

Нарушение четности в протон-протонном рассеянии при высоких энергиях

А. И. Мильштейн⁺*, Н. Н. Николаев^{×1)}, С. Г. Сальников⁺*

⁺ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 9 января 2020 г.

После переработки 9 января 2020 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

Предлагается новый подход к описанию нарушения четности в процессе рассеяния поляризованного протона на протоне при высоких энергиях. Показано, что в древесном приближении Р-нечетная амплитуда протон-протонного рассеяния существенно меньше Р-нечетной амплитуды в протон-нейтронном рассеянии. Главным источником Р-нечетной асимметрии в протон-протонном рассеянии оказываются радиационные поправки за счет зарядовообменного сильного взаимодействия. Мы предсказываем, что асимметрия в неупругом сечении существенно меньше асимметрии в упругом сечении.

DOI: 10.31857/S0370274X20040013

Введение. Наблюдение нарушающей четность зависимости полного сечения от спиральности ускоренных протонов является одной из актуальных задач в программе поляризационных экспериментов на коллайдере NICA [1–3]. Р-нечетная односпиновая асимметрия $A = (\sigma_+ - \sigma_-)/(\sigma_+ + \sigma_-)$ в упругом и глубоконеупругом рассеянии продольно поляризованных электронов за счет интерференции слабого и электромагнитного взаимодействий хорошо изучена как теоретически, так и экспериментально [4–7], и стала одним из прецизионных источников сведений о структуре слабого нейтрального тока [8]. Эффектам слабого взаимодействия на фоне сильных взаимодействий посвящена обширная теоретическая [9–18] и экспериментальная [19–25] литература. Наиболее точные данные по Р-нечетной асимметрии в полных сечениях получены для рассеяния продольно поляризованных протонов и нейтронов с энергиями в десятки МэВ и ниже, обычно описываемого Р-нечетными потенциалами мезонного обмена. Вопрос об асимметрии A при высоких энергиях остается открытым [1]. Подразумеваемая эксперименты на коллайдере NICA, здесь мы обсуждаем энергии в системе центра масс, много меньшие масс W и Z -бозонов, когда микроскопический гамильтониан слабого взаимодействия можно считать контактным ток-токовым. Если при больших переданных импульсах адекватен партонный язык, то в описании

упругой амплитуды и, соответственно, полного сечения при умеренно высоких энергиях приходится учитывать сильные взаимодействия феноменологически и использовать язык взаимодействующих барионов и мезонов. Как будет показано, такое описание с привлечением эйконального подхода предсказывает нетривиальные изотопические свойства Р-нечетного взаимодействия нуклонов и доминантность вклада упругого рассеяния в Р-нечетную асимметрию в полном сечении.

Нарушение четности при рассеянии нуклона на нуклоне. С экспериментальной точки зрения интересна односпиновая Р-нечетная асимметрия при взаимодействии продольно поляризованного протона с водородной мишенью. Микроскопический гамильтониан слабого взаимодействия $H_W^{(0)}$ имеет вид [26]:

$$H_W^{(0)} = -\frac{G}{\sqrt{2}} [j_\mu^{ch} j_\mu^{ch} + j_\mu^0 j_\mu^0], \quad (1)$$

где G – константа Ферми, j_μ^{ch} и j_μ^0 – кварковые заряженный и нейтральный слабые токи. Учет сильных взаимодействий при переходе к амплитуде слабого взаимодействия нуклонов включает в себя три этапа: вычисление нуклонных матричных элементов слабых токов с учетом размеров адронов, анализ влияния радиационных поправок за счет сильных взаимодействий на изотопические свойства Р-нечетного взаимодействия и учет абсорбционных поправок. В нуклонном базисе слабые токи имеют вид (мы опус-

¹⁾e-mail: nikolaev@itp.ac.ru

каем несущественный в нашей задаче вклад так называемого слабого магнетизма)

$$j_\mu^{ch} = \cos \theta_c \{ \bar{p} \gamma_\mu (1 + g \gamma_5) n + \bar{n} \gamma_\mu (1 + g \gamma_5) p \},$$

$$j_\mu^0 = [\bar{n} \gamma_\mu n + g \bar{n} \gamma_\mu \gamma_5 n] + [(4\xi - 1) \bar{p} \gamma_\mu p - g \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 p], \quad (2)$$

где γ_μ – матрицы Дирака, $\cos \theta_c = 0.974$, $g = 1.26$ и $\xi = \sin^2 \theta_W = 0.2383 \pm 0.0011$ [8].

Аналогично электродинамике адронов, переход к слабому взаимодействию физических нуклонов можно проводить с помощью введения формфакторов. Нас интересует только Р-нечетное слабое взаимодействие нуклонов $H_{PNC} = H^0 + H^{ch}$, изотопическая структура матричных элементов которого в нуклонном секторе существенно определяется пренебрежимо малым множителем $|4\xi - 1|$:

$$H^0 = G_0 F_A^0(q_{13}) F_V^0(q_{13}) (\bar{n}_4 \gamma_\mu n_2) (\bar{p}_3 \gamma_\mu \gamma_5 p_1),$$

$$H^{ch} = -G_{ch} F_A^{ch}(q_{14}) F_V^{ch}(q_{14}) [(\bar{n}_4 \gamma_\mu \gamma_5 p_1) (\bar{p}_3 \gamma_\mu n_2) + (\bar{n}_4 \gamma_\mu p_1) (\bar{p}_3 \gamma_\mu \gamma_5 n_2)] + \frac{1}{N_c} \{ n_4 \leftrightarrow p_3 \},$$

$$G_0 = \frac{gG}{\sqrt{2}}, \quad G_{ch} = \frac{gG}{\sqrt{2}} \cos^2 \theta_c. \quad (3)$$

Здесь p_1 и n_2 – начальные, а p_3 и n_4 – конечные протон и нейтрон и q_i обозначают импульсы соответствующих частиц, $q_{ij} = q_i - q_j$, $F_A^{0,ch}(q)$ и $F_V^{0,ch}(q)$ – аксиальный и векторный формфакторы слабых токов. Напомним свойство сохранения s -канальной спиральности: амплитуда упругого np рассеяния за счет H^0 пропорциональна $\lambda_1 \delta_{\lambda_3 \lambda_1} \delta_{\lambda_4 \lambda_2}$, а амплитуда np перезарядки за счет H^{ch} пропорциональна $(\lambda_1 + \lambda_2) \delta_{\lambda_3 \lambda_2} \delta_{\lambda_4 \lambda_1}$, где $\lambda_i = \pm 1$ – спиральности соответствующих частиц. Первое слагаемое в H^{ch} отвечает кинематике np перезарядки, второе слагаемое, $\propto 1/N_c$ ($N_c = 3$ есть число цветов), описывает упругое np рассеяние. Для наших целей достаточно использовать дипольное приближение $F_{V,A}^{ch}(q) = F_{V,A}^0(q) = (1 - q^2/M_{V,A}^2)^{-2}$, с $M_V = 0.8$ ГэВ, $M_A = 1$ ГэВ [27]. Примечательно то, что согласно (3), Р-нечетный эффект есть только в np взаимодействии. Ниже мы покажем, как это свойство будет модифицировано сильными взаимодействиями.

Радиационные поправки к изотопической структуре асимметрии. Р-нечетное pp взаимодействие может быть индуцировано Р-нечетным np взаимодействием за счет радиационных поправок, связанных с сильным взаимодействием. Типичные вклады, соответствующие этим радиационным поправкам, показаны на рис. 1. При этом рис. 1а отвечает вкладу заряженных токов, а рис. 1б отвечает вкладу нейтральных токов. Последний вклад имеет смысл

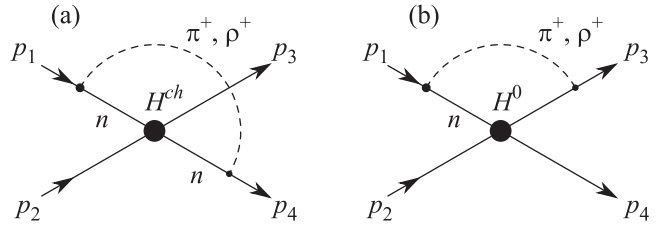


Рис. 1. Типичные вклады в нарушающую четность амплитуду pp рассеяния. Диаграммы (а) и (б) соответствуют гамильтонианам H^{ch} и H^0 в уравнении (3)

перенормировки нейтрального тока и учитываться отдельно не должен.

Рассмотрим обычное взаимодействие ρ мезонов с векторным током нуклонов $L_\rho = -g_\rho \bar{N} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu N$, где $g_\rho^2/4\pi = 0.55 \pm 0.06$ [28], $\boldsymbol{\tau}$ – изоспиновые матрицы Паули, $\boldsymbol{\rho}_\mu$ – ρ -мезонное поле, N – дираковский спинор для изодублета нуклона. Нас интересует pp рассеяние в пределах дифракционного конуса. Вычисляя петлевой интеграл по 4-импульсу ρ мезонов k_μ с использованием техники Судакова, получаем в главном логарифмическом приближении

$$T_W^{(\rho)}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{2}{\pi^3} G_{ch} g_\rho^2 R_\rho(\mathbf{q}_\perp) \ln \left(\frac{s}{M_V^2} \right) \lambda_1 \delta_{\lambda_2 \lambda_1} \delta_{\lambda_3 \lambda_1} \delta_{\lambda_4 \lambda_2},$$

$$R_\rho(\mathbf{q}_\perp) = \int \frac{F^2(k_\perp) d^2 k_\perp}{(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{q}_\perp)^2 + m_\rho^2}. \quad (4)$$

В этой модельной оценке функции $R_\rho(\mathbf{q}_\perp)$ мы положили для простоты $F_A^{ch}(q) = F_V^{ch}(q) \equiv F(q)$ и опустили возможные формфакторы в ρNN вершине. Важно только то, что интегрирование сходится в области ограниченных поперечных импульсов ρ -мезона \mathbf{k}_\perp . Логарифмический множитель $\ln(s/M_V^2)$ возникает от интегрирования по продольному импульсу ρ -мезона. Аналогичный вклад от обмена заряженным пионом подавлен ($\propto 1/s$) из-за нулевого спина пиона. Таким образом, благодаря радиационным поправкам за счет сильного взаимодействия изменилась изотопическая структура Р-нечетного гамильтониана. Строго говоря, мы не можем настаивать на логарифмическом усилении в формуле (4), так как оно возникает при большом сходе с массовой поверхности нуклонного пропагатора. При всех оговорках, полученный на адронном уровне ответ (4) задает разумный масштаб Р-нечетной асимметрии для ускоренных в НИСА поляризованных протонов с энергиями в несколько ГэВ, взаимодействующих с водородной мишенью.

Асимметрия в сечении рассеяния. Важным свойством сильного взаимодействия при

обсуждаемых энергиях является сохранение s -канальной спиральности в нуклон-нуклонном упругом рассеянии внутри дифракционного конуса. Поэтому обсуждение интерференции амплитуд сильного и P -нечетного слабого взаимодействий можно вести на языке скалярных амплитуд. В дифференциальном сечении упругого рассеяния $d\sigma/d^2q_\perp = |T(\mathbf{q}_\perp)|^2/16\pi^2$ матричный элемент T можно представить в виде

$$T(\mathbf{q}_\perp) = T_s(\mathbf{q}_\perp) + T_W(\mathbf{q}_\perp) + T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp),$$

$$T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp) = -\frac{i}{2} \int \frac{d^2q'_\perp}{(2\pi)^2} T_s(\mathbf{q}'_\perp) T_W(\mathbf{q}_\perp - \mathbf{q}'_\perp). \quad (5)$$

Здесь $T_s(\mathbf{q}_\perp)$ – амплитуда сильного (и электромагнитного) взаимодействия, $T_W(\mathbf{q}_\perp)$ – амплитуда слабого взаимодействия с учетом радиационных поправок к P -нечетному гамильтониану, $T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp)$ – так называемая абсорбционная поправка к слабой амплитуде за счет сильного взаимодействия – она легко выводится в эйкональном формализме.

Так как $T_W(\mathbf{q}_\perp)$ – вещественная амплитуда, то по оптической теореме P -нечетный вклад $\delta\sigma_{\text{tot}}$ в полное сечение полностью связан с абсорбционной поправкой

$$\delta\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d^2q_\perp}{8\pi^2} \text{Re} \left\{ T_s^*(\mathbf{q}_\perp) T_W(\mathbf{q}_\perp) \right\}. \quad (6)$$

С другой стороны, P -нечетный вклад $\delta\sigma_{\text{el}}$ в упругое сечение равен

$$\delta\sigma_{\text{el}} = \int \frac{d^2q_\perp}{8\pi^2} \text{Re} \left\{ T_s^*(\mathbf{q}_\perp) \left[T_W(\mathbf{q}_\perp) + T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp) \right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь первый вклад в точности совпадает с $\delta\sigma_{\text{tot}}$. Тогда второй вклад, идущий от $T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp)$, отвечает со знаком минус P -нечетному вкладу $\delta\sigma_{\text{in}}$ в неупругое сечение. Мы покажем, что имеются причины для малости $\delta\sigma_{\text{in}}$ по сравнению с $\delta\sigma_{\text{tot}}$ и $\delta\sigma_{\text{el}}$.

Главный вклад в упругое сечение определяет область дифракционного конуса со стандартной параметризацией амплитуды упругого рассеяния $T_s(\mathbf{q}_\perp) = -\sigma_{\text{tot}}(\epsilon + i) \exp(-q_\perp^2 \beta^2/2)$, где σ_{tot} и β^2 – зависящие от энергии полное сечение и наклон дифракционного конуса соответственно. Фаза амплитуды упругого рассеяния, определяемая параметром ϵ , тоже зависит от энергии. Важно то, что в пределах дифракционного конуса ϵ имеет относительно слабую зависимость от переданного импульса [29, 30]. В этом случае фаза $T_{\text{int}}(\mathbf{q}_\perp)$ отличается от фазы амплитуды упругого рассеяния на $\pi/2$, что означает зачленение слабой поправки к неупругому сечению. Это важно при планировании экспериментов, так как выделение упругого рассеяния позволяет усилить наблюдаемую P -нечетную асимметрию.

Приведем численные оценки ожидаемого P -нечетного эффекта. При оценке $\delta\sigma_{\text{tot}}$ заметим, что при обсуждаемых энергиях определяемая форм-факторами зависимость $T_W(\mathbf{q}_\perp)$ от переданного импульса близка к зависимости для амплитуды $T_s(\mathbf{q}_\perp)$. В базисном примере протон-нейтронного взаимодействия за счет нейтральных токов получаем

$$\mathcal{A}_{\text{tot}}^{pn} = \frac{4\sqrt{2}gG\epsilon_{pn}\sigma_{\text{el}}^{pn}}{(1 + \epsilon_{pn}^2)(\sigma_{\text{tot}}^{pn})^2}. \quad (8)$$

Подразумеваемая независимость ϵ от переданного импульса, мы использовали связь между упругим сечением и наклоном дифракционного конуса: $\sigma_{\text{el}} = (1 + \epsilon^2)\sigma_{\text{tot}}^2/16\pi\beta^2$. Вклад заряженных токов в A_{pn} отличается от вклада нейтральных токов множителем $\cos^2\theta_c/N_c$ и определяется последним членом в формуле (3) для H^{ch} . При $s = 13\text{ГэВ}^2$ имеем: $\epsilon_{pn} = -0.5$, $\sigma_{\text{tot}}^{pn} \sim 50\text{мбн}$, $\sigma_{\text{el}}^{pn} \sim 15\text{мбн}$ [31]. Асимметрия в полном сечении pn рассеяния положительна и с учетом обоих указанных выше вкладов равна $\mathcal{A}_{\text{tot}}^{pn} \sim -10^{-7}$.

Асимметрию в pp рассеянии оценим с использованием амплитуды (4):

$$\mathcal{A}_{\text{tot}}^{pp} \sim -G_{ch}g_\rho^2 \frac{0.1\epsilon}{\pi^3\beta^2} \ln\left(\frac{s}{M_V^2}\right). \quad (9)$$

Коэффициент 0.1 в этой формуле есть округленный результат численного интегрирования с модельной формулой (4) для $R_\rho(q)$. При том же $s = 13\text{ГэВ}^2$ имеем: $\beta^2 \sim 9\text{ГэВ}^{-2}$, $\epsilon = -0.5$, $\sigma_{\text{tot}} \sim 50\text{мбн}$, $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{el}} \sim 3.5$. Асимметрия в полном сечении положительна и равна $\mathcal{A}_{\text{tot}}^{pp} \sim 0.4 \cdot 10^{-7}$. Мы заключаем, что P -нечетная асимметрия в полном сечении pp рассеяния в несколько раз меньше асимметрии в полном сечении pn рассеяния.

Заключение. Мы предложили новый подход к описанию эффектов несохранения четности в рассеянии поляризованных протонов на неполяризованных протонах при умеренно высоких энергиях коллайдера NICA. Показано, что радиационные поправки за счет зарядовообменного сильного взаимодействия генерируют отличную от нуля P -нечетную амплитуду протон-протонного рассеяния. По нашим оценкам, P -нечетная асимметрия в протон-протонном рассеянии получается заметно меньше асимметрии в протон-нейтронном рассеянии. Следовательно, поиск P -нечетной асимметрии в рассеянии поляризованных протонов следует проводить на нейтроносодержащих ядерных мишенях. Из анализа абсорбционных поправок следует, что в неупругом рассеянии P -нечетная асимметрия подавлена, так что в эксперименте предпочтительно выделять упругий канал,

в котором асимметрия усилена: $\mathcal{A}_{el}/\mathcal{A}_{tot} \approx \sigma_{tot}/\sigma_{el}$. В области энергий NICA это усиление является заметным: $\sigma_{tot}/\sigma_{el} \sim 3.5$.

Мы выражаем благодарность И. А. Коопу и Ю. М. Шатунову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-40092 МЕГА.

1. I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salmnikov, P. Y. Shatunov and Y. M. Shatunov, arXiv:1911.10701 [hep-ex].
2. V. D. Kekelidze, R. Lednicky, V. A. Matveev, I. N. Meshkov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov, *Proc. of 3rd Large Hadron Collider Physics Conf. (LHCP 2015)*, 565 (2016).
3. I. A. Savin, A. V. Efremov, D. V. Peshekhonov, A. D. Kovalenko, O. V. Teryaev, O. Yu. Shevchenko, A. P. Nagajcev, A. V. Guskov, V. V. Kukhtin, and N. D. Topilin, EPJ Web Conf. **85**, 02039 (2015).
4. C. J. Horowitz, Phys. Rev. C **57**, 3430 (1998).
5. D. Vretenar, P. Finelli, A. Ventura, G. A. Lalazissis, and P. Ring, Phys. Rev. C **61**, 064307 (2000).
6. C. J. Horowitz, S. J. Pollock, P. A. Souder, and R. Michaels, Phys. Rev. C **63**, 025501 (2001).
7. A. I. Milstein and O. P. Sushkov, Phys. Rev. C **71**, 045503 (2005).
8. D. Androic, D. S. Armstrong, A. Asaturyan et al. (Qweak Collaboration), Nature **557**(7704), 207 (2018); doi:10.1038/s41586-018-0096-0; arXiv:1905.08283 [nucl-ex].
9. V. Brown, E. Henley, and F. Krejs, Phys. Rev. C **9**, 935 (1974).
10. E. M. Henley and F. R. Krejs, Phys. Rev. D **11**, 605 (1975).
11. В. Б. Копелиович, Л. Л. Франкфурт, Письма в ЖЭТФ **22**, 601 (1975).
12. L. L. Frankfurt and V. B. Kopeliovich, Nucl. Phys. B **103**, 360 (1976).
13. B. Desplanques, J. Donoghue, and B. Holstein, Ann. Phys. (N.Y.) **124**, 449 (1980).
14. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **107**, 99 (1981).
15. A. Barroso and D. Tadić, Nucl. Phys. A **364**, 194 (1981).
16. T. Oka, Prog. Theor. Phys. **66**, 977 (1981).
17. G. Nardulli and G. Preparata, Phys. Lett. B **117**, 445 (1982).
18. T. Goldman and D. Preston, Nucl. Phys. B **217**, 61 (1983).
19. J. M. Potter, J. D. Bowman, C. F. Hwang, J. L. McKibben, R. E. Mischke, D. E. Nagle, P. G. Debrunner, H. Frauenfelder, and L. B. Sorensen, Phys. Rev. Lett. **33**, 1307 (1974).
20. D. E. Nagle, J. D. Bowman, C. Hoffman, J. McKibben, R. Mischke, J. M. Potter, H. Frauenfelder, and L. Sorensen, AIP Conf. Proc. **51**, 224 (1978).
21. R. Balzer, R. Henneck, C. Jacquemart, J. Lang, M. Simonius, W. Haeberli, C. Weddigen, W. Reichart, and S. Jaccard, Phys. Rev. Lett. **44**, 699 (1980).
22. N. Lockyer, T. A. Romanowski, J. D. Bowman, C. M. Hoffman, R. E. Mischke, D. E. Nagle, J. M. Potter, R. L. Talaga, E. C. Swallow, D. M. Alde, D. R. Moffett, and J. Zyskind, Phys. Rev. D **30**, 860 (1984).
23. V. Yuan, H. Frauenfelder, R. W. Harper, J. D. Bowman, R. Carlini, D. W. Macarthur, R. E. Mischke, D. E. Nagle, R. L. Talaga, and A. B. McDonald, Phys. Rev. Lett. **57**, 1680 (1986).
24. P. D. Eversheim, W. Schmitt, S. Kuhn, F. Hinterberger, P. von Rossen, J. Chlebek, R. Gebel, U. Lahr, B. von Przeworski, M. Wiemer, and V. Zell, Phys. Lett. B **256**, 11 (1991).
25. A. R. Berdoz, J. Birchall, J. B. Bland et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **68**, 034004 (2003).
26. Л. Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Наука, М. (1981).
27. V. Bernard, L. Elouadrhiri, and U.-G. Meißner, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **28**, 1 (2002).
28. Т. Эрикссон, В. Вайзе, *Пионы и ядра*, Наука, М. (1991).
29. A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, H.-W. Hammer, S. Krewald, and U.-G. Meißner, Eur. Phys. J. A **45**, 357 (2010).
30. W. Ford and J. W. van Orden, Phys. Rev. C **87**, 014004 (2013).
31. J. Ryckebusch, D. Debruyne, P. Lava, S. Janssen, B. van Overmeire, and T. van Cauteren (Gent U.), Nucl. Phys. A **728**, 226 (2003).