27

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ АН СССР

D-531

Б.Н.Валуев, Б.В.Гешкенбейн

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ Σ° И Λ-ЧАСТИЦ ПО РЕАКЦИИ $\Sigma^{\circ} \to \Lambda + e^{+} + e^{-}$

ЖЭТФ, 1960, т39, в4, с1046-1048.

Дубна 1960 год

Б.Н.Валуев, Б.В.Гешкенбейн

D-531

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ Σ° И Λ-ЧАСТИЦ ПО РЕАКЦИИ $\Sigma^{\circ} \to \Lambda + e^{+} + e^{-}$

Направлено в ЖЭТФ

Аннотация

Рассматривается корреляция поляризаций Σ° и Λ -частиц и электронно-позитронной пары в реакции $\Sigma^\circ \to \Lambda + e^+ + e^-$ в зависимости от относительной четности Σ° и Λ. Корреляции для положительной и отрицательной относительной четности существенно различаются. При наличии Σ° -частиц поляризованных при рождении, измерение указанной корреляции может оказаться сравнительно удобным способом определения относительной четности Σ° и Λ°.

В работах[1,2] было указано, что реакции $\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$, $\Sigma^0 \to \Lambda + e^+ + e^-$ могут служить для определения относительной четности Σ^0 и Λ -частиц. Именно, были рассчитаны коэффициенты конверсии для случая положительной /+/ и отрицательной /-/ относительной четности. Они различаются на 12-13%.

Рассчитанный спектр Λ -частиц оказался чувствительным к четности в области малых импульсов, но, к несчастью, малые импульсы маловероятны.

Определение корреляции линейной поляризации фотона и поляризаций Σ^0 и Λ, предложенное в [2], упирается в необходимость измерять поляризацию фотона, что, по-видимому, трудно /см. ,например, анализ, проведенный в [3]/.

В настоящей работе рассчитывается корреляция электронно-позитронной пары и поляризаций Σ^0 и Λ -частиц в реакции $\Sigma^0 \to \Lambda + e^+ + e^-$. Как было показано в работе[4], пара внутренней конверсии хорошо "запоминает" направление поляризации гамма-квантов. Поэтому следует ожидать значительной корреляции поляризаций Σ^0 и Λ и ориентации пары.

Мы рассчитаем матрицу плотности для получающейся в результате реакции Λ -частицы в зависимости от переменных, характеризующих ориентацию пары.

Матричный элемент для рассматриваемого процесса можно записать в виде /см.[2], там же объяснение обозначений/

$$\mathcal{M}_{\pm} = \Gamma_\mu^{(\pm)} \Omega_\mu \, \delta^4(p-q-r-s), \text{ где}$$

$$\Gamma_\mu^{(+)} = f^{(+)}(k^2) \sqrt{\frac{M_\Sigma M_\Lambda}{p_0 q_0}} \, \bar{\Lambda}(q) \sigma_{\mu\nu} \frac{k_\nu}{M} \Sigma(p)$$

$$\Gamma_\mu^{(-)} = f^{(-)}(k^2) \sqrt{\frac{M_\Sigma M_\Lambda}{p_0 q_0}} \, \bar{\Lambda}(q) \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \frac{k_\nu}{M} \Sigma(p)$$

$$\Omega_\mu = e \sqrt{\frac{m^2}{r_0 s_0}} \, \bar{u}(r) \gamma_\mu v(s), \quad k = p - q, \quad k^2 = \vec{k}^2 - k_0^2.$$

В выражениях для $\Gamma_\mu^{(\pm)}$ опущены члены, пропорциональные K_μ, так как они не дают вклада вследствие градиентной инвариантности $(K_\mu \Omega_\mu = 0)$. Также опущены члены $\sim K^2$, которые дают малый вклад. Допускаемую при этом погрешность можно оценить и она оказывается $\gtrsim$ 1%. Поэтому $f^{(\pm)}(K^2)$ полагаем равными $f^{(\pm)}(0)$.

В системе покоя Σ°-частицы ее поляризационное состояние описывается матрицей плотности

$$\rho_\Sigma = \frac{1}{2}\left(1 + \vec{\sigma}\vec{P}_\Sigma\right).$$

Состояние получающейся Λ-частицы будет описываться матрицей плотности

$$\rho_\Lambda = \mathfrak{M}\rho_\Sigma \mathfrak{M}^+,$$

где $\mathfrak{M}$ берется в системе покоя Σ°-частицы. В результате несложных выкладок, пренебрегая членами $\frac{\Delta^2}{M_\Lambda^2}$, получаем выражения для $\rho_\Lambda^\pm$ /с точностью до общего множителя/:

$$\rho_\Lambda^{(+)} = \frac{|f^{(+)}|^2}{r_0 S_0}\frac{M_\Sigma}{M_\Lambda}\left[-2[\vec{s}\vec{r}]^2 - K^2\vec{K}^2 + \left\{2[\vec{s}\vec{r}]^2\left(\vec{P}_\Sigma - 2\vec{n}(\vec{n}\vec{P}_\Sigma)\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + K^2(\vec{K}\vec{P}_\Sigma)\vec{K} + \frac{K^2}{M_\Lambda}(r_0 - S_0)\left[\vec{P}_\Sigma[\vec{s}\vec{r}]\right]\right\}\vec{\sigma}\right]\frac{\delta^4(r+s-K)}{K^4}$$

$$\rho_\Lambda^{(-)} = \frac{|f^{(-)}|^2}{r_0 S_0}\left[\frac{M_\Sigma}{M_\Lambda}\frac{K^2\vec{K}^2}{2} - \frac{3}{2}\Delta^2K^2 - 2\vec{a}^2 + \left\{\frac{M_\Sigma}{M_\Lambda}K^2(\vec{K}\vec{P}_\Sigma)\vec{K} - 4(\vec{a}\vec{P}_\Sigma)\vec{a}\right.\right.$$

$$\left.\left. + \left(2\vec{a}^2 - \frac{1}{2}\frac{M_\Sigma}{M_\Lambda}K^2\vec{K}^2 + \frac{K^2\Delta^2}{2}\right)\vec{P}_\Sigma\right\}\vec{\sigma}\right]\frac{\delta^4(r+s-K)}{K^4}$$

Здесь $\vec{n} = \frac{[\vec{r}\vec{S}]}{|[\vec{r}\vec{S}]|}$, $\vec{a} = \left[r_0 + \frac{1}{2M_\Lambda}(\vec{r}\vec{K})\right]\vec{K} - \Delta\vec{r}$

σ_i - матрицы Паули. Введем единичные векторы $\vec{æ} = \frac{\vec{K}}{|\vec{K}|}$, $\vec{\mathcal{N}} \perp æ$ и лежащий в плоскости пары, и $\vec{n} = [\vec{æ}\vec{\mathcal{N}}]$. Тогда, усредняя по остальным переменным, получаем следующие выражения:

$$\overline{\rho_\Lambda^{(+)}} \sim 2.55|f^{(+)}|^2\left\{1 - 1{,}41(\vec{P}_\Sigma\vec{æ})(\vec{\sigma}\vec{æ}) - 0{,}41\left[2(\vec{n}\vec{P}_\Sigma)(\vec{\sigma}\vec{n}) - (\vec{\sigma}\vec{P}_\Sigma)\right]\right\}$$

$$\overline{\rho_\Lambda^{(-)}} \sim 2.88|f^{(-)}|^2\left\{1 - 0{,}64\left[2(\vec{P}_\Sigma\vec{æ})(\vec{\sigma}\vec{æ}) - \vec{\sigma}\vec{P}_\Sigma\right]\right.$$
$$\left. - 0.68(\vec{\sigma}\vec{P}_\Sigma) - 0.40\left[2(\vec{P}_\Sigma\vec{\mathcal{N}})(\vec{\mathcal{N}}\vec{\sigma}) - (\vec{\sigma}\vec{P}_\Sigma)\right]\right\}.$$

Получается, что отношение коэффициентов конверсии для случаев /−/ и /+/ четности равно 1.13, что согласуется с вычислениями в /1,2/.

Далее имеем $P_{\Lambda\mathcal{N}} = \langle\vec{\sigma}\vec{\mathcal{N}}\rangle_{\text{средн.}}$ и т.д.

Для случая /+/ четности	Для случая /−/ четности
$P_{\Lambda\mathcal{N}} = +\ 0.41\, P_{\Sigma\mathcal{N}}$	$P_{\Lambda\mathcal{N}} = -\ 0.44\, P_{\Sigma\mathcal{N}}$
$P_{\Lambda n} = -\ 0.41\, P_{\Sigma n}$	$P_{\Lambda n} = +\ 0.36\, P_{\Sigma n}$
$P_{\Lambda æ} = -\ P_{\Sigma æ}$	$P_{\Lambda æ} = -\ 0.92\, P_{\Sigma æ}$

Здесь $P_{\Lambda\nu}$, $P_{\Sigma\nu}$ и т.д. проекции вектора поляризации на направление $\vec{\nu}$ и т.д. Как видно из таблицы, получается существенное различие /+/ и /–/ четностями, которое может позволить экспериментально различить эти два случая.

Поляризация Σ^0 может быть определена, как известно /2,5/, по поляризации Λ -частиц в распаде $\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$ $\left(\bar{P}_{\Lambda\,средн.} = -\frac{1}{3}\bar{P}_{\Sigma}\right)$, а поляризация Λ - по асимметрии в ее распаде. Слабым пунктом предлагаемого способа определения относительной четности Σ^0 и Λ является необходимость иметь Σ^0 с достаточно большой поляризацией. /Достаточно большая поляризация Σ^0 нужна, чтобы предлагаемый способ был выгоден с точки зрения статистики/. Однако, не исключена возможность, что Σ^0 могут получиться значительно поляризованными при рождении в реакции $\pi^- + p \to \Sigma^0 + K^0$ /для $E_\pi \sim Bev$ /, как это имеет место для Σ^+, рожденных в реакции $\pi^+ + p \to \Sigma^+ + K^+$.

Таким образом, предлагаемый способ определения относительной четности Σ^0 и Λ может оказаться практически удобным.

Мы весьма признательны В.И.Огиевецкому и Л.Б.Окуню за обсуждение и замечания.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1960 года.

Литература

1. G. Feinberg, Phys.Rev. **109**, 1019 (L), (1958).
2. G. Feldman and T. Fulton, Nuclear Physics, **8**, 106, (1958).
3. E. Karlson, Arkiv for Physik, Band **13**, N 1, s. 1, (1958).
4. N. Kroll and W. Wada, Phys.Rev. **98**, 1355, (1955).
5. R. Gatto, Phys.Rev . **109**, 610, (1958).