

ОБ ЭКСТРАПОЛЯЦИИ КАОН-НУКЛОННОЙ АМПЛИТУДЫ
В ТОЧКУ ЧЕНГА – ДАШЕНА

В.П. Ефросинин, Д.А. Заикин, И.И. Осипчук

Обсуждается процедура экстраполяции изосимметричной πN -амплитуды в точку Ченга – Дашена в системе Брейта. Указываются особенности такой процедуры для каон-нуклонной амплитуды. Дается оценка каон-нуклонного σ -члена

$$\sigma_{K^{\pm}n}^+(t = 2m_K^2).$$

В /1/ предложена новая процедура экстраполяции изосимметричной πN -амплитуды в точку Ченга – Дашена по траектории $\nu^2 + 2m_N^2 \cong 0$, для которой $\cos \Theta \cong 0$. Такая процедура представляется более надежной, поскольку в ней при оценке пион-нуклонного σ -члена удается избежать взаимного вычитания двух близких больших величин, что имеет место в обычных подходах с использованием дисперсионных соотношений для πN -рассеяния вперед (см., например, /2/).

В /1/ учитывалось то обстоятельство, что из кинематики реакции $\pi(q) + N(p) \rightarrow \pi'(q') + N(p')$ в точке Ченга – Дашена ($\nu = (s - u)/4m_N^2 = 0$; $\nu_B = (t - q^2 - q'^2)/4m_N^2 = 0$; $t = 2m_\pi^2$) выполняются равенства $q_0 = q'_0 \cong m_\pi^2/2m_N$, $q^2 = q'^2 \cong -m_\pi^2$, $\cos \Theta = \hat{q} \cdot \hat{q}' \cong -m_\pi^2/4m_N^2 \cong -1/200$.

В то же время в системе Брейта, в которой $p + p' = 0$, имеет место:

$$q_0^B = q'^B \cong 0, \quad q_B^2 = q'^B \cong -m_\pi^2, \quad \cos \Theta_B \cong 0. \quad (1)$$

Малая величина $\cos \Theta$ означает, что в точке Ченга – Дашена p -волновые вклады в изосимметричной πN -амплитуде с вычтенным нуклонным полюсом существенно подавляются. Эта амплитуда имеет вид:

$$\begin{aligned} \text{Re}F^{(+)}(\nu, t) \cong 4\pi(\sqrt{s}/m_N) \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)\text{Re}f_{e^{+}}^{(+)}(\nu) + l\text{Re}f_{e^{-}}^{(+)}(\nu)] P_l(\cos \Theta) \cong 4\pi(\sqrt{s}/m_N) \times \\ \times (\bar{a}^{(+)} + \bar{b}^{(+)} q^2 + \dots + \bar{c}^{(+)} q \cdot q' + \dots). \end{aligned} \quad (2)$$

С учетом поправки на отличие системы центра масс от системы Брейта для пион-нуклонного σ -члена в точке Ченга – Дашена

$$\sigma_{\pi N}(t = 2m_\pi^2) \cong 4\pi f_\pi^2 \left\{ \bar{a}^{(+)} - m_\pi^2 \bar{b}^{(+)} - \frac{m_\pi}{m_N + m_\pi} \bar{c}^{(+)} \right\} \quad (3)$$

в /1/ получено $\sigma_{\pi N}(t = 2m_\pi^2) \cong 65$ МэВ, что находится в согласии с результатом Коха /3/ $\sigma_{\pi N}(t = 2m_\pi^2) = 64 \pm 8$ МэВ.

В то же время, с использованием разложения $F^+(\nu, t)$ (2) в системе Брейта, пересчитанного от разложения в переменных ν^2, t /4/, для пион-нуклонного σ -члена

$$\sigma_{\pi N}(t = 2m_\pi^2) \cong 57 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Результат (4) отличается от нашего результата для $\sigma_{\pi N}(t=0)$, полученного из пион-ядерных данных /5/, $\sigma_{\pi N}(t=0) = 46 \pm 8$ МэВ на величину поправки Ченга – Дашена, которая составляет по порядку величины 10 МэВ /6, 7/.

Для изосимметричной каон-нуклонной амплитуды $F_{K\pm N}^+$ в точке Ченга – Дашена в системе Брейта условия аналогичны (1). В то же время для каон-нуклонного рассеяния система Брейта и система центра масс отличаются сильнее, чем в случае пион-нуклонной системы. Поэтому поправки на отличие $\cos \Theta_{cm}$ от нуля в (3) велики из-за большей массы каона:

$$\sigma_{K\pm N}^+(t=2m_K^2) \cong 4\pi f_K^2 \left\{ \bar{a}^{(+)} - m_K^2 (\bar{b}^{(+)} - \bar{c}^{(+)}) m_K / (m_N + m_K) \right\}. \quad (5)$$

Для вычисления каон-нуклонных σ -членов было бы предпочтительнее пользоваться непосредственно разложением амплитуды $F_{K\pm N}^+$ в переменных $\cos \Theta_B$ и q_B^2 в системе Брейта, если бы это разложение можно было получить из имеющихся экспериментальных данных. Тем не менее, можно провести оценку порядка величины $\sigma_{K\pm N}^+$ с использованием (5), учитывая определенный успех /1/.

Амплитуду $F_{K\pm N}^+$ с вычтенными подпороговыми особенностями легче получить из данных по рассеянию K^\pm -мезонов на нейтронах, так как в этом случае отсутствуют промежуточные состояния с изоспином 0:

$$T_{K\pm n}^+ = (T_{K^+ n} + T_{K^- n})/2,$$

$$\text{Re} F_{K\pm n}^+ = \text{Re} T_{K\pm n}^+ - T_{\Sigma}^+ - T_{\Sigma}^+(1385).$$

Здесь T_{Σ}^+ – борновский вклад Σ -бариона, $T_{\Sigma}^+(1385)$ – аппроксимация $\Lambda\pi$ - и $\Sigma\pi$ -разрезов ниже K^-n -порога вкладом бариона $\Sigma(1385)$ в p -волне системы K^-n с изоспином $I=1/8$. Вклады подпороговых особенностей в $\bar{a}^{(+)}$ и $\bar{b}^{(+)}$ невелики. В то же время вклад $T_{\Sigma}^+(1385)$ в p -волновые объемы (в параметр $\bar{c}^{(+)}$) значителен. При этом наиболее сильно этот резонанс влияет на K^-n -амплитуду, для которой данные по p -волновым объемам отсутствуют. Это обстоятельство существенно увеличивает неопределенность результата для $\sigma_{K\pm N}^+$. С использованием экспериментальных данных по $K^\pm N$ -рассеянию /9/ получаем оценку для $\sigma_{K\pm N}^+$:

$$\sigma_{K\pm N}^+ = 340 \pm 150 \text{ МэВ}. \quad (6)$$

Результат (6) не противоречит результату для σ_{KN}^+ , полученному в /10/ в оптической модели K^\pm -ядерного рассеяния, $\sigma_{KN}^+ = 290 - 300$ МэВ. Уточнение результата (6) для $\sigma_{K\pm N}^+$ возможно при получении более надежных экспериментальных данных для s -волновых эффективных радиусов K^+N - и K^-N -рассеяния, а также для p -волновых объемов для K^-N -рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ericson T.E.O. Phys. Lett., 195B, 116 (1987).
2. Altarelli C., Cabibbo N., Maiani L. Nucl. Phys., B34, 621 (1971).
3. Koch R. Z. Phys., C15, 161 (1982).
4. Höhler G. Pion-nucleon scattering. Landolt-Börnstein, Vol. 9b2, Springer, Berlin, 1983.
5. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЭЧАЯ, 16, 1330 (1985).
6. Gasser J. Preprint BUTP-87/13 (1987).
7. Pagels H., Pardee W.J. Phys. Rev., D11, 3375 (1971).
8. Reya E. Reviews of Modern Physics, 46, 545 (1974).
9. Cameron W. et al. Nucl. Phys., B78, 93 (1974); Martin B. R. Nucl. Phys., B94, 413 (1975); Martin A. D. Nucl. Phys., B179, 33 (1981).
10. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, 46, 190 (1987).