чениями проекции спина на к.-л. направление: $+1, 0, -1$ или *спиральностью*, если в качестве направления взято направление импульса частицы (для частиц нулевой массы — двумя: ± 1). *А. В. Ефремов.*

ВЕКТОРНОГО ТОКА СОХРАНЕНИЕ в слабом взаимодействии — свойство сохранения не изменяющего странность векторного *заряженного тока* адронов. Гипотеза В. т. с. высказана С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем в 1955 и Р. Фейнманом (R. Feynman) и М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в 1957. Она лежит в основе совр. теории слабого взаимодействия. В. т. с. позволяет объяснить универсальность векторных констант слабого взаимодействия (аналогично тому, как сохранение электромагнитного тока объясняет равенство абс. величин электрич. зарядов, напр. протона и электрона). Открытие того, что универсальное слабое взаимодействие можно представить как взаимодействие двух заряженных токов, представляющих собой сумму векторного V и аксиально-векторного A токов (т. н. $V-A$-теория; см. *Слабое взаимодействие*), вместе с сохранением векторного тока указали на аналогию слабого и эл.-магн. взаимодействия и на особую выделенность *векторных полей* как переносчиков этих взаимодействий (что способствовало развитию калибровочных теорий фундам. взаимодействий).

В. т. с. тесно связано с *изотопической инвариантностью*, вследствие к-рой в сильном взаимодействии сохраняется изовекторный четырёхмерный ток $J_\mu^\alpha(x)$:

$$\frac{\partial J_\mu^\alpha}{\partial x^\mu}=0 \qquad (1)$$

[$x(x^0, x^1, x^2, x^3)$ — точка пространства-времени, $\mu=0, 1, 2, 3$, $\alpha=1, 2, 3$ — изотопич. индекс; по индексу μ производится суммирование]. Эл.-магн. ток адронов представляет собой сумму изоскалярного тока J_μ^s и третьей компоненты изовекторного тока J_μ^3:

$$J_\mu^{\text{эм}}=J_\mu^3+J_\mu^s. \qquad (2)$$

Гипотеза В. т. с. состоит в том, что не изменяющий странности заряж. векторный ток $V_\mu^\pm$ имеет вид:

$$V_\mu^\pm=J_\mu^1 \pm iJ_\mu^2. \qquad (3)$$

В силу (1) этот ток сохраняется:

$$\frac{\partial V_\mu^\pm}{\partial x^\mu}=0.$$

Соотношения (2) и (3) позволяют связать матричные элементы заряж. векторного адронного тока с соответствующими матричными элементами эл.-магн. тока (в частности, связать *формфакторы* в процессах упругого рассеяния заряженных лептонов и нейтрино на нуклонах).

Имеющиеся эксперим. данные подтверждают В. т. с. Одним из классич. процессов, позволивших проверить справедливость гипотезы В. т. с., является распад

$$\pi^+ \longrightarrow \pi^0+e^++\nu_e. \qquad (4)$$

В. т. с. позволяет связать адронную часть матричного элемента этого процесса, $\langle\pi^0|V_\mu^{(-)}|\pi^+\rangle$, с матричным элементом оператора эл.-магн. тока:

$$\langle\pi^0\,|\,V_\mu\,|\,\pi^+\rangle=\sqrt{2}\,\langle\pi^+\,|\,J_\mu^{\text{эм}}\,|\,\pi^+\rangle. \qquad (5)$$

Матричный элемент $\langle\pi^+|J_\mu^{\text{эм}}|\pi^+\rangle$ характеризуется эл.-магн. формфактором пиона, зависящим от квадрата разности 4-импульсов конечного и начального пионов (q^2). Поскольку в распаде (4) значения q^2 близки к нулю, формфактор пиона в соотношении (5) можно положить равным единице. Для отношения вероятности распада (4) к вероятности осн. распада пиона $\pi^+\to\mu^++\nu_\mu$ тогда получаем:

$$R_{\text{теор}}=1{,}07\cdot10^{-8}.$$

Опыты по изучению распада (4), впервые выполненные в ОИЯИ (г. Дубна), подтвердили гипотезу В. т. с. Из имеющихся данных следует, что

$$R_{\text{эксп}}=1{,}033(34)\cdot10^{-8}.$$

Др. метод проверки В. т. с. — изучение эффектов т. н. слабого магнетизма (М. Гелл-Ман, 1959), учёт к-рого приводит к характерным поправкам к спектрам $\beta^\pm$-распадов ядер:

$$\begin{aligned} {}^{12}\mathrm{N} &\longrightarrow {}^{12}\mathrm{C}+e^++\nu_e,\\ {}^{12}\mathrm{B} &\longrightarrow {}^{12}\mathrm{C}+e^-+\tilde{\nu}_e. \end{aligned} \qquad (6)$$

Отношение спектров позитронов и электронов в распадах (6) оказывается пропорциональным величине $1+(^{16}/_3)a\mathscr{E}$, где $\mathscr{E}$ — энергия позитрона (электрона), $a=(\mu_p-\mu_n)/2Mg_A$,

$$\left(\frac{8}{3}\,a\right)_{\text{теор}}=0{,}0055\ \text{МэВ}^{-1}.$$

Здесь M — масса протона, $g_A\approx1{,}25$ — аксиальная константа слабого взаимодействия, $\mu_p=2{,}79$ и $\mu_n=-1{,}91$ — магн. моменты протона и нейтрона (в ядерных магнетонах). Из данных опыта следует, что

$$\left(\frac{8}{3}\,a\right)_{\text{эксп}}=0{,}0055(10)\ \text{МэВ}^{-1}.$$

Эл.-магн. взаимодействие и различие масс u- и d-кварков нарушают изотопич. инвариантность и приводят к небольшим ($\sim1\%$) поправкам в соотношениях, к-рые следуют из В. т. с.

Лит.: Ли Цзун-дао, By Ц.-С., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; By Ц.-С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *С. М. Биленький.*

ВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ — *поле физическое*, состоящее из трёх независимых компонент, преобразующихся при поворотах координатных осей или *Лоренца преобразованиях* как компоненты вектора или 4-вектора. Примером В. п. может служить поле скоростей в гидродинамике, эл.-магн. поле (описываемое четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$, $\mu=0, 1, 2, 3$, x — точка пространства-времени) и т. д.

В квантовой теории поля (КТП) квантами В. п. являются *векторные частицы* (т. е. частицы со спином 1), напр. фотон. При этом действительному В. п. соответствует электрически нейтральная частица, а комплексному — заряж. частица (и её античастица с зарядом противоположного знака).

По поведению относительно *пространственной инверсии* (замене координат $\boldsymbol{r}\to-\boldsymbol{r}$) В. п. делят на собственно векторные, меняющие знак при инверсии, и аксиальные, или аксиально-векторные, не меняющие знака.

В релятивистской теории В. п. $V_\mu(x)$ должно подчиняться дополнит. условию:

$$\frac{\partial V_\mu(x)}{\partial x^\mu}=0, \qquad (1)$$

к-рое сводит число его независимых компонент до трёх, соответствующих спину 1, и исключает часть, соответствующую спину 0.

Свободное комплексное В. п. подчиняется *Клейна — Гордона уравнению* и в импульсном представлении имеет вид (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$V_\mu(x)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d^3k}{\sqrt{2k_0}}\left[e_\mu^\lambda a_\lambda(k)\,e^{i(k_0t-kr)}+\right.$$
$$\left.+\,e_\mu^\lambda\tilde{a}_\lambda^+(k)\,e^{-i(k_0t-kr)}\right], \qquad (2)$$

где k и $k_0=\sqrt{k^2+m^2}$ — соответственно волновой вектор и частота плоской волны, m — параметр, играющий в КТП роль массы кванта поля, e_μ^λ — четырёхмерный вектор поляризации ($\lambda=1, 2, 3$ — поляризац. индекс), $a_\lambda(k)$, $\tilde{a}_\lambda(k)$ и эрмитово сопряжённые им ве-