

1024



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев,
Г.Д. Столетов

P - 1024

АМПЛИТУДЫ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ
И КОМПЛЕКСНОСТЬ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев,
Г.Д. Столетов

P - 1024

АМПЛИТУДЫ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ
И КОМПЛЕКСНОСТЬ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Дубна 1962 год

Соотношения между амплитудами нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного рассеяний, выведенные в рамках суперпозиционной модели, используются для определения значений усредненных по изотопическому спину амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния вперед при 660 Мэв. Сопоставление с результатами фазового анализа экспериментальных данных по нуклон-нуклонному рассеянию показывает, что спин-орбитальный потенциал нуклон-ядерного взаимодействия является комплексным в интервале энергий 40-660 Мэв.

Ватсоном и его сотрудниками^{/1/} в рамках модели прямого взаимодействия была установлена количественная связь между амплитудами нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного рассеяний. При этом пренебрегалось рядом эффектов, таких, как наличие коррелированных групп в ядрах, внутриядерное движение нуклонов и др., которые обратно пропорциональны энергии E , и, следовательно, малы при больших энергиях. Поэтому естественно ожидать, что в области больших энергий удастся получить сведения о нуклон-нуклонных амплитудах, используя экспериментальные данные по нуклон-ядерному рассеянию. Такой подход представляется разумным в области больших энергий, где реализация полного набора опытов по нуклон-нуклонному рассеянию связана с большими трудностями.

В борновском приближении матрица рассеяния нуклона на ядре со спином 0 дается выражением

$$f(q) = G(q)F(q) + iH(q)F(q)\sin\theta\cdot\sigma_n, \quad (1)$$

где $F(q)$ - ядерный формфактор, $q = 2k\sin\frac{\theta}{2}$ - передача импульса, $\hbar k$ и θ - импульс и угол рассеяния в лабораторной системе, σ_n - проекция спина на нормаль к плоскости рассеяния. Запишем матрицу нуклон-нуклонного рассеяния в виде^{/2/}:

$$M_{1,0}(q) = A_{1,0}(q) + B_{1,0}(q)\sigma_{1n}\sigma_{2n} + C_{1,0}(q)(\sigma_{1n} + \sigma_{2n})\sin\theta + E_{1,0}(q)\sigma_{1q}\sigma_{2q} + F_{1,0}(q)\sigma_{1p}\sigma_{2p}. \quad (2)$$

Здесь индексы 1 и 0 относятся к изотопическим состояниям с $T=1$ и $T=0$ системы двух нуклонов. Тогда в рамках суперпозиционной модели между амплитудами нуклон-ядерного и нуклон-нуклонного рассеяний существует следующая связь

$$\begin{aligned} G(q) &= N\left(\frac{k}{k_0}\right) \left[\frac{3}{4} A_1(q) + \frac{1}{4} A_0(q) \right], \\ H(q) &= -iN\left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[\frac{3}{4} C_1(q) + \frac{1}{4} C_0(q) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где N - атомный вес ядра, $\hbar k_0$ - импульс нуклона в системе центра масс двух нуклонов.

При 660 Мэв значения реальных и мнимых частей борновских амплитуд $G(0)$ и $H(0)$ были определены из результатов измерений в области малых углов дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах углерода и поляризации протонов в этом процессе^{/3/}. Из этих данных следует, что в единицах 10^{-13} см усредненные по изотопическим состояниям реальные и мнимые части амплитуд \bar{A} и \bar{C} нуклон-нуклонного рассеяния вперед равны:

$$\begin{aligned} \bar{A}^R(0) &= 3/4 A_1^R(0) + 1/4 A_0^R(0) = -0,36 \pm 0,03, \\ \bar{A}^I(0) &= 3/4 A_1^I(0) + 1/4 A_0^I(0) = 0,72 \pm 0,04, \\ \bar{C}^R(0) &= 3/4 C_1^R(0) + 1/4 C_0^R(0) = -0,33 \pm 0,28, \\ \bar{C}^I(0) &= 3/4 C_1^I(0) + 1/4 C_0^I(0) = 0,77 \pm 0,20. \end{aligned} \quad (4)$$

Из полученных результатов можно сделать два важных вывода. Во-первых, реальная часть бесспиновой амплитуды $\bar{A}^R(0)$ имеет отрицательный знак, что, по-видимому, обусловлено влиянием твердого отталкивающего сердечника в нуклон-нуклонном взаимодействии. Необходимо заметить, что при энергиях, меньших или равных 315 Мэв, эта амплитуда имеет положительный знак. Во-вторых, имеется указание на комплексный характер спиновой амплитуды $\bar{C}(0)$, соответствующей в первом борновском приближении спин-орбитальному нуклон-ядерному потенциалу, так как оказывается, что при 660 Мэв реальная часть спиновой амплитуды $\bar{C}^R(0)$ имеет отличное от нуля значение. На комплексность спин-орбитального потенциала, и, соответственно, амплитуды $\bar{C}(0)$ имелись указания и ранее (1), (4). Однако, в более поздних работах ^{/2/, /5/} эти выводы подверглись сомнению и в настоящее время утвердилось мнение, что амплитуда $\bar{C}(0)$ является чисто мнимой в интервале энергий 40-970 Мэв.

Поэтому представляет интерес сопоставить значения усредненных по изотопическому спину амплитуд $\bar{A}(0)$ и $\bar{C}(0)$ нуклон-нуклонного рассеяния при различных энергиях. Анализ экспериментальных данных по нуклон-ядерному рассеянию в интервале 40-970 Мэв (5) в пределах ошибок экспериментов согласуется с предположением о чисто мнимом значении амплитуды $\bar{C}(0)$. Однако результаты осуществленного недавно Ю.М. Казариновым и И.Н. Си-линым ^{/6/} фазового анализа данных по $p + p$ - и $n + p$ -рассеянию в интервале 40-310 Мэв, свидетельствуют о комплексности амплитуды $\bar{C}(0)$ и, в предположении справедливости суперпозиционной модели, о комплексности спин-орбитального потенциала.

На рис. 1 приведены значения амплитуд $\bar{A}(0)$ и $\bar{C}(0)$ как функции кинетической энергии нуклона $E_{с.ц.м.}$ в системе центра масс двух нуклонов. В интервале энергий 40-660 Мэв энергетические зависимости амплитуд удовлетворительно аппроксимируются следующими выражениями:

$$\bar{A}^I(0) = \frac{7,20 \pm 0,20}{E_{с.ц.м.}} + (4,68 \pm 0,26) \cdot 10^{-3} E_{с.ц.м.}$$

$$\bar{A}^R(0) = (0,673 \pm 0,03) - (6,88 \pm 0,35) \cdot 10^{-3} E_{с.ц.м.} \quad (5)$$

$$\bar{C}^I(0) = (0,188 \pm 0,038) + (3,86 \pm 0,70) \cdot 10^{-3} E_{с.ц.м.}$$

$$\bar{C}^R(0) = (2,45 \pm 0,42) \cdot 10^{-3} E_{с.ц.м.} - (1,97 \pm 0,84) \cdot 10^{-5} E_{с.ц.м.}^2$$

Здесь энергия $E_{с.ц.м.}$ дается в Мэв, значения амплитуд - в 10^{-13} см. Постоянные коэффициенты были найдены методом наименьших квадратов. На рис. 1 заштрихованной полосою указаны коридоры ошибок функций (5).

Поведение \bar{A}^I отражает, в основном, изменение с энергией усредненных по изотопическому спину полных сечений $\bar{\sigma}$ нуклон-нуклонного взаимодействия, поскольку, согласно оптической теореме,

$$\bar{A}^I(0) = \frac{k \bar{\sigma}}{4\pi} = \frac{k}{8\pi} (\sigma_{pp} + \sigma_{np}), \quad (6)$$

где σ_{pp} и σ_{np} - полные сечения $p + p$ - и $n + p$ -взаимодействий.

Амплитуда $\bar{A}^R(0)$ проходит через нуль при энергии ≈ 400 Мэв в лабораторной системе. Следовательно, при этой энергии потенциальное рассеяние отсутствует и имеет место (с точностью до спиновых поправок) чисто теневое рассеяние. Отсюда возникает ряд следствий, в частности, то, что сечение нуклон-ядерного рассеяния под нулем должно удовлетворять соотношению $\sigma(0) = (\frac{k\sigma_L}{4\pi})^2$.

Как можно видеть из рис. 1в, амплитуда $\bar{C}^I(0)$ положительна на протяжении рассматриваемого интервала энергий. Это означает, что вплоть до 660 Мэв реальная часть спин-орбитального потенциала V_{SR} нуклон-ядерного взаимодействия имеет такой же знак, как и в оболочечной модели. Эта ситуация имеет место и при 970^{/7/} и 1700^{/8/} Мэв.

Из рис. 1г видно, что величина $\bar{C}^R(0)$ хотя и мала, но определена с большой точностью. Указанный на рисунке коридор ошибок несколько завышен, поскольку в анализе не были учтены корреляции между фазами^{/9/}. Однако даже в пределах указанных ошибок реальная часть спиновой амплитуды $\bar{C}^R(0)$ отлична от нуля и положительна в области энергии 40–310 Мэв. По-видимому, она проходит через нуль в районе ≈ 420 Мэв и при 660 Мэв имеет отрицательный знак.

Для определения параметров оптических потенциалов нуклон-ядерного рассеяния из данных по нуклон-нуклонному рассеянию были использованы соотношения, выведенные в рамках суперпозиционной модели^{/10/}:

$$V_o = \frac{2\pi\hbar^2 c^2 k}{\Omega_1 E k_0} N \bar{A}, \quad (7)$$

$$V_s = -i \frac{2\pi\hbar^2 c^2}{\Omega_2 E (\frac{\hbar}{\mu c} k_0)^2} N \bar{C}.$$

Здесь E — полная энергия падающего нуклона в лабораторной системе, Ω_1 и Ω_2 — нормировочные объемы для центрального и спин-орбитального потенциалов. Предполагалось, что Ω_1 и Ω_2 не зависят от энергии и имеют значения $\Omega_1 = 45,99 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$, $\Omega_2 = 68,64 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$, как это было найдено в работе^{/3/}. В таблице приведены вычисленные из нуклон-нуклонных данных значения оптических потенциалов. При энергии 660 Мэв эти параметры определены из данных по нуклон-ядерному рассеянию.

Т а б л и ц а
Параметры оптических потенциалов

Е Мэв	$V_{CR},$ Мэв	$V_{CI},$ Мэв	$V_{SR},$ Мэв	$V_{SI},$ Мэв
40	82 ± 6	99 ± 3	$8,6 \pm 2,9$	$-1,14 \pm 0,36$
90	65 ± 9	57 ± 9	$5,0 \pm 0,9$	$-0,85 \pm 0,56$
147	52 ± 4	46 ± 3	$3,8 \pm 0,4$	$-0,65 \pm 0,09$
210	33 ± 4	46 ± 3	$3,1 \pm 0,2$	$-0,58 \pm 0,07$
310	17 ± 7	43 ± 3	$2,2 \pm 0,2$	$-0,56 \pm 0,19$
660	-33 ± 3	67 ± 4	$1,3 \pm 0,3$	$-0,55 \pm 0,48$

Энергетическая зависимость центрального потенциала V_c , найденная из экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию в предположении справедливости модели прямого взаимодействия, находится в согласии с зависимостью, найденной непосредственно из экспериментов по нуклон-ядерному рассеянию. Несколько завышенные значения V_c , приведенные в таблице при малых энергиях, по-видимому, обусловлены тем, что радиус центрального потенциала не является постоянным, как это принималось нами, а растет с уменьшением энергии ^{/5/}. Это приводит к увеличению нормировочного объема Ω_I , и, соответственно, к уменьшению значений V_{CR} и V_{CI} , что улучшает согласие между величинами параметров, найденных двумя различными способами.

Имея в виду полученные результаты, интересно отметить следующее. Во-первых, в согласии с нуклон-ядерными экспериментами, данные по нуклон-нуклонному рассеянию предсказывают уменьшение реальной части спин-орбитального потенциала V_{SR} с ростом энергии. Во-вторых, нуклон-нуклонные эксперименты указывают на отличие от нуля значения мнимой части спин-орбитального потенциала. Как известно, ранее из нуклон-ядерных экспериментов не удалось обнаружить потенциал V_{SI} ^{/5/}. Это обстоятельство, по-видимому, обусловлено двумя причинами. Проводившиеся до сих пор эксперименты по нуклон-ядерному рассеянию, а именно, эксперименты по измерению дифференциального сечения, поляризации и при некоторых энергиях параметра $R(\theta)$, имеют небольшую точность в области малых углов рассеяния. Кроме того, эти параметры практически нечувствительны к величине V_{SI} , тогда как измерение параметра $A(\theta)$, наиболее чувствительного к V_{SI} , не осуществлено до сих пор ни при одной энергии.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М. Казаринову и И.Н. Силину за предоставление результатов фазового анализа до их опубликования ^{/8/}.

Л и т е р а т у р а

1. W.B. Riesenfeld, K. Watson, Phys. Rev. 102, 1157 (1956).
2. H. Bethe, Ann. of Phys. 3, 190 (1958).
3. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов, Хуан Дэ-цян. ЖЭТФ (в печати).
4. W. Hecke, Phys. Rev. 101, 1406 (1956).
5. C.J. Batty, Nucl. Phys. 23, 562 (1961).
6. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Р-970 (1962).
7. N.E. Booth, F.L. Hereford, M. Hug, G.W. Hutchinson, M.E. Law, A.M. Segar, D.H. White, Proc. CERN Conference, p. 307, 1958.
8. L. Van Rossum, Proc. Rochester Conference, p. 144, 1960.
9. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силин, С.Н. Соколов. ЖЭТФ, 41, 197 (1961).
10. A.K. Kerman, H. McManus, R.M. Thaler, Ann. of Phys. 8, 551 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 1962 года.

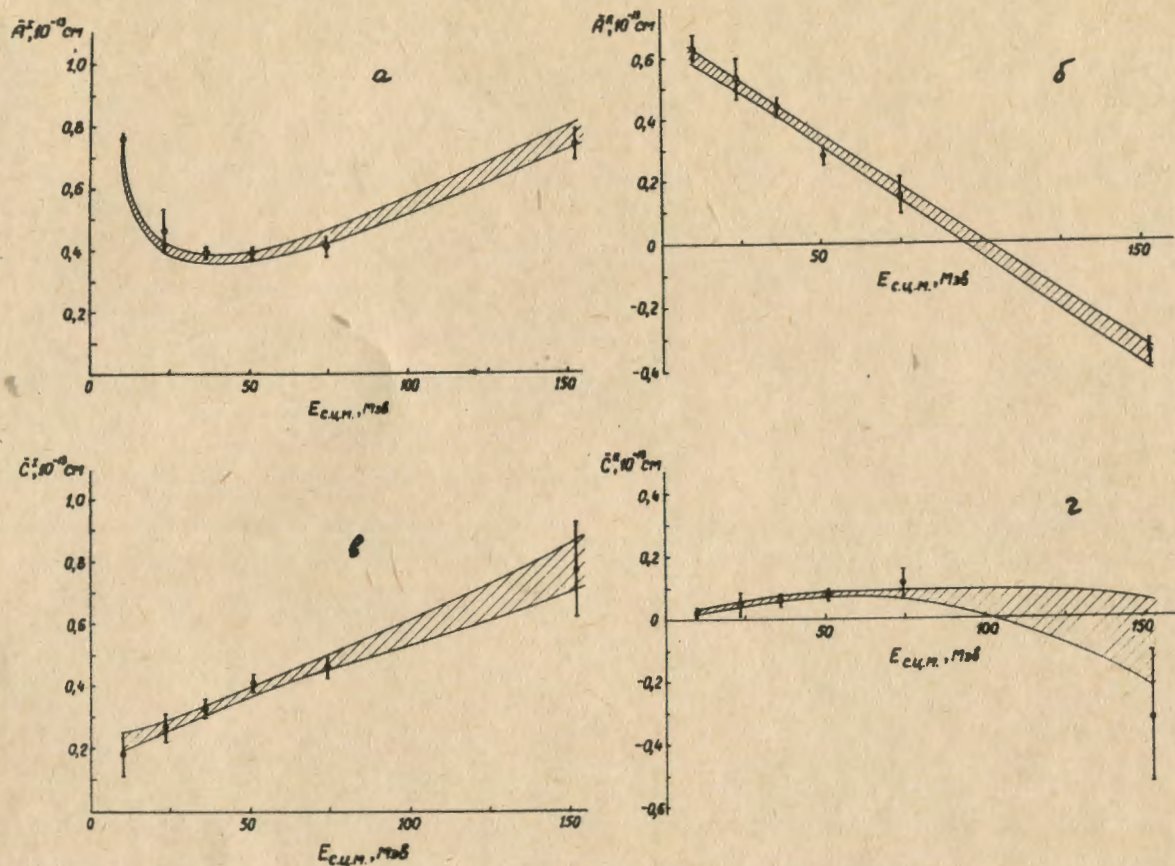


Рис. 1. Значения усредненных по изотопическим состояниям амплитуд $\bar{A}(0)$ и $\bar{C}(0)$ нуклон-нуклонного рассеяния. Черные кружки - результат настоящей работы, светлые - результат фазового анализа экспериментальных данных по нуклон-нуклонному рассеянию ^{/6/}. Заштрихованной полосой показан коридор ошибок.