

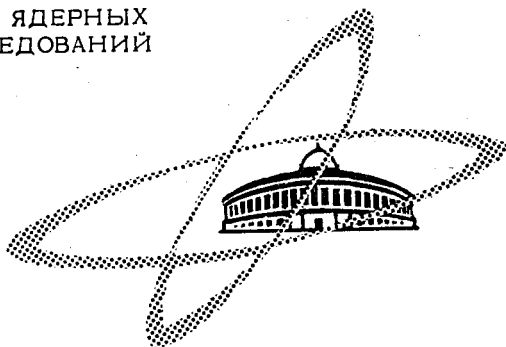
1727

Экз. Чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1727



Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев,
В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ПАРАМЕТРЫ ТРОЙНОГО РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 660 МЭВ
И СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА
N-N- И p-C - РАССЕЯНИЙ

1964

P-1727

Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев,
В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов

ПАРАМЕТРЫ ТРОЙНОГО РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 660 МЭВ
И СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА
N-N- И p-C - РАССЕЯНИЙ

Направлено в ЖЭТФ

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Ранее в ряде работ^{/1-3/} был рассмотрен вопрос о количественной связи нуклон-ядерного и нуклон-нуклонного рассеяний. Было показано, что в рамках суперпозиционной модели результаты опытов по рассеянию нуклонов на малые углы легкими ядрами и опытов по нуклон-нуклонному рассеянию удовлетворительно согласуются между собой при энергиях 90, 150, 310 Мэв. В настоящее время такое сопоставление можно провести при энергии ~ 660 Мэв, при которой имеется достаточное количество данных как по нуклон-нуклонному, так и по нуклон-ядерному рассеяниям. В работе^{/4/} уже анализировались результаты измерений дифференциального сечения и поляризации в упругом рассеянии на малые углы протонов с энергией 660 Мэв ядрами углерода. При этом был сделан вывод о комплексности спин-орбитального потенциала нуклон-ядерного взаимодействия при 660 Мэв. Однако имевшиеся экспериментальные данные не позволили определить значение мнимой части спин-орбитального потенциала с хорошей точностью, и для уточнения найденных величин необходимо было провести дальнейшие эксперименты.

В настоящей работе описаны результаты измерений параметров вращения вектора поляризации A и R в протон-углеродном рассеянии под углом 5° при ~ 660 Мэв. Вся совокупность данных по $p - C$ - рассеянию используется для определения параметров оптического потенциала, а также для сопоставления с результатами фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния при 630 Мэв^{/5/}.

Измерение параметров A и R в упругом $p - C$ -рассеянии при ~ 660 Мэв

Схема опытов по измерению параметров A и R показана на рис. 1. Измерения проводились под углом рассеяния 5° , поскольку под этим углом мал вклад от неупругих процессов^{/4/}. Расположение экспериментальной аппаратуры было одинаковым в обоих опытах. При измерении параметра A использовался продольно-поляризованный пучок протонов с поляризацией $P_1 = (43 \pm 3)\%$, энергией (612 ± 9) Мэв и интенсивностью в месте расположения углеродного рассеивателя ~ 10^5 протонов/см²сек^{/6/}. Измерения параметра R проводились на поперечно поляризованном пучке

протонов с поляризацией $P_1 = (58 \pm 3)\%$, энергией (640 ± 12) Мэв и полной интенсивностью $\sim 10^8$ протонов/сек^{/7/}. Протоны, рассеянные на углеродной мишени T_2 толщиной 5 см вниз на угол $\theta_2 = 5^\circ$, выделялись двумя сцинтилляционными счетчиками C_1 и C_2 и попадали на мишень-анализатор из полиэтилена T_3 . В процессе анализирующего процесса использовалось упругое $p-p$ -рассеяние. Протоны, рассеянные на угол $\theta_3 = 21^\circ$ ($\theta_3 = 18^\circ$ при измерении R), регистрировались телескопом $C_3 - C_4$ с угловым разрешением $\pm 2^\circ$, протоны отдачи - сопряженным телескопом $C_5 - C_6$ с угловым разрешением $\pm 6^\circ$. Импульсы от счетчиков C_1, \dots, C_6 подавались на схему многократных совпадений с разрешающим временем 8 нсек^{/8/}. При отсутствии углеродной мишени фон составлял 10-15%. Для исключения ложной асимметрии производилось несколько независимых серий измерений лево-правой асимметрии ϵ_{3a} . Полученные значения ϵ_{3a} усреднялись с учетом их статистических весов. Среднее значение асимметрии при измерении параметра A составило $\epsilon_{3a} = -0,042 \pm 0,015$. Если допустить, что при уменьшении энергии от 635 до 580 Мэв (энергия протонов перед мишенью-анализатором) анализирующая способность P_2 полиэтиленовой мишени не меняется, то, воспользовавшись результатами предыдущих измерений^{/9/}, получим

$$A(5^\circ) = \epsilon_{3a} / P_1 P_2 = -0,240 \pm 0,091.$$

В опыте по измерению параметра R было получено значение $\epsilon_{3a} = 0,186 \pm 0,036$, откуда

$$R(5^\circ) = \epsilon_{3a} / P_1 P_2 = 0,76 \pm 0,15.$$

Эти значения параметров $A(5^\circ)$ и $R(5^\circ)$ были отнесены к средней энергии протонов в центре углеродной мишени T_2 , составлявшей 590 Мэв при измерении параметра A и 610 Мэв - при измерении параметра R .

С в о д к а ф о р м у л

Рассеяние нуклонов на ядрах со спином нуль описывается матрицей M , связывающей начальные и конечные спиновые состояния нуклонов^{/10/}:

$$M = g(\theta) + h(\theta)\vec{\sigma} \cdot \vec{n}. \quad (1)$$

Наблюдаемые на опыте дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$, поляризация $P(\theta)$, параметры вращения вектора поляризации $A(\theta)$ и $R(\theta)$ выражаются через не зависящую и зависящую от спина амплитуды рассеяния $g(\theta)$ и $h(\theta)$ следующим образом:

$$\begin{aligned}
\sigma(\theta) &= |g|^2 + |h|^2, \\
\sigma(\theta) P(\theta) &= 2 \operatorname{Re} g^* h, \\
\sigma(\theta) A(\theta) &= -(|g|^2 - |h|^2) \sin \theta - 2 \operatorname{Im} g^* h \cos \theta, \\
\sigma(\theta) R(\theta) &= (|g|^2 - |h|^2) \cos \theta - 2 \operatorname{Im} g^* h \sin \theta.
\end{aligned} \tag{2}$$

Амплитуды рассеяния $g(\theta)$ и $h(\theta)$ можно представить в виде обычных разложений по фазовым сдвигам:

$$\begin{aligned}
g(\theta) &= -\frac{1}{2k} \sum_{\ell} \{ (\ell+1) a_{\ell}^{+} + \ell a_{\ell}^{-} \} P_{\ell}(\cos \theta) + g_C(\theta), \\
h(\theta) &= -\frac{\sin \theta}{2k} \sum_{\ell} \{ a_{\ell}^{+} - a_{\ell}^{-} \} P_{\ell}'(\cos \theta) + h_C(\theta),
\end{aligned} \tag{3}$$

где $a_{\ell}^{\pm} = \exp(2i\delta_{\ell}^{\pm}) - \exp(2i\eta_{\ell}^{\pm})$, k - волновое число падающего протона в лабораторной системе. Амплитуды кулоновского рассеяния имеют вид:

$$\begin{aligned}
g_C(\theta) &= -\frac{n}{2ks^2} \exp\{i(2\eta_0 - n \ln s^2)\}, \\
h_C(\theta) &= -i \sin \theta a_m g_C(\theta);
\end{aligned} \tag{4}$$

здесь амплитуда $h_C(\theta)$ описывает магнитное рассеяние, связанное с кулоновским полем^{/11/}, а остальные обозначения имеют следующий смысл: $s = \sin \theta/2$, $n = e^2 Z/\hbar c \beta$ лаб., $a_m = 1/2(p/m)^2$ ($\mu = 1/2$), p - импульс, μ - магнитный момент протона. Кулоновские фазовые сдвиги η_{ℓ}^{\pm} при отсутствии ядерного взаимодействия даются выражениями^{/2,11/}:

$$\begin{aligned}
\eta_{\ell}^{\pm} &= \eta_{\ell} + \xi_{\ell}^{\pm}, \\
\eta_0 &= \arg \Gamma(1+i n), \quad \eta_{\ell} = n \ln(\ell + 1/2), \quad \ell \neq 0, \\
\xi_{\ell}^{+} &= n \ell a_m / (\ell + 1/2)^2, \quad \xi_{\ell}^{-} = -n(\ell + 1) a_m / (\ell + 1/2)^2.
\end{aligned} \tag{5}$$

В анализ протон-углеродного рассеяния включались также данные по полному сечению рассеяния σ_t и сечению поглощения σ_a . Согласно оптической теореме $\sigma_t = 4\pi \operatorname{Im} g(0)/k$, где $\operatorname{Im} g(0)$ - мнимая часть бесспиновой амплитуды ядерного рассеяния вперед, а $\sigma_a = \sigma_t - \sigma_d$,

причем

$$\sigma_d = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} \{ (\ell+1) |a_{\ell}^+|^2 + \ell |a_{\ell}^-|^2 \}, \quad (6)$$

где в выражениях для a_{ℓ}^{\pm} кулоновские сдвиги фаз полагаются равными нулю. Полные фазовые сдвиги $\delta_{\ell}^{\pm} = \delta_{\ell N}^{\pm} + \delta_{\ell C}^{\pm}$, где $\delta_{\ell N}^{\pm}$ - фазовые сдвиги, обусловленные ядерным, а $\delta_{\ell C}^{\pm}$ - кулоновским рассеянием. Фазовые сдвиги $\delta_{\ell N}^{\pm}$ можно получить из оптического потенциала, записанного, например, в виде [2]:

$$V(r) = \frac{2\pi\hbar^2 c^2}{E} \{ -[G_R \rho_1(r) + iG_I \rho_2(r)] + \frac{1}{k^2} \left[\frac{H_R}{r} \frac{d\rho_3(r)}{dr} + i \frac{H_I}{r} \frac{d\rho_4(r)}{dr} \right] \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \}. \quad (7)$$

Коэффициенты в (7) выбраны таким образом, что в борновском приближении G и $iH \sin \theta$ представляют собой, соответственно, зависящую и не зависящую от спина амплитуды нуклон-ядерного рассеяния.

В общем случае распределения плотностей нуклонов $\rho_k(r)$, где индексы $k = 1, 2, 3, 4$ соответствуют амплитудам G_R , G_I , H_R , H_I , могут быть произвольными. Они выбраны в виде

$$\rho_k(r) = \pi^{-3/2} a_k^{-3} \exp \left[-\left(\frac{r}{a_k} \right)^2 \right] \quad (8)$$

для удобства расчетов.

Фазовые сдвиги нуклон-ядерного рассеяния выражаются через параметры потенциала (7) в квазиклассическом приближении при помощи соотношений:

$$\begin{aligned} \delta_{\ell R}^+ &= \frac{1}{k a_1^2} G_R e^{-\langle \gamma/a_1 \rangle^2} + \frac{2}{k^3 a_3^4} H_R \ell e^{-\langle \gamma/a_3 \rangle^2}, \\ \delta_{\ell I}^+ &= \frac{1}{k a_2^2} G_I e^{-\langle \gamma/a_2 \rangle^2} + \frac{2}{k^3 a_4^4} H_I \ell e^{-\langle \gamma/a_4 \rangle^2}, \\ \delta_{\ell R}^- &= \frac{1}{k a_1^2} G_R e^{-\langle \gamma/a_1 \rangle^2} - \frac{2}{k^3 a_3^4} H_R (\ell+1) e^{-\langle \gamma/a_3 \rangle^2}, \\ \delta_{\ell I}^- &= \frac{1}{k a_2^2} G_I e^{-\langle \gamma/a_2 \rangle^2} - \frac{2}{k^3 a_4^4} H_I (\ell+1) e^{-\langle \gamma/a_4 \rangle^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $u = (\ell + 1/2)/k$ - классический параметр соударения, а $\delta_{\ell R}^{\pm}$ и $\delta_{\ell I}^{\pm}$ - реальные и мнимые части фазовых сдвигов δ_{ℓ}^{\pm} парциальных волл с орбитальным моментом ℓ и полным моментом $j = \ell \pm 1/2$.

Если предположить, что плотность распределения заряда в ядре углерода также имеет вид (8), то кулоновский сдвиг фазы при наличии ядерного рассеяния $\delta_{\ell C}$

можно вычислить из соотношения (см., например, /2/):

$$\delta_{\ell c} = n \left\{ \ln 2kR - \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{a}\right) \frac{dx}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right\}; \quad (10)$$

при этом предполагается только, что $R \gg y$; интеграл в (10) берется путем численного интегрирования. Вообще говоря, включение электромагнитного спин-орбитального потенциала приводит к расщеплению фазового сдвига $\delta_{\ell c}$ для состояний с $j = \ell \pm \frac{1}{2}$: $\delta_{\ell c}^{\pm} = \delta_{\ell c} \pm \Delta_{\ell}$. Однако легко показать /12/, что $\Delta_{\ell} \sim d\delta_{\ell c}/dy$ (здесь y принимается непрерывно изменяющейся переменной), и так как $\delta_{\ell c}$ при малых ℓ является медленно меняющейся функцией y , то можно положить $\delta_{\ell c}^{\pm} \approx \delta_{\ell c}$.

Используя имеющуюся в рамках импульсного приближения связь между амплитудами нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного рассеяний, можно записать:

$$G(0) = N\left(\frac{k}{k_0}\right) \left\{ -\frac{i}{16k_0} \left[3 \sum_{\ell \text{ чет.}}^{\ell_{\max}} (2\ell + 1) a_{\ell} + \sum_{\ell \text{ нечет.}}^{\ell_{\max}} (2\ell + 1) a_{\ell} + \sum_{\ell \text{ чет.}}^{\ell_{\max}} \sum_j (2j + 1) a_{\ell j} + 3 \sum_{\ell \text{ нечет.}}^{\ell_{\max}} \sum_j (2j + 1) a_{\ell j} \right] + A^{-P} \right\}, \quad (11)$$

$$H(0) = -iN\left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \frac{1}{32k_0} \left\{ \sum_{\ell \text{ чет.}}^{\ell_{\max}} [-(2\ell - 1)(\ell + 1) a_{\ell, \ell - 1} - (2\ell + 1) a_{\ell, \ell} + \ell(2\ell + 3) a_{\ell, \ell + 1}] + 3 \sum_{\ell \text{ нечет.}}^{\ell_{\max}} [-(2\ell - 1)(\ell + 1) a_{\ell, \ell - 1} - (2\ell + 1) a_{\ell, \ell} + \ell(2\ell + 3) a_{\ell, \ell + 1}] \right\},$$

где k_0 - волновое число падающего протона в системе центра масс двух взаимодействующих нуклонов, A^{-P} - вычисленная в одномезонном приближении бесспиновая амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния вперед, усредненная по изотопическим состояниям:

$$A^{-P} = -\frac{3}{8} \frac{g^2 \hbar c}{E} \frac{2k_0^2}{2k_0^2 + \mu^2}. \quad (12)$$

Здесь E - полная энергия нуклона в с.д.м., μ - масса π -мезона, а g^2 - константа связи π -мезон-нуклонного взаимодействия. Суммирование по ℓ в (11) производится до ℓ_{\max} ; предполагается, что вклад в амплитуду рассеяния парциальных волн с $\ell > \ell_{\max}$ описывается в одномезонном приближении. Матричные элементы $a_{\ell j}$ представляют собой разность феноменологических матричных элементов и $a_{\ell j}^P$, вычисленных в одномезонном приближении. Отметим, что вклад

одномезонного обмена в амплитуду $H(0)$ равен нулю для каждого значения l . Используя выражения (11), можно вычислить G и H прямо из фазовых сдвигов нуклон-нуклонного рассеяния. В этих выражениях, однако, не учтены эффекты, обусловленные принципом Паули и корреляцией нуклонов внутри ядра. Можно ожидать, что при энергиях падающих нуклонов порядка нескольких сотен Мэв эти эффекты дают несущественную поправку к импульсному приближению^{/3,12/}.

Радиальные параметры оптических потенциалов, учитывающие угловую зависимость амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния, вычислялись из соотношения^{/3/}:

$$a_k^2 = -a^2 + \alpha_k^2, \quad k = 1, 2, 3, 4, \quad (13)$$

где $a = 1,065 \cdot 10^{-13}$ см - радиальный параметр гауссова распределения плотности заряда^{/13/}, а $\alpha_k^2 = \frac{2}{3} r_k^2$, r_k^2 даются формулами (5.20) работы^{/3/}. Следует отметить, что в выражениях для r_k^2 имеется особенность при обращении в нуль соответствующих амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния. Поэтому в случае малых значений амплитуд возникает большая неопределенность при вычислении r_k^2 .

Сопоставление N-N и p-C-рассеяний при
310 Мэв

Сопоставление нуклон-нуклонного и протон-углеродного рассеяний сначала было выполнено при энергии 310 Мэв. При этом использовались фазовые сдвиги, полученные Казариновым и Силиным^{/14/} в результате совместного анализа данных по p-p и n-p-рассеяниям.

Амплитуды G и H из данных по p-C-рассеянию определялись методом наименьших квадратов. Были использованы экспериментальные значения $\sigma(\theta)$, $3^\circ \leq \theta \leq 13^\circ$; $P(\theta)$, $25^\circ \leq \theta \leq 13^\circ$; $R(10,4^\circ)$, полученные в работе^{/15/}, $\sigma_n = (199 \pm 20)$ мбн^{/16/} и $\sigma_p = (285 \pm 2)$ мбн, найденное в^{/12/} интерполяцией результатов измерений при разных энергиях. При включении в анализ значений $\sigma(9^\circ, 13^\circ)$ и $P(9^\circ, 13^\circ)$ их ошибки были увеличены для того, чтобы учесть различие углового разрешения в этих измерениях и в измерениях под меньшими углами. Всего в анализ p-C-рассеяния включалось 26 экспериментальных значений. Определялось 6 параметров: реальные и мнимые части амплитуд G и H , а также два радиальных параметра гауссова распределения плотности центрального и спин-орбитального потенциалов. Полагалось, что $a_1 = a_2$ и $a_3 = a_4$, так как из имеющихся экспериментальных данных не удается опре-

делить все восемь параметров, входящих в выражение для потенциала (7). Найденные значения параметров, отвечающие минимальному значению $\chi^2 = 18,0$, приведены вместе с ошибками их определения в первом столбце таблицы 1. Отношение $\chi^2/\chi^2_{\min} = 0,86$ свидетельствует об удовлетворительном описании включенного в анализ экспериментального материала.

Т а б л и ц а 1

Значения G , N и a , при 310 Мэв в единицах 10^{-13} см

	Из данных по p-C-рассеянию	Из фазовых сдвигов N-N-рассеяния	
		Набор 1	Набор 2
G_R	$4,15 \pm 0,28$	$2,5 \pm 2,3$	$1,9 \pm 2,4$
G_I	$11,73 \pm 0,10$	$11,62 \pm 0,18$	$11,59 \pm 0,18$
N_R	$31,5 \pm 1,3$	$31,8 \pm 3,7$	$24,3 \pm 2,9$
N_I	$-10,1 \pm 4,3$	$-8,8 \pm 0,8$	$-10,3 \pm 1,3$
a_1	$2,219 \pm 0,043$	$2,90 \pm 0,27$	$2,80 \pm 0,63$
a_2		$2,268 \pm 0,019$	$2,275 \pm 0,015$
a_3		$2,159 \pm 0,046$	$2,016 \pm 0,077$
a_4		$2,165 \pm 0,035$	$2,272 \pm 0,052$
	$2,646 \pm 0,092$		

Значения G , N и радиальных параметров были также вычислены для 1 и 2 наборов фазовых сдвигов, найденных в ¹⁴. При этом фазовые сдвиги из ¹⁴ варьировались для достижения минимума χ^2 при значении константы связи π -мезон-нуклонного взаимодействия $f^2 = 0,08$. Ошибки величин G , N и a_k определялись с учетом корреляций между фазами. Результаты расчетов представлены во втором и третьем столбцах таблицы 1.

Из таблицы 1 видно, что борновские амплитуды, вычисленные из фазовых сдвигов набора 1, хорошо согласуются с найденными из анализа p-C-рассеяния. Набор 2 приводит к меньшему значению амплитуды N_R . Различие в амплитудах N_R наиболее заметно должно проявиться в предсказываемой обоими наборами поляризации нуклонов, рассеянных на ядрах углерода.

На рис. 2 приведены угловые зависимости наблюдаемых в опытах по p-C-рассеянию величин, вычисленные по данным таблицы 1, вместе с экспериментальными значениями. Видно, что зависимость $P(\theta)$, найденная на основе фазовых сдви-

гов набора 1, лучше согласуется с экспериментом, чем для набора 2. Количественной мерой согласия может служить сумма квадратов взвешенных отклонений расчетной кривой от экспериментальных точек. Для 10 значений $P(\theta)$ в интервале $2,5^\circ \leq \theta \leq 7^\circ$ эта величина для набора 1 составляет 15,6, а для набора 2 - 111,7. Различие между обоими наборами в остальных наблюдаемых величинах проявляется менее заметно. Оба они достаточно хорошо воспроизводят угловые зависимости $\sigma(\theta)$, $R(\theta)$ и $A(\theta)$ в области малых углов, найденные из прямого анализа p - C -рассеяния.

Для сравнения результатов анализа p - C -рассеяния, полученных в разных работах ^{/2,12/}, удобно воспользоваться интегрированными потенциалами ^{/2/}, значения которых приведены в таблице 2. Видно, что результаты разных работ мало различаются между собой. То, что значение мнимой части спин-орбитального потенциала найдено в настоящей работе с достаточной точностью, чтобы считать его отличным от нуля, обусловлено, по-видимому, большим объемом использованной экспериментальной информации.

Т а б л и ц а 2

Интегрированные потенциалы при 310 Мэв

Авторы	Центральный потенциал, Мэв. 10^{-39} см ³	Спин-орбитальный потенциал, Мэв. 10^{-65} см ⁵
Бете ^{/2/}	$50 + i 192$	$25,5 - i 8$
Батти ^{/12/}	$(64, 2 \pm 9, 2) + i (183, 3 \pm 1, 7)$	$(29, 2 \pm 2, 1) + i (-3, 4 \pm 3, 4)$
Настоящая работа	$(67, 6 \pm 4, 6) + i (191, 2 \pm 1, 5)$	$(29, 1 \pm 1, 2) + i (-9, 4 \pm 3, 9)$

Таким образом, на основании проведенного рассмотрения можно сделать следующие заключения:

1) В рамках суперпозиционной модели имеется хорошее согласие между N - N -рассеянием и p - C -рассеянием в области углов до $\sim 9^\circ$. В известной мере это согласие, если оно не случайно, можно расценивать также как указание на то, что при 310 Мэв эффекты принципа Паули и внутриядерной корреляции нуклонов не играют большой роли. Данные по поляризации в p - C -рассеянии свидетельствуют в пользу 1 набора фазовых сдвигов.

2) Как анализ p - C -рассеяния, так и фазовый анализ N - N -рассеяния показывает, что спин-орбитальный потенциал нуклон-ядерного взаимодействия при 310 Мэв является комплексным.

В анализе протон-углеродного рассеяния при 660 Мэв были использованы значения $\sigma(\theta)$, $2,25^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$ и $P(\theta)$, $2,1^\circ \leq \theta \leq 10,7^\circ$ ^{4/}, $\sigma_a = (227 \pm 12)$ мбн^{17/}, интерполированное значение $\sigma_4 = (320 \pm 10)$ мбн^{12/}, а также полученные в настоящей работе $A(5^\circ)$ и $R(5^\circ)$ - всего 23 экспериментальных точки. Расчеты были отнесены к энергии 660 Мэв, поскольку большая часть экспериментальных данных была получена при этой энергии. Программа и метод расчетов совпадали с использованными при 310 Мэв. Результаты определения реальных и мнимых частей амплитуд G и H и радикальных параметров гауссова распределения плотности центрального и спин-орбитального потенциалов приведены в первом столбце таблицы 3. Соответствующее значение $\chi^2 = 10,5$.

Т а б л и ц а 3

Значения G, H и a_i при 660 Мэв в единицах 10^{-13} см.

	Из данных по p-C-рассеянию.	Из фазовых сдвигов N-N-рассеяния ^{15/}			
		Набор 1	Набор 2	Набор 3	
G_R	$-9,5 \pm 1,3$	$0,2 \pm 2,3$	$4,2 \pm 2,9$	$5,1 \pm 2,2$	
G_I	$26,0 \pm 1,3$	$23,36 \pm 0,27$	$23,39 \pm 0,28$	$23,38 \pm 0,28$	
H_R	$53,6 \pm 6,4$	$32,0 \pm 3,6$	$22,6 \pm 4,3$	$27,8 \pm 3,9$	
H_I	40 ± 11	$-22,7 \pm 3,8$	$-20,8 \pm 5,2$	$-20,7 \pm 4,2$	
a_1	$1,820 \pm 0,044$	$2,195 \pm 0,012$	$2,73 \pm 0,35$	$2,65 \pm 0,14$	
a_2			$2,169 \pm 0,015$	$2,172 \pm 0,014$	
a_3			$2,050 \pm 0,034$	$2,091 \pm 0,039$	$2,034 \pm 0,037$
a_4			$2,102 \pm 0,020$	$2,097 \pm 0,035$	$2,112 \pm 0,023$

Результаты настоящего анализа в основном подтверждают сделанные ранее^{14/} выводы о характере упругого p-C-рассеяния при 660 Мэв^{x/}. Так, реальная часть бесспиновой амплитуды соответствует взаимодействию с отталкиванием. Спин-орбитальный

^{x/} Пользуемся случаем отметить, что в таблицу работы^{14/} вклись опечатки: значение a_5 , приведенное в столбце IV, должно быть $(2,021 \pm 0,034) \cdot 10^{-13}$ см вместо $(2,021 \pm 0,34) \cdot 10^{-13}$ см; кроме того, вместо $\bar{\chi}^2 = \chi^2 / (21 - N)$ следует читать $\chi^2 / \bar{\chi}^2 = \chi^2 / (21 - N)$.

потенциал является комплексным, причем мнимая часть этого потенциала (пропорциональная амплитуде H_I) из-за включения в анализ результата измерений $A(5^\circ)$ определяется с лучшей точностью. Однако значение радиального параметра гауссова распределения плотности центрального потенциала оказалось меньше значения, полученного из рассеяния электронов.

Как было показано выше, сопоставление $N-N$ - и $p-C$ -рассеяний при энергии 310 Мэв свидетельствует о хорошем согласии между ними. При увеличении энергии от 310 до 660 Мэв справедливость импульсного приближения, на основе которого амплитуды нуклон-ядерного рассеяния конструируются из нуклон-нуклонных амплитуд, во всяком случае, не ухудшается; можно ожидать лишь сужения углового интервала, доступного для сопоставления. Энергетическая зависимость поправок, обусловленных принципом Паули и корреляцией нуклонов внутри ядер, такова^{/3/}, что вклад их в амплитуду рассеяния не должен сильно измениться при переходе к 660 Мэв.

Данные по $p-C$ -рассеянию при 660 Мэв сравнивались с результатами местного фазового анализа $N-N$ -рассеяния, выполненного Казаряновым и Киселевым^{/5/}. Опираясь на фазовые сдвиги в состояниях с полным изотопическим спином $T=1$ ^{/18/}, они нашли три набора фазовых сдвигов, удовлетворительно описывающие $p-p$ - и $n-p$ -данные. Вычисленные по этим наборам значения G , H и a_k приведены во 2-4 столбцах таблицы 3.

Видно, что для всех трех наборов значения амплитуд рассеяния близки между собой, но сильно отличаются от найденных из прямого анализа $p-C$ -рассеяния. Так, нуклон-нуклонные фазы дают положительные значения амплитуды G_R , что соответствовало бы взаимодействию с притяжением, тогда как из анализа данных по $p-C$ -рассеянию определенно следует, что амплитуда G_R отрицательна при 660 Мэв.

Различие в амплитудах H_R приводит к тому, что в области малых углов поляризация в $p-C$ -рассеянии, вычисленная из фаз $N-N$ -рассеяния, существенно меньше наблюдаемой на опыте.

Наиболее сильно различаются значения амплитуды H_I . Положительная величина H_I , полученная из анализа $p-C$ -рассеяния, означает, что в интервале энергий от 310 до 660 Мэв эта амплитуда изменяет знак^{/19/}. Противоположный вывод вытекает из анализа $N-N$ -данных. Следует отметить, что величина H_I определяется, в основном, результатом измерений $A(5^\circ)$. Поэтому дальнейшее экспериментальное исследование угловой зависимости $A(\theta)$ было бы весьма желательным.

Сопоставление угловых зависимостей наблюдаемых в $p-C$ -рассеянии величин,

предсказываемых 1 набором фазовых сдвигов $N-N$ - рассеяния, с экспериментальными данными произведено на рис. 3. Угловые зависимости, вычисленные по наборам 2 и 3, в пределах коридоров ошибок совпадают с тем, что дает набор 1.

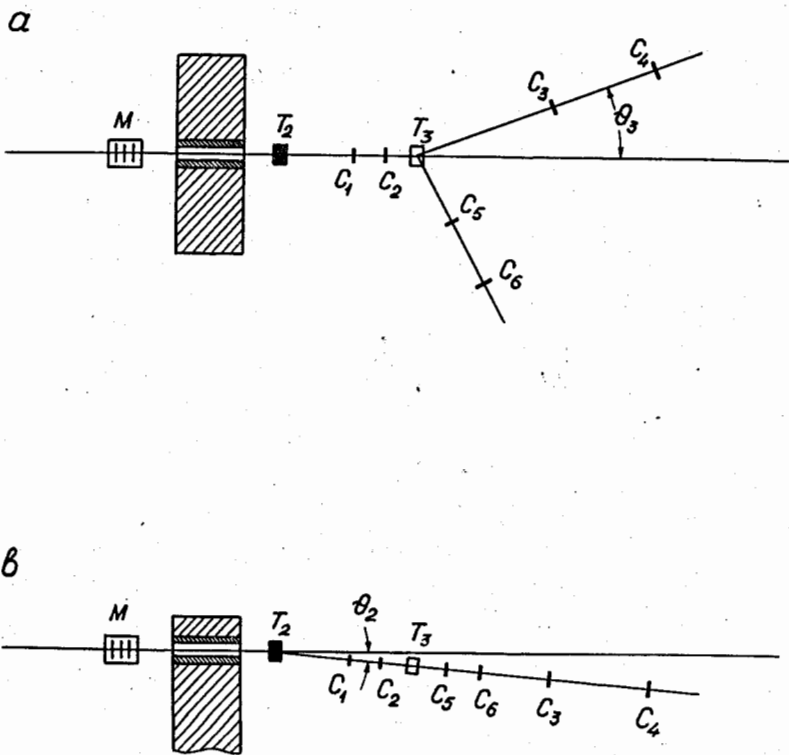
Таким образом, ни один из полученных в ^{15/} наборов фазовых сдвигов $N-N$ - рассеяния при ~ 660 Мэв не приводит к удовлетворительному согласию с рассеянием на ядре. Имея в виду хорошее согласие результатов анализа $N-N$ и $p-C$ - данных при 310 Мэв, расхождения, проявившиеся при 660 Мэв, вряд ли можно объяснить неточностью теории, использованной при сопоставлении результатов анализов нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного рассеяний.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить М.Г. Мещерякова за постоянный интерес к работе, Ю.М. Казаринова, Р.М. Рыдина за полезные обсуждения, А.С. Кузнецова за помощь при наладке электронной аппаратуры.

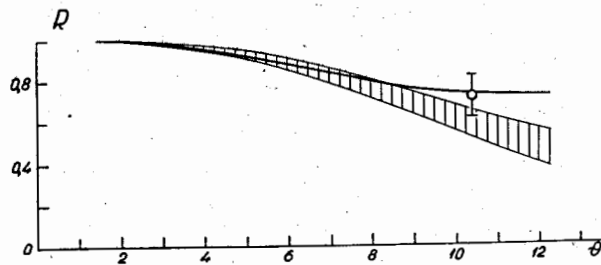
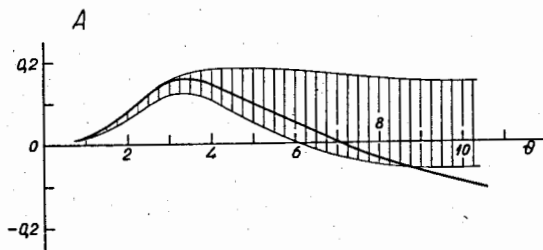
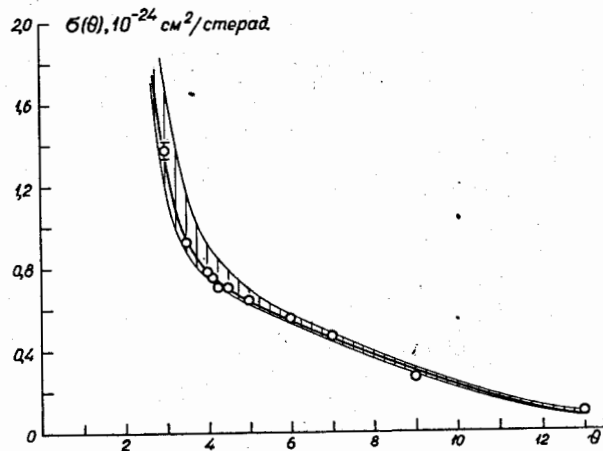
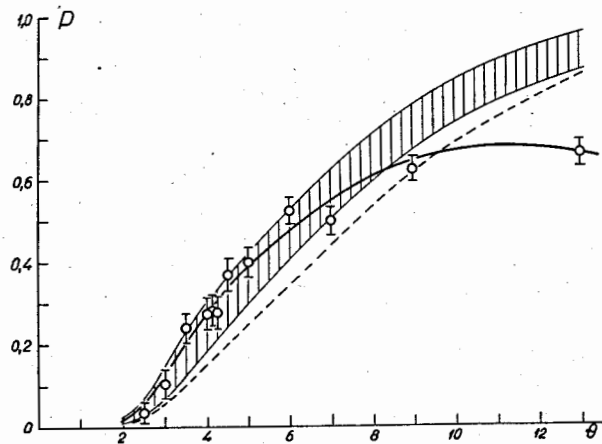
Л и т е р а т у р а

1. W. В. Riesenfeld, K. M. Watson. Phys. Rev., 102, 1157 (1956).
2. H. Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958)
3. A. K. Kerman, H. McManus, R. M. Thaler. Ann. of Phys., 8, 551 (1959).
4. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов, Хуан Де-цян, ЖЭТФ, 44, 177 (1963).
5. Ю.М. Казаринов, Б.С. Киселев. ЖЭТФ, 48, 797 (1964).
6. М.Г. Мещеряков, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Атомная энергия, 14, вып. 1, 38 (1963).
7. М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 31, 361 (1956).
8. А.С. Кузнецов, С.Б. Нурушев, Хань Вэ-цюань. Препринт ОИЯИ, 1316, Дубна, 1963.
9. М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 (1957).
10. L. Wolfenstein. Ann. Rev. Nucl. Sci., 6, 43 (1956).
11. W. Heckrotte. Phys. Rev., 101, 1406 (1956).
12. C. J. Batty. Nucl. Phys., 23, 562 (1961).
13. Y. Fregeau. Phys. Rev., 104, 225 (1956).
14. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 43, 1385 (1962).
15. O. Chamberlain, E. Segre, R. D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Phys. Rev., 102, 1659 (1956).
16. G. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Grandall, L. Schechter. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
17. В. Москалев, Б. Гавриловский. ДАН СССР, 110, 872 (1956).
18. Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 45, 1174 (1963).
19. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 43, 2194 (1962).

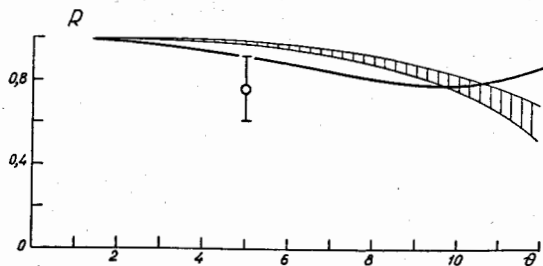
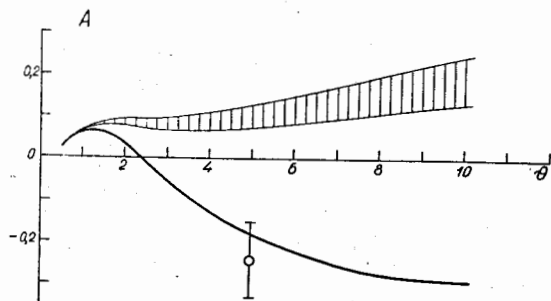
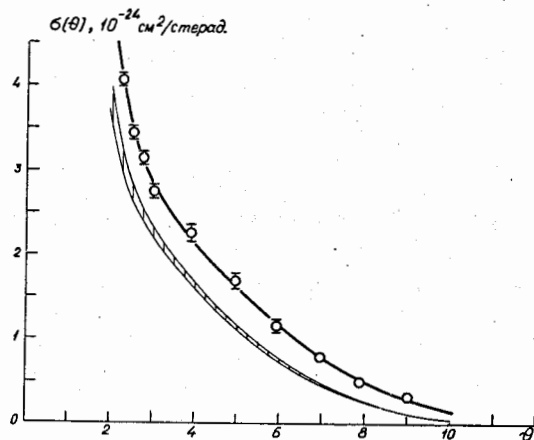
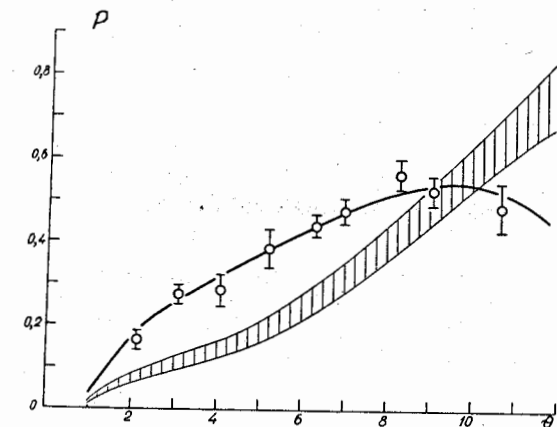
Рукопись поступила в издательский
отдел 23 июня 1964 г.



Р и с. 1. Расположение аппаратуры при измерении параметров $A(5^\circ)$ и $R(5^\circ)$ в p - C -рассеянии при ~ 660 Мэв: а - вид сверху, в - вид сбоку, М - монитор, T₂, T₃ - рассеиватели, C₁, ... C₆ - сцинтилляционные счетчики.



Р и с. 2. Угловые зависимости наблюдаемых величин в $p - C$ - рассеянии при 310 Мэв, вычисленные по данным таблицы 1. Сплошные кривые - результаты анализа данных по $p - C$ - рассеянию. Заштрихованные полосы - результаты расчетов по фазовым сдвигам $N - N$ - рассеяния (набор 1/14/) с учетом их ошибок. Штриховая линия - угловая зависимость $P(\theta)$ для набора 2/14/. Представлены экспериментальные данные^{15/}.



Р и с. 3. Угловые зависимости наблюдаемых величин в p - C -рассеянии при 660 Мэв, вычисленные по данным таблицы 3. Сплошные кривые - результаты анализа данных по p - C -рассеянию. Заштрихованные полосы - результаты расчетов по фазовым сдвигам $N-N$ -рассеяния (набор $1/57$) с учетом их ошибок. Представлены экспериментальные данные.