

УДК 539.171

КУЛОНОВСКАЯ СУММА ЯДРА ^{12}C ПРИ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ $0,95+1,35 \text{ фм}^{-1}$

А.Ю. Буки

ННЦ "Харьковский физико-технический институт"

ул. Академическая 1, г. Харьков, Украина, 61108

E-mail: abuki@ukr.net

Поступила в редакцию 9 ноября 2010 г.

Получены экспериментальные значения кулоновской суммы ядра ^{12}C в диапазоне переданных импульсов $0,95+1,35 \text{ фм}^{-1}$. Результаты измерений сравниваются с расчётом кулоновской суммы этого ядра, выполненным в модели гармонического осциллятора с учётом вклада корреляций Паули. Этот расчёт согласуется с полученными экспериментальными данными. Обсуждается возможность экспериментальной проверки расчёта протон-протонных короткодействующих корреляций в области малых переданных импульсов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: рассеяние электронов, атомные ядра, кулоновская сумма, протон-протонные корреляции, ядро ^{12}C .

COULOMB SUM OF ^{12}C NUCLEUS AT TRANSFERRED MOMENTUM $0.95 + 1.35 \text{ fm}^{-1}$

A.Yu. Buki

NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

1, Akademicheskaya st., Kharkov, Ukraine, 61108

The experimental values of the Coulomb sum of ^{12}C in the range of momentum transfers $0,95 + 1,35 \text{ fm}^{-1}$ were obtained. The results of measurements have been compared with the calculation of the Coulomb sum of this nucleus, fulfilled in the harmonic oscillator model with accounting of Pauli correlations. This calculation is consistent with the experimental data. Are discussed the possibility of experimental verification of the calculation of proton-proton short-range correlations in the region of small momentum transfers.

KEY WORDS: electron scattering, atomic nuclei, coulomb sum, proton-proton correlation, nucleus of ^{12}C .

КУЛОНІВСЬКА СУМА ЯДРА ^{12}C ПРИ ПЕРЕДАНИХ ІМПУЛЬСАХ $0,95+1,35 \text{ фм}^{-1}$

О.Ю. Буки

ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"

вул. Академічна 1, м. Харків, Україна, 61108

Одержано експериментальні значення кулонівської суми ядра ^{12}C у діапазоні переданих імпульсів $0,95+1,35 \text{ фм}^{-1}$. Результати вимірювань порівнюються з розрахунком кулоновської суми цього ядра, виконаним в моделі гармонічного осциляторної потенціалу з урахуванням внеску кореляцій Паулі. Цей розрахунок узгоджується з одержаними експериментальними даними. Обговорюється можливість експериментальної перевірки розрахунку протон-протонних короткодіючих кореляцій в області малих переданих імпульсів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: розсіяння електронів, атомні ядра, кулонівська сума, протон-протонні кореляції, ядро ^{12}C .

Кулоновская сумма (КС) представляет собой функцию сечений неупругого рассеяния электронов на ядре, которая отражает продольный компонент электроядерного взаимодействия, то есть только кулоновское взаимодействие электрона с ядром. Величина КС интересна тем, что её значения довольно чувствительны к состоянию и динамике протонов в ядре. Однако, вследствие трудоёмкости экспериментов по определению КС, данные по этой величине получены только для 12 ядер и, в основном, при переданных импульсах $q > 1,5 \text{ фм}^{-1}$, где должен хорошо проявляться эффект от модификации внутриядерных нуклонов (см., например, [1,2]). Согласно расчётам, в области $q \leq 1 \text{ фм}^{-1}$ должны быть значительные вклады в КС от эффектов нуклон-нуклонных корреляций. Данные по КС в районе $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$, которые были бы минимально достаточными для анализа, есть только для ядра ^4He [3]. Экспериментальные значения КС ядра ^4He указывают на проявление вклада протон-протонных короткодействующих корреляций, который рассчитан в работе [4].

Расчёты КС при $q < 1,5 \text{ фм}^{-1}$ приведены для некоторых ядер с $A > 4$ в работах [5] и [1], соответственно на базе модели ферми газа и оболочечной модели. Основной вклад в КС даёт пик квазиупругого рассеяния электронов на ядре, и обе модели при $q > 2 \text{ фм}^{-1}$ более или менее удовлетворительно описывают экспериментальные спектры этого пика. Но, при $q < 1,5 \text{ фм}^{-1}$ модель ферми газа, в отличие от оболочечной модели, представляет эти спектры симметричной функцией, тогда как измерения показывают спектры с существенной асимметрией, величина которой нарастает по мере уменьшения импульса. Оболочечная модель значительно лучше описывает спектры рассеянных на ядре электронов при небольших переданных импульсах, и поэтому далее будем рассматривать соответствие эксперименту расчётов КС выполненных на базе этой модели. Такие расчёты приведены в работе [1] для ядер ^4He , ^{12}C , ^{16}O и ^{40}Ca . Соответствующие экспериментальные данные при $q < 1,5 \text{ фм}^{-1}$ есть только для ^{12}C : при $q = 0,38+0,81 \text{ фм}^{-1}$ [6], $q = 0,97 \text{ фм}^{-1}$ [7] и $q = 1,01+2,79 \text{ фм}^{-1}$ [8]. Надо отметить, что работы [6,7] относятся к одним из первых, в которых получены значения

КС. Эти данные имеют большие погрешности и, кроме того, в них содержится (26 ÷ 44)% вклада от модельного расчёта сечений (вклада экстраполяции, о котором будет идти речь ниже). Из данных работы [8] в рассматриваемой области переданных импульсов имеются значения КС при $q = 1,01 \text{ фм}^{-1}$ и $q = 1,27 \text{ фм}^{-1}$. Значение КС при $q = 1,01 \text{ фм}^{-1}$ представляется сомнительным, так как выпадает из монотонной зависимости от q образованной другими семью точками этой работы и данными [6,7]. Таким образом, из изложенного можно сделать вывод, что для проверки расчётов КС ядра ^{12}C необходимы дополнительные данные в районе $q = 1 \text{ фм}^{-1}$.

Цель работы - определение экспериментальных значений КС ядра ^{12}C при этих переданных импульсах.

ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Настоящая работа основывается на результатах измерений, которые были проведены для определения кулоновской энергии ядра ^{12}C [9]. Данные этой работы переработаны для получения значений КС в современном определении этой величины. Кроме этого были учтены некоторые поправки, которые появились после публикации работы [9]. Ниже приводится краткое описание условий проведения эксперимента и основные моменты обработки данных.

На ускорителе ЛУЭ-300 ННЦ ХФТИ с помощью спектрометра СП-95 [10] были измерены спектры электронов рассеянных на ядрах ^{12}C при начальных энергиях $E_0 = 130 \div 260 \text{ МэВ}$ и углах рассеяния $\theta = 42^\circ \div 140^\circ$. В качестве мишеней использовались графитовые диски толщиной $0,159 \text{ г/см}^2$ ($0,0036 \text{ рад. длин}$) – при малых углах рассеяния и $0,822 \text{ г/см}^2$ ($0,0176 \text{ рад. длин}$) – при $\theta = 140^\circ$. Рассеянные электроны после прохождения спектрометра детектировались многоканальным счётчиком [11]. Корректировка измеренных спектров рассеянных электронов на радиационные эффекты проводилась по уравнениям работы [12]. Абсолютизация результатов измерений осуществлялась по форм-фактору основного состояния ядра ^{12}C , который находился из измерений пика упругого рассеяния электронов на этом ядре. В качестве эталонных значений форм-фактора использовались данные работы [13] с учётом поправок работы [14]. Полученные спектры рассеянных электронов преобразовывались в спектры дважды дифференциальных сечений и для упрощения обработки экспериментальные значения усреднялись по переданной энергии в интервалах $\Delta\omega = 10 \text{ МэВ}$. Из сечений этих спектров были получены функции отклика ядра – продольная R_L и поперечная R_T . Процедура сепарации функций отклика из дважды дифференциальных сечений $d\sigma^2/d\Omega d\omega$ основывается на уравнении, работы [15]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega}(\theta, E_0, \omega) = \sigma_M(\theta, E_0) \left\{ \frac{q_\mu^4}{q^4} R_L(q, \omega) + \left[\frac{1}{2} \frac{q_\mu^2}{q^2} + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] R_T(q, \omega) \right\}, \quad (1)$$

где E_0 – начальная энергия электрона, рассеянного на угол θ с передачей ядру энергии ω , 3-импульса $q = \xi \{ 4E_0 [E_0 - \omega] \sin^2(\theta/2) + \omega^2 \}^{1/2}$ и 4-импульса $q_\mu = (q^2 - \omega^2)^{1/2}$; $\sigma_M(\theta, E_0) = e^4 \cos^2(\theta/2) / [4E_0^2 \sin^4(\theta/2)]$ – сечение Мотта, e – заряд электрона. Поправка ξ в определении 3-импульса учитывает влияние на налетающий электрон электростатического поля ядра. Согласно [16], $\xi = 1 + 1.33 Ze^2 / (E_0 \langle r^2 \rangle^{1/2})$, где Z и $\langle r^2 \rangle$ заряд и среднеквадратичный радиус ядра соответственно. Затем, с помощью интерполяций по q и ω функции отклика приводились к постоянным значениям переданного 3-импульса, то есть к $R_L(q_c, \omega)$, где $q_c = \text{const}$. Пример такой функции отклика приведен на рис.1.

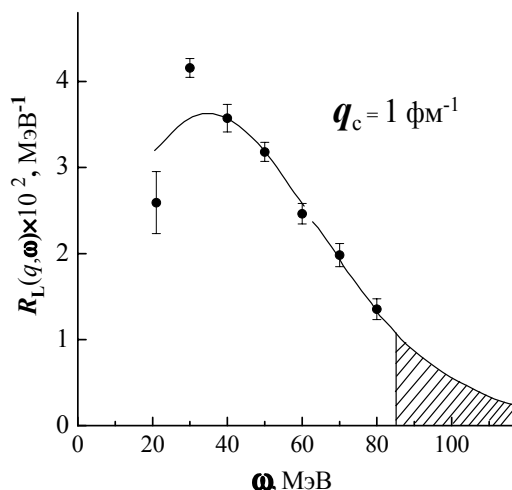
КУЛОНОВСКАЯ СУММА ЯДРА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМИНА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ЭТОЙ ВЕЛИЧИНЫ

Современные теоретические расчёты R_{TL} -функций, согласующиеся с экспериментальными данными с точностью около 10%, очень сложны и выполнены только для ядер $A \leq 4$. Несколько менее трудны расчёты нулевого момента R_L -функции (кулоновской суммы) и они проведены для ряда более тяжёлых ядер. Поэтому для сравнения с теорией обычно из экспериментальных функций отклика получают кулоновскую сумму

$$S_L = \frac{1}{Z} \int_{\omega_{cl}^+}^{\infty} \frac{R_L(q, \omega)}{\eta G^2(q_\mu^2)} d\omega, \quad (2)$$

где $G(q_\mu^2)$ – электрический форм-фактор протона, $\eta = [1 + q_\mu^2 / (4M^2)] \times [1 + q_\mu^2 / (2M^2)]^{-1}$ – поправка из работы [18] на релятивистский эффект движения нуклона в ядре, M – масса протона. Символ ω_{cl}^+ означает, что нижней границей области интегрирования является переданная энергия, соответствующая упругому рассеянию электрона на ядре, но форм-фактор этого процесса в интеграл не входит.

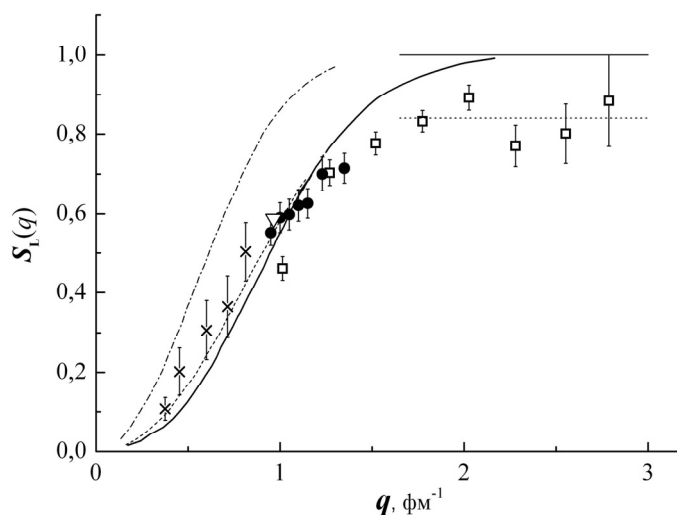
Для определения значений кулоновской суммы использовались данные из работы [19] по возбуждённым состояниям ядра ^{12}C при $\omega < 20 \text{ МэВ}$, которые имели лучшую точность чем наши измерения.

Рис.1 Продольная функция отклика ядра ^{12}C .

Закрытые кружки – экспериментальные значения функция отклика, кривая – нормированный по этим данным расчёт по формулам работы [17]. Штриховкой обозначена область экстраполяции функции отклика.

Как видно из уравнения (2), верхний предел интеграла – бесконечность. Обычно, для получения экспериментального значения КС применяют экстраполяцию найденных функций отклика по переданной энергии. В настоящей работе применялась экстраполяция, которая находилась из нормировки на экспериментальные значения R_L расчёта работы [17], выполненного для пика квазиупругого рассеяния электронов на нуклонах ядра (на рис.1 область экстраполяции показана штриховкой). Вклад экстраполяции в полученные значения КС составляет 10÷15%.

В уравнение (2) входит электрический форм-фактор протона $G(q_p^2)$. При определении экспериментального значения КС этот форм-фактор вычислялся по уравнениям работы [20]. Полученные значения $S_L(q)$ ядра ^{12}C показаны на рис.2. Здесь же приведены данные работ [6,7,8] и расчёты кулоновской суммы из работы [1].

Рис.2 Кулоновская сумма ядра ^{12}C .

Косыми крестами обозначены данные [6], треугольником – [7], квадратами – [8], закрытыми кружками – данные настоящей работы. Расчёты кулоновской суммы в модели гармонического осцилляторного потенциала ядра взяты из работы [1]: штрихпунктирная кривая – без учёта корреляций, штриховая кривая – с учётом корреляций Паули, сплошная кривая – с включением в последний расчёт протон-протонных короткодействующих корреляций. Сплошная горизонтальная прямая $S_L = 1$ – предполагавшееся плато кулоновской суммы в области её насыщения. Точечная прямая – экспериментально найденное плато значений S_L при $q > 1,5 \text{ fm}^{-1}$ (эффект недонасыщения кулоновской суммы).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Из рис.2 видно, что полученные в настоящей работе значения S_L хорошо согласуются с данными работ [6,7,8] за исключением S_L при $q = 1,01 \text{ fm}^{-1}$ из [8]. Относительно расчётов, которые используются в настоящей работе, необходимо сказать, что согласно им КС при $q > 1,5 \div 2,0 \text{ fm}^{-1}$ выходит на плато со значением $S_L = 1$, как это считалось общепринятым до открытия недонасыщения КС. Этот, обнаруженный в эксперименте, эффект состоит в том, что для ядер с $A \geq 4$ при больших переданных импульсах $S_L < 1$, а не $S_L = 1$ (см.на рис.2 данные [8])^{1/}. Таким образом, сравнение расчётов работы [1] с экспериментом правомочно вдали от плато, где проявляется недонасыщение КС, то есть в районе значений $q \approx 1 \text{ fm}^{-1}$ и меньших. При этих импульсах данные с малым вкладом расчётной экстраполяции и небольшими погрешностями получены в настоящей работе. На

^{1/} Существует мнение, что наблюдаемое недонасыщение КС это ложный эффект являющийся следствием систематических ошибок в обработке результатов измерений [21]. Поскольку этот эффект имеет важное значение для теории ядра, то в настоящее время для его проверки или уточнения проводится эксперимент в Jefferson Lab [22].

рис.2 видно согласие расчёта с экспериментом при $q = (0,95 \div 1,20) \text{ фм}^{-1}$. В этом районе переданных импульсов расчётный вклад в КС короткодействующих корреляций незначителен, а корреляций Паули велик. Из этого можно сделать

Вывод: с экспериментом согласуется расчёт проявления в КС вклада корреляций Паули из работы [1].

В плане перспектив дальнейших исследований, отметим возможность экспериментальной проверки расчёта короткодействующих протон-протонных корреляций. Такая задача может быть решена в измерениях при $q \leq 0,5 \text{ фм}^{-1}$, где расчёт КС учитывающий корреляций Паули после введения короткодействующих корреляций изменяется на $20 \div 30\%$, тогда как точность современного экспериментального определения значений КС составляет $5 \div 7\%$. Отметим, что сами по себе измерения в этом районе переданных импульсов могут тестировать только расчет суммы короткодействующих и Паули корреляций. Нетрудно видеть, что для более определённой интерпретации таких измерений необходима экспериментальная проверка результатов расчёта корреляций Паули, которая и выполнена в настоящей работе.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В.Д. Афанасьеву за полезную дискуссию по результатам настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Orlandini G. and Traini M. Sum rules for electron-nucleus scattering // Rep. Prog. Phys. – 1991. – Vol.54. – P.257-338.
2. Buki A.Yu. Coulomb Sums and Modification of Nucleons in The Atomic Nucleus // Proceedings of the 9th Seminar Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies. Moscow, September 20-22, 2000. - P.206-213.
3. Buki A.Yu., Timchenko I.S., Shevchenko N.G., Nenko I.A. Coulomb sums of the ${}^4\text{He}$ nucleus at $q = 0.88$ to 1.25 фм^{-1} // Phys. Lett. B – 2006. – Vol.641(2). – P.156-158.
4. Shiavilla R., Pandharipande V.R., Fabrocini A. Coulomb sum rule of $A = 2, 3$, and 4 nuclei // Phys. Rev. – 1989. – Vol.C40, №3. – P.1484-1490.
5. Walecka J.D. Electron Scattering for Nuclear and Nucleon Structure. - Cambridge University Press UK, 2001. – 363p.
6. Lightbody Y.W. Jr Electron scattering sum rule for ${}^{12}\text{C}$ – experiment and theory // Phys. Lett. – 1970. – Vol.B33. – P.129-132.
7. Penner S., Lightbody Y.W. Jr, Leiss J.E., et. all. //Bull. Am. Phys. Soc. – 1968. –Vol.13. –P.719.
8. Zghiche A., Danelet J.F., Bernhheim M. et al. Longitudinal and transverse responses in quasi-elastic electron scattering from ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^4\text{He}$ // Nucl. Phys. – 1994. – Vol.A572. – P.513-559.
9. Буки А.Ю., Шевченко Н.Г., Лихачев В.П., и др. Определение кулоновской энергии ядра ${}^{12}\text{C}$ из эксперимента по рассеянию электронов // УФЖ. – 1985. –Т.30, №4. –С.499-501.
10. Афанасьев Н.Г., Гольдштейн В.А., Савицкий Г.А. и др. Магнитный спектрометр для частиц импульсом до 400 МэВ/с // ПТЭ – 1966. – №5. – С.44-50.; Афанасьев Н.Г., Гольдштейн В.А., Савицкий Г.А. и др. Регистрация спектра частиц импульсом до 400 МэВ/с магнитным спектрометром // ЖТФ – 1967. – Т.37, вып.9. – С.1671-1676.
11. Полищук В.Н., Шевченко Н.Г., Афанасьев Н.Г. и др. Многоканальный счётчик для регистрации электронов высоких энергий. – Харьков, 1972. – 20 с. – (Препринт /АН Украины. ХФТИ: 72-40).
12. Mo L.W., Tsai Y.S. Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and up Scattering // Rev. Mod. Phys. – 1969. – Vol.41, №1. – P.205-235.
13. Reuter W., Fricke G., Merle K., and Miska H. Nuclear charge distribution and rms radii of ${}^{12}\text{C}$ from absolute electron scattering measurements // Phys. Rev. – 1982. – Vol.C26. – P.806-818.
14. Buki A.Yu., Timchtnko I.S. About absoluteness of data on elastic electron scattering with ${}^{12}\text{C}$ nucleus // ВАНТ – 2007. – №5(48) – С.45-47.
15. de Forest T. Jr. and Walecka J.D. Electron Scattering and Nuclear Structure // Ann. Phys. NY. – 1966. – Vol.15, №57. – P.1-109.
16. Yennie D.R., Boos F.L., Ravenhall D.C. Analytic Distorted-Wave Approximation for High-Energy Electron Scattering Calculations // Phys. Rev. – 1965. – Vol.B137, №3. – P.882-993.
17. Ситенко А.Г., Гурьев В.Н. О неупругом рассеянии электронов высоких энергий на ядрах // ЖЭТФ – 1960. – Т.39, №6. – С.1760-1765.
18. de Forest T. Jr. The relativistic coulomb sum rule for electron scattering in the independent-particle model // Nucl. Phys. – 1984. – Vol.A414 – P.347-358.
19. Crannell H. Elastic and inelastic electron scattering from ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ // Phys. Rev. – 1966. – Vol.148, №3 – P.1107-1118.
20. Mergell P., Meißner Ulf-G., Drechsel D. Dispersion –theoretical analysis of the nucleon electromagnetic form factors // Nucl. Phys. – 1996. –Vol.A596 – P.367-396.
21. J. Jourdan. Quasi-elastic response functions. The Coulomb sum revisited // Nucl. Phys. – 1996. – Vol.A603. – P.117-160.
22. http://hallaweb.jlab.org/experiment/E05-110/exp_home.