ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3928

В.С.Дородных, Б.В.Струминский

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ РАЗНОСТЬ МАСС Ξ-ГИПЕРОНОВ

1968

Дородных В.С., Струминский Б.В. Р2-3928

Электромагнитная разность масс Ξ -гиперонов

С использованием правил сумм при конечной энергии для виртуального комптон-эффекта вычислена электромагнитная разность масс Ξ -гиперонов. Результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1968.

Dorodnykh V.S., Struminsky B.V. P2-3928

Electromagnetic Mass Difference of Ξ -Hyperons

The electromagnetic mass difference of Ξ hyperons has been calculated by using the sum rules for a finite energy of a virtual Compton-effect. The results agree well with the experimental data.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1968

4369/I/ ир

Р2 - 3928

В.С.Дородных, Б.В.Струминский

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ РАЗНОСТЬ МАСС Ξ -ГИПЕРОНОВ

В недавних работах были вычислены электромагнитные разности масс протона и нейтрона /1/ и K^0-мезонов /2/.

Основная идея этих работ состоит в том, что при вычислении разности масс $\Delta T=1$ учитывается вклад высокоэнергетической области, который оценивается с помощью правил сумм для конечной энергии.[3]

Аналогичная ситуация имеет место при вычислении электромагнитной разности масс Ξ -гиперонов. В настоящей работе мы применяем методы /1,2/ для вычисления электромагнитной разности масс Ξ - гиперонов.

В низшем порядке по e^2 электромагнитная разность масс адронов выражается через усредненную по спинам амплитуду виртуального комптоновского рассеяния вперед на соответствующих частицах:

$$\Delta M = \frac{1}{8\pi^2} \int \frac{T_{\mu\mu}(q^2,\nu)}{q^2 - i\epsilon} d^4q \ , \qquad (1)$$

где $\nu = \frac{pq}{m}$ - энергия фотона, p - импульс адрона, m - его масса. Кинематическая структура амплитуды виртуального комптон-эффекта вперед имеет вид

$$T_{\mu\nu}(q^2,\nu) = t_1(q^2,\nu)(q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) + t_2(q^2,\nu)(\nu^2 g_{\mu\nu} + \frac{q^2}{m^2} p_\mu p_\nu - \frac{\nu}{m}(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu)). \qquad (2)$$

При вычислении электромагнитной разности масс важно знать асимптотическое поведение амплитуды виртуального комптон-эффекта. Асимптотическое поведение амплитуды можно определить согласно идеологии полюсов Редже. Асимптотика амплитуд, используемых при вычислении разности масс, отвечающей $\Delta T = 1$, определяется A_2 -траекторией, для которой $\alpha(0) = 0{,}3 \div 0{,}5$. При больших ν амплитуда $t_1 \approx \nu^{\alpha(0)}$, а амплитуда $t_2 \approx \nu^{\alpha(0)-2}$. В силу этого при вычислении амплитуды t_2 можно ограничиться вкладом ближайших резонансов. Амплитуду t_1 мы запишем в виде

$$t_1 = t_1(\mathrm{pole}) + t_{1R} \,, \tag{3}$$

где

$$t_{1R} = \beta(q^2)\,\frac{\nu^{\alpha(0)} + (-\nu)^{\alpha(0)}}{\sin\pi\alpha(0)} \,. \tag{4}$$

Для того, чтобы определить реджевский вычет $\beta(q^2)$, мы воспользуемся правилами сумм для конечной энергии[3]

$$\int_0^{\nu_1^2} d\nu^2 \,\mathrm{Im}\, t_1(\mathrm{pole}) = \beta(q^2)\,\frac{2(\nu_1)^{\alpha(0)+2}}{\alpha(0)+2} \,. \tag{5}$$

Мы предполагаем, что амплитуда $t_1(q_2, \nu)$ в области малых ν описывается резонансными вкладами от Ξ и Ξ^* (1530) и соответственно этому параметр ν_1 выбирается так, чтобы в левую часть (5) давали вклад только эти состояния, а именно $\nu_1 = \frac{q^2 + M^2 - m^2}{2m}$, где m - масса Ξ -гиперона, M - масса изобары Ξ^* (1530).

Вклад Ξ -полюса в электромагнитную поправку к массе дается выражением

$$\Delta M(\Xi - \mathrm{pole}) = \frac{m\alpha}{\pi^2}\int_0^\infty \frac{dx}{x\left(1+\frac{x}{4m^2}\right) - \sqrt{x}} \int^{\sqrt{x}} d\nu\,(x-\nu^2)^{1/2} \left\{ \frac{3x^2}{4m^2}\,(g_E^2 - g_M^2) + \right.$$

$$+(2\nu^2+x)(g_E^2+\frac{x}{4m^2}g_M^2)\}\frac{1}{x^2+4m^2\nu^2}, \qquad (6)$$

где g_E, g_M – электрический и магнитный формфакторы гиперона.

Вклад Ξ^* -полюса в электромагнитную поправку к массе дается выражением

$$\Delta M(\Xi^*-\text{pole})=-\frac{m\alpha\mu^{*2}}{2\pi^2M^2}\int_0^\infty\frac{dx}{x}F_*^2(x)(x+M^2-m^2)(x+(M+m)^2)\cdot$$

$$\cdot\int_{-\sqrt{x}}^{\sqrt{x}}d\nu\frac{(x-\nu^2)^{3/2}}{(x+M^2-m^2)^2+4m^2\nu^2}, \qquad (7)$$

где μ^* -магнитный момент перехода $\Xi^*\to\Xi+\gamma$, $F_*(x)$ -формфактор перехода $\Xi^*\to\Xi+\gamma$.

Вычислив вычет Редже с помощью правила сумм (5), мы получаем выражение для редже-вклада в поправку к массе

$$\Delta M_R=-\frac{3\alpha m}{16\pi}\frac{(\alpha(0)+2)\Gamma(\frac{1+\alpha(0)}{2})\Gamma(\frac{3}{2})}{\Gamma(2+\frac{\alpha(0)}{2})\sin\frac{\pi\alpha(0)}{2}}\int_0^\infty\frac{dx\,x^{1+\frac{\alpha(0)}{2}}}{(\nu_1)^{\alpha(0)+2}}$$

$$\cdot\{(g_E^2-g_M^2)\frac{x}{m^4(1+\frac{x}{4m^2})}+\frac{\mu^{*2}(x+M^2-m^2)(x+(M+m)^2)}{2m^2M^2}F_*^2(x)\} \qquad (8)$$

Поскольку в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о формфакторах Ξ -гиперонов, мы воспользуемся далее разного рода соображениями симметрии. Как известно из эксперимента, формфакторы нуклона с большой точностью удовлетворяют соотношению

$$g_E^p = \frac{1}{\mu_p} g_M^p = \frac{1}{\mu_n} g_M^n ; \quad g_E^n = 0 ; \quad g_E^p = \left(1 + \frac{q}{0{,}72 Bev^2}\right)^{-2} .$$

Эти соотношения можно получить, например, из модели кварков. Кроме того, из модели кварков следует $g_E^p = g_*$. Основываясь на этих соображениях, мы запишем формфакторы Ξ -гиперонов в виде

$$g_E = e\left(1 + \frac{q^2}{m_0^2}\right)^{-2}, \; g_M = \mu\left(1 + \frac{q^2}{m_0^2}\right)^{-2}, \; F_* = \left(1 + \frac{q^2}{m_0^2}\right)^{-2} . \qquad (9)$$

Параметр m_0^2 мы выберем таким образом, чтобы среднеквадратичный радиус Ξ -гиперона, даваемый (9), совпадал со среднеквадратичным радиусом Ξ -гиперона, который следует из модели векторной доминантности для формфактора

$$\frac{2}{m_0^2} = \frac{1}{3 m_\rho^2} + \frac{2}{3 m_\phi^2} . \qquad (10)$$

Из формулы (10) мы получаем $m_0^2 = 1{,}73$ Гэв^2.

Магнитные моменты Ξ гиперонов мы найдем на основе SU(6) симметрии, вводя, однако, поправочный множитель m_N / m_Ξ , учитывающий разность масс нуклона и Ξ -гиперона. Мы получаем (в Ξ -магнетонах)

$$\mu_{\Xi^-} = -0{,}93 \; ; \; \mu_{\Xi^0} - 1{,}86 \; ; \; \mu^* (\Xi^0) = 2{,}63 \; ; \; \mu^* (\Xi^-) = 0 .$$

Результаты численных расчетов оказываются следующими:

при $\alpha(0) = 0{,}5$ $\qquad m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = 6{,}28$ Мэв

при $\alpha(0) = 0{,}4$ $\qquad m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = 6{,}88$ Мэв.

Эти результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальным значением

$$m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = 6{,}5 \pm 1{,}0 \text{ Мэв.}$$

В заключение мы хотели бы поблагодарить Л.Д.Соловьева, А.Н.Тавхелидзе за обсуждение и Г.М.Зиновьева за обсуждение и помощь при выполнении численных расчетов.

Литература

1. *Y.Srivastava, Phys. Rev. Lett., 20, 232 (1968).*
2. *Г.М.Зиновьев, Б.В.Струминский. Препринт ОИЯИ Е2-3853, Дубна, 1968.*
3. *A.Logunov, L.Soloviev, A.Tavkheliedze. Phys.Letters 24B, 171(1967).*

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1968 года.