виде наносекундных импульсов, которое распространяется по направлению к Земле в конусе с углом 56° и угловой расходимостью $\sim 1^\circ$ (рис. 17). Радиотелескоп «Parces» находится в Австралии и имеет диаметр 64 м. В 1996 г. «Parces» в течение 10,5 ч наблюдал Луну, из которых время просмотра лунного лимба составило 2 ч. С использованием широкополосного приемника велась запись с двух каналов с различной поляризацией в полосе частот 500 МГц на центральной частоте 1,42 ГГц. Триггер был организован в виде совпадения сигналов в двух каналах в подполосах шириной 100 МГц с центральными частотами 1,32 и 1,52 ГГц. За время наблюдений не было зарегистрировано ни одного кандидата на нейтринное взаимодействие. Но нулевой результат измерений не был преобразован в ограничение на нейтринный поток, так как в середине 1990-х гг. было невозможно корректно провести моделирование процессов генерации и регистрации радиоизлучения и определить апертуру телескопа. Результаты наблюдений «Parces» были переосмыслены совсем недавно [163]. Пороговая энергия в эксперименте 1996 г. составляла $E_\nu \geq 4 \cdot 10^{21}$ эВ. Апертура радиотелескопа увеличивалась от $0,1$ км² · ср (при пороговой энергии) до $3 \cdot 10^2$ км² · ср (при $E_\nu = 10^{24}$ эВ). По сравнению с наилучшими ограничениями в области энергий $10^{21} \leq E_\nu \leq 10^{24}$ эВ верхний предел радиотелескопа «Parces» на нейтринный поток намного выше

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{Parces}} \leq 10^7 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

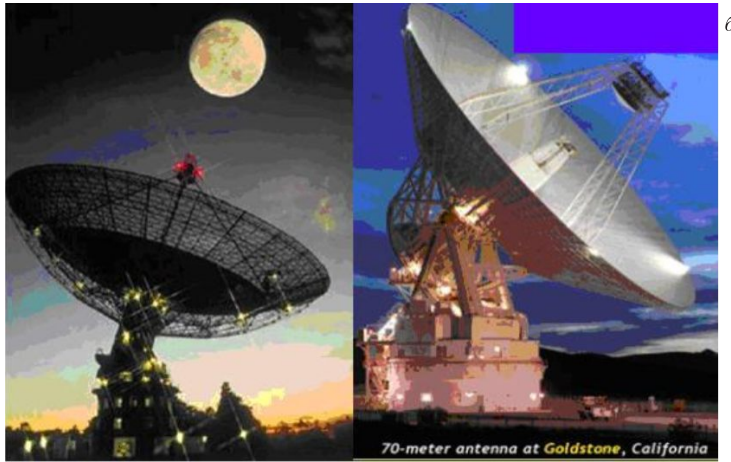
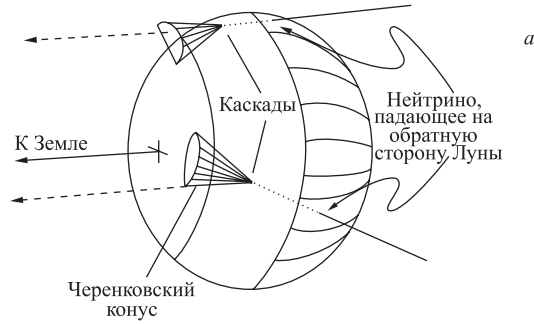


Рис. 17. *а)* Схема регистрации черенковского излучения от каскадов частиц в лунном реголите, инициированных взаимодействиями нейтрино. *б)* Радиотелескопы «Parces» [37] и GLUE [38]

GLUE (Goldstone Lunar Ultra-High energy neutrino Experiment) — эксперимент, в котором было продолжено наблюдение импульсов радиоизлучения, возникающих при взаимодействиях нейтрино в лунном реголите [38]. Измерения проведены в период 2001–2003 гг. Использовались два больших наземных радиотелескопа в Калифорнии: 70-метровый и 34-метровый, разнесенные на расстояние 22 км и связанные оптическими кабелями (рис. 17). Радиоимпульсы длительностью ≤ 10 нс регистрировались на частотах 2,2 и 1,8 ГГц в полосах 100 и 40 МГц соответственно. Полезные сигналы выделялись триггером, сформированным в виде совпадения импульсов в двух антеннах внутри временного промежутка 150 мкс. Пороговая энергия нейтрино, необходимая для регистрации каскада исходя из формы, длительности и амплитуды радиоимпульса, составляла $E_\nu \geq 10^{20}$ эВ.

Так как по своему назначению регистрирующая аппаратура являлась частью коммуникационной системы Goldstone Deep Space Communication Complex, используемой NASA, то общее время проведения эксперимента было невелико — около 120 ч. Однако просматриваемый объем лунного реголита был огромен — более 10^5 км³. За это время не было обнаружено сигналов, которые могли бы быть кандидатами на нейтринные взаимодействия в лунном реголите с энергиями $E_\nu = 10^{19}–10^{23}$ эВ. Это соответствует ограничению на диффузный поток нейтрино, которое показано на рис. 1.

«Калязин» — 64-метровый радиотелескоп ОКБ МЭИ, находящийся в 200 км от Москвы в окрестностях г. Калязина [161]. В период 2002–2004 гг. на телескопе проведены серии наблюдений лунной поверхности. Расчетная апертура телескопа «Калязин» в несколько раз меньше, чем в эксперименте GLUE. Меньше было и время наблюдений — 31,5 ч. Событий — кандидатов на взаимодействие нейтрино — в лунном грунте не было найдено.

WSRT (Westerbork Synthesis Radio Telescope) — состоит из четырнадцати 25-м параболических антенн, расположенных на расстоянии 2,7 км друг от друга в Нидерландах [39]. Когерентно связанные между собой элементы массива эквивалентны одной параболической антенне диаметром 94 м. Радиопульсы могут регистрироваться в частотном диапазоне 115–8600 МГц в полосе 160 МГц. Планируется с помощью массива WSRT просматривать лунную поверхность в течение 500 ч. Предлагается использовать секции, объединенные по четыре антенны, для просмотра четырех областей лунного диска.

Ограничения на нейтринные потоки, которые могут быть получены при этих наблюдениях, показаны на рис. 1. В области энергий $E_\nu \geq 10^{21}$ эВ ограничения WSRT должны быть более чем на три порядка величины лучше существующих ограничений GLUE и даже ниже предела ВБ. В настоящее время начата обработка результатов 100-ч наблюдений за лунной поверхностью [164].

АТСА (Australia Telescope Compact Array) — эксперимент в Австралии (Нарраби, 500 км от Сиднея) на базе радиоинтерферометра обсерватории Пол Уайлд, состоящего из шести радиотелескопов диаметром 22 м. Каждый из телескопов должен просматривать свой участок лунного лимба в широком частотном диапазоне 1–3 ГГц [165]. Первые наблюдения начались в мае 2007 г. и были проведены в течение трех ночей.

СКА (Square Kilometer Array) — проектируемый массив радиотелескопов грандиозных размеров [40]. В настоящее время проектный облик радиомассива окончательно не определен. Предложено два наиболее благоприятных места для его создания — Австралия и Южная Африка. Рассматриваются и различные варианты антенных систем. В качестве вариантов установки предлагается использовать 1500 телескопов с диаметром 20 м с фазированными решетками в фокусе или порядка 10^4 параболических антенн меньшего диа-

метра (6–12 м), работающих в частотном диапазоне 1–3 ГГц [165]. К 2012 г. планируется ввести в строй 10% антенного массива. Полностью установку предполагается создать к 2020 г. Расчетная чувствительность к нейтринным потокам в области $10^{18} \leq E_\nu \leq 10^{23}$ эВ ожидается более чем на порядок величины выше, чем в случае трех 15-дневных полетов аэростата с прибором ANITA.

ЛОРД (лунный орбитальный радиодетектор) — проект эксперимента по регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий с окололунного спутника [41, 42]. Регистрация радиосигналов с лунной орбиты дает преимущества по сравнению с регистрацией радиотелескопами с Земли. Они обусловлены меньшим расстоянием (100–1000 км для случая спутника по сравнению с $\sim 4 \cdot 10^5$ км при наземной регистрации) и несравненно более благоприятными фоновыми условиями. Схема регистрации нейтрино в эксперименте ЛОРД приведена на рис. 18.

Регистрация наносекундных импульсов в частотном диапазоне 200–400 МГц будет проводиться радиодетектором, состоящим из двух пар рупорных антенн с ортогональной поляризацией. Сигналы от антенных модулей поступают на аналоговую ВЧ-плату блока электроники и их спектры обрезаются низкочастотным фильтром на частоте 400 МГц. Суммарное усиление аналогового тракта > 1000 . Аналоговые сигналы с ВЧ-платы поступают на быстродействующие АЦП. Потоки цифровых данных поступают на входы БИС с программируемой логикой (FPGA — Field Programming Gate Array), где они непрерывно записываются в память. Триггер на нейтринное взаимодействие формируется в виде совпадения сигналов, превышающих пороги, в любой паре антенн во временном окне ~ 10 нс. Данные из памяти FPGA записываются в память бортового компьютера для последующей обработки, упаковки, записи и передачи данных на Землю.

Расчетная апертура радиодетектора ЛОРД при регистрации нейтрино с энергиями $E_\nu \geq 10^{20}$ ГэВ превышает 10^3 км²·ср [166]. Для потока космогенных нейтрино ожидаемое число регистрируемых за год нейтринных событий составит около десятка [166–168]. Это больше, чем ожидается в ANITA — самом амбициозном из действующих ныне экспериментов. Следовательно, и ограничения на потоки, которые ожидается получить в эксперименте ЛОРД, должны быть значительно ниже всех существующих верхних пределов (рис. 1).

К настоящему времени концепция эксперимента, включающая все основные элементы приемной аппаратуры, космической платформы для ее размещения, баллистики космического аппарата, полностью проработана. Запуск научной аппаратуры на окололунную орбиту планируется в 2012 г.

3.3.4. Эксперименты в соляных шахтах. Одной из широко распространенных природных сред, прозрачных для радиоизлучения, являются залежи соли, встречающиеся в виде «куполов» и «стен». Лабораторные измерения

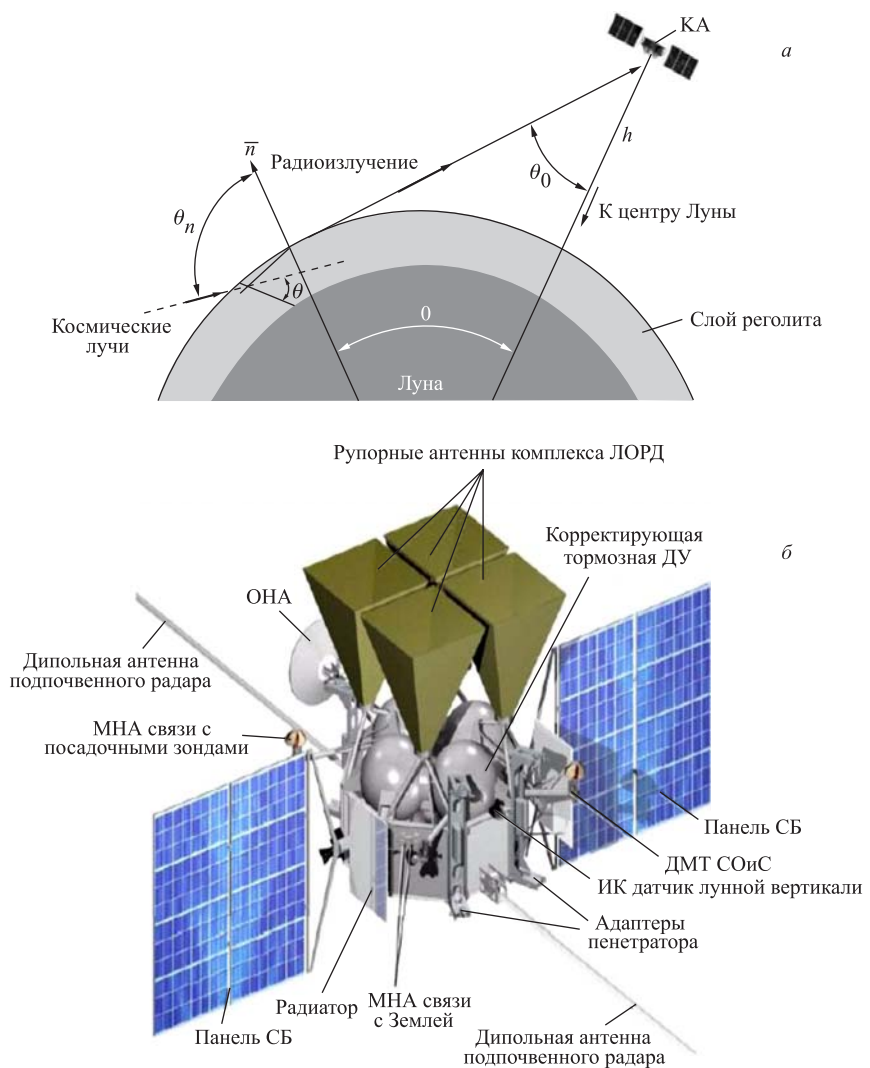


Рис. 18. а) Схема регистрации нейтрино в эксперименте ЛОРД [41, 42]. б) Компоновка радиодетектора, размещаемого на космической платформе на окололунной орбите

поглощения радиоволн в образцах природной соли и измерения с «глубокопроникающими» радарными подтвердили чрезвычайно низкое поглощение: при частотах ~ 300 МГц длина поглощения составляет 500 м вод. экв. [147]. Плотность же соли в 2,4 раза превышает плотность льда. Эти свойства делают

соляные массивы идеальной мишенью для взаимодействия нейтрино и средой для регистрации радиоизлучения от каскадов, индуцированных нейтрино. Огромные объемы соляных выработок позволяют на принципе радиорегистрации строить детекторы объемом в сотни кубических километров водного эквивалента [36]. Обычно залежи соли покрыты сверху слоями горных пород, плохо пропускающими радиоволны. Это создает очень благоприятные фоновые условия для радиорегистрации. Кроме того, в отличие, например, от подводных детекторов, установки в соляных месторождениях позволяют иметь легкий доступ к детекторам и не требуют герметичных контейнеров, способных выдержать высокое давление.

SALSA (SALt dome Shower Array) — проектируемый эксперимент по регистрации черенковского радиоизлучения в соляной шахте (рис. 19) [36]. Одним из подходящих для эксперимента мест является шахта Хоклей (около Хьюстона, Техас). Здесь верхушка соляной структуры находится на глубине порядка 300 м; купол имеет эллиптическое сечение с осями 3,6 и 2,9 км на глубине шахты 460 м и увеличивается в сечении с глубиной. Структура эксперимента подобна радиомассиву RICE. Двенадцать стрингов с закрепленными радиоантеннами помещаются в отверстия, высверленные в солевом домене на расстоянии 250 м друг от друга. Каждый стринг содержит 12 антенных узлов, собранных из 12 антенн (по 6 горизонтально и вертикально расположенных диполей). Триггер формируется в виде сигнала совпадения в 5 узлах, в которых по порогу, превышающему на уровне $2,8\sigma$ тепловой шум, сработало больше 5 антенн. Объемная апертура такого детектора огромна — более $500 \text{ км}^3 \cdot \text{ср}$. Полномасштабный детектор за три года эксплуатации позволит измерить потоки космогенных нейтрино с хорошей статистической обеспеченностью (рис. 1).

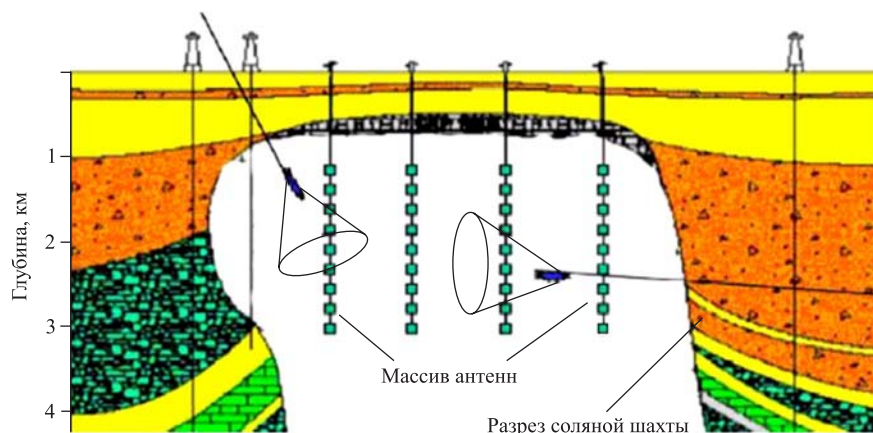


Рис. 19. Схема эксперимента SALSA [36]

3.3.5. *Эксперименты по регистрации ливней в атмосфере.* Метод радиодетектирования нейтрино ультравысоких энергий по наблюдению близких к горизонту атмосферных ливней получает в настоящее время все большее распространение. Квазигоризонтальные глубокопроникающие ливни могут инициировать только нейтрино. Также возможно регистрировать нейтрино, падающие на Землю ниже горизонта и проходящие в земной коре небольшие расстояния ($\leq 10^3$ км). Такие расстояния сравнимы с длиной взаимодействия нейтрино с энергиями $E_\nu \approx 10^{17}$ эВ. Вторичные частицы, рожденные при взаимодействии нейтрино с грунтом, будут выходить в атмосферу и генерировать ливни, распространяющиеся почти горизонтально. Такие ливни могут быть зарегистрированы наземными радиоантенными массивами.

Если большие наземные установки типа «Auger» дополнительно оборудовать антеннами, регистрирующими радиосигналы, то их способность регистрации событий с энергиями выше 10^{20} эВ значительно возрастет [169].

LOFAR (Low Frequency Array) — массив радиоприемных устройств, создаваемый для решения широкого круга астрофизических задач [31]. Среди них одно из важных мест занимает регистрация космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий по радиоизлучению каскадов частиц в атмосфере [170, 171]. Фазированный массив LOFAR можно также использовать и для наблюдения нейтрино с энергиями $E_\nu \geq 10^{21}$ эВ, взаимодействующих с лунным реголитом.

LOFAR оптимизирован для регистрации радиосигналов в частотном диапазоне 30–240 МГц. На первой стадии массив будет содержать 77 антенных станций, разнесенных на площади $3 \cdot 10^4$ км² [31]. Центральная часть массива находится в северо-восточной части Голландии и состоит из 32 станций, размещенных внутри области диаметром ~ 2 км. Каждая станция имеет две антенных системы: узкополосная работает в области 30–80 МГц, широкополосная — в области 110–240 МГц. Антенные системы строятся на базе диполей, угол зрения каждого из которых составляет $\sim \pi$ -ср. Диполи, объединенные в фазированный массив, образуют телескоп, который имеет возможность просматривать любую часть небесной сферы с угловым разрешением $\sim 1''$. Только центральная область LOFAR площадью 0,05 км² может обеспечить обзор полной поверхности Луны с чувствительностью в 25 раз выше, чем WSRT.

В настоящее время в Германии работает массив дипольных антенн LOPES (LOfar PrototupE Station) — инженерный прототип радиомассива LOFAR [172]. LOPES расположен на территории установки KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array Detector), регистрирующей широкие атмосферные ливни. По триггеру, выработанному KASCADE, в LOPES были зарегистрированы радиосигналы, соответствующие радиоимпульсам от ливней с зенитными углами $\theta \geq 70^\circ$, среди которых могут присутствовать и ливни, инициированные нейтрино. Однако при зенитных углах $\theta \geq 80^\circ$ чувстви-

ность KASCADE резко падает, что приводит к некорректному триггеру. В отличие от ливневых установок, детекторы, использующие радиометод, могут регистрировать такие события. Для этого необходимо создать протяженный наземный массив радиоантенн (типа LOFAR), в котором будет возможно надежно определить расстояние до местоположения максимума ливня.

3.4. Подводные акустические детекторы для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий. В настоящее время все большее применение находит акустический метод регистрации нейтрино сверхвысокой энергии. Идея регистрации акустических сигналов, возникающих при взаимодействии частиц в водном объеме, была впервые предложена Аскарьяном [173] и развита применительно к проекту DUMAND [174]. В результате взаимодействия высокоэнергичной частицы происходит локальный разогрев и расширение окружающей точку взаимодействия объема воды, сопровождаемые излучением звуковой волны. Эта волна распространяется когерентно в плоскости, перпендикулярной оси ливня (рис. 20), и может быть зарегистрирована акустическими детекторами [175].

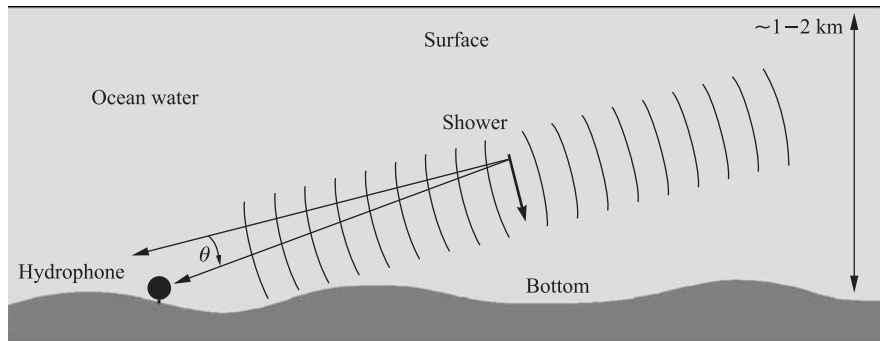


Рис. 20. Концепция регистрации акустических сигналов, возникающих при взаимодействии нейтрино в воде [175]

В качестве мишени для взаимодействия рассматриваются различные среды, в которых длина поглощения акустической волны составляет несколько километров: океанская вода, антарктический лед и соляные шахты. По сути, это те же среды, которые используются для оптической и радиорегистрации нейтринных взаимодействий. Поэтому акустические детекторы могут использоваться совместно с работающими и создаваемыми подводными нейтринными телескопами, а также радиомассивами во льду и соляных шахтах.

Несколько лет назад рассматривалась возможность использования для регистрации высокоэнергичных нейтрино специализированных массивов приемников акустических сигналов, уже созданных вблизи мест базирования под-

водных лодок [175, 176]. В работе [176] предложено использовать гидроакустический массив, состоящий из 2400 гидрофонов, находящийся вблизи Камчатки. Этот проект получил название SADKO (Sea Acoustic Detector of Cosmic Object). Его чувствительный объем для регистрации каскадов с энергиями $\sim 10^{20}$ – 10^{21} эВ оценивается в 100 км^3 . В другом проекте — AUTEC (Atlantic Undersea Test and Evaluation Center of the US Navy) — предложено использовать аналогичный массив в Атлантическом океане, вблизи побережья Флориды [175]. Он расположен на глубинах 1400–1600 м и с высокой плотностью гидрофонных приемников покрывает площадь $\sim 250 \text{ км}^2$.

Среди реализованных проектов по наблюдению акустических сигналов, характерных для взаимодействий высокоэнергичных нейтрино, следует отметить эксперимент SAUND (Study of Acoustic Ultra-high energy Neutrino Detection) [177, 178]. Массив расположен вблизи Багамских островов на глубине ~ 1600 м и содержит семь гидрофонов. Тригируемые сигналы, превышающие отношение сигнал/шум, записывались в течение 195 сут. В результате анализа структуры сигналов не было выявлено событий, которые могли бы быть связаны с взаимодействиями нейтрино.

Первые результаты использования акустических гидрофонов, расположенных на глубине 5 м и на расстоянии 90 м от центра байкальского нейтринного детектора, представлены в работе [179]. Наблюдались характерные биполярные акустические сигналы длительностью около 150 мкс, коррелированные во времени со сцинтилляционным триггером. В настоящее время началось оснащение акустическими детекторами и нейтринных телескопов ANTARES [109], NEMO [112], IceCube [180]. Использование двух независимых методов регистрации нейтринного взаимодействия значительно повышает надежность выделения редких полезных событий из фона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Огромный интерес к созданию грандиозных нейтринных детекторов связан с перспективой получения уникальной информации, лежащей на стыке астрофизики высоких энергий и физики частиц. Даже при энергиях, приближающихся к масштабам Великого объединения, Вселенная в значительной мере прозрачна для нейтрино. Измерение спектров нейтрино, приходящих от источников, расположенных на границе наблюдаемой Вселенной, исключительно важны для определения предельных энергий, которые могут генерироваться в Природе. Нейтрино сверхвысоких энергий не только откроют новый канал в исследовании Вселенной, но и станут уникальным инструментом для изучения взаимодействий частиц на энергетическом масштабе, намного превосходящем энергии существующих и даже проектируемых ускорителей. Возможно, что происхождение нейтрино сверхвысоких энергий напрямую связано с проявлениями физики за пределами Стандартной модели. Таким обра-

зом, регистрация нейтрино, которые могут доходить до нас от отдаленных источников, будет служить ценным инструментом для изучения астрофизики высоких энергий и одновременно физики микромира.

В настоящее время экспериментальные данные относительно истинной величины потоков астрофизических нейтрино отсутствуют, и можно говорить только об оценках потоков, основанных на различных теоретических схемах. Множество ускорительных «bottom-up»-моделей и распадных «top-down»-сценариев, в которых образуются нейтрино с различным энергетическим спектром, определяет необходимость создания разнообразных нейтринных детекторов, перекрывающих энергетический диапазон $10^{14} \leq E_\nu \leq 10^{24}$ эВ. Для регистрации космических нейтрино с энергиями от 10^{14} до 10^{18} эВ строятся подводные и подледные нейтринные телескопы с эффективным объемом около 1 км^3 . Развивающиеся глубоко в атмосфере ливни, которые инициированы нейтрино с энергиями до 10^{20} эВ, могут быть обнаружены наземными установками ШАЛ гигантских размеров и оптическими телескопами нового поколения. Для регистрации нейтринных ливней с энергиями, достигающими $5 \cdot 10^{21}$ эВ, проектируются оптические телескопы, которые предполагается разместить на спутниках или орбитальных станциях и вести наблюдения за образованием горизонтальных ливней в земной атмосфере из космоса. Чтобы обнаружить нейтрино предельно высоких энергий (до $10^{24} - 10^{25}$ эВ), необходимо использовать новые методы их регистрации. В последние годы получил развитие радиометод, в котором для регистрации каскадов частиц используется когерентное черенковское радиоизлучение. Этот метод положен в основу экспериментов и проектов по регистрации нейтрино ультравысоких энергий в таких радиопрозрачных природных средах, как ледяные щиты Антарктиды и Гренландии, соляные купола и лунный реголит. Эти же среды могут быть использованы для создания в них массивов акустических детекторов. Особый интерес представляет создание комбинированных детекторов, состоящих из традиционного нейтринного телескопа в водном или ледяном объеме, дополненного массивами акустических сенсоров и (для ледяной мишени) радиоресиверов, замороженных в лед.

В таблице представлены основные характеристики экспериментов нового поколения по наблюдению астрофизических нейтрино. Несмотря на огромные объемы мишеней, применение передовых технологий и конструктивных решений, а также использование новых принципов и методов обнаружения взаимодействий, общая ожидаемая статистика регистрируемых в экспериментах нейтрино невелика. Однако обнаружение даже нескольких нейтрино астрофизического происхождения положит начало исследованию Вселенной в «нейтринном» свете. Можно надеяться, что это произойдет в ближайшие годы.

Автор благодарен В. А. Цареву за обсуждения многих затронутых в обзоре вопросов и ряд ценных замечаний.

Основные характеристики экспериментов по наблюдению астрофизических нейтрино

Эксперимент, литература	Мишень, плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^3$	Детектор	Эффективный объем мишени, $\text{км}^3 \cdot \text{ср}$	Время экспозиции, с/год	Диапазон энергий, эВ	Число регистрируемых нейтрино из космического потока
Vaikal- km^3 [108]	Вода, 1	Нейтринный телескоп	~ 1	$3 \cdot 10^7$	$10^{14} - 10^{18}$	~ 1
ANTARES [181]	Вода, 1	Нейтринный телескоп	~ 1	$3 \cdot 10^7$	$10^{14} - 10^{18}$	~ 1
NESTOR [181]	Вода, 1	Нейтринный телескоп	~ 1	$3 \cdot 10^7$	$10^{14} - 10^{18}$	~ 1
NEMO [181]	Вода, 1	Нейтринный телескоп	~ 1	$3 \cdot 10^7$	$10^{14} - 10^{18}$	~ 1
IceCube [182]	Лед, 0,9	Нейтринный телескоп	~ 1	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{14} - 10^{18}$	~ 1
IceCube + радионейтринные и акустические детекторы [183]	Лед, 0,9	Нейтринный телескоп, дополненный массивами радиоприемных устройств и акустических сенсоров	$\sim 10^2$	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{14} - 10^{25}$	~ 10
Auger [129]	Атмосфера, 10^{-3}	Два массива черенковских детекторов, в каждом из которых — четыре оптических установки из шести независимых телескопов	$\sim 1,3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^7$	$10^{17} - 2 \cdot 10^{20}$	~ 1
Telescope Array [27]	Атмосфера, 10^{-3}	Массив сцинтилляционных детекторов и три оптических телескопа	$\sim 10^3$	$2 \cdot 10^6$	$10^{17} - 10^{20}$	≤ 1
EUSO [136]	Атмосфера, 10^{-3}	Оптический телескоп на международной космической станции	$\sim 2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^{19} - 5 \cdot 10^{21}$	$\sim 1 - 10$

Продолжение табл.

Эксперимент, литература	Мишень, плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^3$	Детектор	Эффективный объем мишени, $\text{км}^3 \cdot \text{ср}$	Время экспозиции, с/год	Диапазон энергий, эВ	Число регистрируемых нейтрино из космического потока
OWL [30]	Атмосфера, 10^{-3}	Стереоскопическая система оптических телескопов на двух спутниках	$\sim 2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$	$10^{19} - 10^{22}$	$\sim 1 - 10$
RICE [154]	Лед, 0,9	Массив дипольных радиоантенн, замороженных в лед	~ 10	$3 \cdot 10^7$	$10^{18} - 10^{21}$	< 1
AURA [156]	Лед, 0,9	Массив дипольных радиоантенн, замороженных в лед	$\sim 10^3$	$3 \cdot 10^7$	$10^{18} - 10^{21}$	~ 10
ARIANNA [34]	Лед, вода, 0,9–1	Массив дипольных антенн, расположенных на поверхности льда и в толще ледяного шельфа	$\sim 3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^7$	$10^{17} - 10^{20}$	~ 40
ANITA [35]	Лед, 0,9	Радиопринимающая система, состоящая из кластеров рупорных антенн, находящаяся на высотном аэростате	$\sim 9 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^6$ (полная экспозиция)	$10^{18} - 10^{21}$	~ 2
WSRT [39]	Лунный реголит, 1,7	Наземный массив из 14 радиотелескопов	$\sim 2 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^6$ (полная экспозиция)	$5 \cdot 10^{21} - 10^{23}$	< 1
SKA [165]	Лунный реголит, 1,7	Наземный массив из 10^4 радиотелескопов	$\sim 2 \cdot 10^5$		$5 \cdot 10^{18} - 10^{23}$	~ 20

Окончание табл.

Эксперимент, литература	Мишень, плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^3$	Детектор	Эффектив- ный объем мишени, $\text{км}^3 \cdot \text{ср}$	Время экспозиции, с/год	Диапазон энергий, эВ	Число регист- рируемых нейтрино из космоген- ного потока
LORD [41, 166]	Лунный ре- голит, 1,7	Антенная система на около- лунном спутнике	$\sim 10^3$	$3 \cdot 10^7$	$10^{18} - 10^{24}$	~ 10
SALSA [36]	Соль, 2,2	Подземный массив диполь- ных радиоантенн	$\sim 5 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^7$	$10^{16} - 5 \cdot 10^{21}$	~ 10
LOFAR [170]	Атмосфера, 10^{-3} ; лунный ре- голит, 1,7	Наземный фазированный массив дипольных радио- антенн	10^3	$2,5 \cdot 10^6$ (полная экспозиция)	$10^{21} - 10^{24}$	~ 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Davis R., Harmer D. S., Hoffman K. S.* // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1205.
2. *Hirata K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1490.
3. *Дэвис Р.* // УФН. 2004. Т. 174, №4. С. 408.
4. *Кошиба М.* // Там же. С. 418.
5. *Герштейн С. С., Кузнецов Е. Н., Рябов В. А.* // УФН. 1997. Т. 167, №8. С. 811.
6. *Рябов В. А.* // ЭЧАЯ. 2003. Т. 34, вып. 5. С. 1257.
7. *Yuksel H., Veacom J. F.* // Phys. Rev. D. (submitted); astro-ph/0702613.
8. *Рябов В. А.* // УФН. 2006. Т. 176, №9. С. 931.
9. *Piran T.* // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 1143; astro-ph/0405503.
10. *Maraschi L., Tavacchio F.* // Astrophys. J. 2003. V. 593. P. 667; astro-ph/0205252.
11. *Rachen J., Meszaros P.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 123005; hep-ph/9802280.
12. *Bednarek W., Burgio G. F., Montaruli T.* // New Astron. Rev. 2005. V. 49. P. 1; astro-ph/0404534.
13. *Atkins R. et al.* // Astrophys. J. 2005. V. 630. P. 996; astro-ph/0503270.
14. *Aharonian F. et al.* // Astron. Astrophys. 2004. V. 421. P. 529; astro-ph/0401301.
15. *Holder J. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 25. P. 391; astro-ph/0604119.
16. *Enomoto R. et al.* // Astrophys. J. 2006. V. 638. P. 397; astro-ph/0510300.
17. *Aharonian F. et al.* // Astron. Astrophys. 2005. V. 441. P. 465; astro-ph/0507207.
18. *Bhattacharjee P., Hill C., Schramm D.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 567.
19. *Engel R., Secke D. L., Stanev T.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 093010; astro-ph/0101216.
20. *Balkanov V. et al.* // ЯФ. 2000. Т. 63, №6. С. 1027; astro-ph/0001151.
21. *Ahrens J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 251101; astro-ph/0309585.
22. *Aguilar J. A. et al.* // Astropart. Phys. 2005. V. 23. P. 131; astro-ph/0412126.
23. *Aggouras G. et al.* // Ibid. P. 377.
24. *Amore I. et al.* // ПЖРА. 2007. V. 22, No. 21. P. 3509; arXiv: 0709.3991.
25. *Katz U. F.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 457; astro-ph/0606068.
26. *Ahrens J. et al.* // Astropart. Phys. 2004. V. 20. P. 507; astro-ph/0305196.
27. *Sasaki M. et al.* // Astropart. Phys. 2003. V. 19. P. 37; astro-ph/0204167.
28. *Abraham J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 523. P. 50.
29. *Gorodetzky P. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2006. V. 151. P. 401; astro-ph/0502187.
30. *Stecker F. W. et al.* // Nucl. Phys. B. 2004. V. 136C. P. 433; astro-ph/0408162.

31. *Falcke H. et al.* // Highlights of Astron. V. 14. P. 119; astro-ph/0610652.
32. *Lehtinen N. et al.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 013008; astro-ph/0309656.
33. *Kravchenko I. et al.* // Astropart. Phys. 2003. V. 19. P. 15; astro-ph/0112372.
34. *Barwick S. W.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P. 1163.
35. *Barwick S. W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 171101; astro-ph/0512265.
36. *Gorham P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 490. P. 476; hep-ex/0108027.
37. *Hankins T. H., Ekers R. D., O'Sullivan J. D.* // MN-RAS. 1996. V. 283. P. 1027.
38. *Gorham P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 041101; astro-ph/0310232.
39. *Scholten O. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 219; astro-ph/0609179.
40. *Falcke H., Gorham P., Protheroe R. J.* // New Astron. Rev. 2004. V. 48. P. 1487; astro-ph/0409229.
41. *Гусев Г. А. и др.* // Косм. исслед. 2006. Т. 44, № 1. С. 1.
42. *Гусев Г. А. и др.* // Докл. РАН. 2006. Т. 406, № 3. С. 327.
43. *Waxman E., Bahcall J.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 023002; hep-ph/9807282.
44. *Waxman E., Bahcall J.* // Phys. Rev. D. 2001. P. 64. P. 023002; hep-ph/9902383.
45. *Mannheim K., Protheroe R., Rachen J.* // Ibid. V. 63. P. 023003; astro-ph/9812398.
46. *Blandford R. D.* // Phys. Scripta. 2000. V. 85. P. 19; astro-ph/9906026.
47. *Greizen K.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 748.
48. *Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А.* // Письма ЖЭТФ. 1966. V. 4. P. 114.
49. *Waxman E., Bahcall J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2292; astro-ph/9701231.
50. *Vietri M.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 3690; astro-ph/9802241.
51. *Razzaque S., Meszaros P., Waxman E.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 241103; astro-ph/0212536.
52. *Guetta D. et al.* // Astropart. Phys. 2004. V. 20. P. 429; astro-ph/0302524.
53. *Wick S., Dermer C., Atoyan A.* // Ibid. V. 21. P. 125; astro-ph/0310667.
54. *Stecker F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2697; V. 69. P. 2738.
55. *Mannheim K.* // Astropart. Phys. 1995. V. 3. P. 295.
56. *Halzen F., Zas E.* // Astrophys. J. 1997. V. 488. P. 669; astro-ph/9702193.
57. *Mucke A., Protheroe R.* // Astropart. Phys. 2001. V. 15. P. 121; astro-ph/0004052.
58. *Atoyan A., Dermer C. D.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 221102; astro-ph/0108053.
59. *Semikoz D., Sigl G.* // JCAP. 2004. V. 0404. P. 003; hep-ph/0309328.
60. *Alvarez-Muniz J., Halzen F.* // Astrophys. J. 2002. V. 576. P. 33; astro-ph/0205408.
61. *Zhang B. et al.* // Astrophys. J. 2003. V. 595. P. 346; astro-ph/0210382.
62. *Distefano C. et al.* // Astrophys. J. 2002. V. 575. P. 378; astro-ph/0202200.

63. *Bhattacharjee P., Hill C., Schramm D.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 567.
64. *Aloisio R., Berezinsky V., Kachelriess M.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 094023; hep-ph/0307279.
65. *Bhattacharjee P., Sigl G.* // Phys. Rep. 2000. V. 327. P. 109; astro-ph/9811011.
66. *Sigl G. et al.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 043504; hep-ph/9809242.
67. *Berezinsky V., Kachelriess M.* // Phys. Rev. 2001. V. 63. P. 034007; hep-ph/0009053.
68. *Kalashov O. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 103003; hep-ph/0112351.
69. *Kalashov O. et al.* // Ibid. V. 66. P. 063004; hep-ph/0205050.
70. *Barbot C. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 555. P. 22; hep-ph/0205230.
71. *Yoshida S. et al.* // Astrophys. J. 1997. V. 479. P. 547; hep-ph/9608186.
72. *Stanev T. et al.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 093005; astro-ph/0003484.
73. *Engel R., Seckel D., Stanev T.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 093010; astro-ph/0101216.
74. *Fodor Z. et al.* // JCAP. 2003. V. 0311. P. 015; hep-ph/0309171.
75. *Волкова Л. В.* // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 784.
76. *Gaisser T., Honda M.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2002. V. 52. P. 153; hep-ph/0203272.
77. *Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.* // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 313.
78. *Beacom J., Candia J.* // JCAP. 2004. V. 0411. P. 009; hep-ph/0409046.
79. *Dicus D., Repco W.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 569; hep-ph/9703210.
80. *Masso E., Rota F.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 488. P. 326; hep-ph/0006228.
81. *Seckel D.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 900; hep-ph/9709290.
82. *Fagrion D., Mele B., Salis A.* // Astrophys. J. 1999. V. 517. P. 725; astro-ph/9710029.
83. *Weiler T.* // Astropart. Phys. 1999. V. 11. P. 303; hep-ph/9710431.
84. *Yoshida S., Sigl G., Lee S.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5505; hep-ph/9808324.
85. *Fodor Z., Katz S., Ringwald A.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 171101; hep-ph/0105064.
86. *Athar H., Jezabek M., Yasuda O.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 103007; hep-ph/0005104.
87. *Athar H.* // Astropart. Phys. 2000. V. 14. P. 217; hep-ph/0004191.
88. *Tzanov M. et al.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 012008; hep-ex/0509010.
89. *Chekanov S. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 42. P. 1; hep-ph/0503274.
90. *Gluck M., Kretzer S., Reya E.* // Astropart. Phys. 1999. V. 11. P. 327; astro-ph/9809273.
91. *Gandhi R. et al.* // Astropart. Phys. 1996. V. 5. P. 81; hep-ph/9512364.
92. *Gandhi R. et al.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 093009; hep-ph/9807264.

93. *Kwiecinski J., Martin A., Stasto A. M.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 093002; astro-ph/9812262.
94. *Kwiecinski J., Martin A., Stasto A. M.* // Acta Phys. Polon. B. 2000. V. 31. P. 1273; hep-ph/0004109.
95. *Machado M.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 114009; hep-ph/0503058.
96. *Markov M. A.* // Proc. of the 10th Intern. Conf. on High-Energy Physics, Rochester, 1960. P. 579.
97. *Markov M. A., Zheleznykh I. M.* // Nucl. Phys. 1961. V. 27. P. 385.
98. *Babson J. et al.* // Phys. Rev. D. 1990. V. 43. P. 3613.
99. *Roberts A.* // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 259.
100. *Beacom J., Crotty P., Kolb E.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 021302; astro-ph/0111482.
101. *Gaisser T., Halzen F., Stanev T.* // Phys. Rep. 1995. V. 258. P. 173; hep-ph/9410384.
102. *Jones J. et al.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 033004; hep-ph/0308042.
103. *Learned J., Pakvasa S.* // Astropart. Phys. 1995. V. 3. P. 267; hep-ph/9405296.
104. *Athar H., Parente G., Zas E.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 093010; hep-ph/0006123.
105. *Beacom J. et al.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 093005; hep-ph/0307025.
106. *Aynutdinov V. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 25. P. 140; astro-ph/0508675.
107. *Aynutdinov V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 423; astro-ph/0609711.
108. *Antipin K. et al.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P. 1084.
109. *Aguilar J. A. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 314; astro-ph/0606229.
110. *Aggouras G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 552. P. 420.
111. *Coniglione R.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 489; astro-ph/0605068.
112. *Tauti M.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P. 0856.
113. *Ahrens J. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 012005; astro-ph/0205109.
114. *Achterberg A. et al.* // Phys. Rev. D (submitted); arXiv: 0705.1315.
115. *Gaisser T.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P. 0758.
116. *Achterberg A. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 155; astro-ph/0604450.
117. *Berezinsky V., Smirnov A.* // Astrophys. Space Sci. 1975. V. 32. P. 461.
118. *Ave M. et al.* // Astropart. Phys. 2000. V. 14. P. 109; astro-ph/0003011.
119. *Ave M., Vazquez R., Zas E.* // Ibid. P. 91; astro-ph/0011490.
120. *Anchordoqui L. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 103002; hep-ph/0207139.

121. *Anchordoqui L. et al.* // JCAP. 2005. V.0506. P.013; hep-ph/0410136.
122. *Fargion D.* // Astrophys. J. 2002. V. 570. P. 909; astro-ph/0002453.
123. *Feng J.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 161102; hep-ph/0105067.
124. *Fargion D. et al.* // Astrophys. J. 2004. V. 613. P. 1285; hep-ph/0305128.
125. *Aramo C. et al.* // Astropart. Phys. 2005. V. 23. P. 65; astro-ph/0407638.
126. *Fargion D.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2006. V. 57. P. 384; astro-ph/0511597.
127. *Shellard R. C.* // Braz. J. Phys. 2006. V. 36, No.36A; astro-ph/0609060.
128. *Abraham J. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 155; astro-ph/0606619.
129. *Capelle K. et al.* // Astropart. Phys. 1998. V. 8. P. 321; astro-ph/9801313.
130. *Alvarez-Muñiz J.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P.0607.
131. *Bertou X. et al.* // Astropart. Phys. 2002. V. 17. P. 183; astro-ph/0104452.
132. *Blanch Bigas O.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P.0603; arXiv: 0706.1658.
133. *Kasahara K. et al.* // Ibid. P.0955.
134. *Cao Z. et al.* // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. 571; astro-ph/0411677.
135. *Liu T., Huang M.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P.0815.
136. *Takahashi Y.* // Ibid. P.1227.
137. *Царев В. А.* // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, вып. 1. С. 187.
138. *Tsarev V. A.* // J. Rad. Phys. Phys. Chem. 2006. V. 75. P. 805.
139. *Аскарьян Г. А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 616.
140. *Zas E., Halzen F., Stanev T.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 362.
141. *Alvarez-Muñiz J., Zas E.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 411. P. 218; astro-ph/9706064.
142. *Alvarez-Muñiz J., Zas E.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 396; astro-ph/9806098.
143. *Alvarez-Muñiz J., Vázquez R., Zas E.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 023001; astro-ph/9901278.
144. *Alvarez-Muñiz J., Vázquez R., Zas E.* // Ibid. V. 62. P. 063001; astro-ph/0003315.
145. *Gorham P. et al.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 8590; hep-ex/0004007.
146. *Saltzberg D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2802; hep-ex/0011001.
147. *Gorham P. et al.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 023002; astro-ph/0412128.
148. *Auffenberg J. et al.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P.0293.
149. *Van der Berg A. M.* // Ibid. P.0176.
150. *Markov M., Zheleznykh I.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 248. P. 242.

151. aether.lbl.gov/www/projects/neutrino/rand/rand.html
152. *Provorov A. L., Zheleznykh I. M.* // *Astropart. Phys.* 1955. V. 4. P. 55.
153. *Kravchenko I. et al.* // *Astropart. Phys.* 2003. V. 20. P. 195; astro-ph/0206371.
154. *Kravchenko I. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 082002; astro-ph/0601148.
155. *Besson D. et al.* // *Astropart. Phys.* 2007. V. 26. P. 367; astro-ph/0605480.
156. *Landsman H., Ruskman L., Varner G.* // *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007.* P. 1155.
157. *Wu F., Nam J.* // *Ibid.* P. 1111.
158. *Palladino K. et al.* // *Ibid.* P. 1095.
159. *Аскарьян Г.А.* // *ЖЭТФ.* 1965. Т. 48. С. 988.
160. *Дагкесаманский Р.Д., Железных И.М.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. Т. 50, вып. 5. С. 233.
161. *Dagkesamanskii R. D., Bergman J., Thide B. D.* // *Proc. of the First Intern. Workshop on Radio Detection of High-Energy Particles (RADNEP 2000) / Ed. D. Saltzberg, P. Gorham.*
162. *Stal O. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 071103; astro-ph/0604199.
163. *James C. W., Crocker R. M., Ekers R. D.* // *MNRAS* (submitted); astro-ph/0702619.
164. *Scholten O. et al.* // *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007.* P. 0063.
165. *McFadden R. et al.* // *Ibid.* P. 0434.
166. *Гусев Г.А. и др.* // *Матем. моделирование.* 2007 (в печати).
167. *Гусев Г.А., Кроть И.А., Царев В.А.* // *Краткие сообщ. по физике ФИАН.* 2007. № 12. С. 3.
168. *Гусев Г.А., Кроть И.А., Царев В.А.* // *Там же.* С. 12.
169. *Suprun D., Gorham P., Rosner J.* // *Astropart. Phys.* 2003. V. 20. P. 157; astro-ph/0211273.
170. *Falcke H., Gorham P.* // *Astropart. Phys.* 2003. V. 19. P. 477; astro-ph/0207226.
171. *Rottgering H.* // *New Astron. Rev.* 2003. V. 47. P. 405; astro-ph/0309537.
172. *Petrovic J. et al.* // *A&A* (submitted); astro-ph/0611225.
173. *Askarjan G.* // *Sov. J. At. Energy.* 1957. V. 3. P. 921.
174. *Learned J.* // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 19. P. 3293.
175. *Lehtinen N. et al.* // *Astropart. Phys.* 2002. V. 17. P. 279; astro-ph/0104033.
176. *Dedenko L. et al.* astro-ph/9705189.
177. *Vandenbroucke J., Gratta G., Lehtinen N.* // *Astrophys. J.* 2005. V. 621. P. 301; astro-ph/0406105.
178. *Vandenbroucke J.* // *Proc. of the 2nd TeV Particle Astrophys. Conf., Madison, Aug. 28–31, 2006; J. Phys.* 2007. Conf. Ser. 60. P. 101; astro-ph/0611503.

179. *Domogatsky G.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2000. V.91. P. 438; astro-ph/0011313.
180. *Boser S. et al.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007. P. 1282.
181. *Cuoco A., Mangano G., Miele G.* // JCAP. 2007. V.0702. P.007; astro-ph/0609241.
182. *Halzen F., Hooper D.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V.97. P. 099901; astro-ph/0605103.
183. *Besson D., Boser S., Nahnauer R.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2006. V. 21S1. P. 259; astro-ph/0512604.