33

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ ИЯФ 74 - 72

В.В.Фламбаум

ЭФФЕКТЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА НУКЛОНАХ

Новосибирск
1974

В.В. Фламбаум

ЭФФЕКТЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА НУКЛОНАХ

АННОТАЦИЯ

Получены сечения упругого и неупругого рассеяния поляризованных электронов на поляризованных нуклонах с учетом слабых взаимодействий.

Введение

В недавних экспериментах /I/, проведенных в ЦЕРН'е и Батавии , по-видимому, было зарегистрировано рассеяние нейтрино на нуклоне без образования в конечном состоянии заряженного лептона, что указывает на существование нейтральных слабых токов. В связи с этим появились и продолжают появляться теоретические статьи, в которых исследуются другие возможности для регистрации нейтральных токов. В данной работе обсуждаются эксперименты по изучению слабых взаимодействий в упругом и глубоко неупругом рассеянии электронов на нуклонах (результаты применимы и для рассеяния мюонов, использование которых в некоторых экспериментах может оказаться более удобным). Опыты такого рода могут служить не только для обнаружения нейтральных токов, но и дать более детальную информацию об их структуре, что послужит проверкой перенормируемых теорий слабых взаимодействий. Численные оценки мы будем проводить в рамках объединенной теории слабых и электромагнитных взаимодействий, предложенной Вайнбергом /2,3/ (подробное изложение этой модели можно найти в обзоре /4/, более простое в /5/). Константа взаимодействия нейтральных слабых токов в этой теории того же порядка, что и для заряженных токов. В результате слабое взаимодействие электрона с нуклоном оказывается значительно меньше электромагнитного (относительная величина слабых эффектов $\sim 10^{-4}\frac{q^2}{m^2}$, q – передача импульса, m – масса протона). Существуют также теории, в которых константа нейтрального слабого взаимодействия G_0 значительно больше фермиевской константы G_F. Так, например, в модели Таникавы-Ватанабе-Шабалина (Т.-В.-Ш.) /6,7/, где переносчиками слабого взаимодействия являются скалярные частицы, $G_0 \sim 300\, G_F$, и относительный вклад слабых взаимодействий в сечение оказывается порядка нескольких процентов уже при $q^2 \sim$ ГэВ^2 /8/.

II. Упругое рассеяние электронов на нуклонах

Для введения обозначений, которые мы будем в дальнейшем использовать, выпишем амплитуду и сечение упругого рассеяния электрона на нуклоне. В первом порядке по α и G амплитуда имеет вид (слагаемые, пропорциональные массе электрона, опущены):

$$M = \frac{e^2}{q^2} \bar{u} \gamma_\mu u \bar{V} \left[\frac{4m(F_E - F_m)}{4m^2 - q^2} p_{1\mu} + F_m \gamma_\mu \right] V - \frac{G}{2\sqrt{2}} \bar{u} \gamma_\mu (h_V + h_A \gamma_5) u \bar{V} \left[f_m \gamma_\mu + \frac{4m(f_E - f_m)}{4m^2 - q^2} p_{1\mu} + g_A \gamma_\mu \gamma_5 \right] V \tag{I}$$

Здесь $u(k_1)$, $\bar{u}(k_2)$ и $V(p_1)$, $\bar{V}(p_2)$ – электронные и нуклонные биспинорные амплитуды; F_E и F_m – электромагнитные формфакторы нуклона; f_m, f_E и g_A – слабые формфакторы. В дальнейшем мы используем стандартные обозначения $F_2 = -\frac{4m^2(F_E - F_m)}{4m^2 - q^2}$ и $f_2 = -\frac{4m^2(f_E - f_m)}{4m^2 - q^2}$, где m – масса протона, $q^2 = (k_1 - k_2)^2$, k_1, k_2 – начальный и конечный импульсы электрона.

В теории Вайнберга /2,3/ $h_{V,A}$ равны

$$h_V = 4\sin^2\eta - 1, \qquad h_A = -1 \tag{2}$$

где η – угол смешивания, характерный для этой модели.

В рамках этой теории можно также из соображений изотопической инвариантности выразить неизвестные формфакторы нейтрального слабого тока через формфакторы электромагнитного и заряженного слабого тока (см. /3/)

$$\begin{aligned} f_m^p &= (4\sin^2\eta - 1) F_m^p + F_m^n \\ f_E^p &= (4\sin^2\eta - 1) F_E^p + F_E^n \\ g_A^p &= -g_A^{pn} \\ f_m^n &= (4\sin^2\eta - 1) F_m^n + F_m^p \\ f_E^n &= (4\sin^2\eta - 1) F_E^n + F_E^p \\ g_A^n &= g_A^{pn} \end{aligned} \tag{3}$$

где F^p, F^n – электромагнитные формфакторы протона и нейтрона, g_A^{pn} – слабый формфактор, соответствующий аксиальному заряженному току.

Сечение упругого рассеяния электрона на нуклоне в первом порядке по G имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d(-q^2)} = \frac{4\pi\alpha^2}{(s-m^2)^2 q^4} \left\{ \varphi_5 + \lambda\varphi_6 - \frac{\sqrt{2} G q^2}{8\pi\alpha} \left[(\varphi_2 + \varphi_3)(h_V - \lambda h_A) + (\varphi_1 + \varphi_4)(\lambda h_V - h_A) \right] \right\}, \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= F_m g_A q^2 \left(s - m^2 + \frac{q^2}{2}\right), \\ \varphi_2 &= -m F_m g_A \left[q^2 (k_2 S_N) + (s - m^2)(k_1 + k_2, S_N) \right] + \frac{F_2 g_A}{2m} \Big\{ -(S_N, k_1 - k_2) \cdot \\ &\quad \cdot \left[(s - m^2)^2 + q^2 s \right] + \left(2m^2 - \frac{q^2}{2}\right) \cdot \left[(s - m^2)(k_1 + k_2, S_N) + q^2 (k_1 S_N) \right] \Big\}, \\ \varphi_3 &= \left[(F_m - F_2)(f_m - f_2) - \frac{q^2}{4m^2} F_2 f_2 \right] \left[(s - m^2)^2 + q^2 s \right] + F_m f_m \frac{q^4}{2}, \\ \varphi_4 &= \frac{F_m f_2 + f_m F_2}{4m} q^2 \left[(s + m^2)(k_2 S_N) + (3m^2 - s - q^2)(k_1 S_N) \right] - \\ &\quad - m f_m F_m q^2 (k_1 + k_2, S_N), \\ \varphi_5 &= \varphi_3 (f_2 \to F_2, f_m \to F_m), \quad \varphi_6 = \varphi_4 (f_2 \to F_2, f_m \to F_m), \end{aligned} \tag{5}$$

λ – спиральность электрона, $s = (k_1 + p_1)^2$, p_1, S_N – импульс и вектор спина начального нуклона. Сечение рассеяния позитрона на нуклоне получается из (4) заменой $h_A \to -h_A$. Так как вклад слабых взаимодействий в сечение предполагается малым, возможности регистрации нейтрального тока связаны с несохранением зарядовой и пространственной четности в слабых взаимодействиях. При этом возможны различные постановки эксперимента. Рассмотрим сначала:

1. Рассеяние электронов и позитронов на неполяризованной мишени.

Измеряемой величиной здесь является относительная разность дифференциальных сечений частиц и античастиц (причины появления зарядовой асимметрии на примере реакции $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ – рассмотрены в работе /9/)

$$K_{+-} = \frac{d\sigma(e^-) - d\sigma(e^+)}{d\sigma(e^-) + d\sigma(e^+)} = \frac{\sqrt{2}Gq^2}{\pi\alpha} h_A \frac{\varphi_1}{\varphi_5} \qquad (6)$$

где φ_1 и φ_5 см. в (5).

В рамках модели Таникавы–Ватанабе–Шабалина выражение для K_{+-} – получено в работе /8/. В этой модели при $q^2 \sim$ 5 ГэВ^2 и E =10 ГэВ $K_{+-} \sim$ 5÷10%.

В наиболее интересной области $-q^2 >> m^2$ формула (6) существенно упрощается

$$K_{+-} = -\frac{\sqrt{2}Gq^2}{8\pi\alpha}\frac{g_A h_A}{F_m}\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \qquad (7)$$

где $\rho = \frac{E}{E_2}$; E, E_2 – энергии начального и конечного электрона.

При такой постановке эксперимента нет необходимости в поляризованной мишени или продольно поляризованных электронных пучках, но различие в дифференциальных сечениях появляется также за счет электромагнитных радиационных поправок. Результаты измерения K_{+-} приведены в работе /10/. По оценкам, приведенным в этой работе, рад.поправки дают K^{γ}_{+-} = 0,01±0,02 при q^2 = 4 ГэВ^2, E=10 ГэВ. Если слабый эффект окажется того же порядка, что и вклад рад.поправок, его можно выделить, благодаря быстрому росту с q^2 ($K_{+-} \sim \frac{q^4}{m^3 E}$).

Очевидно, что обсуждаемый эксперимент выгоднее ставить на мишени из тяжелых ядер, так как большая плотность нуклонов в такой мишени позволяет существенно увеличить статистику. Еще одним аргументом в пользу тяжелых ядер является меньшая, чем у протона, величина электрического и магнитного формфакторов нейтрона (что увеличивает K_{+-} – см. (7)), а в тяжелых ядрах нейтронов в полтора раза больше, чем протонов.

В этом случае K_{+-} равен ($-q^2 >> m^2$)

$$K_{+-} = -0{,}9 \cdot 10^{-4}(|q^2|/\text{ГэВ}^2)\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\frac{2g_A^p F_m^p + 3g_A^n F_m^n}{2(F_m^p)^2 + 3(F_m^n)^2} \qquad (8)$$

Используя соотношение (3) и считая, что все формфакторы зависят от q^2 одинаково ($\frac{F_m^p(q^2)}{F_m^p(0)} = \frac{F_m^n(q^2)}{F_m^n(0)} = \frac{g_A(q^2)}{g_A(0)}$) получим, что при $\frac{E}{m}(1-\cos\theta) >> 1$ ($\rho << 1$) и $\sin^2\eta$ =0,3 (такое значение получено при рассеянии нейтрино на нуклонах):

$$K_{+-} = 0{,}8 \cdot 10^{-4}\ E\ (\text{ГэВ}) \qquad (9)$$

Увеличить K_{+-} можно, рассеивая продольно поляризованные электроны и позитроны или используя поляризованную мишень. Так, относительная разность сечений e^- и e^+ при $\lambda_{e^-} = \lambda_{e^+} \leq 0$ (λ – степень продольной поляризации e^-) для рассеяния на нейтроне равна ($-q^2 >> m^2$)

$$K_{\lambda+-} = K_{+-} \cdot \left(1 - \frac{g_V}{g_A}\lambda\frac{1+\rho^2}{1-\rho^2}\right) \approx K_{+-}\left(1 - 2\lambda\frac{1+\rho^2}{1-\rho^2}\right) \leq \qquad (10)$$

$\leq$ 3,4.10^{-4}E (ГэВ).

2. Рассеяние продольно поляризованных электронов на неполяризованной мишени.

Измеряется разность дифференциальных сечений при различных значениях продольной поляризации электрона, например, при $\lambda_1 = -\lambda_2$:

$$K_\lambda = \frac{d\sigma(\lambda) - d\sigma(-\lambda)}{d\sigma(\lambda) + d\sigma(-\lambda)} = \frac{\sqrt{2}Gq^2}{8\pi\alpha}\lambda\left[h_A\frac{\varphi_3}{\varphi_5} - h_V\frac{\varphi_1}{\varphi_5}\right] \qquad (11)$$

В пределе $-q^2 >> m^2$

$$K_\lambda = \frac{\sqrt{2}Gq^2}{8\pi\alpha}\lambda\left(h_A\frac{f_m}{F_m} + h_V\frac{g_A}{F_m}\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right) \qquad (12)$$

Этот эффект возникает благодаря несохранению четности в слабых взаимодействиях, поэтому электромагнитные радиационные поправки вклада в коэффициент K_λ не дают.

Для рассеяния на тяжелых ядрах K_λ равен ($\frac{E}{m}(1-\cos\theta) >> 1$, $\sin^2\eta$ =0,3)

$$K_\lambda = -1{,}4 \cdot 10^{-4}\ E\ (\text{ГэВ}) \cdot \lambda \qquad (13)$$

Для рассеяния на нейтронах

$$K_\lambda = -2 \cdot 10^{-4}\ E\ (\text{ГэВ}) \cdot \lambda \qquad (14)$$

Приведем также оценку для K_λ в модели Т.-В.-Ш (при $-q^2 \gg m^2$), считая $f_m \sim F_m$

$$|K_\lambda| \sim 5.10^{-2} \, (|q^2|/\text{ГэВ}^2) \cdot \lambda$$

3. Рассеяние неполяризованных электронов на поляризованной мишени.

Здесь можно измерять разность сечений при различных знаках продольной поляризации мишени

$$K_\xi = \frac{d\sigma(\xi) - d\sigma(-\xi)}{d\sigma(\xi) + d\sigma(-\xi)} = -\frac{\sqrt{2}\,G q^2}{8\pi\alpha}\,\xi\left[h_V \frac{\varphi_2}{\varphi_5} - h_A \frac{\varphi_4}{\varphi_5}\right] \qquad (15)$$

где ξ – степень поляризации нуклона (ξ считается положительной, если мишень поляризована против направления движения электронного пучка). Если электронный пучок поперечно поляризован, то в K_ξ появится пропорциональная массе электрона электромагнитная добавка, которая выпадает при интегрировании по азимутальному углу.

При $-q^2 \gg m^2 u$, $\sin^2\eta$ =0,3 в случае рассеяния на протоне

$$K_\xi = \frac{\sqrt{2}\,G q^2}{8\pi\alpha}\,\xi\left(\frac{g_A h_V}{F_m} + \frac{f_m h_A}{F_m}\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right) = 0{,}4 \cdot 10^{-4}\,|q^2|/(\text{ГэВ}^2) \cdot \left(1 - 1{,}1\,\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right) \qquad (16)$$

Поляризационные эффекты, возникающие за счет слабых взаимодействий при упругом рассеянии электрона на нуклоне, обсуждались также в недавно вышедшей работе /II/. В этой работе сосчитаны коэффициенты K_λ и K_ξ , однако выписаны они, на наш взгляд, не совсем правильно (из-за неточности в эффективном лагранжиане неправилен знак K_λ и K_ξ , использованы неверные соотношения для нейтронных формфакторов (сравни с (3) и неточно выписан предел высоких энергий, так как авторы предполагали, что $F_2(q^2)/F_2(0) = F_m(q^2)/F_m(0)$, в то время как из эксперимента следует $F_2 \sim -4m^2 F_m/q^2$ (см./I2/).

III. Глубоко неупругое рассеяние электронов на нуклонах

Сечение упругого eN рассеяния быстро падает с ростом $|q^2|$. Поэтому представляет интерес рассмотрение инклюзивного процесса $eN \to e$ + адроны, сечение которого падает

значительно медленнее ($\sim 1/q^4$). Мы проведем расчет этого сечения в рамках партонной модели, причем будем считать, что партоны имеют квантовые числа кварков (подробное изложение партонной модели можно найти в лекциях /I3,I4,I5/).

Запишем амплитуду рассеяния электрона на партоне следующим образом

$$M = \frac{4\pi\alpha}{q^2} e_q\, \bar{u}\gamma_\mu u\, \bar{V}\gamma_\mu V - \frac{G}{2\sqrt{2}}\, \bar{u}\gamma_\mu (h_V + h_A\gamma_5) u\, \bar{V}\gamma_\mu (G_V + G_A\gamma_5) V$$

Здесь u , $\bar{u}$ и V , $\bar{V}$ – электронные и партонные биспинорные амплитуды, e_q – заряд партона. В рамках основанной на $SU(4)$ симметрии адронов модели Вайнберга /2,3/ $h_{V,A}$ и $G_{V,A}$ равны соответственно

$$h_V = 4\sin^2\eta - 1$$

$$h_A = -1$$

$$G_V^p = G_V^{p'} = \frac{8}{3}\sin^2\eta - 1 \qquad (17)$$

$$G_V^n = G_V^\lambda = -\left(\frac{4}{3}\sin^2\eta - 1\right)$$

$$G_A^p = G_A^{p'} = -1$$

$$G_A^n = G_A^\lambda = 1$$

$$e_p = e_{p'} = \frac{2}{3}$$

$$e_n = e_\lambda = -\frac{1}{3}$$

В этих обозначениях инклюзивное сечение электрон-нуклонного рассеяния в первом порядке по константе слабого взаимодействия имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dE_2} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega\, dE_2}\left\{1 + \frac{\lambda\overline{e^2\xi}}{\overline{e^2}}\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} - \frac{\sqrt{2}\,G q^2}{8\pi\alpha\,\overline{e^2}}\left[(h_V - \lambda h_A)\,\overline{e(G_V - \xi G_A)} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + (\lambda h_V - h_A)\,\overline{e(\xi G_V - G_A)}\,\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right]\right\} \qquad (18)$$

где $\frac{d\sigma_e}{d\Omega\, dE_2} = \frac{\alpha^3}{4E^3 \sin^4\frac{\theta}{2}} \left[\cos^2\frac{\theta}{2} \frac{x}{1-\rho} + \frac{E}{m} \sin^2\frac{\theta}{2} \right] \overline{e^2}$

(см./I6/), $\rho = \frac{E_2}{E}$; E, E_2 – начальная и конечная энергия электрона в лабораторной системе; λ, ξ – спиральности электрона и партона (в.с.ц.и.), а знак усреднения означает следующее

$$\overline{a} = \sum_{\text{по партонам}} f_i(x) a_i(x)$$

где $f_i(x)$ – функции распределения партонов по $x = \frac{-q^2}{2P_1 q}$ – относительному продольному импульсу партона (см.Приложение). Сечение рассеяния позитрона на нуклоне можно получить из (I8) заменой $h_A \to -h_A$.

При неупругом рассеянии электронов так же, как и при упругом, коэффициенты K_{+-} и K_λ (см.(6) и (II)) удобнее определять в рассеянии электронов на мишени из тяжелых ядер (так как в такой мишени велика плотность нейтронов, а у нейтронного кварка отношение слабых констант к заряду больше, чем у протонного).

Выражения для K_{+-} и K_λ при рассеянии на мишени с равным числом нейтронов и протонов и при условии, что вклад пар мал (см.Приложение), были получены в работе /I7/. Выпишем эти коэффициенты в рамках модели Вайнберга при $\sin^2\eta = 0{,}3$

$$K_{+-} = \frac{d\sigma(e^-) - d\sigma(e^+)}{d\sigma(e^-) + d\sigma(e^+)} = 1{,}6 \cdot 10^{-4} \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \quad (\,|q^2|/\text{ГэВ}^2) \leq 3 \cdot 10^{-4} E(\text{ГэВ})$$

$$K_\lambda = \frac{d\sigma(\lambda) - d\sigma(-\lambda)}{d\sigma(\lambda) + d\sigma(-\lambda)} = -0{,}5 \cdot 10^{-4} \lambda \left[1 - 0{,}6 \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \right] \qquad (I9)$$

Фактически эти выражения применимы и для рассеяния на тяжелых ядрах, поскольку отношение числа p и n кварков в них равно $p : n = 0{,}87 \approx 1$.

Вероятно, увеличить K_λ и K_{+-} можно, выделяя события, в которых в направлении передачи импульса[1] летит энергичный π^- -мезон[1].

Выражение для коэффициента K_ξ (см.(I5)) существенно зависит от предположений о спиновом распределении партонов.

(См.Приложение). Мы выпишем K_ξ для рассеяния электронов на продольно поляризованных протонах в предположении, что степень поляризации p -кварка $\xi_p = \frac{2}{3}\xi$, n -кварка – $\xi_n = -\frac{1}{3}\xi$ (такие результаты получаются в рамках $SU(6)$ для распределения трех кварков в протоне)

$$K_\xi = \frac{d\sigma(\xi) - d\sigma(-\xi)}{d\sigma(\xi) + d\sigma(-\xi)} =$$

$$= \frac{\sqrt{2}\, G q^2}{8\pi\alpha\, \overline{e^2}} \xi \left[h_V \left(\frac{8}{9} G_A^p u + \frac{1}{9} G_A^n d \right) + h_A \left(\frac{8}{9} G_V^p u + \frac{1}{9} G_V^n d \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \right) \right] \approx \qquad (20)$$

$$\approx 0{,}2 \cdot 10^{-4} \xi \;(\,|q^2|/\text{ГэВ}^2) \cdot \left(\frac{8}{9} - \frac{5}{9} \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \right)$$

Здесь u и d – функции распределения p и n -кварков по x (их конкретный вид см. в Приложении), ξ – степень продольной поляризации мишени (ξ считается положительной, если мишень поляризована против направления движения электронного пучка).

Глубоко неупругое рассеяние электронов на нуклонах обсуждалось также в работах /I8/, однако выражения (I8) и (I9) не согласуются с результатами последних.

Несколько слов об электромагнитных поляризационных эффектах. В работе /I9/ было получено выражение для сечения рассеяния поляризованного электронного пучка на поляризованной мишени, причем спиновое распределение кварков было получено в рамках $SU(6)$. (См.Приложение). При этом

$$K = \frac{d\sigma(\xi\lambda) - d\sigma(-\xi\lambda)}{d\sigma(\xi\lambda) + d\sigma(-\xi\lambda)} = \frac{\overline{e^2\xi}}{\overline{e^2}} \lambda \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \approx \frac{5}{9} \xi\lambda \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \qquad (2I)$$

где ξ – степень продольной поляризации мишени, λ – спиральность электрона.

Если же кварки подчиняются обычной ферми-статистике (см. Приложение)

$$K' = \frac{1}{9} \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \xi\lambda \frac{d(x)}{\frac{8}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x)} \sim \frac{1}{5} K \qquad (22)$$

Автор благодарен И.Б.Хрипловичу за обсуждения и постановку задачи, С.Г.Попову и О.П.Сушкову за полезные обсуждения.

Приложение

I. Функции распределения кварков по x.

Функции распределения кварков по x в протоне можно записать следующим образом

$$f_p(x) = 2u + c$$

$$f_n(x) = d + c$$

$$f_\lambda(x) = c \qquad (23)$$

$$f_{\bar p} = f_{\bar n} = f_{\bar \lambda} = c$$

Здесь $u(x)$ и $d(x)$ – функции распределения по x валентных протонных и нейтронных кварков, а $c(x)$ – функция распределения партонов из "моря" пар.

По оценкам, сделанным в работе /20/

$$u(x) = \frac{1}{z_1} x^{-1/2} (1-x)^3 (1+2,3x)$$

$$d(x) = \frac{1}{z_2} x^{-1/2} (1-x)^{3,1} \qquad (24)$$

$$c(x) = 0,1\ x^{-1} (1-x)^{7/2}$$

где z_1 =I,I4; z_2 =0,90 – нормировочные постоянные. В этих обозначениях средний квадрат заряда кварков (см.(I8)) в протоне равен

$$\overline{e^2} = 2e_p^2\, u(x) + e_n^2 d(x) + c(x)\,(2e_p^2 + 2e_n^2 + 2e_\lambda^2) \qquad (25)$$

Здесь $e_p = \frac{2}{3}$, $e_n = e_\lambda = -\frac{1}{3}$.

Из (24) видно, что при $x \sim 1$ вкладом пар можно пренебречь. По этой причине все формулы Ш раздела этой работы (кроме (I8)) выписаны в предложении, что вклад в сечение дают только валентные кварки.

Заметим, что учет вклада пар может только уменьшить коэффициенты K и K_ζ, так как в состоянии с большим числом партонов средняя степень поляризации партона заведомо меньше, чем у трех начальных кварков. Так при $x \to 0$, где вклад в сечение дает большое число партонов, K и K_ζ должны стремиться к нулю. То же самое можно сказать о K_{+-}, так как при рассеянии на мишени, состоящей из равного числа частиц и античастиц, зарядовой асимметрии быть не может. Как в случае точной $SU(4)$ симметрии, так и в пренебрежении вкладом p' и λ -кварков K_λ при $x \to 0$ равен

$$K_\lambda = \frac{9\sqrt{2}\, G q^2}{40\pi\alpha} \lambda_e h_A \left(\frac{2}{3} h_v^p - \frac{1}{3} h_v^n\right) \qquad (26)$$

2. Спиновое распределение партонов.

Нерелятивистская волновая функция кварков в нуклоне в рамках $SU(6)$ строится в предположении, что при перестановке волновых функций кварки ведут себя как бозоны (или, что в барион входят кварки разного "цвета" (см. /I6/)). В этом случае степень поляризации p -кварка в протоне равна $\zeta_p = \frac{2}{3}\zeta$, n – кварка – $\zeta_n = -\frac{1}{3}$, где ζ – степень поляризации протона[2]. В предположении, что взаимодействие не меняет нерелятивисткого спинового распределения, получена формула (20) (коэффициент K (см.(2I) ранее был найден в работе /I9/).

Если кварки подчиняются обычной ферми-статистике, то при орбитальном моменте, равном нулю, средняя поляризация p -кварков равна нулю (из принципа Паули следует, что p -кварки имеют противоположно ориентированные спины), т.е. поляризацию протона несет n -кварк ($\zeta_p = 0$, $\zeta_n = \zeta$). В этом предположении выписана формула (22).

Примечание

I. π^- -"состоит" из n и $\bar{p}$ кварков. Если предположить, что большинство событий с вылетом энергичного ($E_{\pi^-} \sim E - E_2$) π^- вдоль $\vec{q}$ соответствуют взаимодействию электрона с n -кварком, K_{+-} и K_λ при выделении таких событий существенно возрастут (так как электрический заряд n -кварка мал). Приведем оценку K_{+-} и K_λ в этом случае. Для этого введем коэффициент "перезарядки" β^p, равный отношению числа событий (a), когда при рассеянии e^- на p -кварке вдоль $\vec{q}$ вылетает π^- к числу событий (b), когда при рассеянии e^- на p -кварке вылетает π^+ ($\beta^p = \frac{N_a}{N_b}$). Через β^n мы обозначим коэффициент "перезарядки" при рассеянии на n -кварке. Для рассеяния на мишени с равным числом p и n -кварков, $\beta_n = \beta_p = \beta$. Измеряя отношение числа π^- и числа π^+, вылетающие вдоль $\vec{q}$ ($K_{\pi^-\pi^+}$), мы можем найти $\beta = \frac{4K_{\pi^-\pi^+} - 1}{3(K_{\pi^-\pi^+} + 1)}$. Несложно выразить K_λ и K_{+-} через β. Если отбираются события с π^-

$$K_{+-} = \frac{3\sqrt{2}Gq^2}{8\pi\alpha(1+3\beta)}\left[G_A^n(1-\beta) - 2\beta G_A^p\right]$$

$$K_\lambda = -\frac{3\sqrt{2}Gq^2\lambda}{8\pi\alpha(1+3\beta)}\left\{h_A\left[G_A^n(1-\beta) - 2\beta G_V^p\right] + h_V\left[G_A^n(1-\beta) - 2\beta G_A^p\right]\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right\}$$

При $\beta = 0$ (рассеяние на n -кварке) и $\sin^2\eta = 0.3$.

$$K_{+-} = 2,7 \cdot 10^{-4}\,(|q^2|\,\text{Гэв}^2)$$

$$K_\lambda = -1,6 \cdot 10^{-4}\,(|q^2|\,\text{Гэв}^2)\left(1 - \frac{1}{3}\,\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right)\cdot\lambda$$

Выпишем также K_{+-} для рассеяния на n -кварке e^- и e^+ с отрицательными спиральностями ($\lambda_{e^-} = \lambda_{e^+} = \lambda < 0$).

$$K_{+-} = 2,7 \cdot 10^{-4}\,(|q^2|\,\text{Гэв}^2)\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} - 0,6\lambda\right) \le 8 \cdot 10^{-4} E(\text{Гэв})$$

Заметим, что в качестве критерия для выбора нужных событий можно использовать минимум β.

2. Этот результат несложно получить, если учесть, что спины двух p -кварков складываются в $J = 1$. Складывая затем момент I с $\frac{1}{2}$ (спином n -кварка) в $\frac{1}{2}$ (спин протона), мы найдем степень поляризации p - и n -кварков.

Литература

1. F. J. Hasert et al. Phys. Lett., 46B, I38, 1973.
   G. Myatt. Report at Bonn Symposium, August, 1973
2. S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., I9, I264, 1967.
3. S. Weinberg. Phys. Rev., Д5, I4I2, 1972.
4. А.И.Вайнштен, И.Б.Хриплович. УФН, II2, 685, 1974.
5. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, И.Б.Хриплович. Препринт ИЯФ, Новосибирск, I22-74.
6. Y. Tanikawa and S. Watanabe, Phys. Rev., II3, I344, 1959.
7. Е.Р.Шабалин. ЯФ, 8, 74, 1968.
8. G.A. Lobov, E.P. Shabalin. Nucl. Phys., B38, 327, 1972.
9. И.Б.Хриплович. ЯФ, I7, 576, 1973.
10. J. Mar et al. Phys. Rev. Lett., 2I, 482, 1968.
11. E. Reya and K. Schilcher, preprint NZ-TH 74/2, Universität Mainz, 1974.
12. Л.И.Лапидус. Материалы седьмой зимней школы ЛИЯФ, ч.I, стр. 83, 1972.
13. В.Б.Берестецкий. Материалы пятой зимней школы ЛИЯФ, ч.2, стр. 93, 1970.
14. Л.И.Липатов. Материалы седьмой зимней школы. ЛИЯФ, ч.I, стр. I02, 1972.
15. В.И.Захаров. Труды I-й зимней школы ИТЭФ, Атомиздат, 1973.
16. R. P. Feynman. Photon - Hadron Interaction W. A. Benjamin, 1972.
17. Н.Н.Николаев, М.А.Шифман, М.Ж.Шматиков. Письма в ЖЭТФ, I8, 70, 1973.
18. A. Love, D.V. Nanopoulos, G. G. Ross. Nucl. Phys., B49, 5I3, 1972.
   S. M. Berman and J. R. Primac. Phys. Rev., Д7, 2I7I, 1974.
19. J. Kuti and V. F. Weiskopf. Phys. Rev., Д4, 34I8, 1971.
20. R. McElhaney and S.F. Tuan. Phys. Rev., Д8, 2267, 1973.

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
Подписано к печати 18.IX-74г. МН 08460
Усл. 0,9печ. л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 72

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, вт