

УДК 539.12

ВКЛАД ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПРОТОНА В СВЕРХТОНКУЮ СТРУКТУРУ АТОМА ВОДОРОДА¹

© 2006 И.В. Горбачева, А.П. Мартыненко², Р.Н. Фаустов³

На основе изобарной модели и эволюционных уравнений для партонных распределений вычислен вклад поляризуемости протона в сверхтонкое расщепление основного состояния атомов электронного и мюонного водорода. При построении поляризационных структурных функций протона $g_{1,2}(W, Q^2)$ учитывались вклады борновских членов, векторных мезонов и нуклонных резонансов. Численное значение этого эффекта равно для электронного водорода $(2.2 \pm 0.8) \times 10^{-6} E_F$, для мюонного $(4.70 \pm 1.04) \times 10^{-4} E_F$.

Введение

Точное исследование энергетических уровней водородоподобных систем (мюония, позитрония, атома водорода, дейтерия, гелия ионов и т.д.) позволяет получать более точные значения многих фундаментальных физических констант, таких как массы лептонов, отношение масс лептона и протона, постоянная тонкой структуры, постоянная Ридберга, которые используются для создания стандартов единиц [1]. Введение в ранг экспериментально исследуемых новых простейших атомных систем может привести к значительному продвижению в решении этих проблем. Измерение лэмбовского сдвига в мюонном водороде в PSI (Paul Sherrer Institute) с точностью 30 ppm приведет к уточнению величины зарядового радиуса протона [2]. Другая важная проблема связана с измерением сверхтонкой структуры (СТС) основного состояния мюонного водорода [3, 4]. В случае электронного водорода СТС была измерена много лет назад с очень высокой точностью [5]:

$$\Delta E_{HFS}^{exp} = 1420\ 405\ 751.7667(9)\text{ kHz}. \quad (1)$$

Соответствующее теоретическое выражение сверхтонкого расщепления

¹Представлена доктором физико-математических наук профессором В.А. Салеевым.

²Ирина Владимировна Горбачева (giv@ssu.samara.ru), Алексей Петрович Мартыненко (mart@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

³Рудольф Николаевич Фаустов, Вычислительный центр им. Дородницына РАН, г. Москва, 119991, ул. Вавилова, 40.

водорода можно записать в виде ($\Delta E_{HFS}^{th} = 2\pi\hbar\Delta\nu_{HFS}^{th}$) [6]:

$$\Delta E_{HFS}^{th} = E_F(1 + \delta^{QED} + \delta^S + \delta^P), \quad E_F = \frac{8}{3}\alpha^4 \frac{\mu_P m_p^2 m_e^2}{(m_p + m_e)^3}, \quad (2)$$

где μ_P — магнитный момент протона; m_e , m_p — массы электрона и протона. Вклады различного порядка в СТС исследовались в течение многих лет, и современное состояние теории водородных атомов было детально представлено в [6]. δ^{QED} обозначает вклад квантовоэлектродинамических эффектов высокого порядка. В поправках δ^S и δ^P учитывается влияние сильных взаимодействий. δ^S характеризует эффект конечного размера протона и вклад отдачи. δ^P — поправка, возникающая благодаря поляризуемости протона. Основные неточности теоретического выражения (2) связаны с δ^S и δ^P .

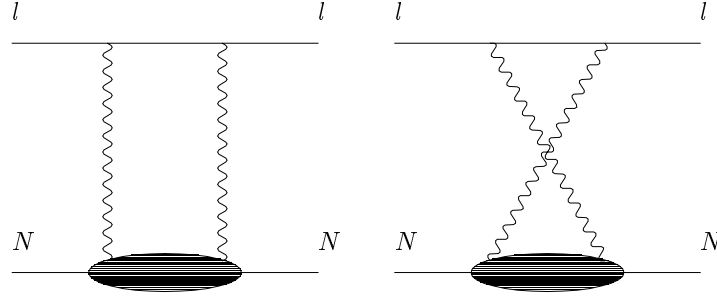


Рис. 1. Двухфотонные амплитуды, определяющие вклад протонной поляризуемости в сверхтонкое расщепление атома водорода

Основная часть однопетлевой поправки на структуру протона (поправка Земаха) имеет вид [7]:

$$\Delta E_Z = F_F \frac{2\mu\alpha}{\pi^2} \int \frac{d\mathbf{p}}{p^4} \left[\frac{G_E(\mathbf{p}^2)G_M(\mathbf{p}^2)}{1 + \kappa} - 1 \right] = E_F(-2\mu\alpha)R_p. \quad (3)$$

Радиус Земаха R_p , который определяется плотностями электрического заряда и магнитного момента, представляет собой фундаментальный параметр структуры протона наряду с зарядовым радиусом. Для определения численного значения R_p существует три подхода [8–11]. Один из них, основанный на анализе известных данных по $e-p$ рассеянию, дает $R_p = 1.086 \pm 0.012$ фм [8]. Другой метод состоит в сравнении теоретических и экспериментальных результатов (1)–(2) для атома водорода. В этом случае значение $R_p = 1.043(16)$ фм представлено в [9]. Третий метод может быть основан на сравнении будущих экспериментальных данных и теоретического результата для мюонного водорода [4, 11, 12]. Поправка на поляризуемость протона существенна в числе других вкладов порядка 10^{-6} . Численная величина δ^P , полученная в [13], рассматривается в настоящее время как надежная оценка при определении полного значения СТС атома водорода [8–11].

Цель данной работы заключается в проведении нового исследования поправки на поляризуемость протона в СТС электронного и мюонного водорода. Мы выполнили новый расчет δ^P , используя изобарную модель, описывающую процессы фото- и электророжения π , η -мезонов, нуклонных резонансов на нуклонах в резонансной области и эволюционных уравнений для партонных распределений в глубоко неупругой области.

1. Общий формализм

Основной вклад в δ^P определяется двухфотонными диаграммами, показанными на рис. 1. Соответствующие амплитуды виртуального комптоновского рассеяния на протоне могут быть выражены через нуклонные поляризационные структурные функции $G_1(\nu, Q^2)$ и $G_2(\nu, Q^2)$. Неупругий вклад диаграмм (а), (б) (рис.1) можно записать в виде [13–17]:

$$\Delta E_{HFS}^P = \frac{Z\alpha m_e}{2\pi m_p(1+\kappa)} E_F(\Delta_1 + \Delta_2) = (\delta_1^P + \delta_2^P) E_F = \delta^P E_F, \quad (1.1)$$

$$\Delta_1 = \int_0^\infty \frac{dQ^2}{Q^2} \left\{ \frac{9}{4} F_2^2(Q^2) - 4m_p^3 \int_{\nu_{th}}^\infty \frac{d\nu}{\nu} \beta_1\left(\frac{\nu^2}{Q^2}\right) G_1(\nu, Q^2) \right\}, \quad (1.2)$$

$$\Delta_2 = -12m_p^2 \int_0^\infty \frac{dQ^2}{Q^2} \int_{\nu_{th}}^\infty d\nu \beta_2\left(\frac{\nu^2}{Q^2}\right) G_2(\nu, Q^2), \quad (1.3)$$

где ν_{th} — порог рождения пионов на нуклонах:

$$\nu_{th} = m_\pi + \frac{m_\pi^2 + Q^2}{2m_p}, \quad (1.4)$$

а функции $\beta_{1,2}$ имеют вид:

$$\beta_1(\theta) = 3\theta - 2\theta^2 - 2(2 - \theta)\sqrt{\theta(\theta + 1)}, \quad (1.5)$$

$$\beta_2(\theta) = 1 + 2\theta - 2\sqrt{\theta(\theta + 1)}, \quad \theta = \nu^2/Q^2. \quad (1.6)$$

$F_2(Q^2)$ — паулиевский формфактор протона; κ — аномальный магнитный момент протона: $\kappa = 1.792847351(28)$ [1].

Поляризационные структурные функции $g_1(\nu, Q^2)$ и $g_2(\nu, Q^2)$ входят в антисимметричную часть адронного тензора $W_{\mu\nu}$, описывающего лептон-нуклонное глубоко неупругое рассеяние [18]:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{[S]} + W_{\mu\nu}^{[A]}, \quad (1.7)$$

$$W_{\mu\nu}^{[S]} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(\nu, Q^2) + \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \frac{W_2(\nu, Q^2)}{m_p^2}, \quad (1.8)$$

$$W_{\mu\nu}^{[A]} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ S^\beta \frac{g_1(\nu, Q^2)}{P \cdot q} + [(P \cdot q) S^\beta - (S \cdot q) P^\beta] \frac{g_2(\nu, Q^2)}{(P \cdot q)^2} \right\}, \quad (1.9)$$

где $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — полностью антисимметричный четырехмерный тензор; $g_1(\nu, Q^2) = m_p^2 \nu G_1(\nu, Q^2)$, $g_2(\nu, Q^2) = m_p \nu^2 G_2(\nu, Q^2)$; P — 4-импульс нуклона; $x = Q^2/2m_p \nu$ — переменная Бьеркена; S — 4-вектор спина протона ($S^2 = -1$); $q^2 = -Q^2$ — квадрат 4-импульса фотона. Инвариантная величина $P \cdot q$ связана с энергией перехода ν в системе покоя протона: $P \cdot q = m_p \nu$. Инвариантная масса электророждения адронной системы имеет вид: $W^2 = m_p^2 + 2m_p \nu - Q^2 = m_p^2 + Q^2(1/x - 1)$. Здесь W_1 и W_2 — структурные функции неполяризованного рассеяния. В глубоконеупругой области инвариантная масса W должна быть больше массы нуклонных резонансов. Граница между резонансной и глубоконеупругой областями точно не определена, но обычно выбирается значение $W = 2$ Гэв.

Адронный тензор $W_{\mu\nu}$ пропорционален мнимой части комптоновской амплитуды рассеяния вперед виртуальных фотонов на нуклонах: $\gamma^* N \rightarrow \gamma^* N$. Фотон-нуклонное взаимодействие зависит от поляризации фотона и нуклона. Это приводит к четырем независимым спиральным амплитудам вида $M_{ab;cd}$ (a, b, c, d — значения спиральностей фотона и нуклона в начальном и конечном состоянии):

$$M_{1,1/2;1,1/2}, \quad M_{1,-1/2;1,-1/2}, \quad M_{0,1/2;0,1/2}, \quad M_{1,1/2;0,-1/2}.$$

Эти компоненты связаны с четырьмя структурными функциями W_1, W_2, g_1, g_2 . Все другие возможные комбинации спиральностей начальных и конечных фотона и нуклона приводятся к данным с помощью преобразований обращения времени и четности.

Спиновая структурная функция протона может быть измерена в неупругом рассеянии поляризованных электронов на поляризованных протонах. Успехи, достигнутые при подготовке и проведении экспериментов с поляризованными пучками лептонов, дали возможность осуществить точные измерения нуклонных поляризационных структурных функций $g_{1,2}$ в SLAC, CERN и DESY [19–24]. Зависящие от спина структурные функции могут быть выражены в терминах сечений виртуального фотопоглощения [18]:

$$g_1(\nu, Q^2) = \frac{m_2 \cdot K}{8\pi^2 \alpha (1 + Q^2/\nu^2)} \left[\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2) + \frac{2\sqrt{Q^2}}{\nu} \sigma_{TL}(\nu, Q^2) \right], \quad (1.10)$$

$$g_2(\nu, Q^2) = \frac{m_2 \cdot K}{8\pi^2 \alpha (1 + Q^2/\nu^2)} \left[-\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) + \sigma_{3/2}(\nu, Q^2) + \frac{2\nu}{\sqrt{Q^2}} \sigma_{TL}(\nu, Q^2) \right], \quad (1.11)$$

где K — кинематический потоковый фактор виртуальных фотонов, $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ — поперечные сечения виртуального фотопоглощения с полным моментом 1/2 и 3/2 соответственно, σ_{TL} — сечение фотопоглощения, в котором фотон меняет свою спиральность с поперечной на продольную. В данной работе мы рассчитываем вклад ΔE_{HFS}^P на основе современных экспериментальных данных по структурным функциям $g_{1,2}(\nu, Q^2)$ и теоретических предсказаний для сечений $\sigma_{1/2,3/2,TL}$.

Вклад поляризуемости протона в СТС в резонансной области опреде-

ляется процессами фото- и электророждения π, η -мезонов и барионных резонансов на нуклонах. Амплитуды таких реакций показаны на рис. 2.

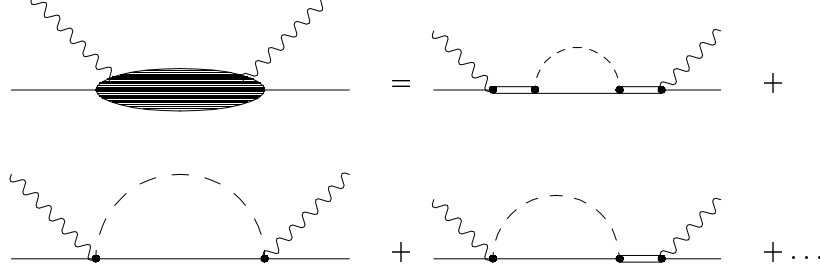


Рис. 2. Фейнмановские амплитуды для поправки на поляризуемость протона в резонансной области. Сплошная, двойная сплошная, волнистая и пунктирная линии представляют нуклон, нуклонный резонанс, фотон и пион соответственно

Для получения поправки (1.1) в резонансной области ($W^2 \leq 4\text{GeV}^2$) мы используем параметризацию Брейта–Вигнера для сечений фотопоглощения в (1.10)–(1.11), предложенную в [25–32]. В рассматриваемой области переменных k^2 , W основной вклад определяется пятью резонансами: $P_{33}(1232)$, $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$, $P_{11}(1440)$, $F_{15}(1680)$. Рассматривая распады резонансов на $N\pi$ - и $N\eta$ -состояния, можно выразить сечения поглощения $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ следующим образом:

$$\sigma_{1/2,3/2} = \left(\frac{k_R}{k}\right)^2 \frac{W^2 \Gamma_\gamma \Gamma_{R \rightarrow N\pi}}{(W^2 - M_R^2)^2 + W^2 \Gamma_{tot}^2} \frac{4m_p}{M_R \Gamma_R} |A_{1/2,3/2}|^2, \quad (1.12)$$

где $A_{1/2,3/2}$ — поперечные электромагнитные спиральные амплитуды,

$$\Gamma_\gamma = \Gamma_R \left(\frac{k}{k_R}\right)^{j_1} \left(\frac{k_R^2 + X^2}{k^2 + X^2}\right)^{j_2}, \quad X = 0.3 \text{ GeV}. \quad (1.13)$$

Параметры резонанса Γ_R , M_R , j_1 , j_2 , Γ_{tot} взяты из [27, 28, 33, 34]. В соответствии с [27, 29, 34] параметризация однопионной ширины распада

$$\Gamma_{R \rightarrow N\pi}(q) = \Gamma_R \frac{M_R}{M} \left(\frac{q}{q_R}\right)^3 \left(\frac{q_R^2 + C^2}{q^2 + C^2}\right)^2, \quad C = 0.3 \text{ GeV} \quad (1.14)$$

для $P_{33}(1232)$ и

$$\Gamma_{R \rightarrow N\pi}(q) = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R}\right)^{2l+1} \left(\frac{q_R^2 + \delta^2}{q^2 + \delta^2}\right)^{l+1}, \quad (1.15)$$

для $D_{13}(1520)$, $P_{11}(1440)$, $F_{15}(1680)$. l — угловой момент пиона, а $\delta^2 = (M_R - m_p - m_\pi)^2 + \Gamma_R^2/4$. Здесь q , (k) и q_R (k_R) определяют в системе центра масс импульс пиона (фотона) для резонансов с массой M и M_R соответственно. В случае $S_{11}(1535)$ мы учитываем моды распада πN и ηN [29, 34]:

$$\Gamma_{R \rightarrow \pi, \eta} = \frac{q_{\pi, \eta}}{q} b_{\pi, \eta} \Gamma_R \frac{q_{\pi, \eta}^2 + C_{\pi, \eta}^2}{q^2 + C_{\pi, \eta}^2}. \quad (1.16)$$

Сечение σ_{TL} определяется выражением, аналогичным (1.12), содержащим произведение $(S_{1/2}^* \cdot A_{1/2} + A_{1/2}^* S_{1/2})$ [19]. Вычисление спиральных амплитуд $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ и продольной амплитуды $S_{1/2}$ как функций Q^2 было выполнено на основе кварковой модели в [35–40]. В пределе реального фотона $Q^2 = 0$ мы используем соответствующие резонансные амплитуды из [33].

Двухпионные моды распада высших нуклонных резонансов ($S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$, $P_{11}(1440)$ и $F_{15}(1680)$) были феноменологически описаны с использованием двухшагового процесса как в [27]. Высоко лежащие нуклонные резонансы R могут распадаться сначала на N^* ($P_{33}(1232)$ или $P_{11}(1440)$) и пион или на нуклон и ρ - или σ -мезон. Затем новые резонансы распадаются на нуклон и пион либо на два пиона:

$$R \rightarrow r + a = \begin{cases} N^* + \pi \rightarrow N + \pi + \pi, \\ \rho(\sigma) + N \rightarrow N + \pi + \pi. \end{cases}$$

Полная ширина распада таких процессов может быть представлена как интеграл в фазовом пространстве по распространению массы промежуточного резонанса $r = N^*, \rho, \sigma$ ($a = \pi, N$):

$$\Gamma_{R \rightarrow r+a}(W) = \frac{P_{2\pi}}{W} \int_0^{W-m_a} d\mu \cdot p_f \frac{2}{\pi} \frac{\mu^2 \Gamma_{r,tot}(\mu)}{(\mu^2 - m_r^2)^2 + \mu^2 \Gamma_{r,tot}^2(\mu)} \times \\ \times \frac{(M_R - m_2 - 2m_\pi)^2 + C^2}{(W - m_2 - 2m_\pi)^2 + C^2}, \quad (1.17)$$

где $C = 0.3 \text{ GeV}$, а фактор $P_{2\pi}$ должен быть взят из условия $\Gamma_{R \rightarrow r+a}(W_R)$ и совпадает с экспериментальными данными; p_f — 3-импульс резонанса r в системе покоя R ; $\Gamma_{r,tot}$ — полная ширина распада r . Ширина распада мезонного резонанса параметризуется также, как и $P_{33}(1232)$:

$$\Gamma(\mu) = \Gamma_r \frac{m_r}{\mu} \left(\frac{q}{q_r} \right)^{2J_r+1} \frac{q_r^2 + \delta^2}{q^2 + \delta^2}, \quad \delta = 0.3 \text{ GeV}, \quad (1.18)$$

где m_r и μ — массы мезонного резонанса; q и q_r — пионный 3-импульс в системе покоя резонанса с массами μ и m_r ; J_r , и Γ_r — спин и ширина распада резонанса массой m_r .

Основные нерезонансные вклады в сечения $\sigma_{T,L}$ в резонансной области определяются борновскими членами, входящими в лагранжианы взаимодействия γNN , $\gamma \pi \pi$, πNN . Другая часть нерезонансного фона включает t -канальные вклады ρ -, ω -мезонов, полученные методом эффективных лагранжианов взаимодействий $\gamma \pi V$, $V NN$ ($V = \rho, \omega$) [31]. В унитарной изобарной модели учитываются борновские члены, векторные мезоны, вклады нуклонных резонансов и интерференционные члены. Мы вычислили сечения $\sigma_{T,L}$ в резонансной области как функции двух переменных W и Q^2 с помощью численной программы MAID (<http://www.kph-uni.mainz.de/MAID>).

Полученные нуклонные структурные поляризационные функции $g_{1,2}(W, Q^2)$ представлены на рис. 3–4. Эти результаты для структурных

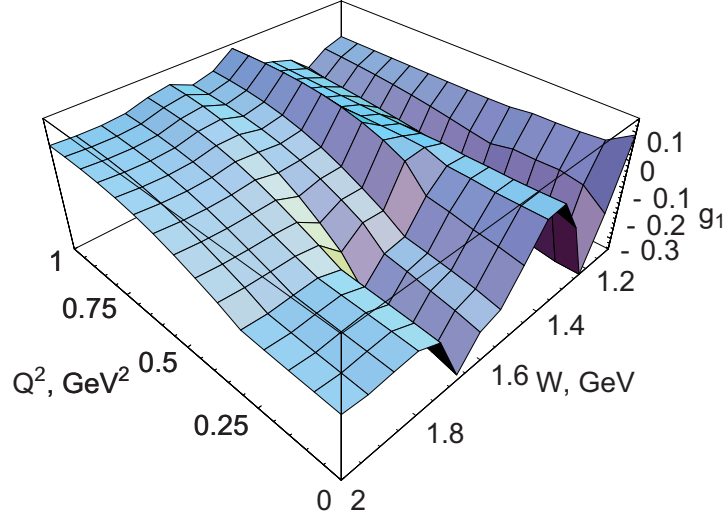


Рис. 3. Поляризационная структурная функция протона $g_1(W, Q^2)$ как функция двух переменных Q^2 ($0 \div 1$) GeV^2 и W ($1.1 \div 2.0$) GeV

функций $g_1(W, Q^2)$ качественно согласуются с экспериментальными данными. Особенное значение в изучении зависящих от спина свойств барионных резонансов имеет правило сумм Герасимова—Дрелла—Херна (ГДХ) [41]:

$$-\frac{\kappa^2}{4m_2^2} = \frac{1}{8\pi^2\alpha} \int_{v_{th}}^{\infty} \frac{dv}{v} [\sigma_{1/2}(v, 0) - \sigma_{3/2}(v, 0)]. \quad (1.19)$$

Правило сумм ГДХ основано на безвычитательном дисперсионном соотношении для амплитуды комптоновского рассеяния вперед.

Для вычисления зависящих от спина структурных функций протона в глубоко неупругой области мы можем использовать Q^2 — эволюционные уравнения для кварковых и глюонных распределений [42]:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \quad (1.20)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \quad (1.21)$$

где суммирование выполняется по кваркам и антикваркам. P_{qq} , P_{gq} , P_{qg} , P_{gg} — кварк-глюонные функции расщепления [43]. Численное решение интегродифференциальных эволюционных уравнений (1.20), (1.21) с использованием метода, предложенного в [44], приводит к получению партонных распределений и структурных функций $g_{1,2}(x, Q^2)$ для различных значений квадрата импульса фотона Q^2 . Соответствующий численный результат находится в хорошем соответствии с известными экспериментальными данными [19–24].

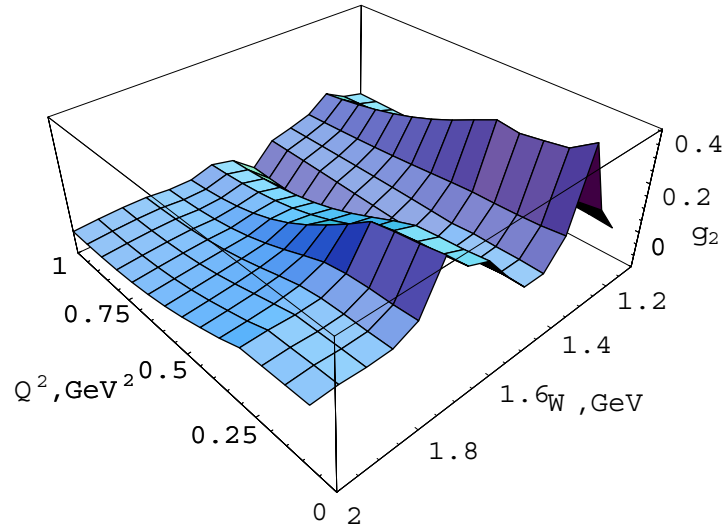


Рис. 4. Поляризационная структурная функция протона $g_2(W, Q^2)$ как функция двух переменных Q^2 ($0 \div 1$) GeV^2 и W ($1.1 \div 2.0$) GeV

2. Численные результаты

В данной работе мы рассчитываем поправку на поляризуемость протона в сверхтонком расщеплении основного состояния атома водорода на основе изобарной модели, описывающей процессы низкоэнергетического рассеяния виртуальных фотонов на нуклонах и эволюционных уравнений для партонных распределений. Два этих основных компонента вычислений приводят к получению сечений поглощения поперечно и продольно поляризованных фотонов нуклонами и к выражениям (1.10), (1.11) для структурных функций $g_{1,2}(W, Q^2)$, которые определяют требуемый вклад (1.1).

В результате численного интегрирования в (1.2)–(1.3) в резонансной и нерезонансной областях получены следующие значения вкладов δ_1^P , δ_2^P и полного вклада δ^P :

для электронного водорода

$$\delta_1^P = 2.6 \text{ ppm}, \quad \delta_2^P = -0.4 \text{ ppm}, \quad \delta^P = (2.2 \pm 0.8) \text{ ppm}. \quad (2.1)$$

для мюонного водорода

$$\delta_1^P = 5.18 \times 10^{-4}, \quad \delta_2^P = -0.48 \times 10^{-4}, \quad \delta^P = (4.70 \pm 1.04) \times 10^{-4}. \quad (2.2)$$

Отличие полученной величины (2.1) от результата нашей предыдущей работы [13] связано с новыми вкладами (нерезонансный фон в резонансной области, двухпионные распады резонансов), рассмотренными нами в данной работе. Существует ряд теоретических неопределенностей, связанных с входящими в поправку (1.1) величинами. В усовершенствованной изобарной модели [31, 45, 46], содержащей 14 резонансов, мы можем пренебречь

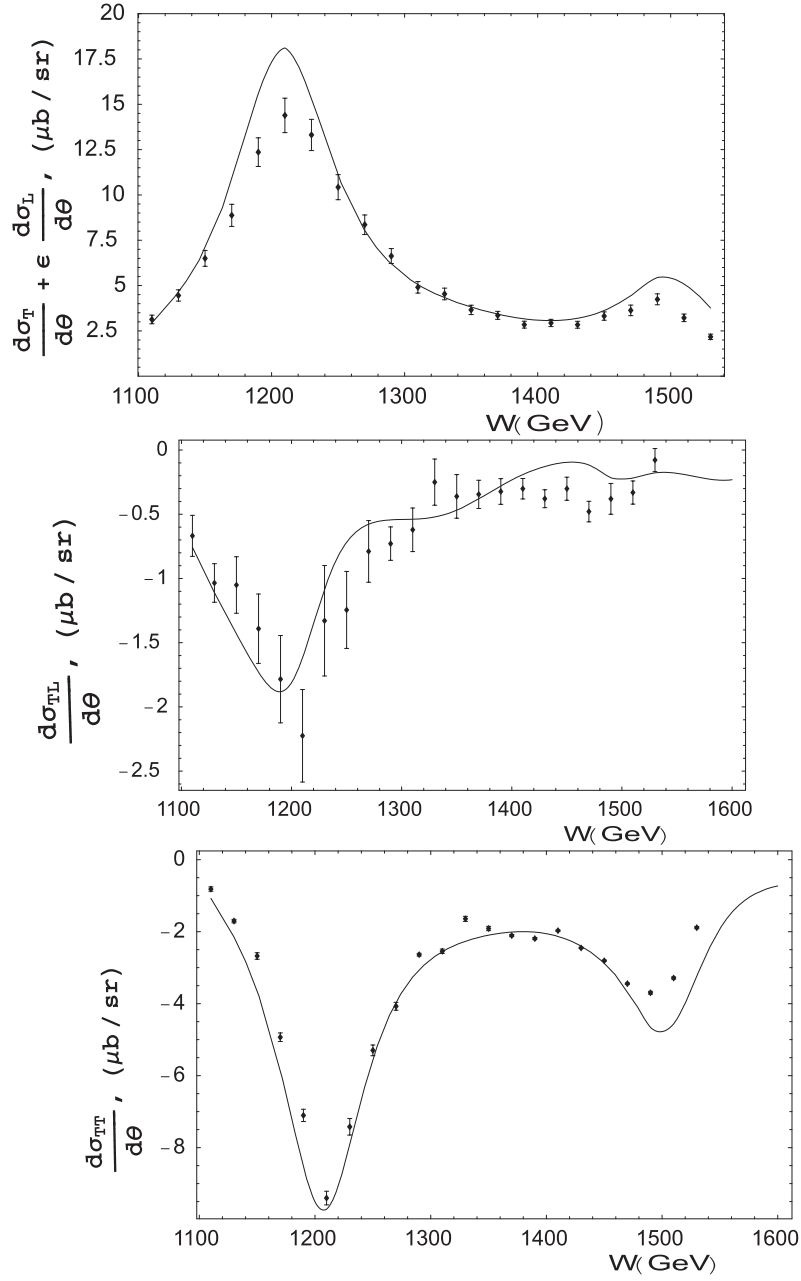


Рис. 5. Дифференциальные сечения виртуального фоторождения π^+ при $Q^2 = 0.4 \text{ GeV}$ как функция W (1100 ÷ 1600) MeV , полученные на детекторе CLAS. Непрерывная линии соответствуют результатам программы MAID

теоретической ошибкой, возникающей благодаря введению дополнительных высоколежащих нуклонных резонансов. Мы считаем, что основная теоре-

тическая ошибка связана с вычислением спиральных амплитуд $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$, $S_{1/2}(Q^2)$ в кварковой модели, основанной на осцилляторном потенциале [18]. В настоящее время с высокой точностью из эксперимента известны только спиральные амплитуды фоторождения на нуклонах $A_{1/2}(0)$, $A_{3/2}(0)$ [33]. Для случая электророждения нуклонных резонансов, экспериментальные данные по амплитудам содержат значения только в нескольких точках по Q^2 . Поэтому мы не имеем последовательной проверки предсказаний осцилляторной модели. Возможные теоретические неточности, связанные с вычислением амплитуд $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$, $S_{1/2}(Q^2)$ с учетом релятивистских поправок, могут достигать значения порядка 10%. Тогда теоретическая ошибка для поправки (1.1) в резонансной области достигает величины 20% от полученного значения. Мы решили уравнения ДГЛАП в следующем за лидирующим приближении (NLO), поэтому возможная неточность в δ^P может составлять примерно 10% полученного в нерезонансной области результата. Другой источник теоретической погрешности определяется ошибками экспериментальных данных в области $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$. По нашей оценке они составляют 20% от вклада δ^P при $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ в нерезонансной области.

Новые экспериментальные данные для сечений электророждения в реакции $ep \rightarrow e'\pi^+n$ в резонансной области были получены недавно на детекторе CLAS [47]. Их сравнение с расчетами, выполненными в рамках унитарной изобарной модели (MAID) представлены на рис. 5 Оно показывает, что MAID, на которой основаны проведенные нами расчеты, дает значения сечений электророждения в области Δ изобары и резонансов $D_{11}(1520)$, $S_{11}(1535)$, которые несколько превышают (примерно на 10 – 15%) экспериментальные значения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 06-02-16821).

Литература

- [1] P.J. Mohr, B.N. Taylor // Rev. Mod. Phys. – 2005. – 77. – P. 1.
- [2] R. Pohl [et al.] // Can. J. Phys. – 2005. – P. 339.
- [3] K. Pachucki // Phys. Rev. A. – 1996. – 53. – P. 2092.
- [4] A.P. Martynenko // Phys. Rev. A. – 2005. – 71. – P. 022506.
- [5] H. Hellwig [et al] // IEEE Trans. – 1970. – IM-19. – P. 200.
- [6] M.I. Eides, H. Grotch, V.A. Shelyuto // Phys. Rep. – 2001. – 342.
- [7] A.C. Zemach // Phys. Rev. – 1956. – 104. – P. 1771.
- [8] J.L. Friar, I. Sick // Phys. Rev. Lett. – 2005. – 95 – P. 049101.
- [9] S.J. Brodsky [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – 94. – P. 022001.
- [10] A.V. Volotka [et al.] // Eur. Phys. J. D. – 2005. – 33. – P. 23.
- [11] A. Dupays [et al.] // Phys. Rev. A. – 2003. – 68. – P. 052503.

- [12] E.V. Cherednikova, R.N. Faustov, A.P. Martynenko // Nucl. Phys. A. – 2002. – 703. – P. 365.
- [13] R.N. Faustov, A.P. Martynenko // Eur. Phys. J. C. – 2002. – 24. – P. 281.
- [14] S.D. Drell, J.D. Sullivan // Phys. Rev. – 1967. – 154. – P.1477.
- [15] A. Verganalakis, D. Zwanziger // Nuovo Cimento A. – 1965. – 39. – P. 613.
- [16] F. Guerin // Nuovo Cimento A. – 1967. – 50. – P. 1.
- [17] G.M. Zinov'ev [et al.] // Sov. J. Nucl. Phys. – 1970. – 11. – P. 715.
- [18] Feynman R.P. Photon-Hadron Interactions, W.A. Benjamin // Inc. Reading Massachusets. – 1972, Close F.E. An introduction to quarks and partons // Academic Press N.Y. – 1979.
- [19] K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. – 1998. – 58. – P. 112003.
- [20] K. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1997. – 78 – P. 815.
- [21] P.L. Anthony [et al.] // Phys. Lett. B. – 1999. – 458 – P. 529.
- [22] G.S. Mitchell // Preprint SLAC-PUB. – 1999. – 8104.
- [23] D. Adams [et al.] // Phys. Rev. D. – 1997. – 56. – P. 5330.
- [24] D. Adeva [et al.] // Phys. Rev. D. – 1999. – 60. – P. 072004.
- [25] R.L. Walker // Phys. Rev. – 1969. – 182. – P. 1729.
- [26] R.A. Arndt [et al.] // Phys. Rev.C. – 1990. – 42.
- [27] S. Teis [et al.] // Z. Phys. A. – 1997. – 356.– P. 421.
- [28] M. Effenberger [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1997. – 613.– P. 353.
- [29] B. Krusche [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1995. – 74. – P. 3736.
- [30] N. Bianchi [et al.] // Phys. Rev.C. – 1996. – 54.– P. 1688.
- [31] D. Drechsel [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1999. – 645. – P. 145.
- [32] Y.-B. Dong // Eur. Phys. Jour. A. – 1998. – 1. – P. 347.
- [33] Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. – 2004. – 592. – P. 1.
- [34] M. Effenberger [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1997. – 614. – P. 501.
- [35] Z. Li, Y.-B. Dong // Phys. Rev. D. – 1996. – 54. – P. 4301.
- [36] R. Koniuk, N. Isgur // Phys. Rev. D. – 1980. – 21. – P. 1888.
- [37] F.E. Close, Z. Li // Phys. Rev. D – 1990. – 42. – P. 2194 – 2207.
- [38] S. Capstick // Phys. Rev. D – 1992. – 46. – P. 1965–2864.
- [39] Zhenping Li, V. Burkert, Zhujun Li // Phys. Rev. D. – 1992. – 46. – P. 70.
- [40] M. Warns, W. Pfeil, H. Rollnik // Phys. Rev. D. – 1990. – 42. – P. 2215.
- [41] S.B. Gerasimov // Sov. J. Nucl. Phys. – 1966. – 2. – P. 430;
S.D. Drell, A.C. Hearn // Phys. Rev. Lett. – 1966. – 16. – P. 908.
- [42] V.N. Gribov, L.N. Lipatov // Sov. J. Nucl. Phys. – 1972. – 15. – P. 438;
Yu.A. Dokshitser // JETP. – 1977. – 46. – P. 641;
G. Altarelli, G. Parisi // Nucl. Phys. B. – 1977. – 126. – P. 298.

- [43] Leader E. An introduction to gauge theories and the "New physics" / E.Predazzi // Cambridge University Press, NY. – 1982.
- [44] M. Hirai, S. Kumano, M. Miyama // Comp. Phys. Comm. – 1998. – 108. – P. 38.
- [45] W.-T. Chiang [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2002. – 700. – P. 429.
- [46] D. Drechsel [et al.] // Phys. Rev. D. – 1999. – 59. – P. 094021.
- [47] Electroproduction on the proton in the first and second resonance regions at $0.25 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 0.65 \text{ GeV}^2$ using CLAS / H. Egiyan, [et al.] // e-preprint nucl-ex/0601007.

Поступила в редакцию 12/III/2006;
в окончательном варианте — 10/V/2006.

PROTON POLARIZABILITY EFFECT IN THE HYPERFINE SPLITTING OF THE HYDROGEN ATOM⁴

© 2006 I.V. Gorbacheva, A.P. Martynenko⁵ R.N. Faustov⁶

The contribution of the proton polarizability to the ground state hyperfine splitting in the hydrogen and muonic hydrogen atoms is evaluated on the basis of the isobar model and evolution equations for the parton distributions. The contributions of the Born terms, vector meson exchanges and nucleon resonances are taken into account in the construction of the proton polarized structure functions $g_{1,2}(W, Q^2)$. Numerical value of this effect are equal $(2.2 \pm 0.8) \times 10^{-6} E_F$ for the hydrogen atom and $(4.70 \pm 1.04) \times 10^{-4} E_F$ for the muonic hydrogen atom.

Paper received 12/III/2006.

Paper accepted 10/V/2006.

⁴Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. V.A. Saleev.

⁵Gorbacheva Irina Valerievna (giv@ssu.samara.ru), Martynenko Alexey Petrovich (mart@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.

⁶Faustov Rudolf Nickolaevich, Dorodnicyn's Computing Center of RAS, Moscow, Russia.