

от рассеяния на точечной частице, не прекратится и будет сравнительно быстрым (быстрее, чем $\ln^2 s/m_w^2$), что обусловлено рассеянием ν на морских кварках. При $s \gtrsim 100 m_w^2$ заметный и возрастающий с s вклад дают т. в. полужёсткие и мягкие соударения. Для них характерны эффекты экранировки партонов (кварков и глюонов), коллективное испускание глюонов и т. д. Не исключено, что быстрый (быстрее $\ln^2 s/m_w^2$) рост σ для $[s \approx (10^5 - 10^6) m_w^2]$ продолжается до значений, равных геом. размеру нуклона с учётом непрозрачности: $\sigma \sim R_N^2 \alpha_w^2 \approx (10^{-33} - 10^{-32}) \text{ см}^2$ (R_N — радиус нуклона, $\alpha_w^2 = g^2/4\pi$).

Сечения взаимодействия Н. и антинейтрино даже на неполяризов. мишенях не равны. Причина этого — нарушение чётности в слабом взаимодействии и поляризация самих Н. В области $m_t^2 \ll s \ll m_w^2$ отношение сечений, обусловленных $(V - A)$ -токами: $\sigma_{\nu-A}^{\nu} / \sigma_{\nu-A}^{\bar{\nu}} = 1/3$. Различие $\sigma^{\bar{\nu}}$ и σ^{ν} связано с величиной полного спина J сталкивающихся частиц и, следовательно, с угл. распределением рождаемых лептонов. Напр., для $\nu_l t$ -рассеяния $J = 0$ и распределение в системе центра инерции изотропно, для $\bar{\nu}_l t$ -рассеяния $J = 1$ и рассеяние происходит преим. вперёд. Величины $\sigma^{\bar{\nu}}$ и σ^{ν} сравниваются при сверхвысоких энергиях: $s \gg m_w^2$, где вклад в сечения дают волны с ненулевыми орбит. моментами.

Нейтринные эксперименты. 1) Рассеяние $\bar{\nu}_e$ в области низких энергий, $E_\nu < 10$ МэВ, исследуется в экспериментах на ядерных реакторах [11]. Источником $\bar{\nu}_e$ являются цепочки β -распадов осколков деления ядер ^{235}U , ^{239}Pu и др. В среднем на одно деление приходится $6\bar{\nu}_e$, и при мощности реактора 3000 МВт полный поток $\bar{\nu}_e$ составляет $5 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Спектры Н. быстро падающие, с характерным диапазоном $E_\nu = (1-8)$ МэВ. Для детектирования Н. используется гл. обр. обратный β -распад (2). Мишени-детекторы представляют собой баки с жидкими водородосодержащими сцинтилляторами, к-рые (в ряде установок) прослоены гелиевыми проволочными камерами для регистрации нейтронов. Кроме измерений спектров e^+ на разных расстояниях от реактора (см. ниже, Осцилляции Н.) изучаются взаимодействия $\bar{\nu}_e$ с электронами и дейтронами (напр., $\bar{\nu}_e + d \rightarrow e^+ + n + n$).

Интенсивные потоки Н. создаются мощными радиоактивными источниками (^{61}Cr , ^9H и др.). Эксперименты с такими источниками, окружёнными защитой, через к-рую могут проникнуть только Н., проводятся как для изучения взаимодействий Н. при низких энергиях, так и для калибровки нейтринных детекторов, в частности радиохим. детекторов солнечных Н.

Развиваются новые методы детектирования низкоэнергетичных Н., основанные на низкотемпературных болометрах, измерениях в кристаллах, регистрации возбуждений в сверхтекучем гелии, фазовых переходах в перегретых сверхпроводящих гранулах и др.

2) При больших энергиях, вплоть до $E_\nu \approx 300$ МэВ, νe - и νN -рассеяние исследуют на мезонных фабриках. Нейтринные потоки возникают здесь в цепочке распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, а сами π^+ генерируются во взаимодействиях ускоренных до 500—800 МэВ протонов с ядрами мишени.

3) Рост сечений взаимодействия Н. с увеличением энергии и связанная с этим возможность проведения нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий обсуждалась М. А. Марковым в 1957. Первые нейтринные эксперименты на ускорителях были осуществлены в 1962 в Брукхейвене и в 1964 в ЦЕРНе [12]. В 1973 на ускорителе ЦЕРНа в нейтринных экс-

периментах были открыты слабые нейтральные токи, это сыграло важную роль в становлении совр. теории электрослабого взаимодействия.

Существуют две разные постановки эксперимента: обычная — с Н. от π -, K-распадов и «сброс пучка» на толстую мишень, позволяющий изучать «прямые» Н. В первом случае нейтринный пучок формируется в распадах π - и K-мезонов, родившихся во взаимодействиях ускоренных протонов с достаточно тонкой мишенью. Необходимым элементом в такой постановке эксперимента является распадный канал (для осуществления распадов π и K). При $E_\nu \approx 200$ ГэВ, напр., его длина равна ок. 300 м. Между распадным каналом и детекторами Н. расположены мюонный фильтр — слой железа, а также слои грунта, в к-рых поглощаются все частицы, за исключением Н.

В эксперименте по сбросу пучка ускоренные протоны падают на металлич. мишень толщиной до 2 м и более, в к-рой, не успевая распадаться, поглощается осн. часть π - и K-мезонов и, т. о., поток обычных распадных Н. оказывается сильно подавленным. На его фоне становятся заметны Н., родившиеся в распадах тяжёлых короткоживущих D, F и др. мезонов, у к-рых распад превалирует над поглощением. Практически такие Н. возникают в точке первичного взаимодействия протонов, и их называют «прямыми». Распадный канал при сбросе пучка не нужен. В качестве мишени-детекторов в ускорит. экспериментах используют большие пузырьковые камеры, а также калориметры, к-рые состоят из пластин железа или мрамора, прослоенных сцинтилляц. счётчиками, дрейфовыми трубками, проволочными камерами и т. д. Детекторы дополняются иногда мюонными спектрометрами.

4) В экспериментах на подземных установках источником Н. является атмосфера Земли — распады частиц, родившихся во взаимодействиях космич. лучей с ядрами атомов атмосферы (Марков, 1960). Взаимодействие Н. низких энергий, $E \lesssim$ сотни МэВ — неск. ГэВ, регистрируются большими водными черенковскими детекторами (IMB, KAMIOKANDE), а также тонкоструктурными электронными установками (FREJUS, NUSEX). Причём треки частиц, рождаемых в нейтринном взаимодействии, могут полностью уместиться в детекторе («включённые» события). Такие события являются осн. фоном для поиска распада протона и $p \leftrightarrow \bar{p}$ осцилляций. При более высоких энергиях Н., $E \gtrsim 10$ ГэВ, осн. часть регистрируемых событий — мюоны, пересекающие детектор. Они рождаются атмосферными Н. в грунте вблизи установок. Преимуществом обладают детекторы, способные определить направление прихода мюона (Баксанский нейтринный телескоп).

Особый интерес представляют события, когда Н. приходит из нижней полусферы Земли: в этом случае расстояние источник — детектор равно $2R_\oplus$.

5) Взаимодействие Н. сверхвысоких энергий, $E_\nu > 1$ ТэВ, предполагается изучать на глубоководных установках (Марков, 1960). Источниками Н. являются космос (космич. Н.) и атмосфера Земли. Детекторы представляют собой большие объёмы воды на значит. глубине в океане или озере, просматриваемые черенковскими счётчиками или прослушиваемые акустич. детекторами (проекты «Байкал», ДЮМАНД). Развивается методика регистрации радиоизлучения ядерных и эл.-магн. каскадов, вызванных Н. в большом объёме льда (напр., в Антарктиде).

Информация о взаимодействиях Н. с энергиями вплоть до 10^{20} эВ может быть получена из исследований широких атм. ливней, развивающихся под большими углами к вертикали (установка «Мушиный глаз», Канада).

Результаты нейтринных экспериментов находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории ВГС. В частности, для упругого рассеяния ν_e и $\bar{\nu}_e$ на электронах при энергии $E_\nu > 1$ ГэВ, получено: