

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ Λ^0 –ГИПЕРОНА В ЭФФЕКТИВНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ С КИРАЛЬНОЙ $U(3) \times U(3)$ СИММЕТРИЕЙ

В работе проанализированы нелептонные распады $\Lambda^0 \rightarrow N\pi$ Λ^0 –гиперона. Для вычисления амплитуд S – и P –волн рассматриваемых распадов применена техника “мягких” пионов, что позволило выявить наличие пропорциональности между амплитудами распадов и матричными элементами переходов $\Lambda^0 \rightarrow N\pi$, индуцированных четырехкварковыми операторами.

Матричный элемент $\langle p | \bar{u}_L \gamma^\mu s_L | \Lambda^0 \rangle$ был вычислен в рамках эффективной кварковой модели с киральной $U(3) \times U(3)$ симметрией. Результаты вычислений могут быть представлены в следующем виде:

$$\langle p | \bar{u}_l(0) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) s_l(0) | \Lambda^0 \rangle = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{g_{\pi NN} F_\pi (m_p + m_{\Lambda^0})}{24m^2} \bar{u}_p(\vec{Q}, \sigma) \gamma^\mu u_{\Lambda^0}(\vec{k}_{\Lambda^0}, \sigma_{\Lambda^0}) \quad (1)$$

Для вычисления производной “r.h.s.” от выражения (1) были использованы соотношения Гордона и опущены все вклады, кроме главного порядка. Матричный элемент (1) имеет сходство с матричным элементом перехода $\Lambda^0 \rightarrow p$ в распаде $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Матричный элемент перехода $\Lambda^0 \rightarrow p$ определяется следующим образом:

$$\langle p | \bar{u}_l(0) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) s_l(0) | \Lambda^0 \rangle = \bar{u}_p(\vec{Q}, \sigma) \left(f_1(0) \gamma^\mu - g_1(0) \gamma_\mu \gamma^5 \right) u_{\Lambda^0}(\vec{k}_{\Lambda^0}, \sigma_{\Lambda^0}) \quad (2)$$

Можно отметить хорошую согласованность с $SU(3)$ предсказанием $f_1(0) = -\sqrt{3}/2$.

Амплитуда $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ распада не может быть представлена в виде произведения матричных элементов $\langle p | (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L - \bar{d}_L \gamma_\mu d_L) | p \rangle$ и $2\langle p | \bar{u}_L \gamma^\mu s_L | \Lambda^0 \rangle$, где информация о значении матричного элемента $2\langle p | \bar{u}_L \gamma^\mu s_L | \Lambda^0 \rangle$ получена из экспериментальных данных по полулептонному распаду $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ по следующим причинам: 1) экспериментальные значения для форм-факторов $f_1(\vec{q}^2)$ и $g_1(\vec{q}^2)$ известны только для случая с нулевым переданным импульсом и 2) промежуточные протоны рождаются в процессе $\Lambda^0 \rightarrow p$ на массовой поверхности. Однако наблюдение таких протонов может быть запрещено в пределе тяжелых барионов. Поэтому можно рассмотреть переход $\Lambda^0 \rightarrow p$ в предположении, что он осуществляется между бесконечно тяжелым Λ^0 –гипероном и бесконечно тяжелым p без передачи импульса. Тогда вклад аксиально-векторного тока в матричный элемент может быть опущен. Тогда парциальные ширины распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ равны $\Gamma(\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-) = 1.68 \times 10^{-12} \text{ MeV}$, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями.

Можно заметить, что вычисления матричных элементов перехода в рамках эффективной кварковой модели с киральной $U(3) \times U(3)$ симметрией хорошо согласуются с феноменологическим анализом матричных элементов, основанном на $SU(3)$ инвариантности сильных низкоэнергетических взаимодействий.

В данной работе также был вычислен динамический поляризационный вектор для протона в обеих системах координат (лабораторной, где Λ^0 –гиперон движется со скоростью $\vec{v}_{\Lambda^0} = \vec{k}_{\Lambda^0} / E_{\Lambda^0}(\vec{k}_{\Lambda^0})$, и в системе покоя Λ^0 –гиперона). Данные результаты могут быть использованы для анализа поляризационных свойств Λ^0 –гиперонов, рождающихся в результате столкновения тяжелых ионов.