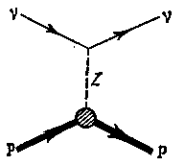


чальных кварков и лептонов. Н. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временная точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного $j_\mu^l(x)$ и адронного (кваркового) $j_\mu^q(x)$ токов: $j_\mu(x) = j_\mu^l(x) + j_\mu^q(x)$, каждый из к-рых является смесью векторного и аксиального токов. Поэтому взаимодействия с участием Н. т. не сохраняют пространств. чётность. Примером процесса, обусловленного как лептонным, так и адронным Н. т., является упругое рассеяние нейтрино на протоне $\nu + p \rightarrow \nu + p$ (рис.).



Взаимодействие Н. т. с полем $Z_\mu(x)$ нейтрального Z-бозона описывается плотностью лагранжиана

$$\mathcal{L} = g j_\mu(x) Z_\mu(x),$$

где \bar{g} — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$), связанная с фундам. электрич. зарядом e и Вайнберга углом θ_w соотношением: $e = \bar{g} \sin \theta_w \cos \theta_w$. В области передаваемых импульсов, много меньших массы Z-бозона m_Z , взаимодействие Н. т. сводится к эфф. четырёхфермионному взаимодействию, описываемому плотностью гамильтониана вида:

$$H = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \rho j_\mu(x) j_\mu^+(x), \quad (1)$$

где G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, а $\rho = m_w^2 / (m_Z^2 \cos^2 \theta_w)$ — параметр, характеризующий отношение интенсивности взаимодействия Н. т. и заряженных токов (m_w — масса зарядж. промежуточного бозона W ; знак + означает эрмитово сопряжение). Численное значение ρ зависит от детальной структуры спонтанного нарушения симметрии электрослабого взаимодействия за счёт Хиггса механизма. В электро-слабой теории с одним дублетом Хиггса полей (или с неск. дублетами) предсказывается значение $\rho = 1$ (с точностью до радиационных поправок). На опыте значение ρ также близко к единице: $\rho = 0,99 \pm 0,02$.

Согласно теории электрослабого взаимодействия, Н. т. каждого из лептонов и кварков полностью определяется электрич. зарядом и значением проекции слабого изоспина I_3 данной частицы:

$$j_\mu(x) = j_\mu^3(x) - \sin^2 \theta_w j_\mu^{\text{EM}}(x), \quad (2)$$

где $j_\mu^{\text{EM}}(x)$ — электромагнитный ток, а $j_\mu^3(x)$ — ток третьей компоненты слабого изоспина. Напр., Н. т. нейтрино составляет $1/4 \bar{\nu}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu(x)$ (т. к. j_μ^{EM} для нейтрино равен нулю, а проекция слабого изоспина нейтрино равна $1/2$), а для электрона Н. т. имеет вид:

$$\bar{e}(x) (-1/4 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) + \sin^2 \theta_w \gamma_\mu) e(x)$$

[здесь $\nu(x)$, $e(x)$ — операторы нейтриноного и электронного полей, черта над символами полей обозначает дираковское сопряжение, γ_μ , γ_5 — Дирака матрицы].

Взаимодействие Н. т. вида (1), предсказанное теорией [Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), 1961; С. Вайнберг (S. Weinberg), 1967; А. Салам (A. Salam), 1968], было открыто в опытах по рассеянию мюонных нейтрино на нуклонах в пузырьковой камере «Гаргамель» (ЦЕРН, Швейцария, 1973). Для зарядж. частиц взаимодействие (1) маскируется более сильным (на много порядков) эл.-магн. взаимодействием. Однако взаимодействие (1) удаётся обнаружить благодаря тому, что в нём не сохраняется пространств. чётность, в отличие от эл.-магн. взаимодействия, в к-ром чётность сохраняется. Эффект несохранения чётности во взаимодействиях электронов с нуклонами впервые был открыт в атомной физике по наличию оптич. активностей (поворота плоскости поляризации линейно поляризов. света) паров атомарного висмута (Л. М. Барков, М. С. Золотарёв, 1978). Несколько позднее этот же эффект наблюдался

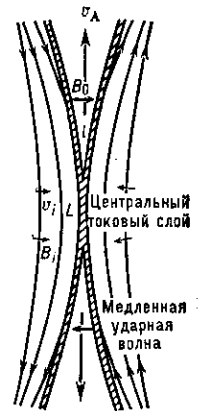
при высокой энергии по разности сечений рассеяния лево- и правополяризов. электронов на водороде и дейтерии (СЛАК, США, 1978). Эти эксперим. результаты сыграли решающую роль в подтверждении существования взаимодействия вида (1) с Н. т., имеющим структуру (2), и, следовательно, в подтверждении теории электрослабого взаимодействия Глэшоу — Вайнберга — Салама в целом.

Н. т., определяемый ф-лой (2), диагонален по аромату лептонов и кварков. Это означает, что в описываемых им процессах не изменяются квантовые числа лептонов и адронов. Существует, однако, понятие недиагональных Н. т. Оно относится к процессам, в к-рых изменяются квантовые числа адронов и лептонов без изменения их электрич. заряда. Примером такого процесса является распад долгоживущего нейтрального K-мезона (K_L) на мюонную пару: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$, в к-ром странность изменяется на единицу. Такие процессы возникают в высших порядках теории возмущений по электрослабому взаимодействию, и их вероятность весьма мала. Напр., относит. вероятность распада $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ составляет ок. 10^{-8} . Процессы с Н. т., недиагональным по лептонам, на опыте не наблюдались. Наиб. сильные эксперим. ограничения имеются для процессов превращения мюона в электрон в кулоновском поле ядра: $\mu^+ + A \rightarrow e^+ + A$ (относит. вероятность менее $4,6 \cdot 10^{-12}$) и для распада $\mu \rightarrow e \nu$ (относит. вероятность $5 \cdot 10^{-11}$). Сильная подавленность на опыте адронного и отсутствия лептонного недиагонального Н. т. налагает весьма ограничивающие условия на вид взаимодействия и спектр масс лептонов и кварков.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990. М. Б. Волошин.

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ — слой тока высокой плотности, имеющий конечную толщину l и разделяющий две плазменные области с противоположно направленными магн. полями; в центре Н. т. с. магн. поле равно нулю. Понятие Н. т. с. возникает в гидродинамич. моделях пересоединения магн. силовых линий, используемых для объяснения, напр., солнечных вспышек (см. также *Магнитная гидродинамика*). В общем случае токковый слой разделяет магн. поля не обязательно противоположно направления, но магн. поле обязательно тангенциально по отношению к границе, т. е. токковый слой можно рассматривать как тангенциальный разрыв.

Токковые слои могут возникнуть при резком сжатии плазменной области вблизи нейтральной точки и на границе между двумя топологически разл. магн. конфигурациями при их сближении. В отсутствие магн. потока токковый слой расплывается вследствие диффузии со скоростью η/l , где η — коэф. магн. диффузии. В процессе магн. диффузии энергия магн. поля превращается в тепловую за счёт столкновительной или коллективной диссипации. Магн. поле вне токкового слоя вморожено в плазму. Если плазма с магн. полем втекает в слой с боков (рис.) со скоростью v_i со скоростью $v_i < \eta/l$, то слой расширяется; если $v_i > \eta/l$, то слой становится тоньше. Повышенное плазменное давление в цент-



Пересоединение магнитных силовых линий при их прохождении через нейтральный токковый слой.

ре слоя приводит к истечению вещества от концов слоя с альвеновской скоростью v_A . Вместе с веществом выносятся и магн. поток, поэтому в Н. т. с. происходит пересоединение магн. поля.

Концы токкового слоя разветвляются на две пары ударных волн медленной моды (см. *Волны в плазме*), к-рые остаются в установившемся потоке стоячими