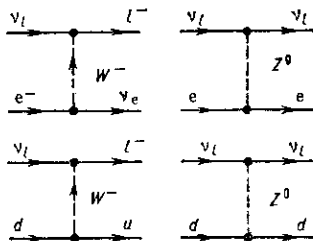


если нет случайной «игры» параметров, их константы, h существенно меньше калибровочной константы g : $h \sim gm_w/m_w \ll g$.

Взаимодействия Н. с кварками и лептонами обусловлены обменом W^- и Z^0 -бозонами (рис. 6).

Распады частиц с участием Н. Источники Н. Калибровочные взаимодействия Н. непосредственно проявляются в распадах W^- и Z^0 -бозонов: $W^- \rightarrow \nu_l + l^-$, $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$. Ширины распадов:



$$\Gamma_{\nu l} \approx g^2 m_w / 48\pi \approx 250 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{\nu \bar{\nu}} \approx g^2 m_p / 96 \cos^2 \theta_w \approx 167 \text{ МэВ}.$$

Регистрация зарядж. лептонов и измерение т. н. недостающей энергии, уносимой Н., — осн. способ детектирования W^- . Сигналом нейтринных распадов Z^0 являются т. н. монофотонные или моноструйные события.

Наиб. важные источники Н. в естеств. условиях и лаб. экспериментах — β -распады атомных ядер, e^- -захват в атомах, распады мюонов, τ -лептонов, π^- , K^- -мезонов, распады частиц, содержащих тяжёлые кварки: $D, F, \Lambda_c, B, \dots$ и т. д. Общие свойства распадов таковы.

1) Распады обусловлены зарядж. токами, поскольку в них изменяются типы (а р о м а т ы) частиц, а нейтр. токи с изменением ароматов в стандартной модели отсутствуют (напр., относят. вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu} < 10^{-7}$). Следовательно, Н. рождаются вместе с зарядж. лептонами и зафиксирован их тип (ν_e, ν_μ или ν_τ), а не масса в случае смешивания (см. ниже, Смешивание Н.).

2) Вероятности трёхчастичных распадов $A \rightarrow B\nu l$ (A, B, π, K , барион, ядро) пропорц. 5-й степени энергоделиней Q : $\Gamma_3 \sim G^2 Q^5$, где G — константа Ферми ($Q \approx m_A$ при $m_B, m_l \ll m_A$). Если $Q \gg m_l, l = e, \mu$ или e, μ, τ , то Γ_3 одинаковы для Н. разных типов. У двухчастичных распадов мезонов: $M \rightarrow \bar{l} + \nu_l$ ($M = \pi, K, D, F$) ширина пропорц. энергоделиней и квадрату массы зарядж. лептона (последнее есть следствие спирального запрета): $\Gamma_2 \sim G^2 m_l^2 Q$. Двухчастичные распады, т. о., не обладают ($\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$)-универсальностью: доминирует мода с наиб. тяжёлым (из допустимых для данного распада) лептоном и соответствующим Н. У лёгких мезонов это $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. При переходе к более тяжёлым мезонам (D, F, B) преобладающим становится трёхчастичный распад ($\Gamma_3/\Gamma_2 \sim Q^4$) и универсальность $\nu_e - \nu_\mu$, а затем $\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$ восстанавливается.

Рассеяние Н. Нейтрино могут рассеиваться (и поглощаться) на электронах, нуклонах и ядрах:

$$\nu_l + f \rightarrow L_l + X, \quad (13)$$

где f — частицы мишени ($f = e^-, N$, ядро), $L_l = \nu_l, l$, а X — одна или неск. частиц в конечном состоянии. При энергиях соударения в системе центра инерции (\sqrt{s}), много меньших порога рождения W и Z^0 , $\sqrt{s} \ll m_W$, взаимодействия Н. с кварками и лептонами имеют точечный четырёхфермионный характер. Вследствие этого сечения растут пропорц. квадрату полной энергии

$$\sigma \sim \frac{G^2 (s - m_f^2)^2}{\pi s} \approx \frac{G^2 s}{\pi}, \quad (14)$$

m_f — масса мишени. [В (14) и дальше σ выписываются с точностью до числ. факторов, определяемых теорией ВФС.]

В лаб. системе отсчёта (в к-рой f покоится) из (14) следуют две разные зависимости от энергии:

$$\sigma \sim \begin{cases} \frac{4G^2 \epsilon_\nu^2}{\pi}, & \epsilon_\nu \ll m_f \\ \frac{2G^2 m_f \epsilon_\nu}{\pi}, & \epsilon_\nu \gg m_f, \end{cases} \quad (15)$$

т. е. при энергии Н. больше массы мишени квадратичный рост сменяется линейным. В области $\epsilon_\nu \ll m_f$ сечения не зависят от массы мишени. В частности, они одного порядка для ν -рассеяния на электроне и на нуклоне. При $\epsilon_\nu > m_f$ сечения пропорциональны массе мишени [$\sigma(\nu p)/\sigma(\nu e) \sim m_p/m_e \approx 2000$] (рис. 7).

При $\sqrt{s} > m_W$ в рассеянии Н. проявляется структура слабого взаимодействия, связанная с обменом W^- и Z^0 -бозонами, его уже нельзя считать происходящим в одной точке, и зависимость сечений от энергии изменяется. Для процессов рассеяния Н. на точечных объектах (электронах, кварках) с W -обменом в t -канале (см. рис. 6) $\sigma \sim G^2 m_w^2 / \pi (1 + m_w^2/s)$. При $s \approx m_w^2$ сечения прекращают линейный рост с увеличением s и затем выходят на константу: $\sigma \rightarrow \sigma_0 \sim G^2 m_w^2 / \pi \approx 10^{-34} \text{ см}^2$ (в низшем порядке теории возмущений) [рис. 8, кривая $\nu_e e^-$]. Сечения $\bar{\nu}$ -рассеяния с W^- или Z^0 -обменом в s -канале (в s -канале), напр. $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \mu^-$, имеют резонансный характер (резонанс Глэшоу; рис. 8, штриховая кривая).

Взаимодействие Н. с нуклонами (рис. 8, кривая $\nu_l N$) есть суммарный эффект рассеяния Н. на отд. кварках, составляющих эти нуклоны. При $\epsilon_\nu < \text{неск.}$

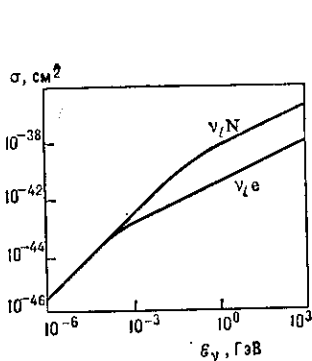


Рис. 7. Зависимости сечений рассеяния нейтрино на нуклонах и электронах от энергии ϵ_ν при $2m_f \epsilon_\nu \ll m_w^2$.

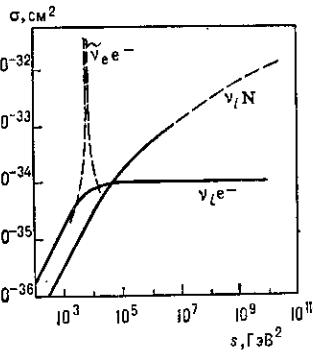


Рис. 8. Зависимости сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на электронах и нейтрино на нуклонах при $s \geq m_w^2$ (теоретические кривые).

сотен МэВ происходит упругое и квазиупругое рассеяние: $\nu_e + p \rightarrow \nu_e + p, \nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ и т. д. С повышением энергии дополнит. вклад даёт сначала однонижнее рождение ($\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + p$), а затем рождение большего числа адронов. В области неск. $\text{ГэВ} < \epsilon_\nu \lesssim 100 m_w^2/m_N$ ($s \lesssim 10 m_w^2$) доминируют *глубоко неупругие процессы* [9, 10]. Вклады от рассеяния ν на отдельных кварках в сечения этих процессов суммируются некогерентно. При $s \ll m_w^2$ сечение $\sigma \approx (G^2 s / \pi) \xi$, где $\xi = 0.2-0.3$ — доля полного импульса нуклона, которую несут кварки, взаимодействующие с Н. Сечения растут пропорц. s , отклонение от линейного роста вследствие нарушения скейлинга Бёркена (см. *Масштабная инвариантность*) в квантовой хромодинамике незначительно. При $s \geq m_w^2$ рост сечений νN -взаимодействия замедляется, но, в отличие