Краткие сообщения по физике № 5 1975

ПРАВИЛО СУММ ДЛЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО ФОТОНА НА ПРОТОНЕ И СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В АТОМЕ ВОДОРОДА

С. А. Старцев

УДК 539.I2

Получено правило сумм для мнимой части амплитуды H_2 виртуального комптоновского рассеяния, которое используется для вычисления поправки на поляризуемость протона к энергии сверхтонкого расщепления основного уровня атома водорода.

Сравнение экспериментальной /I/ и теоретической величин сверхтонкого расщепления $1S_{1/2}$ уровня атома водорода приводит к следующему результату /2/:

$$\frac{\Delta\nu_{exp} - \Delta\nu_{teor}}{\Delta\nu_{teor}} = (2{,}5 \pm 4{,}0)\cdot 10^{-6} - \Delta_p. \qquad (I)$$

Поправка на поляризуемость протона Δ_p является в настоящее время основным препятствием к дальнейшему извлечению информации из $\Delta\nu_{exp}$.

Для того, чтобы вычислить Δ_p, необходимо рассмотреть зависящую от спина протона часть амплитуды виртуального комптоновского рассеяния (ВКР) на протоне вперед (см. рис.Iа):

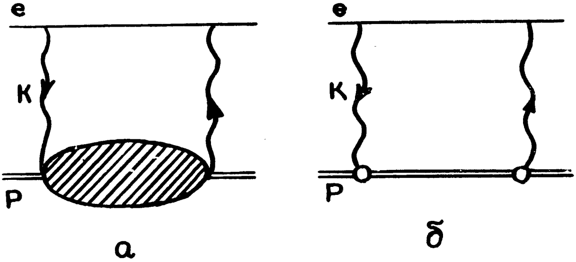
$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{M^3}\left\{ M\nu\left[\gamma_\mu, \gamma_\nu\right] - P_\nu\left[\gamma_\mu, \hat{k}\right] + P_\mu\left[\gamma_\nu, \hat{k}\right]\right\}H_1 +$$
$$+ \frac{\nu}{M^2}\left\{ k^2\left[\gamma_\mu, \gamma_\nu\right] - k_\nu\left[\gamma_\mu, \hat{k}\right] + k_\mu\left[\gamma_\nu, \hat{k}\right]\right\}H_2. \qquad (2)$$

Здесь $k = (\nu, \vec{k})$ и $P = (M, 0)$ – 4-импульсы виртуального фотона и покоящегося протона соответственно, $k^2 = \nu^2 - \vec{k}^2$, γ^μ – матрицы Дирака, $H_{1,2}(k^2, \nu)$ – инвариантные амплитуды.

Тогда поправку на поляризуемость протона Δ_p можно представить в виде /3,4,5,6/:

$$\Delta_p = \frac{2\alpha m}{M(1+\mu)\pi^3 i} \int \frac{d^4k}{k^4} \left\{ H_1^{NB}(2k^2 + \nu^2) + H_2^{NB} k^2 \nu^2 \right\}, \qquad (3)$$

где $\alpha = 1/137$, m – масса электрона, $\mu = 1{,}79$ – аномальный магнитный момент протона, значок NB обозначает часть амплитуды, соответствующую разности диаграмм Iа и Iб.



Р и с.I. Диаграммы, описывающие рассеяние электрона на протоне во втором порядке по $\alpha = 1/137$

При дальнейших вычислениях обычно предполагается: I) можно повернуть контур интегрирования по ν так, что в (3) будут давать вклад только пространственноподобные фотоны /7/; 2) амплитуды $H_{1,2}(k^2,\nu)$ удовлетворяют дисперсионным соотношениям по ν без вычитания /3/:

$$H_1(k^2,\nu) = \frac{k^2M^2 f_1(k^2)\left[f_1(k^2) + \mu f_2(k^2)\right]}{k^4 - 4M^2\nu^2} + \frac{1}{\pi}\int\limits_{\nu_t(k^2)}^{\infty} \frac{d\nu'^2}{\nu'^2 - \nu^2}\, \mathrm{Im} H_1(k^2,\nu'), \qquad (4)$$

$$H_2(k^2,\nu) = \frac{M^2\mu f_2(k^2)\left[f_1(k^2) + \mu f_2(k^2)\right]}{k^4 - 4M^2\nu^2} + \frac{1}{\pi}\int\limits_{\nu_t(k^2)}^{\infty} \frac{d\nu'^2}{\nu'^2 - \nu^2}\, \mathrm{Im} H_2(k^2,\nu'), \qquad (5)$$

где $\nu_t(k^2) = (2Mm_\pi + m_\pi^2 - k^2)/2M$ – порог реакции фотопоглощения адронов при данном k^2, m_π – масса пиона, $f_{1,2}(k^2)$ – формфакторы Дирака и Паули, $f_{1,2}(0) = 1$.

Выделяя из (4) и (5) неборновские члены и подставляя их в (3), получаем:

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \tag{6}$$

где

$$\Delta_1 = \frac{\alpha m}{\pi(1+\mu)M}\int_0^\infty \frac{dq}{q}\left[\frac{9}{4}\mu^2 f_2^2(-q^2) + \frac{4}{\pi}\int_{\nu_t(-q^2)}^\infty \frac{d\nu^2}{\nu^2}\,\mathrm{Im}H_1(-q^2,\nu)\,\beta\left(\frac{\nu^2}{q^2}\right)\right] \tag{7}$$

и

$$\Delta_2 = \frac{12\alpha m}{\pi^2(1+\mu)M}\int_0^\infty \frac{dq}{q}\int_{\nu_t(-q^2)}^\infty d\nu^2\,\mathrm{Im}H_2(-q^2,\nu)\,\delta\left(\frac{\nu^2}{q^2}\right). \tag{8}$$

Здесь $q^2 = -k^2$,

$$\beta(x) = 3x - 2x^2 - 2(2-x)\sqrt{x(x+1)}, \tag{9}$$

$$\delta(x) = 1 + 2x - 2\sqrt{x(x+1)}. \tag{10}$$

Экспериментальные данные по реальному комптоновскому рассеянию позволили оценить величину $|\Delta_1| \leqslant 1 \div 2\cdot 10^{-6}$ /4,6/. Расчеты по моделям приводят к $|\Delta_2| \sim 10^{-6}$ /4,5,6/. Из экспериментов по глубоконеупругому электрон-протонному рассеянию следуют ограничения на величину Δ_2 /8/:

$$-1{,}9\cdot 10^{-6} \leqslant \Delta_2 \leqslant 2{,}7\cdot 10^{-6} \tag{11}$$

Для более точного определения величины Δ_2 используем тот факт, что при больших энергиях в процессе фоторождения ρ-мезона наблюдается сохранение спиральности /9/. Исходя из модели векторной доминантности предположим, что при больших энергиях сохраняется спиральность и в ВКР на протоне вперед.

Подставляя (5) и (4) в (2) и приравнивая нулю в пределе $\nu \to \infty$ матричный элемент перехода между спиральностями фотона 0 и I, нетрудно получить правило сумм для $\mathrm{Im}H_2(k^2,\nu)$ *):

---

*) Это правило сумм для $k^2 = 0$ было получено в работе /10/.

$$\frac{1}{\pi}\int\limits_{\nu_t(k^2)}^{\infty} d\nu^2 \,\mathrm{Im}H_2(k^2,\nu) = -\frac{\mu f_2(k^2)(f_1(k^2)+\mu f_2(k^2))}{4}. \quad (12)$$

Используем для дальнейшего параметризацию, введенную в работе /6/:

$$\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}H_2(k^2,\nu) = \delta(\nu-\nu_0)R_2(k^2) + \theta(\nu-\nu_t)\beta_2(k^2)\left(\frac{\nu}{\nu_t}\right)^{-3}. \quad (13)$$

Здесь $\nu_0(k^2)$ – энергия фотона, соответствующая массе резонанса N^*_{33}, $R_2(k^2)$ – вклад резонанса, $\beta_2(k^2)$ – вклад асимптотики.

Подставляя (13) в (12), получаем соотношение

$$2\nu_0(k^2)R_2(k^2) + 2\beta_2(k^2)\nu_t^2(k^2) = -\frac{\mu f_2(k^2)(f_1(k^2)+\mu f_2(k^2))}{4}. \quad (14)$$

Современные эксперименты по фоторождению пионов на протоне позволяют достаточно точно определить $R_2(0)$ /6,11,12/. При этом правило сумм (12) при $k^2 = 0$ насыщается на 80%. Как показано в /13/, в кварковой модели $\beta_2(0)M^2 \sim 1$, и поэтому вклад второго члена в (14) мал.

Подставляя теперь (13) в (8) и пренебрегая малым вкладом $\beta_2(k^2)$, получаем

$$\Delta_2 = -0{,}23\cdot 10^{-6}. \quad (15)$$

Оценка вклада $\beta_2(k^2)$ в Δ_2 приводит к величине $\sim 10^{-8}$.

Эксперименты по неупругому рассеянию поляризованных электронов на протонах позволили бы измерить $\mathrm{Im}H_2$ непосредственно, что привело бы к более точной проверке правила сумм (12) и правильности наших вычислений величины Δ_2.

В заключение автор выражает благодарность В. А. Петрунькину за критические замечания и плодотворные обсуждения.

Поступила в редакцию
17 февраля 1975 года

Литература

1. I. R. Vessot et al. IEEE Trans. Instr., Meas. IM-15,165(1966).
2. S. J. Brodsky. S. D. Drell. Ann. Review Nucl. Science,20,147 (1970). перевод УФН, 107, 57 (1972).
3. C. K. Iddings. Phys. Rev., 138, B446 (1965).
4. S. D. Drell, J. D. Sullivan. Phys. Rev., 154, 1477 (1967).
5. F. Guerin. Nuovo Cimento, 50A, 211 (1967).
6. Г. М. Зиновьев, Б. В. Струминский, Р. Н. Фаустов, В. Л. Черняк. ЯФ, 11, 1284 (1970).
7. W. N. Cotingham. Ann. of Phys., 25, 424 (1963).
8. E. de Rafael. Phys. Letters, 37B, 201 (1971).
9. J. Ballam et al. Phys. Rev., 5, 545 (1972).
10. D. A. Dicus, D. R. Palmer. Phys. Rev., 6, 720 (1972).
11. A. B. Clegg. Proc. of the Inter. Symp. on Electron and Proton Interactions at High Energies, Liverpool, p. 123,1969.
12. L. Hand. Proc. of the Inter. Symp. on Electron and Proton Interactions at High Energies, Stanford, p. 128,1967.
13. J. D. Bjorken. Phys. Rev., 148, 1467 (1966).