

Экстраполяция дифференциального сечения триплетного pp -рассеяния в область низких энергий

В. В. Пупышев¹⁾*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 2005 г.

После переработки 14 июля 2005 г.

Показано, что в пределе низких энергий дифференциальное сечение триплетного pp -рассеяния, порожденное суммой ядерного и магнитного взаимодействий в кулоновском поле протонов, быстро осциллирует и имеет полюса второго порядка в направлении рассеяния вперед и назад. Для экстраполяции такого сечения в область энергий ниже 10 МэВ предложено простое низкоэнергетическое приближение. Обсуждаются новые явления: протон-протонные аналоги эффектов Мотта и Швингера.

PACS: 03.65.Nk, 13.40.Ks, 13.75.Gs

1. Введение. Настоящая работа – продолжение нашего предыдущего исследования [1] роли магнитного взаимодействия в низкоэнергетическом триплетном pp -рассеянии. С этой целью используется также и общепринятая pp -модель [2]. Напомним ее.

Рассеяние протонов описывается стандартным уравнением Шредингера с полным взаимодействием $V^{ca} = V^c + V^a$, слагаемое которого V^a убывает при $r \rightarrow \infty$ быстрее кулоновского потенциала $V^c(r) = m_p(e/\hbar)^2/r = 1/rR$, где m_p – масса протона, e – заряд электрона, r – расстояние между протонами, а R – боровский радиус pp -системы.

Теоретически возможны три случая $a = s, t, ms$: в первом случае $a = s$ и $V^a = V^s$ – короткодействующее ядерное взаимодействие, во втором случае $a = t$ и $V^a = V^m$ – магнитное взаимодействие, наконец, в третьем и наиболее реалистическом случае $a = ms$ и $V^a = V^{ms} = V^m + V^s$ – суперпозиция магнитного и ядерных взаимодействий. Магнитное взаимодействие V^m – сумма $V^m = V^{mt} + V^{m\ell s}$ тензорного взаимодействия магнитных моментов протонов,

$$V^{mt} \equiv b_t \frac{S_{12}}{r^3}, \quad b_t \equiv -\frac{m_p}{\hbar^2} \mu_p^2 \mu_0^2, \quad (1)$$

$$S_{12} \equiv [3(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r}) - r^2(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2)] / 4r^2,$$

и спин-орбитального взаимодействия магнитного момента одного протона с электромагнитным полем другого протона:

$$V^{m\ell s} = b_{\ell s} \frac{(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s})}{r^3}, \quad b_{\ell s} \equiv -\frac{m_p}{\hbar^2} 8\mu_0^2 \left(\mu_p - \frac{1}{4} \right). \quad (2)$$

Здесь μ_p – магнитный момент протона в ядерных магнетонах μ_0 , \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 – операторы спинов протонов,

$\mathbf{a}, \mathbf{s} \equiv \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$, \mathbf{l} и $\mathbf{j} \equiv \mathbf{l} + \mathbf{s}$ – операторы спина углового и полного моментов pp -системы. Для вычислений в качестве V^s используется взаимодействие Рида с мягким кором [3].

Пусть k – импульс, $E = (k\hbar)^2/m_p$ – энергия, а θ и φ – углы рассеяния протонов, $q \equiv kR$ и $\eta \equiv 1/2q$ – безразмерные параметры, $\delta_{\ell,j}^{c,a}$, $\varepsilon_j^{c,a}$ и $d\sigma^{c,a}(\theta; q)$ – фазы, параметры смешивания и дифференциальное сечение $d\sigma^{c,a}/d\theta \sin \theta$ рассеяния, порожденного взаимодействием V^a в поле V^c . Фаза $\delta_{\ell,j}^{c,a}$ равна разности между полной фазой $\delta_{\ell,j}^{ca}$ рассеяния суперпозицией $V^c + V^a$ и кулоновской фазы δ_ℓ^c . Фазы и сечения $\delta_{\ell,j}^{c,a}$ и $d\sigma^{c,a}$ в случаях $a = s, t, ms$ называем кулон-ядерными, кулон-магнитными и кулон-магнитоядерными.

Наша главная цель – восполнить имеющийся в литературе по теории низкоэнергетического pp -рассеяния пробел, а именно: вывести простую формулу, пригодную для экстраполяции кулон-магнитоядерного сечения $d\sigma^{c,ms}$ в область низких энергий ($E < 10$ МэВ) и явно описывающую все низкоэнергетические и угловые особенности такого сечения. Для обсуждения этих особенностей потребуются знания эффектов Мотта [4] и Швингера [5].

Эффект Мотта [6] – быстрые осцилляции дифференциального сечения кулоновского рассеяния двух тождественных частиц в пределе низких энергий, описываемые множителем $\cos\{2\eta \ln[\operatorname{ctg}(\theta/2)]\}$, где θ – угол рассеяния, а η – параметр Зоммерфельда.

Эффект Швингера [7] – быстрый рост дифференциального сечения рассеяния $d\sigma_n$ нейтрона на бесспиновом ядре в пределе малых углов рассеяния ($d\sigma_n \approx \text{const} [\operatorname{ctg}(\theta/2)]^2, \theta \rightarrow 0$), обусловленный спин-орбитальным взаимодействием магнитного момента нейтрона с электромагнитным полем ядра.

¹⁾ e-mail: pupyshev@thsun1.jinr.ru

2. Анализ сечений. Приступим к выводу низкоэнергетических ($q \rightarrow 0$) приближений сечений $d\sigma^{c,a}$, $a = s, m, ms$. Согласно табл. II работы [8],

$$d\sigma^{c,a} = \pi [(1/2) |M_{00}^{c,a}|^2 + |M_{10}^{c,a}|^2 + |M_{01}^{c,a}|^2 + |M_{1,-1}^{c,a}|^2 + |M_{11}^{c,a}|^2], \quad (3)$$

где амплитуды $M_{nn'}^{c,a}(\varphi, \theta; q)$ – бесконечные ряды, содержащие присоединенные полиномы Лежандра P_ℓ^n , $\ell = 1, 3, \dots$, и парциальные амплитуды

$$\begin{aligned} \alpha_{\ell,j}^{c,a} &= \exp(2i\delta_\ell^c) [\cos 2\varepsilon_j^{c,a} \exp(2i\delta_{\ell,j}^{c,a}) - 1], \\ \alpha_j^{c,a} &= i \sin 2\varepsilon_j^{c,a} \exp\{i[\delta_{j+1,j}^{c,a} + \delta_{j-1,j}^{c,a}]\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Например,

$$\begin{aligned} M_{10}^{c,a} &= R \frac{\exp(-i\varphi)}{\sqrt{2}iq} \sum_{\ell=1,3,\dots} \left\{ \alpha_{\ell,\ell+1}^{c,a} - \alpha_{\ell,\ell-1}^{c,a} + \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\ell+2}{\ell+1} \right]^{1/2} \alpha_{\ell+1}^{c,a} - \left[1 - \frac{1}{\ell} \right]^{1/2} \alpha_{\ell-1}^{c,a} \right\} P_\ell^1(\cos\theta). \end{aligned}$$

Каждый ряд $M_{nn'}^{c,a}$ представим в виде

$$M_{nn'}^{c,a} = M_{nn'}^{c,a}(j \leq 2) + M_{nn'}^{c,a}(j > 2), \quad (5)$$

где конечная подсумма $M_{nn'}^{c,a}(j \leq 2)$ – вклад в амплитуду $M_{nn'}^{c,a}$ от pp -состояний с $j \leq 2$, а бесконечный ряд $M_{nn'}^{c,a}(j > 2)$ – вклад от всех остальных состояний. Как известно [1], при $E < 10$ МэВ в любом из случаев $a = s, m, ms$ все параметры $\delta_{\ell,j}^{c,a}$ и $\varepsilon_j^{c,a}$ много меньше единицы, поэтому для всех парциальных амплитуд (4) полагаем $\alpha_{\ell,j}^{c,a} \approx 2i \exp(2i\delta_\ell^c) \delta_{\ell,j}^{c,a}$ и $\alpha_j^{c,a} \approx 0$.

Исследуем кулон-ядерное ($a = s$) рассеяние. При $q \rightarrow 0$ все кулон-ядерные фазы быстро убывают:

$$\delta_{\ell,j}^{c,s}(q) \sim q^{2\ell+1} \exp(-\pi\eta). \quad (6)$$

Поэтому основной вклад в амплитуды $M_{nn'}^{c,s}$ дают pp -состояния с $j < 2$ и верно стандартное приближение: $M_{nn'}^{c,s} \approx M_{nn'}^{c,s}(j < 2)$. В этом приближении кулон-ядерное сечение (3) равно сумме $d\sigma_2^{c,s}$, $a = s$,

$$\begin{aligned} d\sigma_2^{c,s} &\equiv \pi(R/q)^2 \left\{ \left[2(\delta_{1,0}^{c,s} + 2\delta_{1,2}^{c,s})^2 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 9(\delta_{1,1}^{c,s} + \delta_{1,2}^{c,s})^2 \right] (\cos\theta)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{9}{2}(\delta_{1,1}^{c,s} - \delta_{1,2}^{c,s})^2 + 2(\delta_{1,2}^{c,s} - \delta_{1,0}^{c,s})^2 \right] (\sin\theta)^2 \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

В этой сумме для всех фаз $\delta_{\ell,j}^{c,s}$ верно приближение [1] $\delta_{\ell,j}^{c,s} \approx \bar{\delta}_{\ell,j}^{c,s} \equiv -q^3 C_1^2(\eta) A_{1,j}^{c,s} [1 + h^c(\eta) q^3 C_1^2(\eta) A_{1,j}^{c,s}]$, (8) где $h^c(\eta)$, $C_1^2(\eta)$ – известные кулоновские функции, а $A_{1,j}^{c,s}$ – вычисленные в [1] кулон-ядерные длины рассеяния в случае взаимодействия Рида с мягким ядром.

Исследуем кулон-магнитное рассеяние ($a = m$) в случае $V^m = V^{m\ell s}$, когда все фазы $\delta_{\ell,j}^{c,m}$ имеют низкоэнергетические асимптотики [1, 9]:

$$\begin{aligned} \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}(q) &= [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \tau_\ell(q), \\ \tau_\ell(q) &\equiv -q \frac{b_{\ell s}}{R} \frac{2\ell+1-\eta[\pi-2\text{Im}\psi(\ell+1+i\eta)]}{2\ell(\ell+1)(2\ell+1)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $s = 1$, а Ψ – пс-функция. Борновское приближение фаз $\delta_{\ell,j}^{c,m} \approx \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$ порождает борновское приближение амплитуд: $M_{nn'} \approx \tilde{M}_{nn'}^{c,m}$. Так как из пяти амплитуд $\tilde{M}_{nn'}^{c,m}$ не равны нулю только две:

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{10}^{c,m} &= -[\tilde{M}_{01}^{c,m}]^* = \sqrt{2}b_{\ell s} \exp(-i\varphi) \times \\ &\quad \times [g(\theta; q) + g(\pi-\theta; q)], \\ g(\theta; q) &\equiv \sum_{\ell=1,2,\dots} \exp[2i\delta_\ell^c(q)] \tau_\ell(q) P_\ell^1(\cos\theta), \end{aligned} \quad (10)$$

то сечение (3), $a = m$, аппроксимируется формулой

$$d\sigma^{c,m} \approx d\tilde{\sigma}^{c,m} \equiv 2\pi |\tilde{M}_{10}^{c,m}|^2. \quad (11)$$

Старшее слагаемое низкоэнергетической асимптотики вспомогательного ряда g найдем способом, подробно описанным в [10]. Сначала убедимся в том, что это слагаемое порождается подсуммой ряда g с большими $\ell \gg \eta$. Затем в этой подсумме заменим кулоновские фазы и полиномы старшими слагаемыми их асимптотик при $\ell \rightarrow \infty$, полученный ряд аппроксимируем интегралом по ℓ , асимптотику интеграла определим методом стационарной фазы. Точка стационарной фазы $\ell_0 \sim \eta \operatorname{ctg}(\theta/2)$, поэтому асимптотика ряда g определяется его слагаемыми с большими номерами $\ell \sim \ell_0$. Заменив в (10) ряд g его найденной асимптотикой, получим явные низкоэнергетические асимптотики амплитуд \tilde{M}_{10} и \tilde{M}_{01} :

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{10}^{c,m} &= -[\tilde{M}_{01}^{c,m}]^* \sim [i2^{-1/2} \exp(-i\varphi)] b_{\ell s} \times \\ &\quad \times \exp[i\omega(\eta)] [\alpha(\theta) + \alpha(\pi-\theta)], \end{aligned} \quad (12)$$

где по определению $\omega(\eta) \equiv 2\eta(\ln\eta - 1)$, а

$$\alpha(\theta) \equiv \frac{t(\theta)}{[\sin(\theta/2)]^{2i\eta}}, \quad t(\theta) \equiv \frac{2\operatorname{ctg}(\theta/2) + \theta - \pi}{1 + \cos\theta}. \quad (13)$$

Согласно (11)–(13), сечение $d\sigma^{c,m}$ имеет низкоэнергетическую асимптотику

$$\begin{aligned} d\sigma^{c,m} &\approx d\tilde{\sigma}^{c,m} \sim \pi |b_{\ell s}|^2 (|t(\theta)|^2 + |t(\pi-\theta)|^2) + \\ &\quad + 2\pi |b_{\ell s}|^2 \cos\{2\eta \ln[\operatorname{tg}(\theta/2)]\} t(\theta)t(\pi-\theta). \end{aligned} \quad (14)$$

Эта асимптотика из-за моттовского множителя $\cos\{2\eta \ln[\operatorname{tg}(\theta/2)]\}$ быстро осциллирует, а из-за функций $t(\theta)$ и $t(\pi-\theta)$ неограниченно возрастает при $\theta \rightarrow 0$ и $\theta \rightarrow \pi$ как $|\operatorname{ctg}(\theta/2)|^2$ и $|\operatorname{tg}(\theta/2)|^2$. Так как асимптотику ряда g определяют его слагаемые с $\ell \sim \ell_0 \sim \eta \operatorname{ctg}(\theta/2)$, то при низких энергиях основной вклад в ненулевые амплитуды $\tilde{M}_{10}^{c,m}$, $\tilde{M}_{01}^{c,m}$, в сечение $d\sigma^{c,m}$ и его приближение $d\tilde{\sigma}^{c,m}$ дают pp -состояния с большими полными моментами $j \sim \ell_0$.

Исследуем кулон-магнитноядерное рассеяния ($a = ms$). Как было показано в [1], для корректного описания фаз $\delta_{\ell,j}^{c,ms}$ в области низких энергий наряду с ядерным взаимодействием V^s следует учитывать оба магнитных взаимодействия V^{mt} и $V^{m\ell s}$, если $j < 2$, а в противном случае достаточно учитывать только взаимодействие $V^{m\ell s}$. Поэтому при $j < 2$ используем точные фазы $\delta_{\ell,j}^{c,ms}$, порожденные суммой $V^s + V^{mt} + V^{m\ell s}$, а при $j > 2$ полагаем $\delta_{\ell,j}^{c,ms} = \delta_{\ell,j}^{c,m} \approx \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$, где $\tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$ – приближения (9) фаз $\delta_{\ell,j}^{c,m}$, порожденных взаимодействием $V^{m\ell s}$. Следовательно, $M^{c,ms}(j > 2) \approx \tilde{M}^{c,m}(j > 2)$, поэтому разбиения (5) приближаются суммами

$$M_{nn'}^{c,ms} \approx M_{nn'}^{c,ms}(j \leq 2) + \tilde{M}_{nn'}^{c,m}(j > 2). \quad (15)$$

Как было показано выше, $\tilde{M}_{nn'}^{c,m}(j > 2) = 0$, если $|n| = |n'|$, а основной вклад в ненулевые ряды $\tilde{M}_{10}^{c,m}$ и $\tilde{M}_{01}^{c,m}$ дают pp -состояния с большими j . Поэтому подсуммы $\tilde{M}_{10}^{c,m}(j > 2)$ и $\tilde{M}_{01}^{c,m}(j > 2)$ этих рядов имеют те же низкоэнергетические асимптотики (12). В силу перечисленных свойств амплитуд $\tilde{M}_{nn'}^{c,ms}$ представлению (15) соответствует приближение сечения (3):

$$d\sigma^{c,ms} \approx d\tilde{\sigma}^{c,ms} \equiv d\tilde{\sigma}^{c,m} + d\sigma_{int} + d\sigma_2^{c,ms}, \quad (16)$$

где $d\sigma_2^{c,ms}$ и $d\tilde{\sigma}^{c,m}$ – сечения (7) и (14), а интерференционное сечение

$$\begin{aligned} d\sigma_{int} \equiv \pi b_{\ell s}(R/q) &[2(\delta_{1,2}^{c,ms} - \delta_{1,0}^{c,ms}) + \\ &+ \sqrt{3}(\delta_{1,1}^{c,ms} - \delta_{1,2}^{c,ms})] \gamma_{int} \end{aligned} \quad (17)$$

зависит от угла рассеяния θ как функция

$$\begin{aligned} \gamma_{int} \equiv \sin \{2\eta \ln [\sin(\theta/2)]\} t(\theta) \cos(\theta/2) + \\ + \sin \{2\eta \ln [\cos(\theta/2)]\} t(\pi - \theta) \sin(\theta/2). \end{aligned} \quad (18)$$

В пределе $q \rightarrow 0$ вклады в сечение (16) таковы, что

$$\begin{aligned} d\tilde{\sigma}^{c,m} = O(b_{\ell s}^2) \neq 0, \quad d\sigma_{int} = O[b_{\ell s}(b_t + b_{\ell s})q^2], \\ d\sigma_2^{c,ms} = O[(b_t + b_{\ell s})^2 q^4]. \end{aligned} \quad (19)$$

Вклад $d\tilde{\sigma}^{c,m}$ осциллирует и сингулярен при $\theta = 0, \pi$; вклад $d\sigma_{int}$ осциллирует, но несингулярен; вклад $d\sigma_2^{c,ms}$ несингулярный и не осциллирует. Поэтому при низких энергиях сечение $d\sigma^{c,ms}$ имеет особенности: оно слабо зависит от энергии, неограниченно растет в направлении рассеяния вперед ($\theta = 0$) и назад ($\theta = \pi$) и быстро осциллирует по углу θ .

Слабая зависимость от энергии и неограниченное возрастание сечения $d\sigma^{c,ms}$ в направлении рассеяния вперед ($\theta = 0$) как $[\text{ctg}(\theta/2)]^2$ – особенности того же типа, что и у швингеровского сечения $d\sigma_n \approx \text{const} [\text{ctg}(\theta_n/2)]^2$ и порождены взаимодействи-

ями одной и той же природы, а именно: взаимодействием магнитного момента одной частицы с электромагнитным полем другой. Поэтому ожидаемый в триплетном pp -рассеянии эффект, проявляющийся как эти особенности сечения $d\sigma^{c,ms}$, является кулон-магнитным pp -аналогом эффекта Швингера.

Быстрые осцилляции сечения $d\sigma^{c,ms}$ по углу в пределе низких энергий – та же особенность, что и у сечения кулоновского рассеяния двух любых тождественных частиц и обусловлена тождественностью и кулоновским взаимодействием протонов. Поэтому второй ожидаемый в триплетном pp -рассеянии эффект, проявляющийся как такие осцилляции сечения $d\sigma^{c,ms}$, является кулон-магнитным pp -аналогом эффекта Мотта. Амплитуды осцилляций невелики, потому что осциллирующий вклад в сумму (14) при всех углах намного меньше ее первого и второго слагаемых, а согласно (19) другое осциллирующее слагаемое $d\sigma_{int}$ сечения $d\sigma^{c,ms}$ убывает при уменьшении энергии. Расчет сечений подтверждает эти выводы.

Выведем еще одно приближение сечения $d\sigma^{c,ms}$. Формулы (7), (16)–(18) – приближенные параметризации $d\sigma^{c,s} \approx d\sigma_2^{c,s}$, $d\sigma^{c,ms} \approx \tilde{d}\sigma^{c,ms}$ сечений $d\sigma^{c,s}$ и $d\sigma^{c,ms}$ через фазы $\delta_{\ell,j}^{c,s}$ и $\delta_{\ell,j}^{c,ms}$ с $j \leq 2$. Заменим в этих формулах фазы $\delta_{\ell,j}^{c,s}$ и $\delta_{\ell,j}^{c,ms}$ соответственно приближениями $\tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,s}$ и доказанными в [1] приближениями $\delta_{\ell,j}^{c,ms} \approx \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,s} + \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$, где $\tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,s}$ и $\tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$ – фазы (8) и (9). В итоге получим явные приближенные параметризации $\hat{d}\sigma^{c,s}$ и $\hat{d}\sigma^{c,ms}$ сечений $d\sigma^{c,s}$ и $d\sigma^{c,ms}$ кулон-ядерными длинами $A_{\ell,j}^{c,s}$. Их значения – единственная информация о ядерном взаимодействии, необходимая для вычисления приближения $\hat{d}\sigma^{c,ms}$. В этом смысле аппроксимация $d\sigma^{c,ms} \approx \hat{d}\sigma^{c,ms}$ автомодельна относительно выбора ядерного взаимодействия.

3. Расчет сечений. Сечение $d\sigma^{c,a}$ вычислялось при низких энергиях ($E < 10$ МэВ) в двух случаях – $a = s$ и $a = ms$, но по одной и той же схеме. Для расчета фаз $\delta_{\ell,j}^{c,a}$, $a = s, ms$, $j \leq 2$, использовались уравнения для фазовых функций [1]. При $j > 2$ полагалось, что $\delta_{\ell,j}^{c,s} \equiv 0$, а $\delta_{\ell,j}^{c,ms} = \tilde{\delta}_{\ell,j}^{c,m}$, то есть при $j > 2$ вклад в фазы $\delta_{\ell,j}^{c,ms}$ от ядерного взаимодействия V^s не учитывался, а вклад $\delta_{\ell,j}^{c,m}$ от магнитного взаимодействия $V^m = V^{m\ell s} + V^{mt}$ аппроксимировался суммой старших слагаемых их равномерных по ℓ асимптотик (9) фаз при $q \rightarrow 0$. Все эти приближения, как упоминалось в [1] при анализе pp -фаз, вполне приемлемы, если $E < 10$ МэВ. Полученные значения фаз использовались для вычисления конечных ($\ell \leq \ell_{max} < 20 \eta \text{ctg}(\theta/2)$) подсумм всех бесконечных рядов $M_{nn'}^{c,a}$. Такой выбор ℓ_{max} обеспечивал вычисление с четырехзначной точностью изображенных

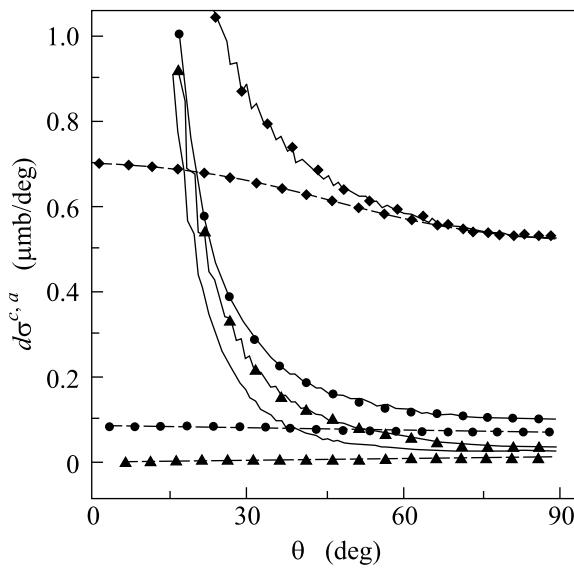


Рис.1. Сечения $d\sigma^{c,ms}$ и $d\sigma^{c,s}$ при $E = 50, 100, 200$ кэВ – сплошные и штриховые кривые со значениями \blacktriangle , \bullet и \blacklozenge , соответственно; сечение $d\sigma^{c,ms}$ при $E = 10$ кэВ – кривая без значков

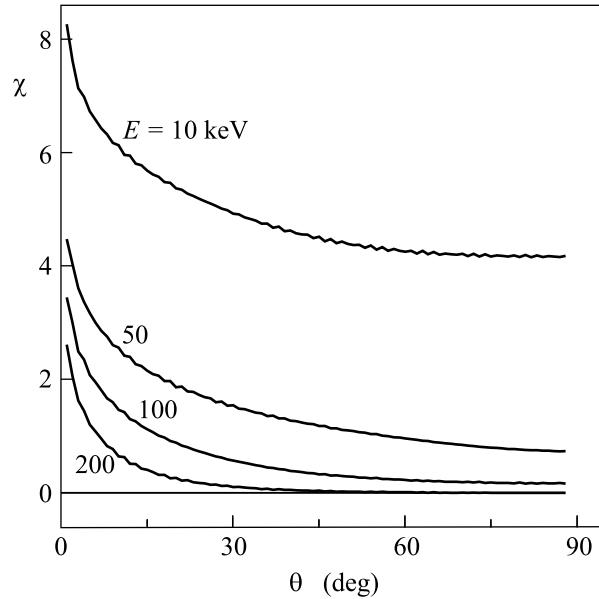


Рис.2. Функция $\chi(d\sigma, \theta)$ при разных энергиях E , тонкая линия – прямая $\chi = 0$

на рис.1 и 2 сечений $d\sigma^{c,a}$, $a = s, ms$, и функции $\chi \equiv \log [d\sigma^{c,ms}/d\sigma^{c,s}]$. Вычисленное сечение $d\sigma^{c,ms}$ сравнивалось с его приближениями $d\tilde{\sigma}^{c,ms}$ и $d\hat{\sigma}^{c,ms}$. Оказалось, что при $E < 10$ МэВ и $0 < \theta < \pi$ относительная точность аппроксимаций $d\sigma^{c,ms} \approx d\tilde{\sigma}^{c,ms}$ и $d\sigma^{c,ms} \approx d\hat{\sigma}^{c,ms}$ соответственно равна 10^{-3} и 10^{-2} .

Рис.1 иллюстрирует pp -аналог эффекта Швингера, заключающийся в росте сечения $d\sigma^{c,ms}$ в пре-

деле малых углов ($\theta \rightarrow 0$) рассеяния. При энергии $E = 10$ кэВ сечение $d\sigma^{c,ms}$ в масштабе рисунка неотличимо от сечения $d\tilde{\sigma}^{c,m}$, заданного формулой (14). Заметные осцилляции сечений $d\sigma^{c,ms}$ – проявление pp -аналога эффекта Мотта. Как видно, сечения $d\sigma^{c,s}$ и $d\sigma^{c,ms}$ радикально разные.

Рис.2 – наглядное доказательство необходимости учета вклада магнитного взаимодействия при расчете дифференциального сечения $d\sigma^{c,ms}$. Видно, что при $E \leq 200$ кэВ этот вклад существенно превышает вклад от ядерного взаимодействия и превышение тем больше, чем меньше энергия или угол θ .

4. Заключение. Суммируем наши выводы. При энергиях ниже 10 МэВ взаимодействие магнитного момента протона с электромагнитным полем другого протона оказывает существенное влияние на поведение триплетного дифференциального сечения pp -рассеяния $d\sigma^{c,ms}$, порожденного суммой ядерного и магнитного взаимодействий в кулоновском поле протонов. Благодаря магнитному взаимодействию, при таких энергиях сечение $d\sigma^{c,ms}$ слабо зависит от энергии при углах рассеяния $\theta < 30^\circ$ и $\theta > 150^\circ$, имеет полюса второго порядка в направлении рассеяния вперед и назад (кулон-магнитный pp -аналог эффекта Швингера), а вследствие тождественности протонов быстро осциллирует по углу рассеяния (кулон-магнитный pp -аналог эффекта Мотта). Все особенности энергетической и угловой зависимости сечения $d\sigma^{c,ms}$ при $E < 10$ МэВ с относительной точностью, $\sim 10^{-3}$, описываются выведенной экстраполяционной формулой (16). Из нее следует менее точная параметризация $d\hat{\sigma}^{c,ms}$ сечения $d\sigma^{c,ms}$ кулон-ядерными длинами рассеяния $A_{\ell,j}^{c,s}$ с $j \leq 2$.

Автор благодарен В. Б. Беляеву и С. И. Виницкому за ценные замечания к настоящей работе, выполненной при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 04-02-16828).

1. В. В. Пупышев, ЖЭТФ **124**, 1222 (2003).
2. V. G. J. Stoks and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **42**, 1235 (1990).
3. Jr. R. V. Reid, Ann. Phys. **50**, 411 (1968).
4. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London A. **124**, 425 (1929).
5. J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 407 (1948).
6. Дж. Тейлор, Теория рассеяния, М.: Мир, 1975.
7. Н. А. Власов, Нейтроны, М.: Наука, 1971.
8. H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis, and M. Metropolis, Phys. Rev. **105**, 302 (1957).
9. R. O. Berger and L. Spruch, Phys. Rev. B **138**, 1106 (1965).
10. А. А. Квицинский, ТМФ **65**, 226 (1985).