

УДК 539.122, 539.125, 539.128.2

М.И. Левчук¹, А.И. Львов², М.Н. Невмержицкий³, Р.Г. Шуляковский⁴¹д-р физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник Института физики НАН Беларуси²канд. физ.-мат. наук, зав. отделом физики высоких энергий

Физического Института РАН (Россия)

³науч. сотрудник Института прикладной физики НАН Беларуси⁴канд. физ.-мат. наук, директор Института прикладной физики НАН Беларуси

e-mail: levchuk@dragon.bas-net.by

**КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДЕЙТРОНЕ
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НЕЙТРОНА***

Дано краткое описание явления поляризуемости нуклона. Обсуждены теоретические подходы к расчету поляризуемостей. Приведены результаты измерений поляризуемостей протона и нейтрона. Сделан детальный анализ данных по комптоновскому рассеянию на дейтроне в рамках потенциальной модели. Результаты фита дали значения 13.7 ± 1.8 и 1.9 ± 1.6 в единицах 10^{-4} Фм^3 для электрической α_n и магнитной β_n поляризуемостей нейтрона.

Введение

В последнее время значительный интерес проявляется к изучению комптоновского рассеяния на протоне и нейтроне в области низких и средних энергий. Это связано с тем, что в указанных процессах могут быть определены фундаментальные структурные постоянные нуклонов – их электрическая (α) и магнитная (β) поляризуемости. Они содержат важную информацию о структуре нуклонов на средних и больших расстояниях, в частности о радиусе кваркового кора, о мезонной шубе, о вкладе в мезонную шубу коррелированных $\pi\pi$ -пар или σ -мезона и т.д. Соответствующие вопросы подробно обсуждаются в обзорах [1; 2]. Знание амплитуд γp - и γn -рассеяния необходимо также для интерпретации данных по рассеянию фотонов на ядрах. Такого рода исследования могут, например, дать ответ на вопрос о том, насколько различаются электромагнитные свойства свободных и связанных нуклонов. Ниже мы обсудим современный статус поляризуемостей нуклона. Вследствие того, что нуклон имеет внутреннюю структуру, он может деформироваться во внешнем электромагнитном поле, приобретая в результате дополнительную энергию

$$V_{pol}(r) = -\frac{1}{2} 4\pi [\alpha \mathbf{E}^2(r) + \beta \mathbf{H}^2(r)], \quad (1)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – напряженности электрического и магнитного полей соответственно. Отметим здесь, что появление фактора 4π в (1) связано с тем, что мы в дальнейшем будем использовать систему единиц Хевисайда для зарядов и полей, в которой, например, $e^2 = 4\pi / 137$, но, по историческим причинам, используем систему Гаусса для поляризуемостей. Поляризационное взаимодействие (1) приводит к дополнительному вкладу в амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне

$$T_{pol} = 4\pi \left[\omega^2 \alpha \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}'^* + \beta (\mathbf{e} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{e}'^* \times \mathbf{k}') \right], \quad (2)$$

где $\mathbf{e}$ ($\mathbf{e}'$) и $\mathbf{k}$ ($\mathbf{k}'$) – векторы поляризации и импульса начального (конечного) фотонов, ω – энергия фотона.

*Работа поддержана грантами Ф17Д–001 и Ф18Д–010 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Существует различие в ситуациях, связанных с определением поляризуемостей протона и нейтрона. Можно показать, что разложение дифференциального сечения комптоновского рассеяния на протоне в лабораторной системе с учетом поляризуемостей имеет вид [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{po}} - \frac{e^2}{4\pi m} \omega^2 \left[\frac{\alpha + \beta}{2} (1 + \cos \Theta)^2 + \frac{\alpha - \beta}{2} (1 - \cos \Theta)^2 \right] + O(\omega^4), \quad (3)$$

где e и m – заряд нуклона и его масса. Первый член в правой части – это т.н. сечение Поуэлла [3] для рассеяния фотона на точечной заряженной частице спина $\frac{1}{2}$, имеющей также аномальный магнитный момент. Второй член обусловлен интерференцией томсоновской амплитуды и членов с поляризуемостями (2). Анализ выражения (3) показывает, что в случае протона этот член становится измеримым при достаточно малых энергиях фотона (начиная примерно с 50 МэВ). Поляризуемости же нейтрона проявляют себя только в члене порядка ω^4 [4–6]. Следовательно, соответствующее сечение может быть измерено только при бóльших энергиях (мы не приводим здесь выражения для дифференциального сечения в этом порядке ввиду его громоздкости).

Из выражения (3) следует, что при передних углах сечение чувствительно к сумме α и β , при задних углах – к разности поляризуемостей, а при угле 90° только к α . Отметим, что эти выводы остаются в силе и в случае комптоновского рассеяния на нейтроне [4–6]. Сумма поляризуемостей может быть рассчитана с помощью известного правила сумм Балдина [7], связывающего $\alpha_N + \beta_N$ с интегралом от полного сечения адронного фотопоглощения на нуклоне $\sigma_N(\omega)$:

$$\alpha_N + \beta_N = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_N(\omega)}{\omega^2} d\omega. \quad (4)$$

В выражении (4) ω_0 – это порог фотопоглощения на нуклоне ($\omega_0 \approx 150$ МэВ). Вследствие фактора ω^{-2} в подынтегральном выражении интеграл в правой части (4) быстро сходится и может быть вычислен весьма надежно [8]

$$\alpha_p + \beta_p = 14.0 \pm 0.5, \quad \alpha_n + \beta_n = 15.2 \pm 0.5 \quad (5)$$

в единицах 10^{-4} Фм³, которые мы будем использовать в дальнейшем для поляризуемостей. Разница же поляризуемостей $\alpha_N - \beta_N$ не может быть рассчитана с достаточной точностью и обычно считается свободным параметром.

Теоретические подходы к вычислению поляризуемостей нуклонов

Следует сказать, что все модели, претендующие на описание низкоэнергетической физики адронов, обязательно проходят тест на их способность описать поляризуемости нуклонов. Мы упомянем здесь только некоторые из расчетов. Например, в дисперсионном подходе [9] получены следующие значения для поляризуемостей протона и нейтрона:

$$\alpha_p = 9.0 \pm 2.0, \quad \beta_p = 5.2 \pm 2.0, \quad (6)$$

$$\alpha_n = 11.1 \pm 2.0, \quad \beta_n = 4.7 \pm 2.0, \quad (7)$$

где приведенные ошибки характеризуют неопределенности, возникающие при учете двухпионных вкладов в дисперсионные интегралы.

В настоящее время одним из наиболее обещающих методов низкоэнергетической физики адронов является киральная теория возмущений (ChPT). Первый расчет

нуклонных поляризуемостей в ChPT с учетом однопетлевых вкладов [10] дал следующие результаты:

$$\alpha_p = 7.4, \quad \beta_p = -2.0, \quad (8)$$

$$\alpha_n = 10.1, \quad \beta_n = -1.2. \quad (9)$$

Электрические поляризуемости протона находятся в удовлетворительном согласии с данными, тогда как значение для магнитной поляризуемости протона находится в явном противоречии с экспериментальным значением (15). Возможная причина может быть обусловлена тем, что в работе [10] не учитывался вклад Δ -изобары. В последующей публикации той же группы, где был учтен вклад от Δ , получены результаты

$$\alpha_p = 10.5 \pm 2.0, \quad \beta_p = 3.5 \pm 3.6, \quad (10)$$

$$\alpha_n = 13.4 \pm 1.5, \quad \beta_n = 7.8 \pm 3.6, \quad (11)$$

которые в случае протона находятся в удовлетворительном согласии с предсказанием (5) правила сумм Балдина (4), но которые исключаются этим правилом для нейтрона.

Еще один расчет поляризуемостей нуклона в рамках ChPT [11] дал результат

$$\alpha_{p,n} = 20.8, \quad \beta_{p,n} = 14.7, \quad (12)$$

который не зависит от изоспина. Приведенные значения для поляризуемостей протона находятся в очень серьезном расхождении с правилом сумм Балдина (5). В последнее время было выполнено много расчетов с использованием киральной теории. Их очень детальное описание можно найти в обзоре [12]. Самый последний расчет в рамках эффективных полевых теорий [13] дал такие значения поляризуемостей нуклонов:

$$\alpha_p = 11.2 \pm 0.7, \quad \beta_p = 3.9 \pm 0.7, \quad (13)$$

$$\alpha_n = 13.7 \pm 3.1, \quad \beta_n = 4.6 \pm 2.7. \quad (14)$$

Результаты измерений поляризуемостей протона

Эксперименты по рассеянию фотонов на протонах, выполненные при энергиях ниже порога фоторождения пионов с использованием как тормозных, так и моноэнергетических фотонов, дали следующий результат для поляризуемостей протона [14–18]:

$$\alpha_p = 12.1 \pm 0.8(\text{стат.}) \pm 0.5(\text{сист.}), \quad \beta_p = 2.1 \mp 0.8(\text{стат.}) \mp 0.5(\text{сист.}). \quad (15)$$

Таким образом, электрическая поляризуемость протона измерена с точностью 10 %, а магнитная – с точностью около 50 %. Отметим, что при извлечении поляризуемостей протона из данных по сечению комптоновского рассеяния как правило используется выражение (3), а сумма поляризуемостей протона фиксируется согласно (5). Именно поэтому ошибки в значениях для α_p и β_p в (6) антикоррелированы.

Есть, однако, указания на то, что и фит данных, в котором сумма поляризуемостей рассматривается в качестве подгоночного параметра (наряду с разницей поляризуемостей), приводит к близкому значению для $\alpha_p + \beta_p$: $13.36 \pm 0.86^{+0.20}_{-0.49}$ [18]. Выполненный недавно наиболее полный анализ всех экспериментальных данных по дифференциальному сечению упругого γp -рассеяния при энергиях $\omega < 150$ МэВ [19] дал значения $\alpha_p = 11.7 \pm 0.8(\text{эксп.}) \pm 0.7(\text{теор.})$ и $\beta_p = 2.3 \pm 0.9(\text{эксп.}) \pm 0.7(\text{теор.})$, которые находятся в хорошем согласии с (6).

Результаты измерений поляризуемостей нейтрона

Что касается поляризуемостей нейтрона, то здесь ситуация гораздо хуже, несмотря на то, что эксперименты по определению α_n начались раньше, чем для протона.

Основные трудности при измерении поляризуемостей нейтрона связаны с отсутствием плотной, стабильной нейтронной мишени и с малостью дифференциального сечения комптоновского рассеяния на нейтроне. Первые измерения α_n проводились в экспериментах по рассеянию медленных нейтронов в кулоновском поле тяжелых ядер. После того, как Шмидмайер [20] опубликовал свое значение

$$\alpha_n = 12.0 \pm 1.5(\text{стат.}) \pm 2.0(\text{сист.}), \quad (16)$$

Николенко и Попов [21] выразили серьезные сомнения в малости приведенных ошибок. Значение (7) было получено из полного нейтрон-ядерного сечения на ^{208}Pb . Принимая во внимание резонансные вклады, нейтрон-электронное и швингеровское рассеяние, Шмидмайер получил для полного сечения в интервале энергий от 50 эВ до 50 кэВ следующее выражение:

$$\sigma_s(k) = 11.508(5) + 0.69(9)k - 448(3)k^2 + 9500(400)k^4. \quad (17)$$

Здесь $\sigma_s(k)$ в барнах, а $k = 2.1968 \times 10^{-4} \sqrt{EA/(A+1)}$ (k в Фм^{-1} и E в эВ, A есть масса ядра) есть нейтронное волновое число. Член, линейный по k , как раз и соответствует рассеянию вследствие эффекта поляризуемости нейтрона. Николенко и Попов показали, что этот член имеет гораздо большие ошибки 0.69(56). Они пришли к выводу о том, что из эксперимента [20] может быть получено только верхнее ограничение на величину поляризуемости нейтрона: $\alpha_n < 20$.

В 1995 г. Коестер и др. [21] опубликовали значение, тоже полученное в нейтрон-ядерных экспериментах, которое оказалось близким к нулю:

$$\alpha_n = 0 \pm 5. \quad (18)$$

Снова началась дискуссия относительно надежности такого метода измерения поляризуемости. Александров заметил, что определение α_n требует статистической точности в измерении полного сечения около $\Delta\sigma/\sigma \approx 10^{-3}$. При таком высоком уровне точности очень трудно учесть все возможные фоновые вклады. Он также сфокусировал внимание на проблемах, возникающих из-за рассеяния на малые углы, на надежном учете p -волнового рассеяния, а также на необходимости включения члена, пропорционального k^3 , который отсутствует в (17).

В 1997 г. Еник и др. [22] продолжили дискуссию об экспериментах по нейтрон-ядерному рассеянию. Они исследовали физическую интерпретацию коэффициентов в разложении (8) и пришли к выводу, что возможны неопределенности в сечении, измеренном Шмидмайером, из-за того, что он не учел ряд фоновых вкладов. Было показано, что член, пропорциональный k^3 , должен быть учтен. Вывод работы [22] состоит в том, что систематическая ошибка в величине α_n в (7) занижена на фактор 3–4, и результатом работы [20] следует считать значение

$$\alpha_n \sim 7 - 19. \quad (19)$$

Таким образом, ситуация с измерением электрической поляризуемости нейтрона в указанных экспериментах весьма неудовлетворительная, и следует искать альтернативные методы для измерения α_n . Что касается магнитной поляризуемости нейтрона β_n , то до 90-х гг. прошлого столетия не было никакой экспериментальной информации о ее величине, кроме той, которая может быть получена при совместном использовании «измеренной» электрической поляризуемости и предсказаний правила сумм Балдина (4) для нейтрона (5). Стандартный метод для получения информации об элементарных ам-

плитудах различных реакций на нейтроне состоит в использовании ядерных мишеней. Естественно, лучше всего использовать дейтрон в качестве источника нейтронов, поскольку дейтрон – простейшее ядро, хорошо изученное как теоретически, так и экспериментально. В работе [23] предложен и разработан метод изучения комптоновского рассеяния на нейтроне в реакции $\gamma d \rightarrow \gamma' np$ в области нейтронного квазиупругого пика, т.е. в области малых импульсов протона. Этот метод использован в эксперименте группы Геттинген – Майнца [24]. Было измерено дифференциальное сечение указанной реакции при угле рассеяния фотона 136° в области энергий фотона от 200 до 400 МэВ. Фиксируя сумму поляризуемостей нейтрона согласно (5), авторы получили значения

$$\alpha_n = 12.5 \pm 1.8(stat) {}^{+1.1}_{-0.6}(syst) \pm 1.1(model), \quad \beta_n = 2.7 \mp 1.8(stat) {}^{+0.6}_{-1.1}(syst) \mp 1.1(model). \quad (20)$$

Комптоновское рассеяние на дейтроне

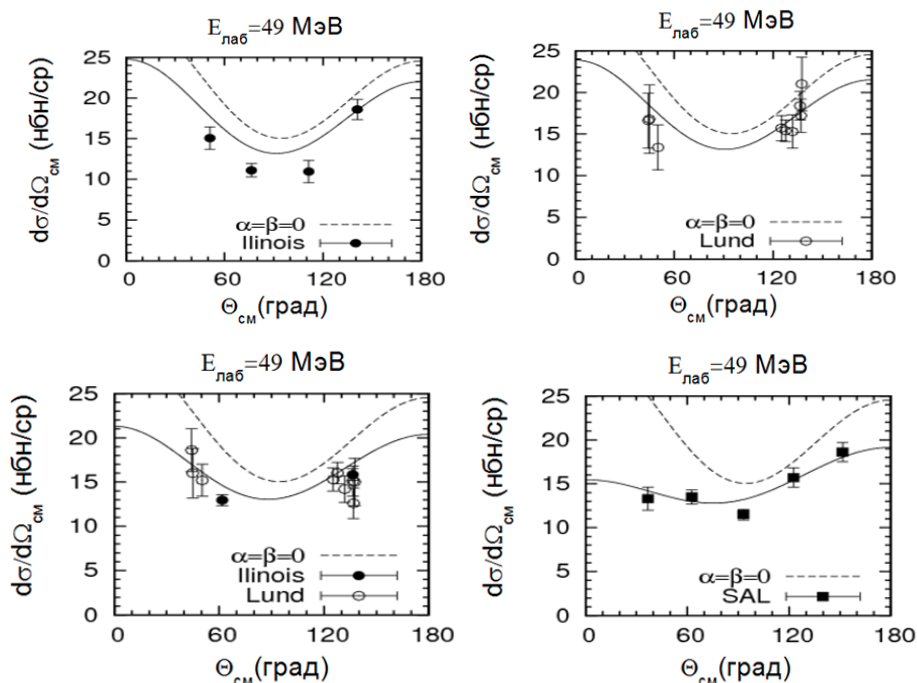
Еще одну возможность для измерения поляризуемостей нейтрона предоставляет изучение комптоновского (упругого) рассеяния на дейтроне $\gamma d \rightarrow \gamma' d'$.

Конечно, из данных по этой реакции можно извлечь не сами нейтронные поляризуемости, а только изоскалярные нуклонные поляризуемости

$$\alpha_s = \frac{\alpha_p + \alpha_n}{2}, \quad \beta_s = \frac{\beta_p + \beta_n}{2}. \quad (21)$$

Но этот факт не имеет принципиального значения, поскольку, как было сказано выше, поляризуемости протона определены достаточно надежно.

Было проведено четыре эксперимента по измерению дифференциального сечения реакции $\gamma d \rightarrow \gamma' d'$ в области энергий 50–110 МэВ: в г. Иллинойсе (США) [25], в лабораториях SAL (г. Саскачеван, Канада) [26] и MAX-lab (г. Лунд, Швеция) [27; 28].



Показаны сечения без поляризуемостей (штрихованные кривые)
и с учетом поляризуемостей (сплошные кривые).

Приведены данные экспериментов из Иллинойса [25], Саскачевана [26] и Лунда [27]

Рисунок 1. – Угловая зависимость дифференциального сечения комптоновского рассеяния на дейтроне при энергии фотона в лабораторной системе 49 МэВ

На рисунке 1 мы демонстрируем чувствительность дифференциального сечения к величине изоскалярных поляризуемостей нуклона, которые были взяты из дисперсионного расчета. Из рисунка 1 видно, что учет поляризуемостей сильно изменяет величину сечения. Поэтому можно ожидать, что измерение этого сечения с хорошей точностью позволит получить надежные значения поляризуемостей нейтрона.

Фитирование данных экспериментов [25–28] проводилось в рамках потенциальной модели [8]. Она подробно описана в указанной работе. Здесь мы приведем только основные детали модели. На рисунке 2(а) показан потенциал однобозонного обмена, в качестве которого использовалась версия OBEPR(A) боннского потенциала [29]. На рисунке 2(б) дано диаграммное представление мезонных обменных токов, и, наконец, на диаграммах рисунка 2(в) показаны т.н. сегальные вклады (seagull – чайка). Везде символ α означает набор мезонов π, ω, ρ, η и σ .

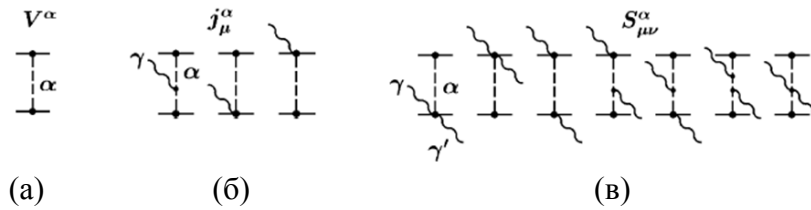


Рисунок 2. – Диаграммные представления потенциала (а), мезонных обменных токов (б) и сегалов (в)

На рисунке 3 показано диаграммное представление амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow \gamma' d'$. Две верхние диаграммы соответствуют т.н. резонансным вкладам без и с нуклон-нуклонным взаимодействием в промежуточном состоянии.

Амплитуда NN-взаимодействия находилась путем решения интегрального уравнения Липпмана – Швингера для OBEPR(A) потенциала. «Расшифровка» амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow NN$ приведена в квадратных скобках. Наконец, две нижние диаграммы отвечают одночастичной (а) и двухчастичной (б) сегальным амплитудам γd -рассеяния.

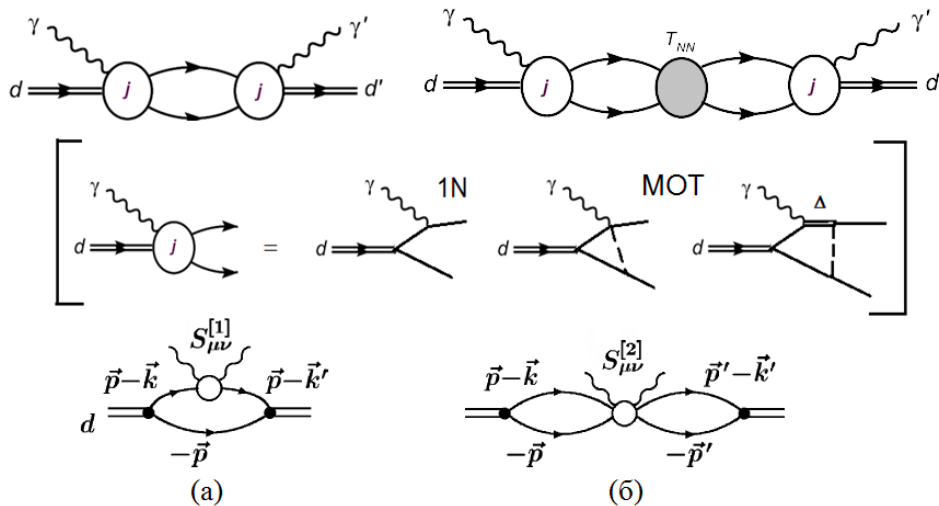


Рисунок 3. – Диаграммное представление амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow \gamma' d'$

В рамках описанной модели проведено фитирование данных из работ [25–28]. При фитировании данных предполагалось, что сумма изоскалярных поляризуемостей фиксирована правилом сумм Балдина (5): $\alpha_s + \beta_s = 14.5 \pm 0.5$.

Отметим также, что при фитировании учитывались как статистические, так и систематические ошибки экспериментов. Это делалось с помощью метода, детально описанного в работе [19]. Результаты фита представлены в таблице.

Таблица. – Значения поляризуемостей, выделенные из данных различных экспериментов

Данные	α_c	β_c	$\alpha_c - \beta_c$
Иллинойс [25]	11.8 ± 1.4	2.9 ∓ 1.4	8.9 ± 2.8
SAL [26]	11.7 ± 1.2	2.8 ∓ 1.2	8.9 ± 2.4
MAX-lab [27]	13.1 ± 1.9	1.4 ∓ 1.8	11.7 ± 3.7
MAX-lab [28]	13.2 ± 0.9	1.4 ∓ 0.9	11.8 ± 1.8
Среднее	12.7 ± 0.7	2.1 ∓ 0.6	10.6 ± 1.2

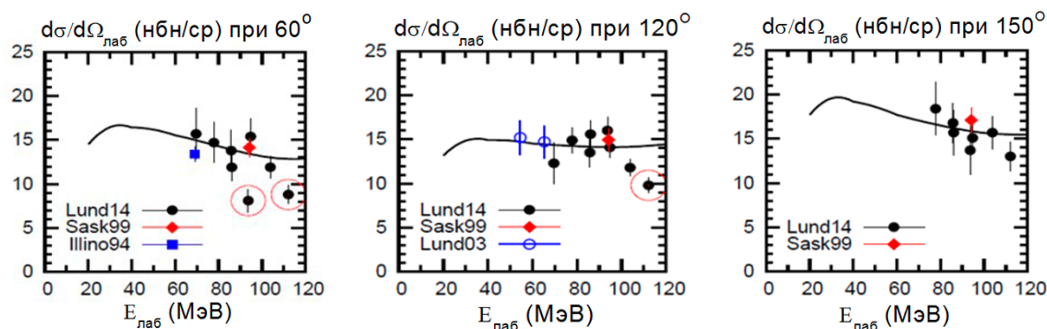
Таким образом, результат обработки данных работ [25–28] в рамках модели [8] дает

$$\alpha_s = 12.7 \pm 0.7, \quad \beta_s = 2.1 \pm 0.6. \quad (22)$$

При этом $\chi^2/N_{dof} = 49/48$. В этом фите из анализа были исключены три точки, отмеченные овалами на рисунке 4, так как они явно выпадают из поведения других точек. Если все-таки учитывать эти точки, то получаем такие значения поляризуемостей:

$$\alpha_s = 13.0 \pm 0.7, \quad \beta_s = 2.2 \pm 0.6. \quad (23)$$

Они близки к значениям (22), но с бóльшим $\chi^2/N_{dof} = 88/51$.



Показаны данные экспериментов [25], [26] и [27;28].

Кривые – результаты модели [8] со значениями скалярных поляризуемостей (22)

Рисунок 4. – Энергетическая зависимость дифференциального сечения комптоновского рассеяния на дейтроне

Если теперь учесть приведенные выше значения поляризуемостей протона $\alpha_p = 11.7 \pm 0.8(\text{эксп.}) \pm 0.7(\text{теор.})$ и $\beta_p = 2.3 \pm 0.9(\text{эксп.}) \pm 0.7(\text{теор.})$, найденные в работе [19], результат (22) дает следующие значения поляризуемостей нейтрона:

$$\alpha_n = 13.7 \pm 1.8, \quad \beta_n = 1.9 \pm 1.6. \quad (24)$$

Ошибки в результатах происходят от ошибок в протонных значениях и значениях (22), взятых в квадратуре. Следует отметить, что поляризуемости (24) находятся в хорошем согласии с результатами (20), полученными из реакции $\gamma d \rightarrow \gamma' np$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петрунькин, В. А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов / В. А. Петрунькин // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12, вып. 3. – С. 692–753.
2. L'vov, A. I. Photon scattering as a tool for study of nucleon and nucleus structure / A. I. L'vov, V. A. Petrun'kin // Lect. Notes Phys. – 1990. – Vol. 365. – P. 123–144.
3. Powell, J. L. Note on the bremsstrahlung produced by protons / J. L. Powell // Phys. Rev. – 1949. – Vol. 75, № 1. – P. 32–34.
4. Guaisu, I. Note on low-energy proton Compton scattering / I. Guaisu, E. E. Radescu // Phys. Rev. – 1978. – Vol. D18, № 3. – P. 651–659.
5. Левчук, М. И. К теории комптоновского рассеяния на нуклоне / М. И. Левчук, Л. Г. Мороз // Вес. АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 1985. – Т. 5. – С. 78–84.
6. Львов, А. И. Комптоновское рассеяние и поляризуемость нейтрона / А. И. Львов // Ядер. физика. – 1985. – Т. 42, вып. 4 (10). – С. 919–924.
7. Baldin, A. M. Polarizability of nucleons / A. M. Baldin // Nucl. Phys. – 1960. – Vol. 18, № 2. – P. 310–317.
8. Levchuk, M. I. Deuteron Compton scattering below pion photoproduction threshold / M. I. Levchuk, A. I. L'vov // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. 674, № 3, 4. – P. 449–492.
9. L'vov, A. I. A dispersion look at the chiral perturbation theory. Nucleon electromagnetic polarizabilities / A. I. L'vov // Phys. Lett. – 1993. – Vol. B304, № 1. – P. 29–34.
10. Bernard, V. Nucleon with chiral loops: Electromagnetic polarizabilities / V. Bernard, N. Kaiser, U.-G. Meissner // Nucl. Phys. – 1992. – Vol. B373, № 2. – P. 346–370.
11. Hemmert, T. R. $\Delta(1232)$ and the polarizabilities of the nucleon / T. R. Hemmert, B. R. Holstein, J. Kambor // Phys. Rev. – 1997. – Vol. D55, № 9. – P. 5598–5612.
12. Using Effective Field Theory to analyse low-energy Compton scattering from proton and light nuclei / H. W. Griesshammer [et al.] // Progr. Part. Nucl. Phys. – 2012. – Vol. 67, № 9. – P. 841–897.
13. Lensky, V. Predictions of covariant chiral perturbation theory for nucleon polarizabilities and polarised Compton scattering / V. Lensky, J. McGovern, H. W. Griesshammer // Eur. Phys. J. – 2015. – Vol. C75, № 12. – P. 604–633.
14. Measurement of the electric and magnetic polarizabilities of the proton / B. E. MacGibbon [et al.] // Phys. Rev. – 1995. – Vol. C52, № 4. – P. 2097–2109.
15. Compton scattering from the proton // E. L. Hallin. [et al.] // Phys. Rev. – 1993. – Vol. C48, № 4. – P. 1497–1507.
16. 180° Compton scattering by the proton below the pion threshold / A. Zieger [et al.] // Phys. Lett. – 1992. – Vol. B278, № 1–2. – P. 34–38.
17. Federspiel, F. J. Proton Compton effect: A measurement of the electric and magnetic polarizabilities of the proton / F. J. Federspiel // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, № 12. – P. 1511–1514.
18. First extraction of a spin polarizability of the proton / J. Tonnison [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80, № 20. – P. 4382–4385.
19. Экспериментальный статус электрической и магнитной поляризуемостей протона / П. С. Баранов [и др.] // Физика элементар. частиц и атом. ядра. – 2001. – Т. 32, № 3. – С. 699–733.

20. Schmiedmayer, J. Measurement of the electric polarizability of neutron / J. Schmiedmayer, P. Riehs // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 66, № 9. – P. 1015–1018.
21. Koester, L. Experimental study on electric polarizability of the neutron / L. Koester, W. Waschkowski, J. Meier // Z. Phys. – 1988. – Vol. A329, № 2. – P. 229–234.
22. Specifications for deriving neutron electric polarizability from the total cross sections of ^{208}Pb / T. L. Enik [et al.] // Ядер. физика. – 1997. – Т. 60, вып. 4. – С. 648–651.
23. Levchuk, M. I. Photon scattering on quasi-free neutron in the reaction $\gamma d \rightarrow \gamma' np$ and neutron polarizabilities / M. I. Levchuk, A. I. L'vov, V. A. Petrun'kin // Few-Body Systems. – 1994. – Vol. 16, № 2. – P. 101–125.
24. Neutron polarizabilities investigated by quasifree Compton scattering from the deuteron / K. Kossert [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88, № 16. – P. 162301.
25. Lucas, M. A. Compton scattering from the deuteron at intermediate energies / M. A. Lucas. – Illinois, 1994. – 173 p.
26. Elastic Compton scattering from the Deuteron and Nucleon Polarizabilities / D. I. Hornidge [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, № 11. – P. 2334–2337.
27. Compton scattering from the deuteron and extracted neutron polarizabilities / M. Lundin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90, № 19. – P. 192501–192505.
28. Measurement of Compton Scattering from the Deuteron and an Improved Extraction of the Neutron Electromagnetic Polarizabilities / L. S. Myers [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 113, № 26. – P. 262596.
29. Machleidt, R. The Bonn meson–exchange model for the nucleon-nucleon interaction // R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster // Phys. Rep. – 1987. – Vol. 149, № 1. – P. 1–89.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 02.10.2018

Levchuk M.I., L'vov A.I., Nevmerzhitsky M.N., Shuliakouski R.G. Deuteron Compton Scattering and the Neutron Polarizabilities

A short description of the phenomena of the nucleon polarizability is given. Theoretical approaches to calculate the polarizabilities are discussed. Results of measurements of the polarizabilities of the proton and the neutron are given. A detailed analysis of data on deuteron Compton scattering is carried out within the framework of the potential model. The results of the fit have yielded values of 13.7 ± 1.8 and 1.9 ± 1.6 in units of 10^{-4}Fm^3 for the electric α_n and magnetic β_n polarizabilities of the neutron.