

## ДАЛЬНИЕ НЕЙТРИНО. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

*В. А. Царев, В. А. Чечин*

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Нейтринные пучки тэвных энергий ускорителей следующего поколения открывают возможность проведения геофизических исследований. В обзоре приведены оценки характеристик нейтринных пучков кольцевых ускорителей протонов и линейных ускорителей пионов. Рассмотрена генерация «сопровождающих» мюонов, акустического и радиоизлучений, возникающих при прохождении нейтринных пучков через вещество. Обсуждаются возможности использования этих вторичных излучений для исследования строения Земли и поиска полезных ископаемых.

Neutrino beams with energy from the next generation of particle accelerators will offer an opportunity for geophysical research. Estimates are presented for neutrino beams from proton synchrotrons and pion linear accelerators. Production in matter by neutrino of the accompanying muons, acoustic and radio signals are considered. Some possibilities for utilization of these secondary radiations for the Earth exploration and geological research are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на ускорителях достигнут тераэлектрон-вольтный рубеж энергии ускоренных частиц, и на повестку дня встает вопрос о создании ускорителей следующего поколения. В Советском Союзе уже начато строительство протонного ускорителя на энергию 3 ТэВ. В Европе и США разрабатываются проекты ускорителей на 10 и 20 ТэВ. Можно ожидать, что в следующем десятилетии в мире будет работать один или несколько ускорителей в тераэлектрон-вольтной области энергий, которые позволят провести широкую программу фундаментальных исследований физики микромира. Вместе с тем нейтринные пучки таких ускорителей откроют чрезвычайно интересные возможности для прикладных и фундаментальных исследований в смежных областях науки, прежде всего связанных с изучением строения Земли. Здесь они могут, образно говоря, сыграть такую же роль, какую играет рентгеновское излучение в медицине.

В самых общих чертах схема получения и геофизического применения нейтринных пучков выглядит следующим образом (рис. 1). Первичные частицы, например протоны, выводятся из ускорителя и с помощью управляющих магнитов отклоняются в заданном направлении. Взаимодействуя с ядрами мишени, они рождают узкие

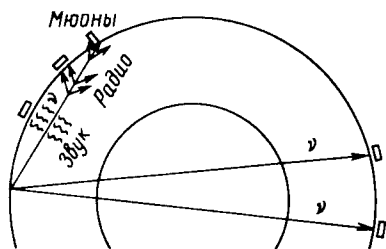


Рис. 1. Схема использования нейтринных пучков для геофизических исследований

пучки вторичных частиц, большинство из которых является нестабильными. Распады этих вторичных частиц приводят к генерации пучка нейтрино. Этот пучок проходит значительное расстояние в Земле. Расположенные на поверхности Земли, у места выхода пучка или вдоль его пути, детекторы регистрируют излучение, возникающее при взаимодействии нейтрино с веществом. В зависимости от поставленной задачи роль, которую играют нейтрино и вторичные излучения, может быть различной. В том случае, когда изучается внутреннее строение Земли, зондом являются сами нейтрино: поглощение, испытываемое нейтринным пучком, является мерой количества вещества на пути нейтрино. Вторичные излучения при этом служат для детектирования нейтринного пучка и измерения его характеристик. Если задача состоит в исследовании приповерхностного слоя земной коры, например, с целью поиска полезных ископаемых, то вторичные излучения сами служат зондом для таких исследований. Условия генерации и распространения этих излучений определяют полезную информацию о свойствах вещества в исследуемой области.

Очевидно, что практическая реализация геофизических исследований требует выполнения довольно противоречивых требований: проникающая способность нейтрино, лежащая в основе метода, должна сочетаться с достаточно сильным взаимодействием нейтринных пучков с веществом в объемах, характерных для рассматриваемой задачи, и с возможностью надежного детектирования нейтрино на больших расстояниях от источника. Эти условия могут быть выполнены для нейтринных пучков тераэлектрон-вольтных энергий. В самом деле, из сравнения диаметра Земли  $D_3 = 1,2 \times 10^4$  км и длины поглощения нейтрино в веществе Земли (при  $\bar{\rho} = 10$  г/см<sup>3</sup> \*  $\sigma(E_\nu) = 10^{-35}$  см<sup>2</sup>  $E_\nu$ )  $L_\nu \simeq \frac{1,7 \cdot 10^5}{E_\nu}$  км видно, что лишь при энергиях около 1 ТэВ или больше нейтрино заметно поглощаются в Земле и эффекты поглощения становятся доступными измерению \*\*. При тераэлектрон-вольтных энергиях нейтринные пуч-

\* Это значение выбрано из условия, что при прохождении пучка по диаметру Земли общая масса на пути пучка составляет  $\simeq 1,2 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>2</sup>. Напомним, что в среднем по объему земного шара  $\rho \simeq 5,5$  г/см<sup>3</sup>, тогда как плотность большинства поверхностных пород составляет  $\rho \simeq 2,5 \div 3$  г/см<sup>3</sup>. Здесь и в дальнейшем энергия выражена в ТэВ.

\*\* Для сравнения напомним, что для низкоэнергетических нейтрино, например, тех, которые испускаются при работе ядерного реактора, длина поглощения в Земле составляет световые недели.

ки ускорителей являются узкими, остронаправленными, что обеспечивает высокую плотность потока на оси пучка и создает условия для эффективной регистрации на больших расстояниях от ускорителя. Наконец, вторичные излучения, вызываемые нейтринными пучками тераэлектрон-вольтных энергий, оказываются достаточно интенсивными для их использования в геофизике. Ожидается, что мюонное и акустическое излучения могут быть использованы для поиска тяжелых руд, нефтяных и газовых месторождений на глубинах от сотен метров до нескольких километров. Таким образом, использование нейтринных пучков тераэлектрон-вольтных энергий может явиться уникальным методом проведения фундаментальных и прикладных исследований Земли, дополняющим традиционные геофизические методы.

Минимальные энергии ускорителей, требуемые для получения таких нейтринных пучков, зависят от типа ускорителя и находятся в пределах от нескольких единиц до нескольких десятков тераэлектрон-вольт, т. е. как раз в той области энергий, на которую проектируются ускорители следующего поколения. Что касается оптимальной энергии нейтрино для подобных исследований (т. е. энергии, при которой достигается оптимальное соотношение между поглощением и эффективностью регистрации), то она лежит существенно выше и будет доступна, вероятно, в более отдаленном будущем.

Физическую основу для рассматриваемых в настоящем обзоре приложений составляют результаты, полученные в экспериментах с ускорительными нейтрино и нейтрино от природных источников (атмосферных, солнечных, космических). Многие идеи, лежащие в основе «нейтринной геофизики», в значительной степени были разработаны в связи с проектом ДЮМАНД [1], инициированным работами М. А. Маркова и Г. Т. Зацепина. Вместе с тем с экспериментальной точки зрения постановка «геофизических» задач в целом ряде аспектов отличается от постановки нейтринных экспериментов с природными нейтрино или экспериментов, проводимых в лабораторных условиях на ускорителях. Поэтому авторы сочли целесообразным использовать специальный термин «дальние» нейтрино для обозначения нейтринных пучков, формируемых на ускорителях и детектируемых на больших расстояниях от них. Насколько известно авторам, впервые подобная постановка в связи с задачей изучения строения Земли рассматривалась в работах А. Плаччи и Е. Заваттини [2] и Л. В. Волковой и Г. Т. Зацепина [3] и затем в работах [4—8]. Применение дальних нейтрино для геологических исследований было предложено в работе А. Де Рухула, С. Глэшоу, Р. Вилсона и Г. Шарпака [6] и рассматривалось затем в [5, 7, 8]. Упомянем еще следующие работы, имеющие непосредственное отношение к рассматриваемой проблеме. Существенная роль «прямых» нейтрино при высоких энергиях была отмечена в [9—11]. В [5, 12, 13] было показано, что линейные ускорители пионов (и электронов) являются

весьма перспективными источниками нейтринных пучков для геофизических исследований. Возможность детектирования дальних нейтрино в атмосфере и околоземном пространстве обсуждалась в [14]. Спектры дальних нейтрино от различных источников были вычислены в [15, 16].

Основное содержание данного обзора составляет обсуждение вопросов, связанных с генерацией нейтринных пучков и их взаимодействием с веществом.

В разд. 1 рассмотрено формирование нейтринных пучков. Наряду с традиционной схемой получения нейтринных пучков на протонных циклических ускорителях, рассматриваются новые идеи, получившие развитие в последнее время и связанные с использованием линейных ускорителей пионов (и электронов). Как будет показано, эти ускорители оказываются очень эффективными источниками нейтринных пучков. Для различных схем формирования нейтринных пучков вычислены их энергетические и угловые распределения, которые используются в последующих главах. Численные оценки приводятся для будущих ускорителей ВЛЭПП, УНК и SSC, проекты которых существуют в настоящее время.

Раздел 2 посвящен обсуждению взаимодействия нейтринных пучков с веществом и генерации вторичных излучений. Рассмотрена общая картина взаимодействия и вычислена энергия, выделяющаяся при прохождении нейтринного пучка в веществе. Для различных видов нейтринного спектра найдены полные и дифференциальные потоки сопровождающих мюонов, термоакустический импульс и мощность радиоизлучения в различных частотных диапазонах, определяемых структурой пучков.

Раздел 3 содержит обсуждение геофизических приложений дальних нейтрино. Изложение в этой главе носит в значительной степени модельный характер и не имеет своей целью рассмотрение достаточно сложной и многообразной геофизической реальности. На данном этапе, когда еще только формируются основные идеи «нейтринной геофизики», представляется более уместным обсудить возможности различных методов на примере простых идеализированных моделей. Мы начнем с вопросов исследования строения Земли с помощью измерения поглощения нейтрино, прошедших через земной шар. Кратко обсуждается возможность проведения высокоточных геодезических измерений с помощью дальних нейтрино. Такие измерения могут быть интересны для изучения колебаний Земли, движения тектонических плит, предсказания землетрясений и т. п. Далее обсуждаются возможности поиска полезных ископаемых с помощью вторичных излучений от нейтринных пучков. Метод, основанный на детектировании сопровождающих мюонов, наиболее подходит для поиска месторождений, содержащих тяжелые элементы. Сигналом об этих месторождениях служит возмущение равновесного потока мюонов. Термоакустический сигнал, генерированный нейтринным пучком, удобен для исследования залегания слоев осадочных пород и поиска

месторождений углеводородов. Обсуждаются достоинства этого метода, отличающие его от традиционных способов сейсморазведки, и трудности, обусловленные малостью амплитуды сигнала.

## 1. ПУЧКИ НЕЙТРИНО УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**Ускорители.** Нейтринные пучки высокой энергии и интенсивности, необходимые для проведения геофизических исследований, могут быть получены на ускорителях следующего поколения. Наибольших энергий предполагается достичь на кольцевых протонных ускорителях. Традиционно представляется вполне естественным именно с этими ускорителями связывать надежды на получение пучков дальних нейтрино. Однако с рассматриваемой точки зрения протонные ускорители имеют существенный недостаток: превращение первичного протонного пучка в нейтринный через рождение нестабильных частиц (являющихся «родителями» нейтрино) сопровождается значительной деградацией энергии. В результате средняя энергия нейтрино  $\langle E_\nu \rangle$  оказывается в 15—20 раз меньше, чем энергия первичных протонов. Очень заманчиво было бы ускорить именно родительские частицы, но нестабильность этих частиц ( $\tau_\pi \sim \tau_K \sim 10^{-8}$  с) не дает возможности использовать для этого кольцевые ускорители, в которых ускорение происходит за много оборотов и требует значительного времени (при энергиях в десятки тераэлектрон-вольт — несколько минут). В этом отношении уникальные возможности могут дать линейные ускорители, в которых ускорение до полной энергии происходит за один пролет частицы. При этом если начальная энергия  $E_0$  инжектируемых частиц, например пионов, и темп ускорения  $dE/dl$  (т. е. приращение энергии на единице длины ускорителя) достаточно высоки, то доля частиц  $N/N_0$ , не успевающих распасться в процессе ускорения до полной энергии  $E$

$$N/N_0 = \exp \left\{ - \frac{m_\pi c^2 \ln(E/E_0)}{\tau_\pi c dE/dl} \right\}$$

может быть достаточно высока. Так, для пионов при  $E_0 = 0,1$  ТэВ,  $E = 1$  ТэВ,  $dE/dl = 100$  МэВ/м она составляет около 66 %. Пучок ускоренных пионов на выходе из ускорителя является моноэнергетическим и хорошо коллимированным. Средняя энергия нейтрино от распадов этих пионов  $\langle E_\nu \rangle \simeq 0,2E_\pi$ . Таким образом, в случае пионного ускорителя выигрыш по сравнению с протонным в соотношении  $\langle E_\nu \rangle$  и первичной энергии составляет около 4. В отличие от кольцевого, линейный ускоритель может работать с высокой частотой импульсов (10—100 Гц), что позволяет получать высокую среднюю интенсивность нейтринных пучков. Кроме того, нейтринный пучок от распада моноэнергетических строго коллимированных пионов обладает очень важным достоинством: в нем имеется однозначная связь угла вылета нейтрино с их энергией, что позволяет определять первоначальную энергию нейтрино с высокой точностью.

В случае первичных протонных пучков определение энергии нейтрино требует создания очень сложной и дорогостоящей системы «мечения» [17] и сопровождается существенной потерей в интенсивности нейтринного пучка. Для геофизических приложений, требующих перенацеливания нейтринного пучка, важным достоинством пионных ускорителей по сравнению с протонными (при равных  $\langle E_\nu \rangle$ ) является меньшая энергия первичного пучка, облегчающая его отклонение. (Отклонение вторичных пучков протонных ускорителей [18] осложняется их немонотонностью.) Кроме того, в линейных ускорителях можно использовать сгустки с очень высокой линейной плотностью частиц, что позволяет получать короткие банчи ( $\approx 0,5$  см) с числом частиц, достаточным для надежной регистрации импульса от отдельного нейтринного банча. Таким образом, линейные ускорители пионов (и каонов) являются весьма эффективными источниками пучков дальних нейтрино [5, 12].

В дальнейшем мы будем приводить численные оценки для трех проектируемых ускорителей, основные параметры которых даны в табл. 1.

Таблица 1. Основные параметры ускорителей

| Ускори-<br>тель     | Ускоряе-<br>мые<br>частицы | Энергия,<br>ТэВ                   | Число<br>частиц<br>в импуль-<br>се       | Интервал<br>между<br>импуль-<br>сами, с | Средняя<br>интенсив-<br>ность<br>первич-<br>ного<br>пучка, с <sup>-1</sup> | Длина<br>банча,<br>см | Число<br>бан-<br>чей             | Длина<br>уско-<br>рите-<br>ля,<br>км |
|---------------------|----------------------------|-----------------------------------|--|---|--|-----------------------|----------------------------------|--------------------------------------|
| ВЛЭПП I<br>ВЛЭПП II | $e^\pm, \mu^\pm$           | $2 \times 0,15$<br>$2 \times 0,5$ | $10^{12}$                                | 0,1                                     | $10^{13}$  | 0,5                   | 1                                | $2 \times 1,5$<br>$2 \times 5$       |
| УНК                 | $p$                        | 3                                 | $6 \cdot 10^{14}$                        | 80                                      | $7,5 \cdot 10^{12}$  | 30                    | $10^4$                           | 19                                   |
| SSC<br>SSC'         | $p$                        | 20                                | $1,3 \cdot 10^{14}$<br>$3 \cdot 10^{15}$ | 1000                                    | $1,3 \cdot 10^{11}$<br>$3 \cdot 10^{12}$                                   | 7                     | $9 \cdot 10^3$<br>$2 \cdot 10^5$ | 90                                   |

Ускорительно-накопительный комплекс (УНК) в Серпухове рассчитан на энергию 3 ТэВ [19].

На совещании по будущим ускорителям, проходившем в Токио в 1984 г., были представлены материалы, касающиеся проектируемого в США «сверхпроводящего суперколлайдера» (SSC) на энергию протонов 20 ТэВ [20]. Для определенности в табл. 1 приведены параметры одного из трех обсуждавшихся вариантов этого ускорителя. Заметим, что линейная плотность протонов в банчах для УНК и SSC одинакова и равна  $dN/dl = 2 \cdot 10^9$  см<sup>-1</sup>. Это значение является характерным для тераэлектрон-вольтовых протонных кольцевых уско-

рителей и вряд ли может быть существенно увеличено. Что касается полного числа частиц  $N_p$  в кольце, то, несмотря на значительно большую длину кольца  $\mathcal{L}$  ускорителя SSC, число  $N_p$  для него меньше, чем для УНК. Это связано с тем, что SSC оптимизирован на работу в режиме коллайдера. Можно надеяться, что при работе ускорителя SSC со стационарной мишенью значение  $N_p$  может быть значительно увеличено. Ориентируясь на коэффициент заполнения, планируемый для УНК, будем поэтому полагать для такого режима работы SSC  $N_p = 3 \cdot 10^{15}$ . (Время между циклами  $T$  может также измениться.) Этот вариант ускорителя будем обозначать SSC'.

Разработанный в Институте ядерной физики СО АН СССР проект ускорителя ВЛЭПП («Встречные линейные электрон-позитронные пучки») [21] предусматривает создание двух линейных ускорителей, «стреляющих» навстречу друг другу сгустками электронов и позитронов. Ускорители могут работать и в однопролетном режиме, ускоряя частицы до суммарной энергии двух ускорителей. Как было указано в [21], наряду с электронами в таком режиме могут ускоряться и пионы. При этом первая секция ( $\approx 100$  ТэВ) может быть использована для ускорения протонов. Рождаемые с их помощью пионы захватываются затем в режим ускорения и ускоряются до энергии  $E_\pi \approx 1$  ТэВ (в ВЛЭПП II). Мы не обсуждаем здесь проблем, связанных с эффективностью захвата в режим ускорения, предполагая, что инжектирующая система обеспечивает получение около  $10^{12}$  пионов в банче с частотой  $f = 10$  Гц.

Рассмотрим теперь нейтринные потоки от различных типов ускорителей. Строгие расчеты этих потоков, выполненные для существующих ускорителей, требуют учета многих факторов: условий генерации вторичных частиц в мишени, системы фокусировки вторичных частиц и их поглощения в распадном канале и т. п. Расчеты проводятся обычно методом Монте-Карло и весьма громоздки. Для оценок возможностей геофизического приложения дальних нейтрино от проектируемых ускорителей ниже в этом разделе приводятся простые модельные расчеты нейтринных пучков, не претендующие на большую точность. Реально, с учетом используемых упрощающих предположений и неопределенностей в проектах ускорителей и в физических параметрах при столь больших энергиях можно надеяться на справедливость приводимых ниже оценок лишь с точностью до порядка. Для обсуждаемых ниже приложений пучков дальних нейтрино в геофизике такая точность вполне достаточна.

**Нейтринные пучки пионных ускорителей.** Начнем с наиболее простого с точки зрения вычислений случая пионных ускорителей, дающих моноэнергетический коллимированный пучок пионов. Для определенности будем рассматривать положительные пионы, распадающиеся по двухчастичному каналу с испусканием нейтрино

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

Спектр нейтрино \* от одного распада имеет вид (при  $\theta_\nu \ll 1$ ,  $\gamma_\pi \gg 1$ ):

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} \right)_1 &\simeq \frac{\gamma_\pi^2 \delta [E_\nu - \eta_\pi E_\pi / (1 + \gamma_\pi^2 \theta_\nu^2)]}{\pi (1 + \gamma_\pi^2 \theta_\nu^2)^2}; \\ \left( \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right)_1 &\simeq \frac{1}{\eta_\pi E_\pi}; \quad 0 \leq E_\nu \leq \eta_\pi E_\pi; \\ \left( \frac{dN_\nu}{d\Omega_\nu} \right)_1 &\simeq \frac{\gamma_\pi^2}{\pi (1 + \gamma_\pi^2 \theta_\pi^2)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi c^2$ ;  $\eta_\pi = 1 - m_\mu^2 / m_\pi^2$ ;  $\theta_\nu$  — угол испускания нейтрино по отношению к импульсу пиона. Вероятность распада движущегося пиона определяется фактором  $\Phi(l, \gamma_\pi) = 1 - \exp(-l/l_\pi)$ , где  $l_\pi = \tau_\pi c \gamma_\pi \simeq 56$  км  $E_\pi$ ;  $l$  — длина распадного канала. При больших энергиях длина  $l_\pi$  становится очень большой, так что при  $l_\pi \gg l$  успевает распасться лишь небольшая доля пионов  $\Phi \simeq l/l_\pi$ . С учетом этого спектр нейтрино от  $N_\pi$  пионов, попадающих в распадный канал, равен

$$\frac{dN_\nu^\pi}{dE_\nu} = \frac{l N_\pi}{E_\pi^2} \frac{m_\pi c^2 w_\pi}{\tau_\pi c \eta_\pi} \simeq 0,042 \frac{l N_\pi}{E_\pi^2}, \quad (2)$$

где  $w_\pi$  — относительная вероятность двухчастичного распада. Здесь и ниже  $l$  выражено в км.

Как было отмечено в [13], линейные ускорители могут оказаться эффективными источниками пучков дальних нейтрино и в том случае, когда ускоряемыми частицами являются электроны. Последние могут быть конвертированы в фотоны с помощью «фотонной мишени» (т. е. за счет обратного комптон-эффекта). Этот способ хорошо известен [24] и апробирован на существующих электронных ускорителях, где он используется для получения моноэнергетических фотонных пучков. Метод становится особенно эффективным при высоких энергиях, поскольку максимальная энергия фотонов (соответствующая рассеянию фотона назад, т. е. в направлении первичного электрона)

$$E_\nu^{\max} = E_e (1 + m_e^2 c^4 / 4 E_e E_e^0)^{-1}$$

при  $E_e \gg \frac{m_e^2 c^4}{4 E_e^0}$  практически совпадает с энергией первичных электронов \*\* При этом энергетический спектр рассеянных фотонов почти

\* Везде в этом обзоре предполагается, что масса нейтрино равна нулю и осцилляции (т. е. превращение нейтрино одного типа в другой [22]) отсутствуют. Если будущие эксперименты подтвердят имеющиеся в настоящее время указания на отличие  $m_\nu$  от нуля [23] и обнаружат существование осцилляций, это может существенно повысить чувствительность некоторых геофизических нейтринных экспериментов [39].

\*\* Так для рубинового лазера с  $\lambda_0 = 694$  нм при  $E_e = 1$  ТэВ  $E_\nu^{\max} = 0,97 E_e$ .



целиком сосредоточен при  $E_\gamma = E_\gamma^{\text{макс}}$ . При использовании мощных лазерных или ондуляторных пучков фотонов можно ожидать достижения коэффициента конверсии  $\delta = N_\gamma/N_e$ , близкого к единице. Таким образом, вместо первичного пучка электронов можно получить моноэнергетический пучок фотонов с  $E_\gamma \simeq E_e$  и  $N_\gamma \simeq N_e$ .

Мы не будем здесь приводить вычислений нейтринных спектров, генерированных фотонами. Заметим только, что они могут быть проведены точно так же, как это делается ниже для протонных пучков. Единственное отличие состоит в замене инклюзивных сечений рождения  $\pi$ ,  $K$  и очарованных частиц в  $pN$ -взаимодействиях аналогичными сечениями фоторождения этих частиц.

**Нейтринные пучки протонных ускорителей.** В случае протонных ускорителей основным источником нейтрино являются двухчастичные распады  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, рождаемых на мишени первичным протонным пучком. Рождение вторичных частиц приводит к дополнительному уширению нейтринного пучка, обусловленному угловой расходимостью пучка вторичных частиц  $\langle \theta_\pi \rangle \simeq 3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\langle E_\pi \rangle} \simeq \simeq 10^{-3} \frac{1}{E_p}$ . Эту расходимость удается отчасти уменьшить с помощью фокусировки  $\pi$ - и  $K$ -мезонных пучков. При фокусировке происходит отбор по знаку заряда вторичных частиц. Поскольку

$$\sigma(p \rightarrow \pi^+) > \sigma(p \rightarrow \pi^-), \quad \sigma(p \rightarrow K^+) > \sigma(p \rightarrow K^-)$$

и нейтрино (от распадов  $\pi^+$  и  $K^+$ ) имеют большие сечения взаимодействия с нуклонами, чем антинейтрино (от распадов  $\pi^-$  и  $K^-$ ), будем в дальнейшем в основном рассматривать положительные мезоны (и, следовательно, пучки  $\nu_\mu$ , а не  $\bar{\nu}_\mu$ ). Количественно учет фокусировки обсуждался в [15]. Оценки показывают, что идеальная фокусировка увеличивает поток мюонов, сопровождающих нейтрино, на оси пучка по сравнению с тем, когда фокусировка отсутствует, примерно на порядок. В случае реальной фокусировки можно ожидать, что «эффективность фокусировки»  $\epsilon$  (т. е. отношение потока на оси пучка при данной фокусировке к потоку при идеальной фокусировке) составляет приблизительно 0,3. В дальнейшем все общие соотношения приводятся в предположении идеальной фокусировки вторичных  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов.

Вклад  $\pi^+$ -мезонов в спектр нейтрино от одного взаимодействия протона в мишени можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} = w_\pi \int \left( \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} \right)_1 F(p_\pi) \frac{dp_\pi}{E_\pi} \frac{l}{l_\pi}. \quad (3)$$

Здесь  $F(p_\pi)$  — инвариантный инклюзивный спектр  $\pi^+$ -мезонов. В дальнейшем при вычислении различных эффектов, вызываемых нейтрино, поток  $dN_\nu/dE_\nu$  будет интегрироваться со степенными функциями  $E_\nu$ . Как показано в [15, 16], основной вклад при этом дают импульсы пионов, соответствующие значению фейнмановской пере-

менной  $x = E_\pi/E_p \simeq 1/4$ . В этой области можно воспользоваться простой параметризацией инклюзивного спектра  $\pi$  (и  $K$ )-мезонов [25]:

$$F(p_\pi) = E_\pi \frac{dN_\pi}{dp_\pi} = \frac{C_\pi b_\pi^2 (1-x)^{n_\pi} \exp(-b_\pi p_\perp)}{2\pi\sigma_{\text{abs}}}, \quad (4)$$

где  $p_\perp = p_\pi \sin \theta_\pi$  — поперечный импульс пиона;  $\sigma_{\text{abs}}$  — сечение поглощения протонов.

Если имеет место скейлинг, то параметры  $b_\pi$  и  $n_\pi$  в (4) не зависят от энергии \*. Используя (1), (3) и (4), получаем

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{dN_\nu^\pi}{dE_\nu} \right)_1 &= \frac{C_\pi m_\pi c^2 l \omega_\pi}{\sigma_{\text{abs}} \tau_\pi c \eta_\pi E_p^2} \int_{x_{\text{мин}}}^1 \frac{(1-x)^{n_\pi} dx}{x^3}; \\ \left( \frac{dN_\nu^\pi}{d\Omega_\nu} \right)_1 &= \frac{C_\pi l \omega_\pi E_p}{\sigma_{\text{abs}} \tau_\pi c \pi m_\pi c^2} \int_0^1 \frac{(1-x)^{n_\pi} dx}{(1+x^2 \theta_\nu^2 E_p^2 / m_\pi^2 c^4)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

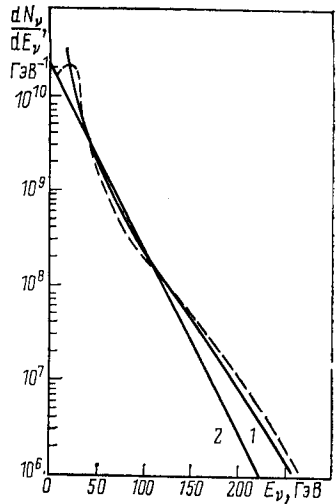
где  $x_{\text{мин}} = E_\nu / \eta_\pi E_p$  и явные выражения для интегралов приведены в [5].

Вклад  $K^+$ -мезонов получается из (3) — (5) с учетом очевидных переобозначений. Для нахождения полного спектра нейтрино от  $N_p$  протонов, падающих на мишень, нужно сложить вклады  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов и умножить их на  $N_p$  и эффективность мишени  $\kappa \simeq \simeq \sigma_{\text{abc}} n_M \mathcal{L}_M \exp(-\sigma_{\text{abc}} n_M \mathcal{L}_M)$ , где  $\mathcal{L}_M$  и  $n_M$  — длина и плотность нуклонов мишени. Необходимо, впрочем, отметить, что на мишенях, используемых на ускорителях для получения нейтринных пучков, происходит перерасеяние вторичных частиц, что заметно деформирует их спектр, особенно в низкоэнергетической области. На выход пионов оказывают также влияние ядерные эффекты в мишени и ее геометрия. Пионы малых энергий вообще не захватываются фокусирующей системой и попадают в защиту. В средней же части спектра пионов фокусировка приводит не к строго коллимированному пучку, а лишь к 5—10-кратному уменьшению углов вылета. Тем не менее использование для оценок формул (3) — (5), не учитывающих этих и ряда других усложнений, можно оправдать тем, что вычисленный по ним спектр  $dN_\nu/dE_\nu$  с разумным значением эффективности мишени  $\kappa \simeq 0,33$  достаточно хорошо описывает экспериментальный спектр ускорителя SPS Европейского центра ядерных исследований (рис. 2). Некоторое превышение расчетного спектра над экспериментальным в области малых энергий связано как с отмеченными выше обстоятельствами, так и с тем, что спектр ЦЕРН дает число нейтрино, падающих на детектор с ограниченными угловыми

\* Учет нарушения скейлинга приводит к уменьшению нейтринного потока на оси пучка не более чем на 20% [15].

Рис. 2. Нейтринный спектр протонного ускорителя:

1 — расчет с использованием (5); 2 — аппроксимация работы [6]; пунктир — экспериментальный спектр SPS



размерами, что занижает число нейтрино, особенно малых энергий. Это отличие не влияет на оценку, так как для вычисляемых ниже величин вклад пионов с  $x \leq 0,1$  мал. По этой же причине мы будем пользоваться разложением  $1 - \exp(-l/l_\pi) \simeq l/l_\pi$  даже в той области энергий  $E_\pi$ , где  $l/l_\pi \geq 1$ .

Приведем еще простую экспоненциальную параметризацию нейтринного спектра для протонных ускорителей, полученную в [6] с помощью аппроксимации и масштабно-инвариантного пересчета спектров существующих ускорителей ( $E_p \leq 0,4$  ТэВ) к более высоким энергиям (кривая 2 рис. 2):

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \simeq 0,34 \frac{N_p l}{E_p^2} \exp(-18E_\nu/E_p). \quad (6)$$

Спектр (6) можно использовать для оценок различных эффектов дальних нейтрино, не связанных с угловыми размерами нейтринного пучка. Для получения углового распределения нейтрино необходимо провести весьма неоднозначную процедуру выделения из полного спектра (6) вкладов  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов. Если же весь спектр (6) приписать распадам  $\pi^+$ , как это сделано в [6], то ширина энергодележения в нейтринном пучке  $\sigma$  оказывается заниженной примерно в 4–5 раз, так как угловое распределение нейтрино от пионов существенно уже, чем от каонов. (Соответственно завышается поток нейтрино на оси пучка.) Поскольку величина  $\sigma$  важна для дальнейших оценок, мы будем пользоваться спектрами (5) для пионов (и аналогичными соотношениями для каонов). Заметим, что в [6] использовались следующие предположения: а) число протонов  $N_p$  в кольце ускорителя линейно растет с энергией ускорителя:  $N_p = 10^{14} E_p$ ; б) длина распадного канала  $l$  также линейно увеличивается с ростом  $E_p$ :  $l = 0,75 \text{ км } E_p$ . Предположение а), по-видимому, достаточно реалистично, однако для привязки к конкретным ускорителям мы предпочитаем выписывать  $N_p$  явно. Что касается предположения б), то оно менее оправданно. В самом деле, трудно представить себе практически реализованным подвижный, наклонно опущенный вниз распадный канал длиной 15 км, требуемый согласно б) для  $E_p = 20$  ТэВ. Поэтому везде мы выписываем явно  $l$  и при численных оценках принимаем, как правило,  $l = 1$  км.

*Прямые нейтрино.* Как уже указывалось выше, длины распада  $\pi$ - и  $K$ -мезонов высоких энергий становятся очень большими и только очень малая их доля успевает распасться в распадном канале. В такой ситуации вклады других каналов генерации нейтрино могут оказаться существенными. Как отмечалось в [9, 10], для очарованных частиц, имеющих примерно на пять порядков более короткие, чем  $\pi$ - и  $K$ -мезоны, времена жизни (и большие массы), подобное подавление за счет распадного канала еще не имеет места. Так, например, для  $\Lambda_c^+$  с  $\tau_{\Lambda} \simeq 10^{-13}$  с при  $\langle E_{\nu} \rangle \simeq 0,4 E_p$ ,  $l_{\Lambda} \simeq 0,6 \text{ см } E_p$ .

Для получения спектра «прямых» нейтрино, генерированных в процессе рождения и распада очарованных частиц, будем использовать следующий инклюзивный спектр рождения очарованных частиц:

$$F(p_c) = \frac{\sigma_c}{\sigma_{\text{abs}}} (n_c + 1) x (1-x)^{n_c} f(p_{\perp}). \quad (7)$$

Угловые размеры пучка прямых нейтрино определяются в основном распадными углами, поэтому явный вид функции  $f(p_{\perp})$  не существен и приближенно можно пренебречь влиянием углового разброса при рождении очарованных частиц, что эквивалентно приближению идеальной фокусировки. Вычисление спектра прямых нейтрино можно провести аналогично тому, как это было сделано выше для распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Необходимо лишь учесть, что распады очарованных частиц с вылетом нейтрино в основном трехчастичные  $c \rightarrow \nu + (s + l)$  и инвариантная масса системы  $X = s + l$  не фиксирована. Используем нормированный инвариантный спектр распада очарованной частицы [26]:

$$\left( E_{\nu} \frac{dN_{\nu}}{dp_{\nu}} \right)_1 = \frac{g(s)}{\pi m_c^2 Q(\xi)}, \quad \xi \leq s \leq 1, \quad (8)$$

где  $g(s) = s^{-3} (s - \xi)^2 (1 - s) [2s^2 + s(1 + \xi) + 2\xi]$ ;  $\xi = m_0^2/m_c^2$ ;  $s = (p_c - p_{\nu})^2/m_c^2 = m_X^2/m_c^2$ ,  $Q(\xi) = \frac{1}{2}(1 - 8\xi + 8\xi^3 - \xi^4 - 12\xi^2 \ln \xi)$ ,  $m_c$  — масса очарованной частицы и  $m_0$  — минимальная инвариантная масса системы  $X$ . Спектр (8) можно представить в виде

$$\left( \frac{d^2 N_{\nu}}{dE_{\nu} d\Omega_{\nu}} \right)_1 = \int_{\xi}^1 \frac{\gamma_c^2 \delta \left( E_{\nu} - \frac{\eta_c E_c}{1 + \theta_{\nu}^2 \gamma_c^2} \right)}{\pi (1 + \theta_{\nu}^2 \gamma_c^2)^2} \left[ \frac{\eta_c g(s)}{Q(\xi)} \right] ds, \quad (9)$$

где  $\eta_c = 1 - s$ . Сравнивая выражения (9) и (1), видим, что трехчастичность распада очарованных частиц можно учесть, усредняя формулы для двухчастичных распадов (при фиксированном значении  $m_X$ , содержащемся только в  $\eta_c$ ) по нормированному распределению

$$w(s) = \frac{(1-s)g(s)}{Q(\xi)} ds \quad (\xi \leq s \leq 1). \quad (10)$$

Тогда, учитывая (5), получаем [10]:

$$\left(\frac{dN_\nu}{dE_\nu}\right)^c = \frac{\sigma_c w_c (n_c + 1)}{p} \int_{\xi}^1 \int_0^1 \frac{\theta(\eta_c E_c - E_\nu)}{\eta_c} \frac{(1-x)^{n_c} dx}{x} w(s) ds dx \quad (11)$$

и

$$\left(\frac{dN_\nu}{d\Omega_\nu}\right)_1^c = \frac{\sigma_c w_c (n_c + 1) E_p^2}{\sigma_{\text{abs}} \pi (m_c c^2)^2} \int_0^1 \frac{(1-x)^{n_c} x^2 dx}{(1+x^2 \delta_c)^2}, \quad (12)$$

где  $\delta_c = E_p^2 \theta_c^2 / (m_c c^2)^2$ . Заметим, что в силу безмассовости нейтрино угловое распределение прямых нейтрино не зависит от  $\eta_c$  и поэтому усреднение в (12) отсутствует. В дальнейшем, учитывая различные эффекты, обусловленные прямыми нейтрино, будем пользоваться указанным выше приемом усреднения. Кроме того, будем игнорировать адронную структуру рождающейся системы  $c\bar{c}$ , рассматривая распад чарма на кварковом уровне:  $c \rightarrow s + \mu + \nu$  и полагая  $m_c = 1,6$  ГэВ,  $m_0 = m_s = 0,5$  ГэВ. Используя (10), получим:  $\langle \eta_c^2 \rangle_w = 0,36$ ,  $\langle \eta_c \rangle_w = 0,58$ . Учет адронной структуры  $c\bar{c}$  сделан в [10. 16].

**Сравнение нейтринных спектров.** Приведем результаты численных расчетов нейтринных спектров, генерированных рассмотренными в этом разделе механизмами. В расчетах, наряду с табличными данными [27], использовались следующие значения параметров, характеризующих рождение вторичных частиц при взаимодействии протонов с ядрами мишени: а) рождение и распад  $\pi^+$  и  $K^+$ ;  $n_\pi = n_K = 3$ ;  $w_\pi = 1$ ,  $w_K = 0,63$ ;  $C_\pi/\sigma_{\text{abc}} = 0,78$ ,  $C_K/\sigma_{\text{abc}} = 0,075$ ; б) прямые нейтрино от распадов очарованных частиц, рождаемых в процессе  $pN \rightarrow c\bar{c}X$ ;  $n_c = 2$ ,  $w_c = 0,1$ ,  $\sigma_c/\sigma_{\text{abc}} = 3 \cdot 10^{-2}$  (при  $E_p = 20$  ТэВ).

На рис. 3 представлено сравнение нейтринных спектров от долгоживущих «родителей». Используя эти спектры, нетрудно убедиться, что в среднем каждый пион с  $E_\pi = 1$  ТэВ пионного ускорителя передаст нейтрино около 0,21 ТэВ энергии, тогда протон с энергией 3 ТэВ — только около 0,17 ТэВ. Таким образом пионный линейный ускоритель с  $E_\pi = 1$  ТэВ оказывается более эффективным для получения пучков нейтрино, чем трехтэвный протонный ускоритель при равном числе первичных частиц ( $N_\pi \simeq N_p$ ). Это число приблизительно одинаково для ВЛЭПП и УНК в расчете на цикл  $T \simeq 80$  с. (Для ВЛЭПП с  $N_\pi = 10^{12}$  пионов в банче и  $f = 10$  Гц  $N_\pi(T) \simeq 8 \cdot 10^{14}$ , для УНК  $N_p(T) \simeq 6 \cdot 10^{14}$ .)

На рис. 4 показаны спектры от распада  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов (при  $l = 1$  км) и спектр прямых нейтрино для протонного ускорителя с  $E_p = 20$  ТэВ. Видно, что при указанных условиях вклады  $\pi^+$ ,  $K^+$  и очарованных частиц в нейтринные спектры сопоставимы. При уменьшении длины распадного канала  $l$  вклады  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов падают и преобладающую роль начинают играть прямые нейтрино. Основным практический вывод, который следует отсюда, состоит

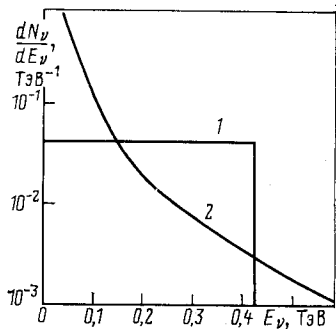


Рис. 3. Нейтринные спектры (на одну первичную частицу) пионного (кривая 1,  $E_\pi = 1$  ТэВ) и протонного (кривая 2,  $E_p = 3$  ТэВ,  $\kappa = 0,33$ ) ускорителей ( $l = 1$  км)

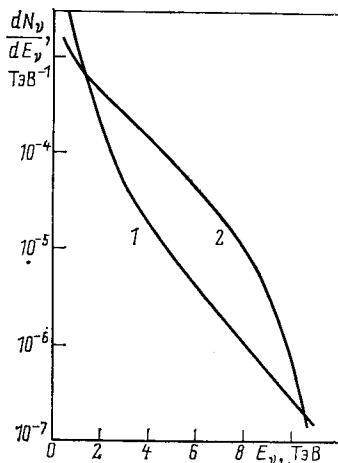


Рис. 4. Нейтринные спектры (на одну первичную частицу) протонного ускорителя при  $E_p = 20$  ТэВ:  
1 — распады  $\pi^+$  и  $K^+$  ( $l = 1$  км); 2 — распады очарованных частиц

в том, что при высоких энергиях, используя прямые нейтрино, можно вообще отказаться от распадного канала. В ряде случаев это может радикально упростить использование нейтринных пучков тераэлектрон-вольтовых ускорителей для геофизических исследований [10]. Используя полученные спектры, мы рассмотрим в следующей главе взаимодействие нейтринных пучков с веществом и оценим характеристики вторичных излучений, генерированных нейтрино.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ С ВЕЩЕСТВОМ И ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

**Сечение взаимодействия. Общая картина.** Взаимодействие нейтрино с нуклонами происходит за счет заряженного и нейтрального токов

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \mu^- (\mu^+) + h, \tag{13a}$$

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + h. \tag{13б}$$

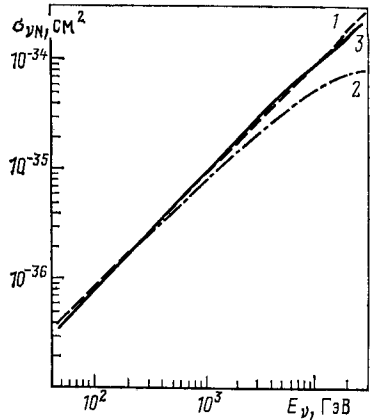
Сечение рождения мюонов  $\sigma_\nu$  составляет примерно 0,8 полного сечения  $\sigma_\nu^{\text{tot}}$   $\nu N$ -взаимодействия. Инклюзивное сечение  $d\sigma_\nu/dE_\mu$  на «среднем» нуклоне можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu} = \frac{G^2 m_p}{\pi} \int_0^1 \frac{[Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)] dx}{(1 + 2m_p x y E_\nu / m_W^2)^2}, \tag{14}$$

$$Q(x) = x [u(x) + d(x) + 2s(x)],$$

$$\bar{Q}(x) = x [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)].$$

Рис. 5. Сечение  $\sigma_\nu(E_\nu)$  с учетом поправки на конечность  $m_W$  (2) и нарушение скейлинга (3); 1 — зависимость  $\sigma_\nu = \sigma^{(0)}E_\nu$



Здесь  $u, d, s$  — кварковые структурные функции протона;  $m_p$  и  $m_W$  — массы протона и  $W$ -бозона;  $G$  — универсальная константа слабого взаимодействия;  $y = 1 - E_\mu/E_\nu$ . Сечение  $\sigma_\nu$  в настоящее время измерено до энергий  $E_\nu \simeq \simeq 300$  ГэВ и в этой области хорошо описывается линейной зависимостью  $\sigma_\nu = \sigma^{(0)}E_\nu$ , где  $\sigma^{(0)} = 0,67 \times 10^{-35}$  см<sup>2</sup>/ГэВ [27]. Для наших расчетов потребуется знание  $\sigma_\nu$  и  $d\sigma_\nu/dE_\mu$  в области больших значений энергии нейтрино, где экспериментальные данные отсутствуют и где уже могут сказываться эффекты, связанные с конечностью массы  $W$ -бозона и нарушением скейлинга в структурных функциях. Результаты вычислений  $\sigma_\nu(E_\nu)$  показаны на рис. 5. Видно, что в интересующей нас области  $E_\nu \ll \ll 1$  ТэВ рассмотренные эффекты приводят к отклонению от линейной зависимости  $\sigma_\nu(E_\nu)$  не более чем на 10 % и ими можно пренебречь. В этом приближении  $d\sigma_\nu/dE_\mu = \sigma^{(0)}$ , т. е. энергия нейтрино  $E_\nu$  в среднем делится поровну между мюоном и адронной струей:  $\langle E_\mu \rangle \simeq \langle E_h \rangle \simeq E_\nu/2$ .

Рассмотрим теперь более подробно картину взаимодействия нейтринного пучка с веществом. Адронные струи, образующиеся в реакциях (13а) и (13б), инициируют развитие в веществе адронно-электронно-фотонных (АЭФ) каскадов. Для каскадов чисто электромагнитной природы имеет место следующее соотношение между полной энергией каскада  $E_K$  и полной длиной пробега всех электронов и позитронов  $n_e L_e$ -каскада:

$$n_e L_e \equiv \int_0^\infty n_e(x) dx = E_K t_0 / E_0,$$

где  $E_0$  — критическая энергия;  $t_0$  — радиационная единица;  $n_e(x)$  — число  $e^\pm$  на глубине  $x$ . Для АЭФ-каскадов только часть энергии  $E_K$  расходуется на ионизацию, остальная часть идет на расщепление ядер. При  $E_K \simeq 1$  ТэВ этим эффектом можно пренебречь; тогда величина  $n_e L_e$  для АЭФ-каскадов определяется той же формулой. Для веществ с небольшим атомным номером, для которых длина электромагнитного каскада порядка длины ядерного поглощения, характерный размер АЭФ-каскада  $L_K \sim L_K^{a.m} \simeq t_0 \ln(E_K/E_0)$ .

При  $E_\mu \ll 1$  ТэВ пробег мюонов приближенно линейно растет с энергией:

$$R_\mu(E_\mu) \simeq E_\mu / A_0 \rho, \quad (15)$$

где  $A_0 \simeq 2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ . [Более аккуратный учет логарифмической зависимости  $R_\mu(E_\mu)$  приведен ниже.] Заметим, что для мюонов  $R_\mu$  играет роль, аналогичную величине  $n_e L_e$  для каскада. Учитывая, что  $t_{0\rho} A_0 \simeq E_0$  (более точно для грунта  $t_{0\rho} A_0 \simeq 1,2 E_0$ ), имеем из (14) и (15) при  $E_\kappa = E_\mu$ :

$$n_e L_e \simeq R_\mu. \quad (16)$$

Для средних, при данной энергии нейтрино, значений  $\langle R_\mu \rangle$  и  $\langle n_e L_e \rangle$  получим

$$\left. \begin{aligned} \langle R_\mu \rangle &= \frac{1}{\sigma_\nu} \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu} R_\mu(E_\mu) dE_\mu = E_\nu / 2A_0 \rho; \\ \langle n_e L_e \rangle &= E_\nu t_0 / 2E_0 \simeq \langle R_\mu \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Из приведенных выше соотношений следует, что при  $E_\nu \simeq 1 \text{ ТэВ}$  АЭФ-каскад развивается в грунте на длине  $L_\kappa \simeq 1 \text{ м}$ , а средний пробег мюонов  $\langle R_\mu \rangle \simeq 0,5 \text{ км}$ .

Область, в которой сосредоточена основная доля нейтрино от импульса ускорителя, имеет вид цилиндра с поперечным размером  $\sigma \sim L / \langle \gamma_\pi \rangle$  и продольным  $\mathcal{L}_{\text{имп}} = \tau_{\text{имп}} c$ , где  $L$  — расстояние до ускорителя;  $\tau_{\text{имп}}$  — длительность нейтринного импульса. В зависимости от структуры пучка (например, банчировки) заполнение «цилиндра» нейтрино также может иметь структуру. Релятивистские мюоны, электроны и позитроны, образованные при взаимодействии нейтрино с веществом, будут «сопровождать» нейтринный импульс при его прохождении через вещество. Как мы увидим ниже, число сопровождающих мюонов  $N_\mu$ , а также электронов и позитронов  $N_e$  приближенно пропорционально энергии  $E$  ускорителя:  $N_\mu \sim N_e \sim \sim N_0 l E$ , где  $N_0$  — число первичных частиц в импульсе ускорителя. При рассматриваемых энергиях  $E \simeq 1 \text{ ТэВ}$ , интенсивности  $N_0 \gtrsim 10^{12}$  и распадном канале  $l = 1 \text{ км}$   $N_\mu \sim N_e \gtrsim 10^2$ .

При своем движении сопровождающие частицы отдают энергию окружающему веществу. Удельное энерговыделение на единицу длины при прохождении импульса нейтрино через вещество \*

$$\frac{dW}{dz} = N_A \rho \int_0^{E_\nu^{\text{макс}}} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \sigma_\nu(E_\nu) E_\nu dE_\nu, \quad (18)$$

где  $N_A$  — число Авогадро. Используя полученные выше нейтринные спектры, можно вычислить удельное энерговыделение для различных механизмов генерации нейтрино.

\* Здесь пренебрегается энерговыделением каскадов, рождаемых за счет нейтральных токов, так как их вклад не превосходит 10% полного энерговыделения.



1. Пионный ускоритель [5]:

$$dW^\pi/dz = Q_\pi N_{\pi\rho} l E_\pi \simeq 7,0 \cdot 10^{-20} N_{\pi\rho} l E_\pi, \quad (19)$$

$$Q_\pi = N_A \sigma^{(0)} w_\pi m_\pi c^2 \eta_\pi^2 (3\tau_\pi c)^{-1}.$$

2. Протонный ускоритель, распады  $\pi^+$  и  $K^+$  [16]:

$$dW^p/dz = Q_{p \rightarrow \pi} N_p \kappa_\pi \rho l E_p + (\pi \rightarrow K) \simeq 4,4 \cdot 10^{-20} N_p \kappa_\pi \rho l E_p, \quad (20)$$

$$Q_{p \rightarrow \pi} = Q_\pi C_\pi / (n_\pi + 1) \sigma_{\text{abs}}.$$

3. Протонный ускоритель, прямые нейтрино:

$$dW^c/dz = N_p E_p^2 \frac{\sigma_c w_c}{\sigma_{\text{abs}}} \frac{2}{3} \frac{N_A \rho \sigma^{(0)} \langle \eta_c^2 \rangle w}{(n_c + 2)(n_c + 3)} \simeq$$

$$\simeq 7,8 \cdot 10^{-19} N_p \rho \frac{\sigma_c w_c}{\sigma_{\text{abs}}} E_p^2 \quad (n_c = 2), \quad (21)$$

где  $dW/dz$  выражается в Дж/м.

Для вычисления акустического сигнала нам понадобится также поперечное распределение плотности энерговыделения  $d^2W/dz dy$ , где  $y$  — координата, поперечная к направлению ( $z$ ) распространения пучка. Используя (1) и (18), найдем для случая пионного ускорителя

$$\frac{d^2W^\pi}{dz dy} = \frac{dW^\pi}{dz} g_0(y), \quad (22)$$

где

$$g_0(y) = \frac{15}{16} \Delta_0^{-1} \left( 1 + \frac{y^2}{\Delta_0^2} \right)^{-7/2}; \quad \int_{-\infty}^{\infty} g_0(y) dy = 1$$

и

$$\Delta_0 = m_\pi c^2 L / E_\pi.$$

Аналогичное выражение для случая протонного ускорителя можно получить из (22), умножив его на  $\kappa \frac{C_{\pi,K}(1-x)^3}{\sigma_{\text{abs}}}$  и проинтегрировав по  $x$  ( $x = E_\pi/E_p$ ). Тогда получим

$$\frac{d^2W^p}{dz dy} = \frac{dW^{p \rightarrow \pi}}{dz} g_\pi(y) + \frac{dW^{p \rightarrow K}}{dz} g_K(y) \equiv \frac{dW^p}{dz} g_{\pi+K}(y), \quad (23)$$

где

$$g_\pi(y) = \frac{3}{4\Delta_\pi} \left( \sqrt{1 + \frac{y^2}{\Delta_\pi^2}} + 1 \right)^{-2}; \quad \int_{-\infty}^{\infty} g_\pi(y) dy = 1;$$

$$\Delta_\pi = m_\pi c^2 L / E_p.$$

Мы не будем здесь приводить выражение для поперечного распределения энерговыделения от прямых нейтрино [11, 16], поскольку генерированный ими акустический импульс оказывается очень малым

и вряд ли представляет практический интерес при рассматриваемых энергиях. Заметим только, что ширина распределения  $\sigma_c$  существенно больше, чем  $\Delta_\pi$  и  $\Delta_K$ :  $\sigma_c \approx 8\Delta_\pi$ .

Для удобства последующих вычислений и сравнения различных механизмов выражения (22) и (23) можно аппроксимировать более простой формой [6]

$$g(y, \sigma) = [\pi\sigma(1 + y^2/\sigma^2)]^{-1}. \quad (24)$$

Соответствующие значения параметра  $\sigma$  равны: для пионного ускорителя  $\sigma_0 \approx 0,3\Delta_0$ , для протонного  $\sigma_{\pi, K} \approx 1,8\Delta_{\pi, K}$  (это составляет  $\sigma_\pi \approx 250$  м  $L/E_p$ ,  $\sigma_K \approx 890$  м  $L/E_p$ ,  $L$  — в  $10^3$  км) для суммарного вклада  $p \rightarrow \pi + K$ :  $\sigma_{\pi+K} \approx 3,5\Delta_\pi \approx 490$  м  $L/E_p$ ,  $\sigma_c \approx 1100$  м  $L/E_p$ .

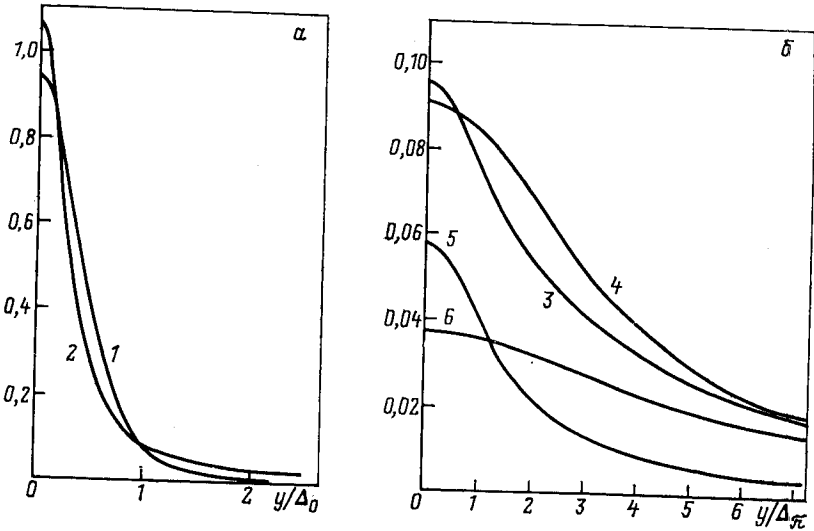


Рис. 6. Нормированное поперечное энерговыделение (а) и его аппроксимация (б):

1 — функция  $\Delta_0 g_0(y)$ ; 2 —  $\Delta_0 g(y, \sigma_0)$ ; 3 — функция  $\Delta_\pi g_{\pi+K}(y)$ ; 4 —  $\Delta_\pi g(y, \sigma_{\pi+K})$ ; 5 — вклад  $\pi^+$ ; 6 — вклад  $K^+$

На рис. 6 показаны функции  $g_0(y)$  и  $g_{\pi+K}(y)$  и их аппроксимация формулой (24) с приведенными значениями параметров  $\sigma$ . Заметим, что соответствующее выражение, приведенное в работе [6], существенно меньше ( $\sigma \approx 110$  м  $L/E_p$ ). Это обусловлено в первую очередь пренебрежением в [6] вкладами  $K$ -мезонов. Кроме того, спектр распавшихся пионов [6] существенно жестче, чем спектр пионов в параметризации [25].

При необходимости ширина нейтринного пучка может быть несколько уменьшена за счет «срезания» низкоэнергетической части спектра рождающихся частиц [6]. Хотя такое срезание приводит к уменьшению полного потока нейтрино, однако оно не затрагивает

наиболее существенную жесткую часть спектра, дающую основной вклад в генерацию вторичных излучений.

**Равновесный поток мюонов.** Полное число  $N_\mu$  и плотность потока  $dN_\mu/ds$  равновесных мюонов, сопровождающих нейтринный импульс в веществе, равны:

$$\left. \begin{aligned} N_\mu &= \int \frac{dN_\nu}{dE_\nu} n_\mu(E_\nu) dE_\nu; \\ \frac{dN_\mu}{ds} &= \frac{1}{L^2} \int \frac{d^2N_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} n_\mu(E_\nu) dE_\nu, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где  $n_\mu(E_\nu) = \int_0^{E_\nu} \mathcal{F}(E_\mu, E_\nu) dE_\mu$  — число равновесных мюонов, сопровождающих одно нейтрино. Спектр  $\mathcal{F}(E_\mu, E_\nu)$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial E_\mu} \left( \frac{dE_\mu}{dx} \mathcal{F} \right) + \rho N_A \frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu}, \quad (26)$$

где энергетические потери мюона

$$- \frac{dE_\mu}{dx} = \rho A_0 (1 + BE_\mu) \quad (27)$$

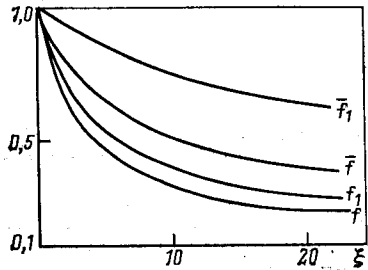


Рис. 7. Поправочные функции

( $B \simeq 0,125 Z$ ;  $Z$  — порядковый номер атомов вещества). Для равновесного потока  $\partial \mathcal{F}/\partial x = 0$ , поэтому

$$\mathcal{F}(E_\mu, E_\nu) = N_A \sigma^{(0)} (E_\nu - E_\mu) / A_0 (1 + BE_\mu) \quad (28)$$

и

$$n_\mu(E_\nu) = N_A \sigma^{(0)} E_\nu^2 f(\xi) / 2A_0, \quad (29)$$

где

$$f(\xi) = \frac{2}{\xi^2} [(1 + \xi) \ln(1 + \xi) - \xi]; \quad \xi = BE_\nu.$$

Функция  $f(\xi)$  учитывает отклонение  $-dE/dx$  от постоянного значения  $\rho A_0$ : при  $\xi \rightarrow 0$ ,  $f \rightarrow 1$ . В этом предельном случае  $N_\mu A_0 \rho \simeq \frac{1}{2} \frac{dW}{dz}$ , т. е. половина удельной энергии  $dW/dz$ , теряемой нейтринными импульсами в веществе, диссипируется в виде ионизационных потерь равновесных мюонов. Другая половина диссипируется релятивистскими каскадными электронами и позитронами. Поэтому  $N_e A_0 \rho \simeq \frac{1}{2} dW/dz$ , так что  $N_\mu \simeq N_e$ .

В интересующей нас области энергий  $E_\nu \simeq 1$  ТэВ функция  $f$  (как и введенные ниже  $f_1, \bar{f}, \bar{f}_1$ ) заметно отлична от единицы, так как для земных пород  $Z \simeq 10$  и параметр  $\xi \sim E_\nu$  (ТэВ)  $\sim 1$  (рис. 7).

Приведем результаты для числа  $N_\mu$  и плотности потока  $dN_\mu/ds$  на расстоянии  $R$  от оси пучка для различных механизмов генерации нейтринных пучков [5,16]. При численных оценках используются значения параметров, приведенные в конце разд. 1.

Для пионного ускорителя из (1), (25), (29) получим:

$$N_\mu^\pi = \frac{Q_\pi}{2A_0} f_1(\xi_0) N_\pi l E_\pi \simeq 1,0 \cdot 10^{-9} f_1(\xi_0) N_\pi l E_\pi,$$

$$\xi_0 = B\eta_\pi E_\pi,$$

где

$$f_1(\xi_0) = 3 \int_0^1 t f(t\xi_0) dt \quad (30)$$

и

$$\frac{dN_\mu^\pi}{ds} = \frac{3Q_\pi f(\xi_0)}{\pi(m_\pi c^2)^2 2A_0} \frac{N_\pi l E_\pi^3}{L^2(1+\gamma_\pi^2 \theta_\nu^2)^4} = 5,0 \cdot 10^{-14} \frac{N_\pi l E_\pi^3}{L^2(1+\gamma_\pi^2 \theta_\nu^2)^4} f(\xi_0), \quad (31)$$

где  $\xi_\theta = B\eta_\pi E_\pi / (1 + \gamma_\pi^2 \theta_\nu^2)$ ;  $\theta_\nu = R/L$ ;  $dN_\mu/ds$  в  $\text{м}^{-2}$ .

Для протонного ускорителя  $N_\mu^p$  и  $dN_\mu^p/ds$  от распадов идеально сфокусированных  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов получаются в результате усреднения соответствующих величин для пионного ускорителя по инклюзивному распределению  $dN_\pi/dx = (C_\pi/\sigma_{\text{abc}}) \frac{(1-x)^{n_\pi}}{x}$  и суммированию с аналогичным вкладом каонов:

$$N_\mu^p = \frac{Q_\pi C_\pi \bar{f}_1(\xi_\pi)}{2A_0 \sigma_{\text{abs}} (n_\pi + 1)} N_p \kappa l E_p + (\pi \rightarrow K) =$$

$$\simeq 2,0 \cdot 10^{-10} [\bar{f}_1(\xi_\pi) + 2,25 \bar{f}_1(\xi_K)] N_p \kappa l E_p, \quad (32)$$

где

$$\bar{f}_1(\xi_\pi) = 4 \int_0^1 (1-t)^3 f_1(t\xi_\pi) dt; \quad \xi_\pi = B\eta_\pi E_p.$$

Аналогично

$$\frac{dN_\mu^p}{ds} = \frac{3Q_\pi C_\pi}{\pi(m_\pi c^2)^2 2A_0 \sigma_{\text{abs}}} \int_0^1 \frac{x^2 (1-x)^{n_\pi} f(\xi_\theta) dx}{(1+x^2 \delta_\pi^2)^4} \frac{N_p \kappa l E_p^3}{L^2} + (\pi \rightarrow K), \quad (33)$$

где  $\delta_\pi = E_p R / m_\pi c^2 L$ .

Аналитическое выражение для стоящего здесь интеграла довольно громоздко [16], поэтому рассмотрим лишь его частные случаи.

Если  $1 \gg \xi_\theta = B\eta_\pi E_p x / (1 + x^2 \delta^2)$ , т. е.  $E_p \ll 1$  ТэВ, то  $f \simeq 1$  и интеграл равен (при  $n_\pi = n_K = 3$ ):

$$\varphi(\delta_\pi) = \frac{1}{16\delta_\pi^4} \left\{ \frac{\delta_\pi^2 + 3}{\delta_\pi} \arctg \delta_\pi - 3 \right\}.$$

Тогда

$$\frac{dN_\mu^p}{ds} = 3,9 \cdot 10^{-14} [\varphi(\delta_\pi) + 0,18\varphi(\delta_K)] \frac{N_p \kappa L E_p^3}{L^2} (E_p \ll 1 \text{ ТэВ}).$$

В частности, на оси пучка:

$$\frac{dN_\mu^p(0)}{ds} \simeq 7,7 \cdot 10^{-16} N_p \kappa L E_p^3 L^{-2} (E_p \ll 1 \text{ ТэВ}). \quad (34)$$

Если не делать предположения  $f \simeq 1$ , то]

$$\frac{dN_\mu^p(0)}{ds} = 6,5 \cdot 10^{-16} [\bar{f}(\xi_\pi) + 0,18\bar{f}(\xi_K)], \quad N_p \kappa L E_p^3 L^{-2},$$

где

$$\bar{f}(\xi_\pi) = 60 \int_0^1 t^2 (1-t)^3 f(t\xi_\pi) dt.$$

Выражения для  $N_\mu^c$  и  $(dN_\mu/dx)^c$  от прямых нейтрино протонного ускорителя можно получить из предыдущих выражений с помощью указанной выше процедуры ускорения. Полное число мюонов

$$\begin{aligned} N_\mu^c &\simeq N_p \frac{\sigma_c w_c}{\sigma_{\text{abs}}} \frac{E_p^2 N_A \sigma^{(0)} \langle \eta_c^2 \bar{f}_1^c(B\eta_c E_p) \rangle_w}{6A_0 (n_c + 2)(n_c + 3)} \simeq \\ &\simeq 1,3 \cdot 10^{-8} N_p E_p^2 \frac{\sigma_c w_c}{\sigma_{\text{abs}}} \bar{f}_1^c(0,58BE_p) \quad (\text{при } n_c = 2), \end{aligned}$$

где

$$\bar{f}_1^c(\xi_c) = 30 \int_0^1 t^2 (1-t)^2 f_1(t\xi_c) dt.$$

Усреднение в данном случае приводит к очень громоздким выражениям, но качественно результат можно получить, подставив в аргумент  $\bar{f}_1^c \langle \eta_c \rangle_w$ . Аналогично для плотности потока мюонов на оси пучка

$$\begin{aligned} \frac{dN_\mu^c(0)}{ds} &= \frac{N_p E_p^4 \sigma_c w_c N_A \sigma^{(0)} (n_c + 1)! 4! \langle \eta_c^2 \bar{f}_1^c(B\eta_c E_p) \rangle_w}{L^2 \sigma_{\text{abs}} (m_c c^2)^2 \pi 2A_0 (n_c + 5)!} \simeq \\ &\simeq 1,3 \cdot 10^{-15} \frac{N_p E_p^4}{L^2} \frac{\sigma_c w_c}{\sigma_{\text{abs}}} \bar{f}_1^c(0,58BE_p) \quad (\text{при } n_c = 2), \quad (35) \end{aligned}$$

где

$$\bar{f}^c(\xi_c) = 105 \int_0^1 t^4 (1-t)^2 f(t\xi_c) dt.$$

Поправочные функции  $f$ ,  $f_1$ ,  $\bar{f}$ ,  $\bar{f}_1$ , учитывающие влияние отклонения  $(dE/dx)_\mu$  от постоянного значения на  $N_\mu$  и  $dN_\mu(0)/ds$ , показаны на рис. 7.

**Генерация акустических колебаний.** Как уже отмечалось выше в этом разделе, движение нейтринного пучка в среде сопровождается выделением энергии в области вдоль оси пучка. Это энерговыделение приводит к локальному расширению среды, которое служит источником для акустических волн [28]. Кроме этого, термоакустического, механизма в литературе обсуждаются следующие возможности генерации акустических волн.

1. Вблизи трека частицы может происходить образование микрополостей в области сильной ионизации, вызванной  $\delta$ -электронами, фрагментами ядер и молекул и т. п. Быстрое образование микрополости и ее схлопывание за время  $\tau$  приводит к излучению триполярного импульса длительностью  $\tau$ , начинающегося со сжатия [29]. Такой же по форме импульс излучается и при диссоциации молекул на ионы, которые быстро рекомбинируют.

2. Движущийся в среде заряд поляризует ее; при этом возникает притяжение среды к треку частицы и цилиндрическое сжатие (в направлении трека). Как и в случае образования микрополостей, «электрострикционный механизм» генерирует триполярный импульс, но начинающийся с разряжения [30].

Как показывают экспериментальные исследования (см., например, [31, 32]), термоакустический механизм представляется наиболее существенным. Рассмотрим его подробнее.

Уравнения для акустических волн получаются из общих уравнений гидродинамики при разложении их по степеням  $(p' - p_0)/p_0$ ,  $(\rho' - \rho_0)/\rho_0$ , где  $p_0$ ,  $\rho_0$  — постоянные статические значения давления и плотности. В линейном приближении уравнение движения частиц среды (уравнение Эйлера) и уравнение непрерывности имеют вид:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \text{grad } p = 0; \quad (36)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (37)$$

где  $p = p' - p_0$ ,  $s = (\rho' - \rho_0)/\rho_0$  — акустические давление и сжатие.

Вместе с уравнением состояния

$$p = Ks \quad (38)$$

уравнения (36) и (37) образуют полную систему линеаризованных уравнений акустики. Исключив из (36) — (38)  $s$  и  $v$ , получим уравнение для свободных акустических волн:

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \tag{39}$$

где  $c_0 = \sqrt{K/\rho_0}$  — скорость звука;  $K$  — адиабатический модуль всестороннего сжатия.

Простейшим источником акустических волн является малая пульсирующая сфера («точечный монополь»). Непрерывное распределение таких источников дает в правой части уравнения (39) величину

$$\frac{\partial \rho_{\text{вн}}}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta V_1}{V_1} \right)_{\text{вн}} = -\rho_0 \frac{\partial s_{\text{вн}}}{\partial t},$$

где  $s_{\text{вн}} = (\delta V_1/V_1)_{\text{вн}}$  — акустическое сжатие, т. е. изменение единичного объема под действием внешних сил. Соответственно уравнение (39) перейдет в неоднородное волновое уравнение

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_{\text{вн}}, \tag{40}$$

решение которого имеет вид

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \int \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} s_{\text{вн}}(\mathbf{r}', t'),$$

где

$$t' = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c_0.$$

В рассматриваемом нами случае скорости частиц много больше скорости звука и энерговыделение происходит почти мгновенно в акустической шкале времени. Поэтому

$$p(\mathbf{r}, t) \simeq \frac{\rho_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta V_1(\mathbf{r}', t')}{V_1} \right). \tag{41}$$

Входящую в (41) производную можно выразить через плотность энерговыделения

$$-\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta V_1}{V_1} \right) = \rho_0 \beta \frac{\partial}{\partial t} \delta T \simeq \frac{\beta}{c_p} \frac{\partial^2 W(\mathbf{r}, t)}{\partial V \partial t},$$

где  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $c_p$  — теплоемкость.

В последнем равенстве пренебрегается относительно медленной диффузией тепла из области трека частицы, нагрев которой происходит практически мгновенно:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial V \partial t} \simeq \delta(t) \frac{dW}{dV}.$$

Следовательно:

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{\beta}{4\pi c_p} \int \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{dW(\mathbf{r}')}{dV} \frac{\partial}{\partial t} \delta \left( t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c_0} \right), \tag{42}$$

где  $\gamma = 4\pi A = \beta c_0^2/c_p$  — коэффициент Грюнайзена.

Формула (42) выражает  $p(\mathbf{r}, t)$  в виде непрерывной суммы бесконечно узких биполярных импульсов (начинающихся со сжатия)  $\frac{\partial}{\partial t} \delta\left(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c_0}\right)$ , создаваемых в точках  $\mathbf{r}'$ . Учитывая распределение энерговыделения  $dW/dV$ , можно вычислить с помощью (42) форму акустического сигнала или же его фурье-разложение

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{-i\omega\beta}{4\pi c_p} \int \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{dW}{dV}(\mathbf{r}') \exp\left(i \frac{\omega}{c_0} |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\right). \quad (43)$$

Подобные расчеты были проведены для различных моделей: конечного линейного источника [28], лавины, разыгрываемой методом Монте-Карло [30], бесконечного цилиндрического источника [6]. Во всех случаях возникает биполярная форма импульса, что обусловлено практически мгновенным выделением тепла и пренебрежимо медленной его диффузией из области энерговыделения. Длина волны импульса  $\lambda_0$  и характерная частота его фурье-разложения  $\omega_0 = 2\pi c_0/\lambda_0$  определяются в случае нейтринного пучка поперечным размером  $\sigma$  области энерговыделения (см. выше). При  $|r| \gg \sigma$  задача сводится к двумерной в плоскости  $\{z, y\}$ , проходящей через ось пучка и детектор, так как в (42) можно проинтегрировать по  $x'$ , опустив  $x - x'$  в  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ . Если аппроксимировать двумерное распределение плотности энерговыделения  $d^2W/dz dy$  формулой (24), то из (42) получим: [6]

$$p(r, t) = 4A \frac{dW}{dz} \frac{I(s)}{r^{1/2}\sigma^{3/2}}; \quad s = \frac{c_0 t - r}{\sigma}; \quad (44)$$

$$I(s) = \frac{1 - s^2 - s \sqrt{1 + s^2}}{8(1 + s^2)^{3/2} (s + \sqrt{1 + s^2})^{1/2}}.$$

На рис. 8 представлена форма импульса  $p \Delta_{\pi}^{3/2} r^{1/2} / 4A \frac{dW}{dz}$  для случая протонного ускорителя и вклады  $\pi$ -,  $K$ -мезонов ( $\sigma_{\pi} = 1,8 \Delta_{\pi}$ ;  $\sigma_K = 1,8 \Delta_K = 6,3 \Delta_{\pi}$ ;  $\sigma_{\pi+K} = 3,5 \Delta_{\pi}$ ).

**Радиоизлучение.** Движение заряженных частиц — мюонов, электронов и позитронов, возникающих при прохождении нейтринного пучка через среду, приводит к генерации радиоволн [7, 8, 33, 34]. Характерные частотные интервалы излучения зависят от структуры нейтринного пучка.

Рассмотрим вначале протонный ускоритель. Пусть  $N_0$ ,  $\delta x$  и  $\Delta x$  — число банчей первичного протонного пучка, их длина и расстояние между ними. Тогда  $\mathcal{L}_{\min} = N_0 \delta x$  — минимальная длина полного сгустка протонов, при условии, что все банчи «сдвинуты» вместе. Такой режим «одного банча» будем рассматривать как предел, соответствующий минимальному времени вывода пучка  $\tau_{\min} = \mathcal{L}_{\min}/c$ . Структура пучка несколько размывается при последующих превращениях, приводящих к генерации нейтрино. Однако легко показать [16], что это размытие не существенно. Будем поэтому считать, что нейтринный пучок банчируется аналогично протонному.



Мощность  $P$  радиоизлучения, генерированного мюонами и каскадами, рождаемыми нейтрино, будем выражать через мощность  $P_0$  радиоизлучения Вавилова — Черенкова отдельной заряженной частицы:

$$P = kP_0; \quad P_0 = \frac{e^2}{c} \omega \Delta\omega \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right).$$

Рассмотрим излучение в характерных интервалах длин волн  $\lambda$ .

1. Пусть  $\lambda \ll \delta r$ , где  $\delta r$  — расстояние между электронами (позитронами) в каскаде. Для плотных сред  $\delta r \lesssim 1$  см. В этом случае каж-

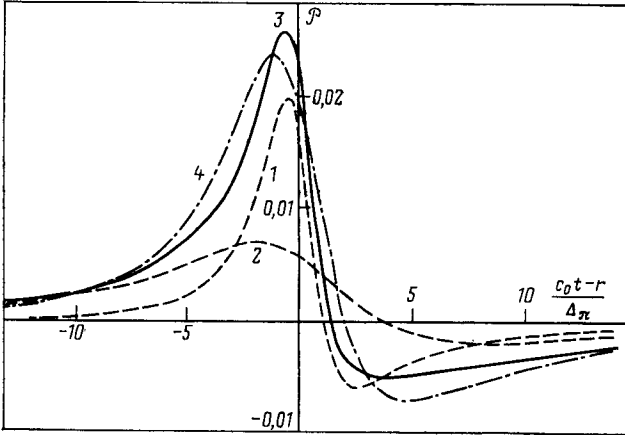


Рис. 8. Форма акустического биполярного импульса  $\mathcal{P} = p \sqrt{r} \Delta_{\pi}^{3/2} / 4A \frac{dW}{dy}$ : 1 — вклад  $\pi^+$ -мезонов; 2 — вклад  $K^+$ -мезонов; 3 — сумма вкладов  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов; 4 — аппроксимирующая кривая  $I((c_0 t - r) / \sigma_{\pi+K})(\Delta_{\pi} / \sigma_{\pi+K})^{3/2}$

дая частица каскада излучает независимо, присутствуя в каскаде лишь на пути  $\sim t_0$ ; излучение частицы пропорционально ее пробегу и

$$k_1 = N_{\mu} + N_e = 2,1 \cdot 10^{-10} (1 + 1,5) N_p l E_p. \quad (45)$$

При  $\lambda \gg \delta r$  становится существенной интерференция между излучением различных зарядов каскада; если  $\lambda \gg \delta r$ , то основную роль будет играть излучение избыточного объемного отрицательного заряда каскада  $e\beta \bar{n}_e$ , где  $\beta \simeq 0,1 \div 0,2$  [33].

2. Если  $d_{\perp} \ll \lambda < t_0 \ln(\bar{E}_{\nu} / 2E_0)$ , то весь избыточный заряд каскада излучает когерентно ( $d_{\perp} \simeq 4$  см — поперечный размер каскада). Краевыми эффектами «включения» и «выключения» каскада можно пренебречь, т. е. каскад излучает как заряд  $e\beta \bar{n}_e$  на пути  $t_0 \ln(\bar{E}_{\nu} / 2E_0) \simeq 1$  м. При этом излучение от отдельных каскадов

складывается некогерентно, так как среднее расстояние между каскадами  $\Delta R$  составляет десятки метров (для  $L \gtrsim 10^8$  км,  $E_p \simeq 3 \div 20$  ТэВ). Поэтому с учетом вклада мюонов

$$k_2 = N_\mu + N_\kappa (\beta \bar{n}_e)^2 = N_\mu + t_0 \frac{dN}{dx} \beta^2 \frac{\bar{E}_\nu^2}{E_0^2 \ln(\bar{E}_\nu/2E_0)}, \quad (46)$$

где  $\frac{dN}{dx} = N_\nu N_A \rho \bar{\sigma}_\nu$  — число взаимодействий нейтринного импульса на 1 см. Этот случай аналогичен рассмотренному в [34] излучению от одиночных каскадов.

При дальнейшем увеличении длины волны вплоть до  $\lambda \gtrsim \Delta R$  начинает играть роль интерференция излучения от различных каскадов. Если  $\Delta R \gg \Delta x$ ,  $\delta x$ ,  $t_0 \ln(\bar{E}/2E_0)$ , то банчировка пучка несущественна, а каждый каскад излучает при таких длинах волн как «вспыхивающий» заряд. При  $\Delta R \ll \lambda < \mathcal{L}_{\text{мин}}$  весь движущийся импульс излучает как объемный отрицательный заряд, получающийся при усреднении по многим каскадам. Если плотность числа каскадов достаточно велика и  $\Delta R \ll D \sim \Delta x \sim \lambda$ , то имеет место излучение пространственно-периодического заряда ( $D$  — поперечный размер банча). При этом становится существенной интерференция излучения от различных банчей. Этот случай будет рассмотрен ниже отдельно.

3.  $\mathcal{L}_{\text{мин}} < \lambda$ . В режиме одного банча все мюоны и избыточные электроны излучают когерентно и

$$k_3 = (N_\mu + \beta N_e)^2. \quad (47)$$

Этот случай был рассмотрен в [7]. Наконец, в пределе  $\lambda \rightarrow \infty$  имеем магнитное поле, создаваемое током мюонов и избыточных электронов [8]:

$$H = \frac{e(N_\mu + \beta N_e)}{2\pi R \tau} = \frac{3,2 \cdot 10^{-25}(N_\mu + \beta N_e)}{\tau R}, \quad (48)$$

где  $\tau$  — в с,  $R$  — в км,  $H$  — в Э.

Заметим, что величины  $N_\mu$  и  $N_e$ , определяющие мощность излучения, не зависят от плотности  $\rho$ . Приведем результаты численных оценок для протонных ускорителей УНК и SSC'.

При расчетах использовались следующие значения параметров:  $t_0 = 12$  см,  $E_0 = 60$  МэВ (земной грунт),  $\beta = 0,15$ ;  $\omega = \Delta\omega$ ;  $1 - 1/\epsilon = 0,6$ ; тогда

$$P_0 = \frac{1,6 \cdot 10^{-14}}{\lambda^2} \text{ Вт},$$

где  $\lambda$  — в см.

Учитывая принятые значения параметров, перепишем выражения для  $k_i$  и  $H$ , оставляя явную зависимость от  $N_p$ ,  $l$  и  $E_p$ :

$$\begin{aligned}
 k_1 &= 5,4 \cdot 10^{-10} N_p E_p l, \quad l \ll \delta r; \\
 k_2 &= 2,1 \cdot 10^{-10} N_p E_p l (1,0 + 10 E_p / \ln(460 E_p)), \\
 d_{\perp} &\ll \lambda \ll t_0 \ln(\bar{E}_\nu / 2E_0); \\
 k_3 &= (2,6 \cdot 10^{-10} N_p E_p l)^2, \quad \mathcal{L}_{\text{мин}} \ll \lambda; \\
 H &= 2,5 \cdot 10^{-24} \frac{dN_p}{dx} E_p l / R.
 \end{aligned}
 \tag{49}$$

Здесь  $dN_p/dx$  — плотность протонов в первичном пучке ( $\text{см}^{-1}$ ). Как уже указывалось в разд. 1, в банчах это значение составляет для обоих ускорителей  $dN_R/dx = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$ . В случае 3) при  $\lambda_3 = \mathcal{L}_{\text{мин}}$  в режиме одного банча мощность также определяется величиной  $dN_p/dx$ :

$$P_3 = \left( 3,3 \cdot 10^{-17} \frac{dN_p}{dx} E_p l \right)^2.
 \tag{50}$$

Результаты расчетов приведены в табл. 2 ( $l = 1 \text{ км}$ ,  $\lambda_1 = 0,1 \text{ см}$ ,

Таблица 2. Радиоизлучение нейтринных пучков

| Ускори-<br>тель | $P_1$ , Вт          | $P_2$ , Вт           | $P_3$ , Вт           | $k_1$            | $k_2$            | $k_3$               |
|-----------------|---------------------|----------------------|----------------------|------------------|------------------|---------------------|
| УНК             | $1,5 \cdot 10^{-6}$ | $3,2 \cdot 10^{-10}$ | $3,9 \cdot 10^{-14}$ | $9,7 \cdot 10^5$ | $2,0 \cdot 10^6$ | $2,2 \cdot 10^{11}$ |
| SSC'            | $5,1 \cdot 10^{-5}$ | $4,8 \cdot 10^{-8}$  | $2,0 \cdot 10^{-12}$ | $3,2 \cdot 10^7$ | $3,0 \cdot 10^8$ | $2,4 \cdot 10^{14}$ |

$\lambda_2 = 10 \text{ см}$ ). Видно, что ожидаемые значения мощности радиоизлучения от нейтринных пучков указанных ускорителей очень малы. Так, в режиме одного банча при  $E_p = 20 \text{ ТэВ}$  ( $\bar{E}_\nu = 1,1 \text{ ТэВ}$ ), который аналогичен случаю, рассмотренному в [7],  $P_3 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}$ . Естественно, что с точки зрения возможности регистрации радиоизлучения нейтринного пучка в Земле из-за сильного поглощения имеет смысл рассматривать лишь случай 3), когда  $\lambda \sim 1 \text{ км}$ . Для радиоизлучения в других средах (например, в атмосфере [14] или во льду [34]) интерес могут представлять и случаи 1) и 2), где абсолютная мощность излучения существенно выше.

Рассмотрим теперь специальный случай, когда продольные размеры банчей  $\delta x$  и расстояния между банчами  $\Delta x$  выбраны равными поперечным размерам банчей  $D$  [8]:

$$\delta x \sim \Delta x \sim D.$$

Для излучения такой системы

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = |S|^2 c;$$

$$S = \frac{e\omega \sqrt{\epsilon} \sin \theta}{2\pi c} \int Q(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} dt, \quad (51)$$

где

$$Q(\mathbf{r}, t) = \frac{N_\mu}{N_\delta} \sum_{n=1}^{N_\delta} f(\mathbf{r} - \Delta n - ct).$$

Функция  $f(\mathbf{r})$  описывает распределение плотности частиц в банче. Из (51) следует

$$P = e^2 \left( \frac{N_\mu}{N_\delta} \right)^2 \left\{ \left| \sum_{n=1}^{N_\delta} \exp\left(in \frac{\omega}{c} \Delta x\right) \right|^2 \right\} |\tilde{f}(\mathbf{k})|^2 \frac{\omega d\omega}{c} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right).$$

Выражение в фигурной скобке определяет отличие от рассмотренного выше случая когерентного излучения. Интегрирование по  $d\omega$  дает  $\Delta\omega_1 N_\delta^2$ , где  $\Delta\omega_1 = 2\pi c/N_\delta \Delta x$  — ширина главного максимума при частоте  $\omega_1 = 2\pi c/\Delta x$ . В результате для банчируемого таким образом пучка получаем (считая  $|\tilde{f}|^2 = 1$ ):

$$P = k_3 \frac{e^2 \omega_1 \Delta\omega_1}{c} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right), \quad (52)$$

что совпадает по форме с выражением для  $P_3$  при когерентном излучении всех мюонов и каскадов, но уже не при  $\tilde{\lambda} \approx \mathcal{L}_{\min}$ , а при  $\lambda \approx D$ .<sup>5</sup> Таким образом, в узком частотном интервале  $\Delta\omega_1$  получаем выигрыш в спектральной плотности  $dP/d\omega$  в  $\omega_1/\omega = \mathcal{L}_{\min}/D$  раз по сравнению с рассмотренным выше.

Как уже указывалось в разд. 1, в проекте ВЛЭПП при последовательном использовании для ускорения обеих частей коллайдера при числе частиц в банче около  $10^{12}$ , длине банча  $\delta x \simeq 0,5$  см и частоте посылок  $f = 10$  Гц можно будет получить моноэнергетический пучок пионов с энергией  $E_\pi \simeq 1$  ТэВ и средней интенсивностью  $d\bar{N}_\pi/dt = 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Важно подчеркнуть, что кроме большого среднего значения  $d\bar{N}_\pi/dt$  линейный ускоритель дает возможность получения очень высокой плотности пионов в банче:  $dN_\pi/dx = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-1</sup>, на три порядка больше, чем соответствующее значение  $dN_p/dx$  для протонных кольцевых ускорителей.

Учитывая вклад мюонов и избыточных электронов  $\beta N_e = 0,2N_\mu$ , получаем для мощности излучения от сгустка пионов линейного ускорителя при  $\lambda = \delta x$  выражение, аналогичное (50):

$$P'_3 = \left(1,5 \cdot 10^{-16} \frac{dN_\pi}{dx} E_\pi t\right)^2. \quad (53)$$

При  $l = 1$  км,  $E_\pi = 1$  ТэВ имеем  $P'_3 \simeq 10^{-7}$  Вт для  $\lambda = 0,5$  см. На больших длинах волн  $\lambda$  мощность излучения банча падает  $\sim (\delta x/\lambda)^2$ .

Проведенные нами вычисления показывают, что радиосигнал от нейтринных пучков мультитэвных ускорителей, сооружение которых планируется в ближайшем будущем будет иметь довольно низкую мощность в длинноволновом диапазоне.

### 3. НЕЙТРИННАЯ ГЕОФИЗИКА

**Исследование строения Земли.** Мысль о возможности использования нейтринного пучка для «просвечивания» Земли и изучения его ядра была высказана впервые Плаччи и Заваттини [2] и Л. В. Волковой и Г. Т. Зацепиным [3]. Предлагалось измерить ослабление нейтринного пучка, прошедшего через Землю, и, сравнив его с вычисленным на основе геофизических моделей, отбросить те из них, которые окажутся несовместимыми с данными нейтринного эксперимента. Оценим ожидаемый эффект и требуемые точности измерений. Поток нейтрино на расстоянии  $L$  от ускорителя можно представить в виде

$$F_\nu(L) \simeq F_\nu(0) (1 - MN_A \sigma_{\text{полн}}),$$

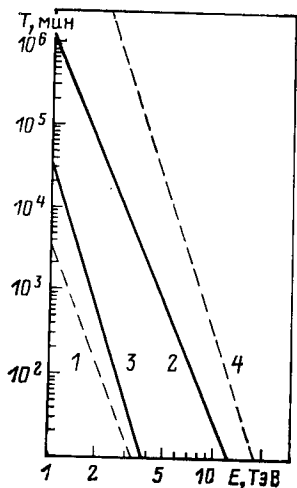
где  $M = \int_0^L \rho dl$  — суммарная масса вещества на 1 см<sup>2</sup> вдоль нейтринного пучка. При прохождении нейтрино по земному диаметру  $M \simeq 1,2 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>2</sup>, поэтому  $\Delta F_\nu/F_\nu(0) \simeq 0,06E_\nu$ . Отсюда видно, что для определения значения  $M$  с погрешностью  $\simeq 3\%$  необходимо обеспечить погрешность абсолютных измерений  $F_\nu$  на уровне  $\sim 0,1\%$   $E_\nu$ . Достижение таких точностей — чрезвычайно сложная задача, поэтому абсолютные измерения представляются малоперспективными, если только энергия  $E_\nu$  не будет достаточно велика.

В [6] предложено заменить абсолютные измерения более простыми относительными измерениями нейтринного потока, производимыми одновременно под разными углами по отношению к оси пучка. При этом неопределенность, связанная с флуктуациями числа нейтрино в отдельных импульсах, выпадает. Оценим возможность этого метода на примере пионного ускорителя.

Плотность потока равновесных мюонов, сопровождающих нейтринный импульс под углом  $\theta$  к оси пучка [см. (31)], с учетом поглощения

$$F_\mu(\theta; L) = \frac{F_\mu(0; L)}{(1 + \theta^2 \gamma_\pi^2)^4} \left[ 1 + \frac{MN_A \sigma^{(0)} \eta_\pi E_\pi \theta^2 \gamma_\pi^2}{0,8(1 + \theta^2 \gamma_\pi^2)} \right]. \quad (54)$$

Измерив отношение  $F_\mu(\theta; L)/F_\mu(0; L)$ , можно найти  $M$ , причем оптимальные условия для измерений достигаются при  $\theta_{\text{опт}} = \frac{m_\pi}{\sqrt{2}E_\pi}$ . Для других типов нейтринных спектров, рассмотренных

Рис. 9. Время, необходимое для измерения  $M$  с погрешностью 6%

в разд. 1, выражения, аналогичные (54), имеют более сложный вид, поскольку заданному углу  $\theta$  соответствует в этом случае целый спектр значений  $E_\nu$ .

На рис. 9 приведено время, необходимое для измерения  $M$  вблизи земного диаметра с погрешностью 6%, как функция энергии первичных частиц. При оценках принято, что площадь детектора мюонов на оси пучка  $S_d = 6000 \text{ м}^2$ , под углом  $\theta_{\text{опт}}$  — в 3 раза больше. Для мюонных потоков использовались формулы (31) и (33). Кривые 1 и 2 построены (при  $l = 1 \text{ км}$ ) для пионного ускорителя с  $\dot{N}_\pi =$

$= 10^{13} \text{ с}^{-1}$  и протонного ускорителя с  $\dot{N}_p = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  соответственно.

(Выбранная интенсивность  $\dot{N}_p$  — средняя между планируемыми интенсивностями протонных пучков ускорителей УНК и SSC.) Кривая 3 взята из работы [6], в которой использовался нейтринный спектр (6) и пересчитанная отсюда плотность мюонного потока

с учетом лишь распадов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ . Считалось, что  $\dot{N}_p = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $l = 0,75 \text{ км} \cdot E_p$ . Как отмечалось выше, такой пересчет приводит к завышению потока  $dN_\mu(0)/ds$  примерно на порядок. Это обстоя-

тельство и слишком большие значения для  $\dot{N}_p$  и  $l$ , принятые в [6], приводят, согласно кривой 3 к неоправданно малым временам  $T$  при больших энергиях  $E_p$ .

Как видно из рисунка, время, необходимое для измерения  $M$  в одном направлении, исчисляется сутками или месяцами. Значительную трудность для проведения такого эксперимента представляет создание поворачивающегося распадного канала длиной  $l \gtrsim 1 \text{ км}$ . (В этой связи в литературе обсуждается вопрос о строительстве плавающего в океане ускорителя с распадным каналом, погруженным в воду [6].) Отметим, что использование прямых нейтрино снимает эту трудность. На рис. 9 кривая 4 построена с использованием мюон-

ного потока от прямых нейтрино (35) при  $\dot{N}_p = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . При расчете использовались значения  $w_c \sigma_c = 0,025, 0,04, 0,1 \text{ мб}$  при  $E_p = 1, 3 \text{ и } 10 \text{ ТэВ}$  соответственно. Видно, что при больших энергиях ( $E_p \approx 20 \text{ ТэВ}$ ) использование пучка прямых нейтрино, снимая трудность с длинным распадным каналом, позволяет в данном эксперименте провести измерения за разумное время.

В качестве детекторов мюонов предлагается [6] использовать тан-

керы, заполненные чувствительными элементами. Помимо своей мобильности такая система имеет важное достоинство при проведении глобальных исследований Земли описанным выше методом — однородность окружающего вещества (воды). Пройдя в воде путь около  $\simeq \langle R_{\mu} \rangle$ , мюонный поток становится равновесным и определяется только нейтринным потоком, т. е. не подвержен влиянию возможных неоднородностей в приповерхностном слое Земли.

Дальнейшим развитием идеи «просвечивания» Земли является нейтринная томография [4]. Точно так же, как это делается в рентгеновской томографии, предполагается, что Земля должна «просвечиваться» нейтринным пучком не только под разными углами, но и из разных точек на ее поверхности. При таком просвечивании образы отдельных внутренних структур на пути пучка накладываются друг на друга, однако с помощью компьютерного анализа результатов измерений эти наложенные образы могут быть «распутаны».

Задача определения распределения плотности  $\rho(x, y, z)$  в Земле сводится, очевидно, к определению двумерного распределения плотности в различных сечениях  $S$ . Если нейтринный пучок «просвечивает» плоскость  $S$  по всем возможным лучам  $l$ , то, измеряя его поглощение, можно определить зависимость величины  $M = \hat{\rho}(n, p)$  от положения луча, вдоль которого проводится интегрирование, т. е. от направления луча  $n$  и от расстояния луча до начала координат  $p$ . Функция  $\hat{\rho}(n, p)$  есть преобразование Радона функции  $\rho(x, y)$  в двумерном пространстве  $S$ . Сама функция  $\rho(x, y)$  однозначно восстанавливается по  $\hat{\rho}(n, p)$  с помощью обратного преобразования Радона. Ограничимся для простоты азимутально-симметричным распределением  $\rho(r)$ . Тогда  $\hat{\rho} = \hat{\rho}(p)$  и

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \left( r \int_r^{R_S} \frac{\hat{\rho}(p) dp}{p \sqrt{p^2 - r^2}} \right), \quad (55)$$

где  $R_S$  — радиус рассматриваемого сечения Земли. Просвечивая Землю из одной точки по лучам, лежащим, например, в плоскости большого круга, можно найти  $\hat{\rho}(p)$  и, используя (55), — распределение  $\rho(r)$ .

Трудности проведения такой программы для исследования Земли заключаются не только в сложности измерения нейтринного поглощения во многих направлениях, т. е. массы  $M = \hat{\rho}(p)$ , но и в восстановлении  $\rho(r)$  по ее преобразованию Радона  $\hat{\rho}(p)$ . Дело в том, что обратное преобразование Радона слабо сходится и при неизбежной дискретизации машинных расчетов возникают, вообще говоря, большие погрешности в определении  $\rho(r)$  даже при малых погрешностях в  $\hat{\rho}(p)$ . Если проведено  $N$  измерений  $M_j = \hat{\rho}(p_j)$ ,  $j = 1, \dots$

...,  $N$  (например, описанным выше методом), то, используя точки  $p_j$  в качестве узловых и вычисляя (55) в виде конечной суммы, можно получить  $N$  значений плотности  $\rho_j = \rho(p_j)$ . При  $N = 5 \div 10$  и измерений  $M_j$  с погрешностью  $\simeq 1\%$  можно добиться в лучшем случае относительной погрешности измерения  $\frac{\delta \rho_j}{\rho_j} \sim 2\%$  [4].

До сих пор рассматривались только пучки нейтрино. Замена  $\pi^+$ -мезона  $\pi^-$ -мезоном в линейном пионном ускорителе (или фокусировка  $\pi^-$ ,  $K^-$  вместо  $\pi^+$ ,  $K^+$  в протонном кольцевом ускорителе) позволяет получать пучки антинейтрино. Совместное использование таких пучков может дать информацию об отношении числа протонов и нейтронов в веществе Земли. Действительно, в описанном выше методе измеряется на самом деле не масса вещества вдоль нейтринного пучка, а величина  $M_\nu = M \left[ \alpha \frac{Z}{A} + (1 - \alpha) \left( 1 - \frac{Z}{A} \right) \right] 2$ , где  $\alpha = \sigma_{\nu p} / (\sigma_{\nu p} + \sigma_{\nu n})$ . Сделав аналогичные измерения в пучке антинейтрино, можно измерить  $M_{\bar{\nu}} = M \left[ \bar{\alpha} \frac{Z}{A} + (1 - \bar{\alpha}) \left( 1 - \frac{Z}{A} \right) \right] 2$ , где  $\bar{\alpha} = \sigma_{\bar{\nu} p} / (\sigma_{\bar{\nu} p} + \sigma_{\bar{\nu} n})$ , и определить таким образом отношение  $M_\nu / M_{\bar{\nu}}$ , выражающееся через  $Z/A$ . Отметим, однако, что этот метод обладает невысокой точностью. Используя  $\alpha = 0,35$ ,  $\bar{\alpha} = 0,65$ , получаем  $\delta M / M \simeq 0,68 (Z/A)$ . Следовательно, даже при точности измерения  $\delta M / M \simeq 0,06$  погрешность  $\delta (Z/A) \simeq 0,1$  и совпадает, например, для урана с отклонением величины  $Z/A$  от 0,5.

Итак, посылая нейтринный поток через Землю по различным направлениям и измеряя уменьшение интенсивности пучка, обусловленное поглощением, можно найти массу вещества на пути пучка и определить на этой основе картину распределения плотности в зависимости от глубины. Одновременные измерения, проводимые под различными углами по отношению к оси пучка, позволяют избежать неопределенностей, связанных с абсолютной нормировкой интенсивности нейтринного потока. Особенно удобным для измерений является нейтринный поток от пионного ускорителя, в котором угловое распределение нейтрино и связь  $E_\nu$  и  $\theta$  хорошо определены. Измерения  $M$  с погрешностью  $\simeq 6\%$  могут быть проведены за время порядка суток при использовании пучков ВЛЭПП или УНК (при длине распадного канала  $l = 1$  км). При более высоких энергиях ( $E_p \simeq 20$  ТэВ) необходимость в распадном канале фактически отпадает, поскольку измерения могут быть проведены с использованием пучка «прямых» нейтрино (в этом случае остается, разумеется, проблема с отклонением пучка). Повышение энергии нейтрино увеличивает эффект поглощения и делает измерения более надежными. Следует заметить, что при  $E_\nu \gtrsim 15 \div 20$  ТэВ происходит сильное уменьшение потока нейтрино, прошедшего Землю, из-за роста поглощения. Несмотря на это, поток равновесных мюонов  $dN_\mu(0)/ds$  продолжает расти с ростом  $E_\nu$  до энергии  $\sim 40$  ТэВ [5]. Однако столь высокие энергии будут доступны только в более отдаленном будущем.



**Геодезия.** Пучки дальних нейтрино дают принципиальную возможность для осуществления прецизионных геодезических измерений в масштабе всей Земли. Идея таких измерений очень проста: расстояние между точками, расположенными на поверхности Земли или на дне океана, может быть определено с помощью измерения времени пролета нейтринного пучка между этими точками. Одной из таких точек, базовой для всех измерений, может быть некоторая выбранная точка нейтринного канала ускорителя. В другую точку должен быть помещен детектор, регистрирующий время прихода нейтринного пучка. Необходимым условием таких измерений является обеспечение синхронизации работы ускорителя и детектора с высокой точностью.

Прецизионные геодезические измерения представляют несомненный интерес для решения целого ряда геофизических задач, таких, как изучение приливного движения Земли (составляющего десятки сантиметров в сутки), движения тектонических плит (сантиметры в год) и т. п. В частности, в работе [35] было высказано интересное предложение прогнозировать возможность землетрясений на основе изучения характера движения тектонических плит вблизи границ разломов.

Основным параметром, определяющим точность измерения расстояния с помощью дальних нейтрино, является минимальный линейный размер  $\delta x$  (или длительность  $\delta t = c\delta x$ ) нейтринного импульса, который обеспечивает уверенный прием нейтринного сигнала детектором. Очевидно, что наиболее адекватными для геодезических измерений являются нейтринные пучки линейных пионных ускорителей [5], обладающих короткими банчами с высокой плотностью частиц. Так, например, для пионного варианта ВЛЭПП с  $E_\pi = 1$  ТэВ и распадным каналом  $l = 1$  км детектор площадью  $250 \text{ м}^2$ , помещенный на расстоянии  $L = 10^3$  км от ускорителя, зафиксирует за один импульс около 10 мюонов при длине банча  $\simeq 0,5$  см. Это означает, что при обеспечении синхронизации с точностью не хуже  $\simeq 3 \cdot 10^{-11}$  с точность измерений  $L$  за один импульс ускорителя может быть на уровне  $\simeq 1$  см. За счет увеличения статистики эта точность может быть существенно улучшена, а измерения могут проводиться на больших расстояниях и с детекторами меньших площадей.

Для кольцевых ускорителей плотность частиц в пучке существенно ниже, чем в линейных и для уверенного приема необходимо, как правило, регистрировать весь импульс длиной порядка длины кольца ускорителя или значительную его часть. Так для протонного ускорителя с  $E_p = 1$  ТэВ,  $N_p = 10^{14}$  и  $l = 1$  км для уверенного приема сигнала ( $N_v^{\text{мин}} \simeq 10$ ) детектором площадью  $\simeq 250 \text{ м}^2$  на расстоянии  $L = 10^3$  км необходима регистрация всего импульса, имеющего длину около  $\mathcal{L}_{\text{кольца}} \simeq 6$  км. С ростом энергии условия для измерений становятся более благоприятными: для УНК минимальная длина импульса 70 м, а для SSC около 5 см.

**Геология. Мюонный метод.** Как было показано выше в разд. 2, плотность потока равновесных мюонов, генерированных нейтринными пучками будущих ускорителей, достаточно велика и мюонный сигнал может быть без труда зарегистрирован компактными детекторами на расстояниях в тысячи километров от ускорителя. Какую информацию могут дать такие измерения?

Прежде всего легко убедиться в том, что если на пути пучка окажется вкрапление, отличающееся от окружающей среды только плотностью пород, то это никак не повлияет на поток равновесных мюонов. В самом деле, в уравнении (26) для потока мюонов  $\mathcal{F}$  оба члена справа содержат плотность  $\rho$ . Это означает, что равновесный поток мюонов не зависит от  $\rho$ : увеличение потока в более плотной среде за счет рождения большего числа мюонов в точности компенсируется увеличением энергетических потерь\*.

Покажем теперь, что различие в атомном составе пород может привести к изменению  $\mathcal{F}$  [6]. Рассмотрим идеализованную ситуацию, когда нейтринный пучок распространяется в однородной среде, характеризуемой плотностью  $\rho$ , нейтринным сечением  $\sigma_v = [\sigma_{vp}Z + \sigma_{vn}(Z - A)]/A$  и энергетическими потерями мюонов  $-dE_\mu/dx = \mathcal{R}$ . Предположим, что в этой однородной среде на пути пучка располагается область («рудное тело»), заполненная веществом с другими значениями параметров:  $\rho'$ ,  $\sigma'_v$ ,  $\mathcal{R}'$  и пусть  $\Delta L_0$  и  $L_0$  — толщина этой области и расстояние ее до поверхности вдоль направления нейтринного пучка. Влияние рудного тела на мюонный поток можно учесть в уравнении (26) с помощью замены:

$$\begin{aligned}\mathcal{F} &\rightarrow \mathcal{F} + \mathcal{F}_1 \theta (L_0 - L) \Delta L; \\ \rho\sigma &\rightarrow \rho\sigma + (\rho'\sigma' - \rho\sigma) \delta (L_0 - L) \Delta L; \\ \mathcal{R} &\rightarrow \mathcal{R} + (\mathcal{R}' - \mathcal{R}) \delta (L_0 - L) \Delta L.\end{aligned}$$

Интегрирование кинетического уравнения (26) в окрестности  $L_0$  дает для возмущения равновесного потока  $\mathcal{F}_1(E_\mu, E_\nu, L_0)$ , вызванного присутствием рудного тела, следующий результат [5, 6]:

$$\mathcal{F}_1(E_\mu, E_\nu, L_0) = \varepsilon(E_\mu, E_\nu) N_A \rho \frac{d\sigma_v}{dE_\mu} \Delta L, \quad (56)$$

где \*\*

$$\varepsilon(E_\mu, E_\nu) = \frac{\rho'\sigma'}{\rho\sigma} + \frac{d}{dE_\mu} (E_\nu - E_\mu) \frac{\mathcal{R}'(E_\mu)}{\mathcal{R}(E_\mu)}.$$

Сигнал от рудного тела в детекторе на поверхности Земли найдем, интегрируя (56) по энергиям мюонов, пробег которых превосходит

\* Здесь игнорируется слабая зависимость от  $\rho$ , содержащаяся в  $A_0$  и  $B$  в формуле (27).

\*\* Здесь мы устраняем неточность, связанную с ошибкой в записи кинетического уравнения в [6].

расстояние  $\mathcal{L}_0$ , т. е. от  $E_\mu = E_m \equiv [\exp(A_0 \rho B \mathcal{L}_0) - 1]/B$  до  $E_\mu = E_\nu$ . В результате

$$\Delta n_\mu(E_\nu) = N_{A\rho\sigma^{(0)}} \Delta \mathcal{L} (E_\nu - E_m) \theta(E_\nu - E_m) \varepsilon(E_m),$$

где

$$\varepsilon(E_m) = \frac{\rho' Z' A}{\rho Z A'} \left\{ \frac{1 - \lambda + \lambda A'/Z'}{1 - \lambda + \lambda A/Z} - \frac{1 + B' E_m}{1 + B E_m} \right\}; \quad (57)$$

$$\lambda = \sigma_{\nu n} / \sigma_{\nu p} \simeq 2.$$

Первый член в (57) дает поправку к  $n_\mu(E_\nu)$ , связанную с отличием  $A'/Z'$  для рудного тела от  $A/Z$  для окружающей среды, а второй член — с отличием  $Z'$  от  $Z$ . Отметим, что эти поправки разного знака. Изменение плотности мюонного потока равно:

$$\Delta \left( \frac{dN_\mu}{ds} \right) = \int \left( \frac{dN_\nu}{dE_\nu ds} \right) \Delta n_\mu(E_\nu) dE_\nu. \quad (58)$$

Для пионного ускорителя отсюда непосредственно получаем (для  $\theta_\nu = 0$ ) [5]:

$$\Delta \left( \frac{dN_\mu}{ds} \right) = \frac{N_\pi l \Delta \mathcal{L} E_\pi (\eta_\pi E_\pi - E_m) N_{A\rho\sigma^{(0)}} \theta (\eta_\pi E_\pi - E_m) \varepsilon(E_m)}{L^2 \pi^2 \tau_\pi c m_\pi c^2}. \quad (59)$$

Поскольку фоном для измерений в данном случае служит равновесный поток (31), то отношение  $R$  сигнала (59) к фону равно:

$$R_\pi(\Delta \mathcal{L}, \mathcal{L}_0) = \frac{2A_0 \rho \Delta \mathcal{L} (\eta_\pi E_\pi - E_m) \varepsilon(E_m) \theta (\eta_\pi E_\pi - E_m)}{E_\pi^2 \eta_\pi^2 f (B \eta_\pi E_\pi)}. \quad (60)$$

Поправка к равновесному потоку мюонов для случая протонного ускорителя получается из (59) с помощью усреднения по инклюзивному спектру вторичных частиц (для вкладов  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов), а для вклада прямых нейтрино необходимо, кроме этого, усреднить по инвариантной массе системы  $X$  (см. разд. 2). Используя полученные выражения, оценим возможности детектирования сигнала от залежей, содержащих различные минералы. Следуя [6], выберем

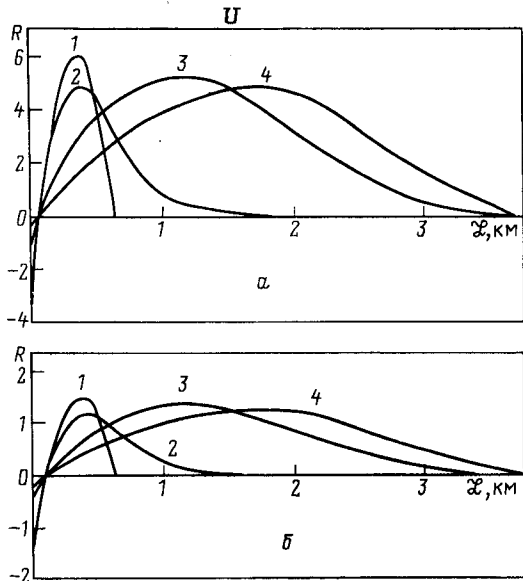


Рис. 10. Отношение сигнала к фону для урановой (а) и медной (б) залежей при  $\rho' \Delta l = 1$  кг/см<sup>2</sup> как функция расстояния вдоль пучка

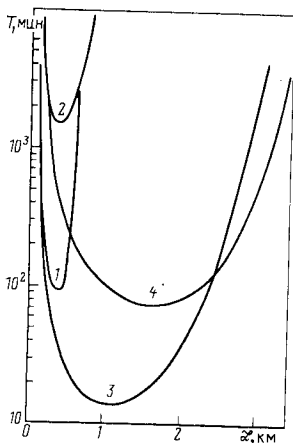


Рис. 11. Время, необходимое для детектирования урановой залежи при  $\rho' \Delta l = 1$  кг/см<sup>2</sup>, как функция расстояния вдоль пучка

в качестве условной единицы, характеризующей мощность залежи, количество вещества  $\rho' \Delta l = 10$  т/м<sup>2</sup> в направлении вдоль пучка (при  $L \simeq 10^3$  км, соответствующей наклону пучка к горизонту  $\simeq 5^\circ$ , это эквивалентно мощности  $\simeq 1$  т/м<sup>2</sup> в вертикальном направлении). Для грунта, окружающего рудное тело, примем  $A = 2Z = 20$ .

Результаты вычислений для медной и урановой залежей показаны на рис. 10 в виде зависимости  $R_\pi$  и  $R_p$  от глубины залегания залежи  $\mathcal{L}_0$  при различных  $E_{\pi, p}$ . Значения  $|R| \geq 10^{-3}$ , которые могут быть реально измерены, определяют глубины, доступные измерению. Кривые 1—4 отвечают соответственно:  $E_\pi = 1$  ТэВ,  $E_p = 3$  ТэВ,  $E_p = 20$  ТэВ ( $\pi^+ + K^+$ ),  $E_p = 20$  ТэВ (вклад прямых нейтрино). Отметим, что при  $\mathcal{L} \ll 0,1$  км отношение  $R > 0$ , т. е. поправка к плотности потока равновесных мюонов из-за наличия рудного тела положительна. Это означает, что преобладает эффект увеличения сечения взаимодействия нейтрино с атомами рудного тела [см. (57)]. Наоборот, при  $\mathcal{L} > 0,1$  км  $R < 0$  и главным становится эффект увеличения тормозных потерь мюонов на более тяжелых ядрах рудного тела, приводящий к уменьшению плотности потока мюонов. На рис. 11 мы приводим также результаты оценок времени, необходимого для детектирования урановой залежи ( $\rho' \Delta l = 1$  кг/см<sup>2</sup>) с адекватной статистикой (сигнал составляет три стандартных отклонения). Кривые 1—4 отвечают соответственно энергиям первичных частиц  $E_\pi = 1$ ,  $E_p = 3$  и 20 (вклад  $\pi^+ + K^+$ ) и  $E_p = 20$  ТэВ (вклад прямых нейтрино). Интенсивности первичного пучка приняты соответственно  $\dot{N}_\pi = 10^{13}$  с<sup>-1</sup> (ВЛЭПП);  $\dot{N}_p = 7,5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup> (УНК) и  $\dot{N}_p = 4,3 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup> (SSC'). Площадь детектора  $S_d = 10^2$  м<sup>2</sup>, длина распадного канала  $l = 1$  км. Из рисунка видно, что ускорители ВЛЭПП и УНК могут использоваться лишь для обнаружения неглубоких ( $< 1$  км) залежей. При этом ВЛЭПП позволяет проводить измерения примерно в 20 раз быстрее, чем УНК. Использование ускорителя SSC', и, в особенности, пучка прямых нейтрино от него, может обнаружить залежи на глубине  $\sim (1-4)$  км за время, исчисляемое часами.

Итак, если на пути нейтринного пучка оказывается месторождение, содержащее элементы с большим  $Z$ , то эффект поглощения (при  $\mathcal{L} > 0,1$  км) оказывается несколько сильнее, что приводит к небольшому ( $\sim 1-0,1$  %) уменьшению потока мюонов по сравнению

с его равновесным значением. Это отличие достаточно для того, чтобы за короткий срок, порядка нескольких часов, провести необходимые измерения. Аппаратура для регистрации мюонов достаточно проста и компактна и может быть расположена, например, на грузовиках. Метод позволяет хорошо определять контуры залежи в направлении, поперечном к пучку, но вдоль пучка дает лишь суммарную мощность залежи и не может различить толстый слой легкого минерала от более тонкого слоя тяжелого минерала. Ограничения по глубине определяются пробегом мюонов и углом к горизонту, под которым пучок выходит из земли. С ростом энергии ускорителей увеличиваются доступные дальности и глубина измерений.

**Геология. Акустический метод.** Обсудим теперь возможность использования для геологических исследований акустического сигнала, генерированного пучком нейтрино. Как было показано в разд.2, акустический сигнал, генерированный нейтринным пучком, дает в геофоне, расположенном вблизи поверхности Земли, сигнал, пропорциональный коэффициенту Грюнайзена  $\gamma = 4\pi A$ . Значения коэффициента  $A$ , определяющего термоакустические свойства пород для некоторых распространенных материалов, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Термоакустические свойства некоторых материалов

| Материал         | $C$ , кал/г | $C_1$ , км/с | $A$  |
|------------------|-------------|--------------|------|
| Каменная соль    | 0,21        | 4,7          | 0,25 |
| Гранит           | 0,2         | 6,0          | 0,10 |
| Нефть            | 0,5         | 1,4          | 0,07 |
| Лед (при 0°C)    | 0,49        | 3,2          | 0,06 |
| Естественный газ | 0,49        | 0,5          | 0,04 |
| Вода             | 1,00        | 1,5          | 0,01 |

В реальной ситуации требуется знание  $A$  на глубинах порядка километра и больше при высоких давлениях и температуре.

Рассмотрим основные свойства термоакустического сигнала, генерированного нейтринным пучком [6, 28] [см. (44)].

1. Амплитуда акустического давления зависит от глубины как  $r^{-1/2}$ , что характерно для линейной антенны, в отличие от точечного источника ( $p \propto r^{-1}$ ). Основная часть сигнала генерируется участком антенны длиной  $\sim r^{1/2}$  под геофоном.

2. Величина сигнала существенно зависит от энергии первичных частиц (протонов или пионов):  $p \sim E^{2,5}$  (при фиксированной длине распадного канала  $l$ ).

3. Сигнал имеет биполярную форму с характерным временем  $\sigma/c_0$ , где  $c_0$  — скорость звука для пород, где происходит генерация звука (т. е. тех, через которые прошел пучок нейтрино). Поэтому

измерение формы акустического сигнала позволяет определить локальное значение скорости звука  $c_0$  на глубине  $r$ .

4. Синхронизация работы геофона и ускорителя позволяет знать время, в течение которого звуковой сигнал от антенны, расположенной на глубине  $r$ , доходит до геофона. Это дает возможность (независимого) определения средней скорости  $\bar{c}_0$  звука в породах, лежащих между геофоном и антенной.

5. Величина сигнала пропорциональна  $\rho A$ , т. е. зависит от свойств материалов, через которые проходит нейтринный пучок.

Оценим теперь величину термоакустического сигнала. Учитывая, что для функции профиля  $I$ ,  $(I_{\max} - I_{\min})/2 \simeq 0,11$ , найдем из (44) [6]:

$$\Delta p = (p_{\max} - p_{\min})/2 \simeq 0,44 \frac{dW}{dz} A \sigma^{-3/2} r^{-1/2}. \quad (61)$$

Подставляя сюда  $\sigma_0 = 0,3\Delta_0$  и  $dW^\pi/dz$  из (19) для пионного ускорителя,  $\sigma_{\pi+k} = 3,5\Delta_\pi$ ,  $dW^p/dz$  из (20) и  $\kappa = 0,33$  для протонного ускорителя и  $\sigma_c = 8\Delta_\pi$ ,  $dW^c/dz$  из (21) для вклада прямых нейтрино, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_\pi; p &= k_\pi; p A \rho N_{\pi; p} l E_{\pi; p}^{5/2} r^{-1/2} L^{-3/2}; \\ \Delta p_c &= k_c \left( \frac{\sigma_{cwc}}{\sigma_{abs}} \right) A \rho N_p E_p^{7/2} r^{-1/2} L^{3/2}, \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

где

$$\begin{aligned} k_\pi &= 3,6 \cdot 10^{-24} \text{ Па}; \quad k_p = 1,9 \cdot 10^{-26} \text{ Па}; \\ k_c &= 2,9 \cdot 10^{-25} \text{ Па} \quad (r - \text{в км}). \end{aligned}$$

Оценка для протонного ускорителя, сделанная в [6], отвечает  $k_p = 1,3 \cdot 10^{-25}$  Па. Завышение акустического сигнала в 7 раз связано с принятым в [6] предположением, что весь нейтринный спектр обязан распадам пионов: это занижает  $\sigma_\pi$  в  $\sim 4$  раза.

Используя для  $N_{\pi; p}$  и  $E_{\pi; p}$  данные табл. 1, получаем для термоакустического сигнала от одного импульса ускорителя при  $L = 10^3$  км,  $l = 1$  км,  $r = 1$  км,  $A\rho = 0,55$  г/см<sup>3</sup> (каменная соль):

$$\left. \begin{aligned} \text{ВЛЭПП: } \Delta p_\pi &= 2 \cdot 10^{-12} \text{ Па}; \\ \text{УНК; } \Delta p_p &= 10^{-10} \text{ Па}; \\ \text{SSC': } \Delta p_p &= 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ Па}; \\ \text{SSC' (чарм) } \Delta p_c &= 4,8 \cdot 10^{-8} \text{ Па}. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Характерные частоты акустического сигнала  $f_0 \simeq c_0/2l\sigma$  равны для обсуждаемых выше случаев ( $c_0 \simeq 4$  км/с) соответственно: 15, 4, 26 и 12 Гц. Ширина спектрального распределения акустического сигнала  $\Delta f \sim f_0$ .

Рассмотрим ожидаемые помехи в интересующей нас области частот от нескольких единиц до десятков герц. Основным источником этих помех являются сейсмические шумы, обусловленные стохастиче-

ческими движениями земной поверхности. Существенную часть шумов на поверхности составляют поверхностные волны, вклад которых может быть в значительной степени подавлен с помощью направленных геофонов. Предполагая наихудшую ситуацию, при которой сейсмические шумы считаются полностью некогерентными, и экстраполируя экспериментальные данные из области низких частот (где они достаточно хорошо измерены) в область высоких частот, авторы работы [6] получили следующую оценку для акустических шумов в диапазоне  $(f_1, f_2)$ :

$$p(f_2, f_1) = \left[ \int_{f_1}^{f_2} \frac{d\langle p^2 \rangle}{df} df \right]^{1/2} = 3,4 \cdot 10^{-3} \rho c_0 \left( \frac{1}{f_0} \right)^{0,7} \left[ 1 - \left( \frac{f_1}{f_2} \right)^{1,4} \right]^{1/2}.$$

Если средняя частота сигнала  $\langle f \rangle \simeq f_0$ , то можно положить  $f_1 \simeq f_0/2$  и  $f_1/f_2 \simeq 0$ . Тогда для отношения сигнала к шуму  $R = \Delta p/p(f_1, f_2)$  получим следующие оценки:

$$\left. \begin{aligned} R_{\pi} &= 1,7 \cdot 10^{-21} \frac{AN_{\pi} l E_{\pi}^{3,2}}{r^{1/2} L^{2,2} c_0^{0,3}}; \\ R_{p \rightarrow \pi + K} &= 1,5 \cdot 10^{-24} \frac{AN_p l E_p^{3,2}}{r^{1/2} L^{2,2} c_0^{0,3}}; \\ R_{p \rightarrow c} &= 1,3 \cdot 10^{-23} \frac{AN_p E^4}{r^{1/2} L^{2,2} c_0^{0,3}} \frac{w_c \sigma_c}{\sigma_{\text{abs}}}. \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Для  $A = 0,25$ ,  $c_0 = 1,74$  км/с,  $E_p = 20$  ТэВ,  $L = 10^3$  км,  $r = 1$  км,  $l = 1$  км,  $N_p = 3 \cdot 10^{15}$  получим  $R_{p \rightarrow \pi + K} \simeq 1,4 \cdot 10^{-5}$ . Из [6] при тех же условиях можно получить оценку  $R_{p \rightarrow \pi + K} \simeq 4 \cdot 10^{-4}$ .

Как показывают приведенные выше оценки, отношение сигнала к шуму для одного геофона от одного импульса для рассматриваемых ускорителей очень мало — на уровне  $10^{-4}$ — $10^{-5}$ . Очевидно, что практическое использование указанного метода возможно только в том случае, если будут найдены способы увеличения  $R$ . Очевидным выходом было бы увеличение энергии ускорителей, однако это возможно, по-видимому, только в более отдаленной перспективе. Рассмотрим другие возможности [6].

а. Накопление данных от многих импульсов ускорителя. При этом амплитуда сигнала растет линейно с числом импульсов  $N_{\text{имп}}$ , тогда как амплитуда (стохастических) шумов увеличивается как  $\sqrt{N_{\text{имп}}}$ . Если принять для циклических ускорителей период (время между импульсами) [6]  $T \simeq 6$  с  $E_p$ , то выигрыш  $S$  от набора статистики за  $N$  суток составит  $S(N) \simeq 120 \sqrt{N/E_p}$ . Для пионного ускорителя  $T \simeq f^{-1} = 10^{-1}$  с, поэтому  $S(N) \simeq 10^3 \sqrt{N}$ .

б. Использование антенны из большого числа  $N_m$  микрофонов. По тем же причинам, что и при накоплении данных, статистический

выигрыш составит фактор  $\sim \sqrt{N_m}$ . Кроме того, используя направленность антенны, можно убирать коррелированные поверхностные шумы и фокусировать чувствительность на область, где происходит генерация сигнала.

в. Используя известную форму сигнала, можно выделить его на большом фоне. Для этого можно применять различные методы, широко используемые в обычной сейсморазведке или радиолокации.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на очевидные трудности, связанные с малостью термоакустического сигнала от нейтринного пучка, рассматриваемый метод имеет ряд очень важных преимуществ по сравнению с обычной сейсморазведкой.

1. Вместо отраженных волн используется прямой сигнал известной формы, что облегчает обработку данных.

2. Глубина, на которой расположен источник звука, известна.

3. Скорость звука измеряется двумя независимыми и дополняющими друг друга способами (локальная скорость  $c_0$  — по форме импульсов, средняя скорость  $\bar{c}_0$  — по времени прихода сигнала).

4. Амплитуда сигнала несет информацию о термоакустических свойствах пород в месте прохождения нейтринного пучка. Эти особенности нейтринной сейсморазведки делают ее чрезвычайно привлекательной.

**Радиоизлучение.** Методы электроразведки, использующие постоянные или переменные, естественные или искусственные электромагнитные поля для исследования строения верхней части земной коры, поиска и разведки месторождений полезных ископаемых, находят широкое применение в геофизике. Эти методы основаны, главным образом, на изучении характера распределения электромагнитных полей на поверхности, хотя в некоторых видах электроразведочных работ используются скважины или шахты. Наличие источника электромагнитных колебаний в заданном месте и на заданной глубине было бы чрезвычайно полезно для геофизических исследований. В работе [7] было предложено генерировать радиоизлучение для интроскопии горных пород с помощью пучка нейтрино. Однако как показывают сделанные в разд. 2 оценки, радиоизлучение нейтринных пучков ускорителей следующего поколения слишком мало для практического использования.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представляется несомненным, что интенсивные, высокоэнергичные пучки дальних нейтрино станут в будущем эффективным инструментом для проведения геофизических исследований. Нейтринное зондирование Земли дополнит традиционные методы, обогатив геофизику качественно новыми возможностями. Однако прежде чем эти возможности будут реализованы в полной мере, должен



быть пройден достаточно долгий путь. Ближайшие перспективы различны для различных задач и методов.

Глобальные исследования Земли (измерение глубинной зависимости плотности вещества, изучение ядра Земли, геодезические измерения и т. п.) могут быть проведены в простейшем варианте с использованием сооружаемого ускорителя УНК на энергию  $E_p = 3$  ТэВ и возможно даже существующего ускорителя Лаборатории им. Ферми, в котором недавно получено ускорение протонов до энергии  $E_p = 1$  ТэВ. Основная проблема будет состоять в создании каналов, которые, однако, при этих энергиях могут иметь умеренную длину. Поэтому кажется вполне реальным, что такие измерения, представляющие огромный научный интерес, будут осуществлены в недалеком будущем. В дальнейшем, с ростом энергии и интенсивности нейтринных пучков, разрешающая способность метода возрастет и позволит изучать более тонкие детали строения Земли. В отдаленной перспективе можно надеяться на создание «нейтринного томографа», который позволит получить достаточно подробную картину внутреннего строения нашей планеты.

Что касается геологических приложений, то наилучшую перспективу здесь имеет «мюонный метод», позволяющий проводить поиски месторождений тяжелых минералов. Физические основы метода хорошо изучены в экспериментах по физике высоких энергий и не вызывают сомнений. Потоки мюонов, которые будут генерироваться нейтринными пучками ускорителей следующего поколения, достаточно интенсивны и позволят проводить необходимые измерения с помощью компактных подвижных детекторов за короткое время.

Более проблематичной является оценка эффективности акустического метода. Это связано, прежде всего, с тем, что некоторые принципиальные вопросы генерации акустических волн нейтринным пучком (в особенности в реальных средах и в реальных геологических условиях), а также фоновые условия еще не изучены достаточно полно. В целом оценка ситуации здесь такова: мощность сигнала, ожидаемого от ускорителей следующего поколения, несколько меньше той, которая требуется для надежной работы акустического метода. Удастся ли решить проблему за счет увеличения чувствительности методов детектирования, разработки способов выделения слабого сигнала и подавления фона или для этого потребуются создание более интенсивных и энергичных нейтринных пучков — покажут дальнейшие исследования.

По отношению к нейтринной геологии имеется еще один важнейший вопрос, ответ на который нам пока не известен. Вопрос этот является общим для большинства прикладных работ и состоит в следующем: даже в том случае, если будет полная убежденность, что все «принципы работают», является ли этот метод экономически оправданным? Не следует забывать, что стоимость ускорителя и системы управления пучками должна составить внушительную сумму

в несколько миллиардов рублей. Вместе с тем не вызывает сомнения, что если развитие нейтринной геологии окажется экономически оправданным, то даже такие фантастические на сегодняшний день проекты, как проект плавающего ускорителя, могут быть реализованы.

В целом «нейтринная» геофизика постепенно становится не столь экзотическим направлением исследований, как это казалось еще несколько лет назад. В частности, за время публикации этого обзора, появилось несколько работ, в которых сделана попытка снять ряд трудностей в практическом осуществлении обсуждаемых выше идей. В работе [36] рассматривается возможность прямого определения распределения плотности Земли, при регистрации мюонного потока от нейтрино, рассеянных с различных участков вдоль пучка. Предполагается использование пионного линейного ускорителя ( $E_{\pi} = 1$  ТэВ,  $N_{\pi} = 10^{12}$ ,  $f = 30$  Гц,  $l = 2$  км, длина одного импульса ускорителя 0,5 см). Если детектор типа ДЮМАНД с эффективной площадью  $\sim 1$  км<sup>2</sup> расположен — в 20 км от места выхода прямого пучка нейтрино на поверхность Земли, то можно получить распределение плотности вдоль диаметра с шагом 600 км и погрешностью 3% за год работы ускорителя. В отличие от рассмотренного выше метода измерения полного поглощения нейтрино, здесь не требуется перенацеливание пучка и перемещение детектора, однако, потоки мюонов в таком эксперименте на несколько порядков ниже. Усовершенствование мюонного метода в геофизике было предложено в [37]: спектральный анализ мюонного потока позволяет повысить эффективность метода также существенно повышаются, если нейтринный пучок взаимодействует с сейсмически активной средой [38]. Соответствующий сейсмический сигнал может на несколько порядков превосходить термоакустический.

Важнейшей задачей в настоящее время является проведение экспериментальных и теоретических исследований, имеющих своей целью уточнение реальных возможностей и ограничений нейтринной геофизики, разработку различных методов регистрации нейтринного пучка и вызываемых им вторичных излучений. Развитие физики «дальних» нейтрино невозможно без создания мощных ускорителей. Разработка таких ускорителей, изучение новых методов ускорения частиц и управления пучками имеют первостепенное значение.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А. М. Балдина, Г. Т. Зацепина, Е. П. Кузнецова, Г. И. Мерзона, С. И. Никольского, А. Рухуло, М. А. Садовского, А. Н. Скринского и Е. Л. Фейнберга за полезные обсуждения различных вопросов, затронутых в настоящем обзоре, и В. А. Салеева за участие в совместных работах и помощь при подготовке обзора к печати.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лернд Дж., Эйхлер Д.— УФН, 1982, т. 137, с. 449; Markov M. A.— In: Proc. of 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics. Rochester, 1960, p. 578.
2. Placci A., Zavattini E. CERN report, October 1973, 35 p.
3. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 1060—1063.
4. Неделков И. Препринты ОИЯИ 18-81-189, Дубна, 1981. 11 с; P2-81-645, Дубна, 1981. 12 с.
5. Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 88, М.: 1985, 36 с.
6. De Rujula A., Glashow S. L., Wilson R. R. e.a.— Phys. Repts, 1983, v. 99, p. 342—396.
7. Аскарьян Г. А.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 334—336.
8. Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 248; М.: 1984. 17 с.
9. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 353—359.
10. Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 39, с. 81—83.
11. Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А.— КСФ, 1984, т. 4, с. 30—34.
12. Царев В. А., Чечин В. А.— КСФ, 1984, т. 12, с. 56—59.
13. Салеев В. А., Царев В. А.— КСФ, 1985, т. 2, с. 8—13.
14. Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 87, М.: 1985.
15. Царев В. А.— КСФ, 1981, т. 9, с. 42—45; Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 45, М.: 1982; КСФ, 1982, т. 8, с. 21—25.
16. Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 145, М.: 1984.
17. Бойков А. А., Денисов С. П., Ерохин С. В. и др. Препринт ИФВЭ 81-98, Сергухов, 1981.
18. Царев В. А.— КСФ, 1982, т. 7, с. 29—33.
19. Адо Ю. М.— УФН, 1985, т. 145, вып. 1, с. 87—112; Бальбеков А. И., Васильев А. А., Воронцов Г. Л. и др.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 3, с. 568—580.
20. The seminar of Future Accelerators. Tokyo, May 1984. SSC Reference Designs Study Group, Draft II. 150 p.
21. Балакин В. Е., Скринский А. Н. Линейные встречные пучки — перспектива развития. М.: изд. МИФИ, 1984; Скринский А. Н.— УФН, 1982, т. 138, с. 3—44.
22. Биленький С. М., Понтекорво Б. М.— УФН, 1977, т. 123, с. 181—215.
23. Lubimov V. A., Novikov E. S., Nozik V. Z. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. B94, p. 266—269.
24. Арутюнян Ф. Р., Туманян Р. А. Препринт ЕрФИ № 137, Ереван, 1962.
25. Brenner A. E., Carey D. C., Elias J. E. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. D26, p. 1497—1553.
26. Berger V., Phyllips R. J. N.— Phys. Rev., 1977, v. D14, p. 80—93.
27. Bricman C., Dionisi C., Mazzucato M. e.a. Review of particle properties, 1980, CERN, Geneva. 286 p.
28. Аскарьян Г. А.— Атомная энергия, 1957, т. 3, с. 162—166; Аскарьян Г. А., Долгошеви Б. А.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 232—233.
29. Воловик В. Д., Петренко В. В., Попов Г. Ф.— Письма в ЖТФ. 1977, т. 3, с. 459—462.
30. Askarian G. A., Dolgoshein V. A., Kalinovskiy A. N. e.a.— NIM, 1979, v. 164, p. 267—279.
31. Sulak L., Armstrong T., Varanger H. e.a.— NIM, 1979, v. 161, p. 203—219.
32. Голубничий П. И., Калужный Г. С., Корчиков С. Д. и др.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, с. 272—276,

33. Аскаръян Г. А.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 616—618; 1965, т. 48, с. 988—990.
34. Гусев Г. А., Железных И. М.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 505—507.
35. Böstrom R. e.a.— In: Proc. of 16th Intern. Cosmic Rays Conf., Kyoto, 1976, v. 10, p. 266—269.
36. Борисов А. Б., Долгошеин Б. А., Калиновский А. Н. Препринт МИФИ, 023—85, М., 1985 г.
37. Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А.— КСФ, 1985, т. 7, с. 49.
38. Хаврошкин О. Б., Цыплаков В. В., Царев В. А., Чечин В. А.— КСФ, 1985, т. 10, с. 26.
39. Царев В. А., — КСФ, 1985, т. 11, с. 48.