

$[l(x) \text{ и } \bar{v}_l(x) = v_l^+(x)\gamma_0$ — операторы полей заряж. лептонов (e, μ, τ) и соответствующих нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), γ_μ, γ_5 — Дирака матрицы]. Ток $j_\mu^l(x)$ построен так, что сохраняются по отдельности электронное, мюонное и таонное лептонные числа.

Адронный З. т. Кабиббо [Н. Кабиббо (N. Cabibbo), 1963] имеет вид:

$$j_\mu^C = j_\mu^u (\Delta S = 0) \cos \theta_C + j_\mu^d (\Delta S = 1) \sin \theta_C,$$

где θ_C — Кабиббо угол, первое слагаемое — З. т., не изменяющий странности S , второе слагаемое — ток, изменяющий S на единицу. Векторная часть тока $j_\mu^u (\Delta S = 0)$ сохраняется (см. Векторного тока сохранение). Аксиальная часть тока $j_\mu^d (\Delta S = 1)$ удовлетворяет условию частичного сохранения аксиального тока (см. Аксиального тока частичное сохранение); его матричные элементы отличны от нуля только в случае, если удовлетворяются правила отбора $\Delta Q = \Delta S$ и $\Delta I = 1/2$ (Q — электрич. заряд, I — изотопич. спин). Через операторы полей u -, d - и s -кварков ток Кабиббо записывается след. образом:

$$j_\mu^C = \bar{u}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [d(x) \cos \theta_C + s(x) \sin \theta_C].$$

Если бы полный адронный З. т. совпадал с током Кабиббо, то в калибровочных теориях электрослабого взаимодействия возник бы изменяющий странность нейтральный ток, к-рый на опыте не наблюдается (напр., относит. вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ меньше $6 \cdot 10^{-7}$). Чтобы избежать этого, к току Кабиббо необходимо добавить З. т. Глашоу — Илиопулоса — Майани (ГИМ) [Ш. Глашоу (Sh. Glashow), Дж. Илиопулос (J. Iliopoulos), Л. Майани (L. Maiani), 1970], в к-рый входит дополнительный, очарованный, кварк c :

$$j_\mu^{ГИМ} = c(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [-d(x) \sin \theta_C + s(x) \cos \theta_C], \quad (2)$$

где $c(x)$ — оператор поля c -кварка. Т. к. $\sin^2 \theta_C \approx 0,05$, то из (2) следует, что в распадах очарованных частиц должны доминировать каналы, в к-рых образуются странные частицы. Это предсказание теории хорошо подтверждается на опыте. Напр., вероятности распадов D^- -мезона по каналам $K^- + \bar{v}^0$ и $\bar{K}^0 + \bar{v}^0$ составляют соответственно 16(4)% и 48(15)%, тогда как вероятность распада $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ равна 0,5(0,2)%. Сумма токов Кабиббо и ГИМ может быть записана в виде:

$$\tilde{j}_\mu^q = \sum_{\substack{q'=u, c \\ q=d, s}} \bar{q}' \gamma_\mu (1 + \gamma_5) O_{q'q},$$

$$O = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} -$$

ортогональная матрица. Т. о., в ток \tilde{j}_μ^q входит только один параметр — θ_C . Если учесть также тяжёлые b - и t -кварки, т. е. добавить в теорию ещё один кварковый дублет, то З. т. имеет в этом случае существенно более сложную структуру:

$$j_\mu^q = \sum_{\substack{q'=u, c, t \\ q=d, s, b}} \bar{q}' \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_{q'q}. \quad (3)$$

Здесь U — унитарная 3×3 матрица, введённая в 1973 М. Кобаяси (M. Kobayashi) и К. Маскава (K. Maskawa). Она характеризуется тремя углами и одной фазой. Если фаза отлична от нуля, то это означает, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно CP -преобразования. Все известные слабые процессы, обусловленные З. т., могут быть описаны с помощью выражений (1) и (3).

Лит.: Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. С. М. Биленький.
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДВИЖЕНИЕ в электрическом и магнитном полях — перемещение частиц в пространстве под действием сил

этих полей. Ниже рассмотрены движения частиц плазмы, хотя нек-рые положения являются общими и для плазмы твёрдых тел (металлов, полупроводников). Различают следующие основные типы движения заряж. частиц (ДЗЧ): равноускоренное движение в пост. электр. поле, вращательно-поступательное (по спирали) в пост. магн. поле, дрейфовое движение из-за слабой неоднородности магн. поля или под действием др. сил, перпендикулярных магн. полю. В ансамбле заряж. частиц (плазме) с неоднородной концентрацией возникает диффузия.

В общем виде движение отдельной заряж. частицы описывается ур-нием:

$$\frac{dr}{dt} = v; \quad \frac{dp}{dt} = e \left(E + \frac{1}{c} [vH] \right), \quad (1)$$

где r — радиус-вектор частицы, v — скорость, $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ — масса, $p = mv$ — импульс, e — заряд, E и H — напряжённости электрич. и магн. полей соответственно. Правая часть (1) — выражение для Лоренца силы. Из (1) следует, что изменение кинетич. энергии $\mathcal{E}_K = mc^2$ со временем равняется работе, производимой электр. полем:

$$\frac{d\mathcal{E}_K}{dt} = v \frac{dp}{dt} = e E v. \quad (2)$$

Магн. поле работы не совершает, т. к. соответствующая ему сила перпендикулярна вектору скорости. В случае статич. полей из (2) следует интеграл энергии:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_K + eU = \mathcal{E}_0 = \text{const}, \quad (3)$$

где $U(r)$ — потенциал электрич. поля $E = -\nabla U$. Для полей E и H , произвольно меняющихся во времени и пространстве, ур-ния (1) не интегрируемы в общем виде; лишь для простых типов полей они интегрируемы точно. Во многих практически важных случаях разработаны приближённые методы решения ур-ний (1) с помощью ЭВМ.

В постоянном электрическом поле в нерелятивистском случае ($v \ll c$) ДЗЧ аналогично движению материальной точки в пост. поле тяжести: роль ускорения силы тяжести g играет величина eE/m ; траектория заряда — парабола $x = (emE/2p_0^2)y^2 + \text{const}$. Ось x выбрана вдоль E . В случае релятивистского движения траектория представляет собой цепную линию

$$x = \mathcal{E}_0 \text{ch} [eEy/p_0c]/eE.$$

В неоднородном электростатическом поле ДЗЧ имеет глубокую аналогию с распространением световых лучей в прозрачной преломляющей среде. Для заряда, движущегося в пространстве, в к-ром на некоторой границе имеется скачок потенциала $U(x < a) = U_1$ и $U(x \geq a) = U_2$, из (3) следует (при $\mathcal{E}_0 = 0, v/c \ll 1$) выражение для скоростей:

$$v_1 = \sqrt{2eU_1/m} \text{ при } x < a, \quad v_2 = \sqrt{2eU_2/m} \text{ при } x \geq a.$$

При прохождении через границу частица испытывает действие силы, направленной по нормали, а тангенциальная составляющая остаётся неизменной: $v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta$ (α, β — углы падения и «преломления»). Подставляя значения v_1 и v_2 , получаем условие

$$\sin \alpha / \sin \beta = \sqrt{U_2/U_1},$$

полностью совпадающее с обычной формулировкой закона преломления в оптике. Роль показателя преломления играет квадратный корень из значения потенциала в данной точке. Эта аналогия позволяет использовать методы геом. оптики и служит основой для создания *электронной и ионной оптики*.

В постоянном магнитном поле ДЗЧ можно представить в виде

$$\frac{dp}{dt} = [\omega_H p],$$