

Упругое рассеяние нейтрино на нуклонах и электромагнитные свойства нейтрино

К. А. Кузаков,^{1,*} Ф. М. Лазарев,^{2,†} А. И. Студеникин²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 11.05.2023; после доработки 13.06.2023; подписана в печать 13.09.2023)

Мы изучаем электромагнитный вклад в процессы упругого рассеяния нейтрино на нуклонах. В нашем формализме учитываются электромагнитные зарядовый, магнитный, электрический и анапольный формфакторы нейтрино как диагонального, так и переходного типов в массовом базисе. При рассмотрении электромагнитной вершины нуклона учитываются не только зарядовый и магнитный формфакторы нуклона, но также и его электрический и анапольный формфакторы. Мы анализируем возможные эффекты магнитного момента нейтрино в упругом рассеянии нейтрино на нуклоне и то, как их можно отделить от эффектов странных кварков, дающих вклад в формфактор слабого нейтрального тока нуклона.

PACS: 75.10.Dg, 75.10.-b. УДК: 538.9

Ключевые слова: нейтрино, электромагнитные свойства нейтрино, рассеяние нейтрино на нуклонах.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2360203](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2360203)

ВВЕДЕНИЕ

Эффекты осцилляций говорят о массивности нейтрино, что, в свою очередь, указывает на возможность ненулевых электромагнитных характеристик нейтрино, например магнитного момента, предсказанного в минимально расширенной Стандартной модели (СМ) [1]. А зарядовый радиус предсказывается уже в рамках СМ [2–4], в которой нейтрино считается безмассовой левокиральной частицей, слабо взаимодействующей с веществом посредством обмена W^\pm - и Z^0 -бозонами. В этой связи представляет интерес поиск электромагнитных характеристик нейтрино [5–7]. В настоящей работе рассматривается наиболее общий случай электромагнитных свойств нейтрино при его рассеянии на мишени. При вычислении сечения рассеяния мы используем электромагнитную вершину нейтрино в виде [5]:

$$\Lambda_\mu^{(EM;\nu)fi}(q) = (\gamma_\mu - q_\mu \not{q}/q^2) \left[f_Q^{fi}(q^2) + f_A^{fi}(q^2) q^2 \gamma_5 \right] - i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \left[f_M^{fi}(q^2) + i f_E^{fi}(q^2) \gamma_5 \right], \quad (1)$$

где f_Q^{fi} , f_A^{fi} , f_M^{fi} , f_E^{fi} — зарядовый, анапольный, магнитный и электрический формфакторы диагонального ($f = i$) и переходного ($f \neq i$) типов в базисе массовых нейтринных состояний. Причем

вследствие эрмитовости оператора электромагнитного тока имеем

$$f_{Q,A,M,E}^{fi}(q^2) = (f_{Q,A,M,E}^{if}(q^2))^*. \quad (2)$$

При взаимодействии с реальным фотоном ($q^2 = 0$) электромагнитные формфакторы определяют стационарные свойства нейтрино

$$f_Q^{fi}(0) = e_{fi}, \quad 6 \left. \frac{df_Q^{fi}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = \langle r^2 \rangle_{fi}, \quad (3)$$

$$f_A^{fi}(0) = a_{fi}, \quad f_M^{fi}(0) = \frac{\mu_{fi}}{2m_e}, \quad f_E^{fi}(0) = \frac{\epsilon_{fi}}{2m_e},$$

где e_{fi} , $\langle r^2 \rangle_{fi}$, μ_{fi} , ϵ_{fi} , a_{fi} — соответственно миллизаряд в единицах элементарного заряда, зарядовый радиус, магнитный и электрический моменты нейтрино в магнетонах Бора (m_e — масса электрона) и анапольный момент нейтрино. Магнитный и электрический дипольные моменты являются наиболее теоретически изученными из электромагнитных свойств нейтрино. Минимально расширенная СМ, учитывающая правые массивные нейтрино, предсказывает следующие значения магнитного и электрического дипольных моментов (диагонального типа) для дираковского нейтрино [1]:

$$\mu_{kk}^D \approx 3.2 \times 10^{-19} \mu_B \left(\frac{m_k}{1 \text{ эВ}} \right), \quad \epsilon_{kk}^D = 0, \quad (4)$$

где μ_B — магнетон Бора. Вследствие пропорциональности нейтринным массам значения магнитных моментов на много порядков меньше имеющихся экспериментальных ограничений: $\mu_\nu \lesssim 10^{-12} - 10^{-11} \mu_B$ (см. [8]). Тем не менее эти

* E-mail: kouzakov@srd.sinp.msu.ru

† E-mail: lazarev.fm15@physics.msu.ru

электромагнитные свойства являются предметом поиска различных экспериментов, так как некоторые теории за пределами минимально расширенной СМ предсказывают для них гораздо большие значения.

Отметим, что в настоящее время единственное указание на конкретный диапазон, в котором может быть заключена величина магнитного момента нейтрино, следует из возможного объяснения данных эксперимента XENON1T по детектированию потоков нейтрино от Солнца: $(1.4, 2.9) \times 10^{-11} \mu_B$ [9]. Также укажем на механизм возникновения индуцированного магнитного момента массивного нейтрино, движущегося в плотном вырожденном электронном газе, эффективная величина которого может на порядки превышать (4) (см. [10, 11]).

Существует большое количество экспериментов, исследующих как осцилляции нейтрино, так и их взаимодействия. В обоих случаях важно теоретически исследовать рассеяние нейтрино на различных мишенях [12, 13], поскольку процессы рассеяния являются либо инструментом для детектирования потоков нейтрино — изучаемые в настоящей работе процессы рассеяния нейтрино на нуклоне вносят свой вклад в сигналы таких экспериментов, как MiniBooNE [14] и регистрация нейтрино сверхновых в JUNO [15]; либо инструментом для изучения фундаментальных взаимодействий нейтрино, в частности электромагнитных.

Особый интерес представляют исследования когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядре ($CE\nu NS$), которое было предсказано почти 50 лет назад [16] и впервые зарегистрировано в эксперименте только недавно — в 2017 г. коллаборацией COHERENT [17]. $CE\nu NS$ не только является новым инструментом для исследования свойств нейтрино, но и позволяет изучать структуру ядра [18–20]. Кроме того, этот процесс может давать вклад в фоновый сигнал в экспериментах по поиску частиц темной материи.

Данные $CE\nu NS$ -экспериментов COHERENT, CONUS и Dresden-II уже использовались для получения ограничений на такие нейтринные электромагнитные свойства, как миллизаряд, зарядовый радиус и магнитный момент [21–25]. Ожидается, что в ближайшем будущем появятся данные ряда других новых экспериментов по исследованию процесса $CE\nu NS$.

Для исследования электромагнитных свойств нейтрино в $CE\nu NS$ -экспериментах требуется разработка теоретического подхода, учитывающего различные электромагнитные формфакторы нейтрино и ядра. В этой работе развит соответствующий теоретический аппарат для процесса упругого рассея-

ния нейтрино на нуклоне, представляющем собой элементарную ядерную мишень.

1. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА НУКЛОНЕ

Мы рассматриваем процесс, когда ультрарелятивистское нейтрино с энергией E_ν рождается в источнике (реакторе, ускорителе, Солнце и т.п.) и упруго рассеивается на нуклоне в детекторе, передавая энергию-импульс $q = (T, \mathbf{q})$. Если нейтрино рождается в источнике в флейворном состоянии $|\nu_\ell\rangle$, то в детекторе его состояние будет

$$|\nu_\ell(\mathcal{L})\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* \exp(-i \frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}) |\nu_k\rangle, \quad (5)$$

где \mathcal{L} — расстояние между источником и детектором. Мы предполагаем, что нуклон в мишени свободен и покоится в лабораторной системе отсчета. Матричный элемент перехода $\nu_\ell(\mathcal{L}) + N \rightarrow \nu_j + N$, где N — протон или нейтрон, за счет слабого взаимодействия определяется выражением

$$\mathcal{M}_j^{(\nu)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} U_{\ell j}^* e^{-i \frac{m_j^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} \bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \times [-4pt] \times u_{j,\lambda}^{(\nu)}(k) J_\mu^{(NC)}. \quad (6)$$

Здесь $J_\lambda^{(NC)}$ — слабый нейтральный ток нуклона, $\bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') = u_{j,\lambda'}^{(\nu)\dagger}(k') \gamma^0$, где $u_{j,\lambda}^{(\nu)}(k)$ — биспинорная амплитуда массивного состояния нейтрино $|\nu_j\rangle$ с 4-импульсом k и спиновым состоянием λ . Матричный элемент перехода за счет электромагнитного взаимодействия

$$\mathcal{M}_j^{(\gamma)} = -\frac{4\pi\alpha}{q^2} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i \frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} \bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') \Lambda_{jk}^{(EM;\nu)\mu}(q) \times [-4pt] \times u_{k,\lambda}^{(\nu)}(k) J_\mu^{(EM)}, \quad (7)$$

где $J_\mu^{(EM)}$ — электромагнитный ток нуклона и $\Lambda_{jk}^{(EM;\nu)\mu}(q)$ — электромагнитная вершина нейтрино. Нуклонные токи могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} J_\lambda^{(NC)}(q) &= \bar{u}_{s'}^{(N)}(p') \Lambda_\lambda^{(NC;N)}(-q) u_s^{(N)}(p), \\ J_\lambda^{(EM)}(q) &= \bar{u}_{s'}^{(N)}(p') \Lambda_\lambda^{(EM;N)}(-q) u_s^{(N)}(p), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Lambda_\lambda^{(NC;N)}(q)$ и $\Lambda_\lambda^{(EM;N)}(q)$ — нуклонные слабая нейтральная и электромагнитная вершины соответственно. Мы рассматриваем эти вершины в следующей форме [5, 26, 27]:

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{(EM;\nu)fi}(q) &= (\gamma_\mu - q_\mu \not{q}/q^2) [f_Q^{fi}(q^2) + f_A^{fi}(q^2) q^2 \gamma_5] - i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [f_M^{fi}(q^2) + i f_E^{fi}(q^2) \gamma_5], \\ \Lambda_\mu^{(EM;N)}(q) &= \gamma_\mu F_Q^N(q^2) - \frac{i}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu F_M^N(q^2) + \frac{1}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma_5 F_E^N(q^2) - (q^2 \gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \gamma_5 \frac{F_A^N(q^2)}{(2m_N)^2}, \\ \Lambda_\mu^{(NC;N)}(q) &= \gamma_\mu F_1^N(q^2) - \frac{i}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu F_2^N(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 G_A^N(q^2) + \frac{1}{m_N} G_P^N(q^2) q_\mu \gamma_5, \end{aligned} \quad (9)$$

где m_N — масса нуклона, $F_Q^N(q^2)$ — нуклонный зарядовый формфактор в единицах элементарного заряда, $F_{M,E}^N(q^2)$ — соответственно нуклонные магнитный и электрический формфакторы в ядерных магнетонах и $F_A^N(q^2)$ — нуклонный анапольный формфактор. $F_{1,2}^N(q^2)$ и $G_{A,P}^N$ — дираковский, паулевский, аксиальный и псевдоскалярный слабые нейтральные формфакторы нуклона. Необходимая параметризация нуклонных формфакторов приведена в разделе численных результатов.

При расчете сечения мы пренебрегаем массами нейтрино. Поскольку конечное массивное состояние нейтрино не определяется в детекторе, дифференциальное сечение, измеренное в эксперименте по рассеянию, дается выражением

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32\pi E_\nu^2 m_N} \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{d\sigma_{\text{hp}}}{dT} + \frac{d\sigma_{\text{hf}}}{dT},$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{hp}}}{dT} &= \frac{G_F^2 m_N}{2\pi} \left[(C_V - 2\text{Re } C_{V\&A} + C_A) + (C_V + 2\text{Re } C_{V\&A} + C_A) \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (C_A - C_V) \frac{m_N T}{E_\nu^2} + \right. \\ &+ C_M \frac{T}{2m_N} \left(2 + \frac{m_N T}{E_\nu^2} - \frac{2T}{E_\nu}\right) - C_E \frac{T}{2m_N} \left(2 - \frac{m_N T}{E_\nu^2} - \frac{2T}{E_\nu}\right) + 2 \frac{T}{E_\nu} \text{Re } C_{A\&M} \left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right) - 2\text{Re } C_{V\&M} \frac{T^2}{E_\nu^2} \left. \right], \\ \frac{d\sigma_{\text{hf}}}{dT} &= \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} |\mu_\nu(\mathcal{L}, E_\nu)|^2 \left[\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu}\right) F_Q^2 + \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} - \frac{m_N}{2E_\nu^2}\right) \frac{T^2}{4m_N^2} F_A^2 - \right. \\ &\left. - \frac{T}{2E_\nu^2} F_Q F_M + \frac{\left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - \frac{2m_N T}{E_\nu^2}}{8m_N} F_M^2 - \frac{\left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2}{8m_N} F_E^2 \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где [12]

$$\begin{aligned} C_V &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (\delta_{jk} F_1 - F_Q Q_{jk}) \right|^2, & Q_{jk} &= \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha}{G_F q^2} (f_Q^{jk} - q^2 f_A^{jk}), \\ C_{V\&A} &= \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (\delta_{jk} F_1 - F_Q Q_{jk}) \right) \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} \left(-\delta_{jn} G_A + \frac{q^2 F_A Q_{jn}}{4m_N^2} \right) \right), \\ C_A &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} \left(G_A \delta_{jk} - \frac{q^2 F_A Q_{jk}}{4m_N^2} \right) \right|^2, \\ C_M &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (F_2 \delta_{jk} - F_M Q_{jk}) \right|^2, & C_E &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} F_E Q_{jk} \right|^2, \\ C_{A\&M} &= \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} \left(\delta_{jk} G_A - \frac{q^2 F_A Q_{jk}}{4m_N^2} \right) \right) \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (F_2 \delta_{jn} - F_M Q_{jn}) \right), \\ C_{V\&M} &= \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (-\delta_{jk} F_1 + F_Q Q_{jk}) \right) \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (F_2 \delta_{jn} - F_M Q_{jn}) \right), \\ |\mu(\mathcal{L}, E_\nu)|^2 &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} 2m_e (f_M^{jk} - i f_E^{jk}) \right|^2. \end{aligned} \quad (13)$$

со следующим квадратом модуля матричного элемента:

$$|\mathcal{M}|^2 = \sum_{j=1}^3 \left| \mathcal{M}_j^{(w)} + \mathcal{M}_j^{(\gamma)} \right|^2, \quad (11)$$

где предполагается усреднение по начальным и суммирование по конечным спиновым поляризациям нуклона, тогда как начальное состояние нейтрино предполагается левополяризованным и также проводится суммирование по конечным спиновым состояниям нейтрино. Согласно [28] сечение можно представить в виде суммы компонент, сохраняющей (hp) и меняющей (hf) спиральность нейтрино:

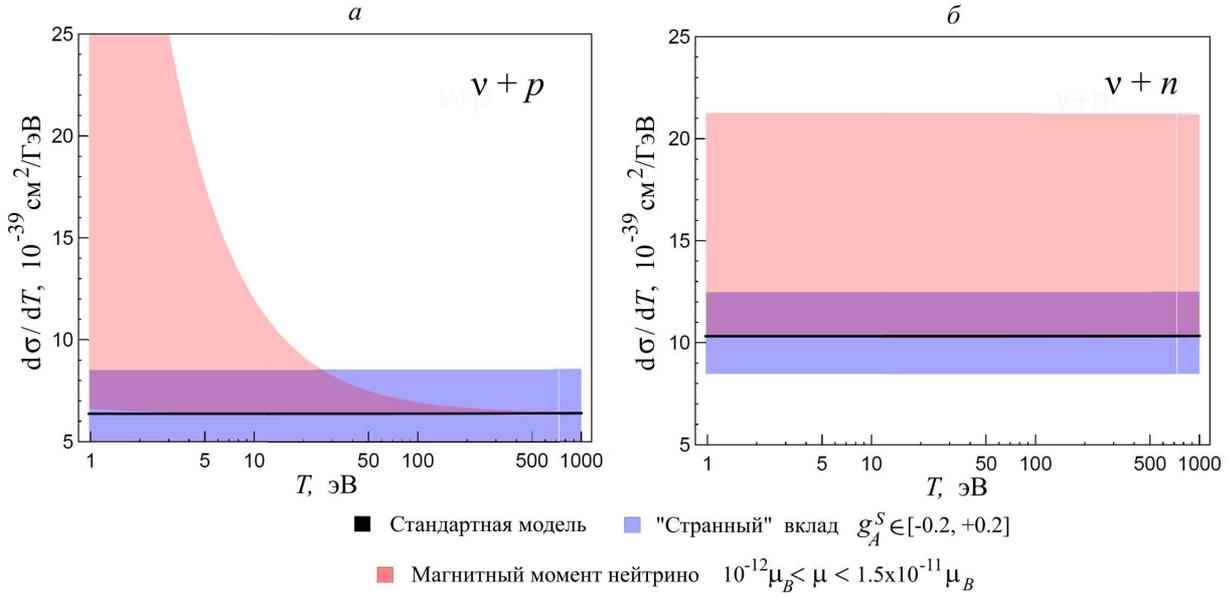


Рис. 1. Дифференциальные сечения рассеяния нейтрино на протоне (а) и на нейтроне (б) при малых значениях переданной энергии с учетом магнитного момента нейтрино и странного аксиального формфактора нуклона. В случае (б) вклад в сечение, содержащий магнитный момент нейтрино, умножен на 10^8

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже мы приводим численные расчеты упругого рассеяния нейтрино на нуклоне. Мы ограничиваемся случаем электромагнитных зарядового и магнитного формфакторов нуклона, учитывая связь между слабыми нейтральными и электромагнитными формфакторами нуклона:

$$\begin{aligned}
 F_{1,2}^{p(n)}(q^2) &= \left(\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right) F_{Q,M}^{p(n)}(q^2) - \\
 &\quad - \frac{1}{2} F_{Q,M}^{n(p)}(q^2) - \frac{1}{2} F_{1,2}^S(q^2), \quad (14) \\
 G_A^{p(n)}(q^2) &= \pm \frac{1}{2} G_A(q^2) - \frac{1}{2} G_A^S(q^2),
 \end{aligned}$$

где $F_{1,2}^S$, G_A^S — странные формфакторы нуклона, а G_A — аксиальный формфактор нуклона заряженного тока. Наши численные расчеты выполнены при $q \approx 0$, т.е. фактически сечения определяются значениями формфакторов $F_{1,2}^{p(n)}(0)$ и $G_A^{p(n)}(0)$. Для проверки того, что зависимость формфакторов от q^2 действительно не играет роли в наших расчетах, мы использовали параметризацию, которую можно найти в статье [29] и ссылках в ней. Она формулируется в терминах заковских электромагнитных формфакторов $G_{E,M}^N$:

$$\begin{aligned}
 F_Q^N(q^2) &= \frac{G_E^N(q^2) - \frac{q^2}{4m_N^2} G_M^N(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2}}, \quad (15) \\
 F_M^N(q^2) &= \frac{G_M^N(q^2) - G_E^N(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2}},
 \end{aligned}$$

которые имеют вид

$$\begin{aligned}
 \frac{G_M^N(q^2)}{\mu_N} &= \frac{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} a_M^N}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} b_{M1}^N + \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^2 b_{M2}^N - \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^3 b_{M3}^N}, \\
 G_E^p(q^2) &= \frac{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} a_E^p}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} b_{E1}^p + \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^2 b_{E2}^p - \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^3 b_{E3}^p}, \\
 G_E^n(q^2) &= \frac{-\frac{q^2}{4m_N^2} \lambda_1}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} \lambda_2} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2} \right)^{-2}, \quad (16)
 \end{aligned}$$

где μ_N — магнитный момент нуклона в ядерных магнетонах. Для аксиального формфактора использована следующая параметризация:

$$G_A(q^2) = g_A \left(1 - \frac{q^2}{M_A^2} \right)^{-2}. \quad (17)$$

Приведем численные значения параметров [27], которые необходимы нам для вычисления формфакторов при $q^2 = 0$,

$$m_N = 938 \text{ МэВ}, \quad \mu_p = 2.793, \quad \mu_n = -1.913, \quad g_A = 1.267. \quad (18)$$

Приведем также параметризацию для странных формфакторов [30]:

$$\begin{aligned}
 F_1^S(q^2) &= \frac{\frac{q^2}{6} \langle r_S^2 \rangle}{\left(1 - \frac{q^2}{4m_N^2} \right)} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2} \right)^{-2}, \\
 F_2^S(q^2) &= \frac{\mu_S}{\left(1 - \frac{q^2}{4m_N^2} \right)} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2} \right)^{-2}, \quad (19) \\
 G_A^S(q^2) &= g_A^S \left(1 - \frac{q^2}{M_A^2} \right)^{-2},
 \end{aligned}$$

где $\langle r_S^2 \rangle$ — странный радиус нуклона, μ_S — странный магнитный момент нуклона, g_A^S — странный вклад в спин нуклона. Измерения странных векторных формфакторов $F_{1,2}^S$ при рассеянии электронов с нарушением четности указывают на их близкие к нулевым значения [31]. Поэтому в данной работе, следуя [32], мы пренебрегаем вкладом странности, т. е. предполагается, что $F_{1,2}^S = 0$. Однако мы учитываем странный вклад в слабый аксиальный формфактор. Мы рассматриваем $0.2 \geq g_A^S \geq -0.2$, что почти полностью покрывает экспериментальные значения g_A^S (см., например, [32]). Ниже проведено сравнение сечений рассеяния как с учетом указанных странных формфакторов, так и без их учета.

На рисунке показаны численные результаты в случае нулевого расстояния между источником и детектором с учетом и без учета вклада странных формфакторов нуклона и магнитного момента нейтрино в диапазоне $10^{-12} \mu_B < \mu_\nu < 1.5 \times 10^{-11} \mu_B$, который отражает диапазон верхних астрофизических и лабораторных границ значения μ_ν [8, 33]. Как и предполагалось, магнитный момент нейтрино практически не влияет на рассеяние нейтрино на нейтроне. Можно видеть, что в случае нейтрино-протонного рассеяния влияние магнитного момента нейтрино может быть ошибочно истолковано как вклад странных формфакторов в слабый нейтраль-

ный ток протона и наоборот. Поэтому важно исследовать энергетическую зависимость дифференциального сечения в достаточно широком диапазоне энергий отдачи протонов, чтобы различить эти эффекты в эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электромагнитные свойства нейтрино учтены в дифференциальных сечениях упругого нейтрино-нуклонного рассеяния. На этой основе получены численные результаты для случаев ненулевого магнитного момента нейтрино и ненулевого вклада странных формфакторов нуклона.

Результаты нашей работы могут быть использованы при исследованиях нейтринных взаимодействий и осцилляций в веществе, обнаружении нейтрино от сверхновых с помощью упругого рассеяния нейтрино на протонах [15], изучении аномального момента нуклона, поиске электрического дипольного момента нейтрона, поиске электромагнитных характеристик нейтрино.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках гранта № 22-22-00384. Ф. Лазарев выражает благодарность Национальному центру физики и математики (Саров, Россия) за поддержку.

- [1] *Fujikawa K., Shrock R.* // *Phys. Rev. Lett.* **45**, N 12. 963. (1980).
- [2] *Bernabéu J., Cabral-Rosetti L.G., Papavassiliou J., Vidal J.* // *Phys. Rev. D.* **62**, N 11. 113012. (2000).
- [3] *Bernabéu J., Papavassiliou J., Vidal J.* // *Phys. Rev. Lett.* **89**, N 10. 101802 (2002); *Phys. Rev. Lett.* **89**, N 22. 229902 (erratum) (2002).
- [4] *Bernabéu J., Papavassiliou J., Vidal J.* // *Nucl. Phys. B.* **680**, N 1–3. 450. (2004).
- [5] *Giunti C., Studenikin A.* // *Rev. Mod. Phys.* **87**, N 2. 531. (2015).
- [6] *Giunti C., Kouzakov K.A., Li Y.-F. et al.* // *Ann. Phys. (Berlin)* **528**, N 1–2. 198. (2016).
- [7] *Студеникин А.И., Кузачов К.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 5. 3. (2020). (*Studenikin A.I., Kouzakov K.A.* // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **75**, N 5. 379. (2020)).
- [8] *Workman R.L. et al.* (Particle Data Group.) // *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**. 083C01. (2022).
- [9] *Aprile E. et al.* (XENON Collaboration) // *Phys. Rev. D.* **102**, N 7. 072004. (2020).
- [10] *Тернов А.И.* // Письма в ЖЭТФ. **104**, № 2. 75. (2016). (*Ternov A.I.* // *JETP lett.* **104**, N 2. 75 (2016)).
- [11] *Ternov A.I.* // *Phys. Rev. D.* **94**, N 9. 093008. (2016).
- [12] *Kouzakov K.A., Studenikin. A.I.* // *Phys. Rev. D.* **96**, N 5. 055013 (2017); *Phys. Rev. D.* **96**, N 9. 099904 (erratum) (2017).
- [13] *Kouzakov K., Lazarev F., Studenikin A.* // *PoS (ICHEP2020)*. 205.
- [14] *Taylor R. et al.* (MiniBooNE Collaboration) // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **118**. 157. (2003).
- [15] *An F. et al.* (JUNO Collaboration) // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **43**, N 3. 030401. (2016).
- [16] *Freedman D.Z.* // *Phys. Rev. D* **9**, N 5. 1389. (1974).
- [17] *Akimov D. et al.* (COHERENT Collaboration) // *Science* **357**, N 6356. 1123. (2017).
- [18] *Yang J., Hernandez J.A., Piekarewicz J.* // *Phys. Rev. C.* **100**, N 5. 054301. (2019).
- [19] *Payne C.G., Bacca S., Hagen G. et al.* // *Phys. Rev. C.* **100**, N 6. 061304(R). (2019).
- [20] *Hoferichter M., Menendez J., Schwenk A.* // *Phys. Rev. D.* **102**, N 7. 074018. (2020).
- [21] *Cadeddu M., Giunti C., Kouzakov K.A. et al.* // *Phys. Rev. D.* **98**, N 11. 113010 (2018); *Phys. Rev. D.* **101**, N 5. 059902 (erratum) (2020).
- [22] *Miranda O.G., Papoulias D.K., Sanchez Garcia G.* // *J. High Energy Phys.* **05**. 130 (2020); *J. High Energy Phys.* **01**. 067. (2021).
- [23] *Cadeddu M., Dordei F., Giunti C.* // *Phys. Rev. D.* **102**, N 1. 015030. (2020).
- [24] *Bonet H. et al.* (CONUS Collaboration) // *Eur. Phys. J. C.* **82**, N 9. 813. (2022).
- [25] *Atzori Corona M., Cadeddu M., Cargioli N. et al.* // *J. High Energy Phys.* **09**. 164. (2022).
- [26] *Nowakowski M., Paschos E.A., Rodriguez J.M.* // *Eur. J. Phys.* **26**, N 4. 545. (2005).
- [27] *Alberico W.M., Bilenky S.M., Giunti C., Graczyk K.M.* // *Phys. Rev. C.* **79**, N 6. 065204. (2009).
- [28] *Кузачов К., Лазарев Ф., Студеникин А.* // Яд. физ. **86**, № 3. 407. (2023). (*Kouzakov K., Lazarev F., Studenikin A.* *Phys. Atom. Nucl.* **86**, N 3. 257. (2023)).
- [29] *Papoulias D.K., Kosmas T.S.* // *Adv. High En. Phys.* **2016**. 1490860. (2016).

- [30] *Garvey G.T., Louis W.C., White D.H.* // *Phys. Rev. C.* **48**, N 2. 761. (1993).
 [31] *Liu J., McKeown R.D., Ramsey-Musolf M.J.* // *Phys. Rev. C.* **76**, N 2. 025202. (2007).
 [32] *Butkevich A.V.* // *Phys. Rev. D.* **107**, N 7. 073001. (2023).
 [33] *Corona M.A., Bonivento W.M., Cadeddu M. et al.* // *Phys. Rev. D.* **107**, N 5. 053001. (2023).

Elastic neutrino scattering on nucleons and neutrino electromagnetic properties

K. A. Kouzakov^{1,a}, F. M. Lazarev^{2,b}, A. I. Studenikin²

¹*Department of Atomic Nuclei Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

²*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^akouzakov@srd.sinp.msu.ru, ^blazarev.fm15@physics.msu.ru

We study the electromagnetic contribution to elastic neutrino-nucleon scattering processes. The neutrino electromagnetic charge, magnetic, electric, and anapole form factors of both diagonal and transition types in the mass basis are taken into account in the present formalism. When treating the nucleon electromagnetic vertex, we take into account not only the charge and magnetic form factors of a nucleon, but also its electric and anapole form factors. We examine the effects of the neutrino magnetic moment on elastic neutrino-nucleon scattering and how they can be disentangled from those of the strange form factors contributions to the nucleon's weak neutral current.

PACS: 75.10.Dg, 75.10.-b.

Keywords: neutrino, neutrino electromagnetic properties, neutrino-nucleon scattering.

Received 11 May 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 6. Pp. 797–803.

Сведения об авторах

1. Кузаков Константин Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; e-mail: kouzakov@srd.sinp.msu.ru.
2. Лазарев Федор Михайлович — аспирант; e-mail: lazarev.fm15@physics.msu.ru.
3. Студеникин Александр Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; e-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru.