



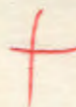
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

---

Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев,  
Г.Д. Столетов, Хуан Де-цяя

P-1025



УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  
НА МАЛЫЕ УГЛЫ ПРОТОНОВ  
ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 660 МЭВ

Дубна 1962 год

Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев,  
Г.Д. Столетов, Хуан Де-цян

P-1025

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  
НА МАЛЫЕ УГЛЫ ПРОТОНОВ  
ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 660 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1962 год

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов ядрами углерода и поляризация протонов в этом процессе при 660 Мэв измерены в интервале углов  $1,8^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$ . Упругое рассеяние протонов отделялось от неупругих процессов методом магнитного анализа. Из экспериментальных данных были получены следующие наилучшие значения реальных и мнимых частей бесспиновой и спиновой амплитуд рассеяния:

$$\xi_{NR}(0) = -5,05 \pm 0,45, \quad \xi_{NI}(0) = 15,26 \pm 0,45,$$

$$h_{NR}(0) = -10,4 \pm 13,3, \quad h_{NI}(0) = 37,6 \pm 9,3$$

(в единицах  $10^{-13}$  см). Оценены значения интегрированных потенциалов оптической модели. Показано, что интенсивность спин-орбитального взаимодействия убывает с энергией. Делается вывод о комплексности спин-орбитального потенциала нуклон-ядерного взаимодействия при 660 Мэв.

## 1. Введение

Упругое рассеяние протонов высокой энергии ( $E \geq 100$  Мэв) сложными ядрами неоднократно являлось объектом экспериментальных и теоретических исследований<sup>х)</sup>. В экспериментальном отношении эта проблема осложняется трудностями, с которыми связано отделение протонов, испытавших лишь упругое (дифракционное) рассеяние, от неупруго рассеянных частиц. Наиболее простой способ теоретического рассмотрения упругого рассеяния нуклонов сложными ядрами в угловом интервале ниже первого дифракционного минимума основан на использовании полуклассического приближения<sup>1,2-5/</sup>.

Матрица упругого рассеяния нуклона на бесспиновом точечном ядре имеет вид<sup>1,6/</sup>:

$$f_N(q) = g_N(q) + h_N(q) \sigma_n, \quad (1)$$

где  $g_N(q) = g_{NR}(q) + i g_{NI}(q)$  и  $h_N(q) = h_{NR}(q) + i h_{NI}(q)$  — функции энергии и угла рассеяния  $\theta$ ,  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ ,  $k$  — величина волнового вектора нуклона в лабораторной системе,  $\sigma_n$  — проекция оператора спина на нормаль к плоскости рассеяния. В области малых углов зависящая от спина амплитуда  $h_N(q)$  может быть представлена в форме

$$h_N(q) = h_N(0) \sin \theta. \quad (2)$$

Для определения амплитуд  $g_N(q)$  и  $h_N(q)$  с точностью до общего фазового множителя необходимо произвести полный опыт, который включает в себя измерение дифференциального сечения  $\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)$  упругого рассеяния протонов из неполяризованного пучка, их поляризации  $P(\theta)$  и одного из параметров ( $R$  или  $A$ ) тройного рассеяния. Наблюдение интерференции между ядерным и кулоновским рассеяниями в области малых углов дает дополнительные сведения об амплитудах  $g_N(q)$  и  $h_N(q)$ .

В настоящей статье описываются опыты, в которых были измерены дифференциальные сечения  $\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)$  упругого рассеяния протонов с энергией 660 Мэв ядрами углерода и поляризация этих протонов  $P(\theta)$  с целью получения данных, необходимых для определения амплитуд  $g_{NR}(0)$ ,  $g_{NI}(0)$ ,  $h_{NR}(0)$  и  $h_{NI}(0)$  рассеяния вперед и величин соответствующих им ядерных потенциалов оптической модели. Измерения произведены в интервале малых углов, в котором проявляется интерференция ядерного и кулоновского рассеяний. Развита в этих опытах методика дала возможность в значительной мере исключить влияние сопутствующих неупругих процессов.

Эксперименты были проведены на шестиметровом синхротроне Объединенного института ядерных исследований.

<sup>х)</sup> Полную сводку опубликованных экспериментальных и теоретических работ см., например, в обзоре Файснера<sup>1/</sup>.

## А. Измерение энергетических спектров вторичных частиц

Чтобы отделить дифракционное рассеяние протонов на ядрах углерода от сопутствующих неупругих процессов, под углами  $4,2^\circ$ ;  $5,2^\circ$ ;  $7,0^\circ$ ;  $8,9^\circ$ ;  $9,1^\circ$ ;  $10,7^\circ$  были измерены энергетические спектры вторичных частиц от  $p + C$ -соударений. Направление первичного пучка и место расположения в нем рассеивателя  $T_1$ , как показано на рис. 1а, подбирались так, чтобы выделенный коллиматорами  $K_1$  и  $K_2$  пучок вторичных частиц, рассеянных на заданный угол  $\theta$ , был направлен на центр магнита. В месте расположения рассеивателя  $T_1$  энергия протонов равнялась  $680 \pm 3,0$  Мэв. Вторичные частицы, пройдя анализирующее поле и коллиматор  $K_3$  в четырехметровой защитной стене, регистрировались или телескопом, составленным из трех сцинтилляционных счетчиков, или наполненной аргоном ионизационной камерой  $M_2$ . Относительная ширина  $\frac{\Delta p}{p}$  выделяемого анализатором импульсного интервала составляла  $\approx 1,7\%$  на протяжении исследуемых спектров. По результатам измерений числа вторичных частиц на выходе анализатора, как функции напряженности магнитного поля, строились в равных интервалах  $H_p$  относительный импульсный спектр, который затем трансформировался в энергетический спектр в предположении, что вторичные частицы являются протонами.

Кривые на рис. 2 представляют собой типичные энергетические спектры вторичных протонов вблизи дифракционных пиков. Видно как с увеличением угла наблюдения в каждом спектре на левой стороне дифракционного пика все отчетливее становится заметным характерный прилив, соответствующий протонам, потерявшим часть своей энергии на возбуждение ядер углерода. Возможность объяснения этих выступов частичным торможением протонов при прохождении их через коллимирующее устройство анализатора исключена, поскольку наблюдавшиеся таким же способом и под теми же углами пики, соответствующие протонам от упругого  $p + p$ -рассеяния, имели строго симметричную форму.

Отделение протонов, испытавших дифракционное рассеяние, от остальных вторичных частиц производилось посредством вычитания площадей под кривыми, изображавшими, с одной стороны, энергетический спектр протонов от  $p + C$ -соударений, с другой, пик, отвечающий протонам от упругого  $p + p$ -рассеяния в полиэтиленовом рассеивателе. При этом дифракционный пик от  $p + C$ -соударений и пик от упругого  $p + p$ -рассеяния нормировались к одинаковой высоте и их максимумы совмещались. Так как энергетический разброс первичного пучка и разрешение анализатора оставались неизменными при переходе от графитового к полиэтиленовому рассеивателю, то следовало ожидать, что форма этих пиков и ширина их на полувысоте одинаковы. Это нашло себе подтверждение в том, что правые ветви обоих пиков при их совмещении всегда совпадали друг с другом. В качестве примера на рис. 3 изображены для угла  $9,1^\circ$  процедура вычитания площадей под нормированными пиками и разделенные таким образом дифракционный пик и спектр протонов, испытавших слегка неупругое рассеяние.

Анализ спектров показал, что слегка неупругое рассеяние протонов заметно конкурирует с упругим рассеянием на ядрах  $C^{12}$  даже в области углов, расположенной много ниже первого дифракционного минимума, и что величина энергии, чаще всего передаваемой

ядру, не зависят от угла и примерно соответствует положению максимума кривой гигантского фоторезонанса ядра  $C^{12}$ . Однако под всеми углами наблюдения спектр слегка неупруго рассеянных протонов был значительно шире области гигантского фоторезонанса ядра  $C^{12}$ , что нельзя было объяснить ни энергетическим разбросом первичного пучка, ни конечной разрешающей способностью анализатора. В этой связи представляется весьма вероятным, что неупругое рассеяние быстрых протонов на малые углы часто приводит к возникновению в ядрах спиново-волновых типов возбуждения, не проявляющихся в обычных фотоядерных переходах /7,8/.

Эти результаты свидетельствуют о том, что и при относительно высоких энергиях ( $E > 600$  Мэв) достоверные сведения о дифференциальном сечении упругого рассеяния на малые углы протонов ядрами и поляризации протонов в этом процессе могут быть получены лишь в том случае, когда упруго рассеянные протоны тщательно отделяются от протонов, испытавших слегка неупругое рассеяние.

### В. Определение дифференциальных сечений $p + C$ -рассеяния

Схема экспериментальной установки показана на рис. 16. По пути к коллиматорам  $K_1 - K_3$  неполяризованный пучок протонов отклонялся во вспомогательном магнитном поле на угол  $14,2^\circ$ . При этом пучок очищался от примеси нейтральных частиц и частиц низкой энергии. Геометрическая коллимация была такой, что в месте расположения рассеивателя: а) изображение пучка на автографе имело высоту 20 мм и ширину 10 мм; б) расходимость пучка в горизонтальной плоскости составляла  $\pm 0,15^\circ$ . Были приняты все меры к тому, чтобы свести к минимуму эффект рассеяния протонов в стенках коллиматоров.

Рассеянные протоны регистрировались телескопом, составленным из трех сцинтилляционных счетчиков  $C_1, C_2, C_3$  и одного черенковского счетчика  $\check{C}$  с плексигласовым радиатором. Угловое разрешение, в основном, определялось многократным рассеянием протонов в рассеивателе и составляло  $\pm 0,9^\circ$ . Чтобы уменьшить погрешность в юстировке аппаратуры и избежать влияния дрейфа радиотехнических устройств, была осуществлена обычная процедура часто чередующихся измерений угловых распределений рассеянных протонов справа и слева относительно первичного пучка с последующим внесением поправки ( $\approx 0,05^\circ$ ) в отсчеты по угломерной шкале. Одновременно производилась регистрация отвечающих одному и тому же телесному углу  $2 \cdot 10^{-4}$  стерад скоростей счета  $N_{123}$  тройных совпадений импульсов от сцинтилляционных счетчиков (при этом пороговая энергия регистрации протонов равнялась 60 Мэв) и  $N_{123\check{C}}$  совпадений импульсов от всех четырех счетчиков.

Выделение дифракционного рассеяния протонов и определение абсолютных величин дифференциальных сечений этого процесса производилось следующим образом. По усредненным результатам измерений скорости счета  $N_{123}$  справа и слева от пучка строилась кривая углового распределения вторичных заряженных частиц, которая затем в перекрывающемся диапазоне углов наблюдения нормировалась к полученным ранее /8/ в условиях, идентичных настоящим экспериментам, абсолютным значениям дифференциальных сечений испускания вторичных заряженных частиц в  $p + C$  соударениях. Измеренный под углом  $7^\circ$  полный энергетический спектр вторичных заряженных частиц также нормировался к полученному в /8/ для этого угла значению дифференциального сечения, равного  $(1,100 \pm 0,055) \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>/стерад.

Сопоставление показаний  $C_1 C_2 C_3$  и  $C_1 C_2 C_3 \check{C}$  - телескопов позволило установить, что в рассматриваемом диапазоне углов  $N_{123}$  и  $N_{123\check{C}}$  связаны соотношением  $N_{123\check{C}} = (0,452 \pm 0,005) (N_{123} - Q)$ , где  $Q$  - постоянная. С точностью до множителя, учитывающего эффективность черенковского счетчика,  $Q$  представляет собой разность между числами протонов, зарегистрированных  $C_1 C_2 C_3$  - телескопом, с одной стороны, и  $C_1 C_2 C_3 \check{C}$  - телескопом, с другой, то есть число протонов, испытавших неупругое взаимодействие с большой потерей энергии. Это соотношение между  $N_{123}$  и  $N_{123\check{C}}$  можно интерпретировать так, как если бы детектирующая система различала в спектрах две группы протонов: одна из них численностью  $(N_{123} - Q)$ , расположенная выше некоторого эффективного энергетического порога  $E_{\check{C}}$ , регистрируется черенковским счетчиком со средней эффективностью  $\bar{\epsilon} = 0,452 \pm 0,005$ , другая численностью  $Q$ , расположенная ниже энергии  $E_{\check{C}}$ , не регистрируется черенковским счетчиком вовсе.

В результате сравнения значений  $N_{123}$  и  $Q$  было найдено, что в спектре, измеренном под углом  $7^\circ$ , интервалу спектра численностью  $Q$  отвечает дифференциальное сечение  $(207 \pm 19) \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/стерад, чему соответствует  $E_{\check{C}} = 610$  Мэв. Так как значение  $Q$  оставалось неизменным в рассматриваемом диапазоне углов, то можно утверждать, что в настоящих экспериментах нерегистрируемые черенковским счетчиком протоны были распределены приблизительно изотропно и что значение пороговой энергии  $E_{\check{C}}$  в спектрах расположено примерно в одной и той же области. Действительно, анализ спектра, измеренного под углом  $12,2^\circ$ , показал, что низкоэнергетическая часть спектра, дающая вклад, равный  $207 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/стерад, простирается от 60 до 608 Мэв.

Под углами  $4,1^\circ$ ,  $5,2^\circ$ ,  $8,3^\circ$ ,  $9,1^\circ$  и  $10,7^\circ$  энергетические спектры были измерены только выше 610 Мэв (некоторые из этих спектров показаны на рис. 2). Во всех случаях спектры слегка неупруго рассеянных протонов отделялись от дифракционных пиков так, как это описано в разделе 2А. Полученные для указанных углов значения дифференциальных сечений, отвечающих энергетическому интервалу от 610 Мэв и вплоть до верхней границы спектра слегка неупруго рассеянных протонов, можно было аппроксимировать прямой линией, экстраполяция которой в область углов  $1,8^\circ \leq \theta < 4,1^\circ$  позволила оценить вклад рассматриваемого энергетического интервала в полный выход вторичных частиц. Согласно оценке, примесь  $\pi$ -мезонов среди упруго рассеянных протонов была пренебрежимо мала.

На рис. 4 приведены найденные таким образом значения дифференциальных сечений испускания протонов с энергией от 60 Мэв до верхней границы спектра, а также значения дифференциальных сечений упругого (дифракционного) рассеяния протонов вместе со статистическими ошибками измерений.

#### В. Измерение поляризации протонов в упругом р+С - рассеянии

Процедура эксперимента заключалась, во-первых, в выделении с помощью магнитного анализатора из спектра вторичных частиц от р+С-соударений в поляризаторе  $T_1$  дифракционного пика и затем в измерении поляризации протонов в этом пике. В качестве анализирующего процесса использовалось упругое рассеяние протонов протонами в полиэтиленовом анализаторе  $T_2$  (рис. 1а). Средняя энергия протонов в выделяемой полосе соответствовала максимуму дифракционного пика и поддерживалась постоянной во время измерений. С уве-

личением угла рассеяния от  $2,1^\circ$  до  $10,7^\circ$ , согласно оценке, ширина выделяемой полосы на полувысоте возрастала от 8 до 13 Мэв. При этом возрастала также и доля примеси слегка неупруго рассеянных протонов в выделяемой полосе спектра; под углом  $10,7^\circ$  она составляла не более 3%.

Упругое  $p+p$ -рассеяние в полиэтиленовом анализаторе толщиной 40 мм полностью отделялось от неупругих процессов посредством двух сопряженных телескопов  $C_1$   $C_2$   $C_3$  и  $C_4$   $C_5$  устанавливаемых в соответствие с кинематикой упругого  $p+p$ -рассеяния поочередно справа и слева относительно пучка, прошедшего через анализатор. Эффект от углерода исключался путем измерения разности скоростей счета с полиэтиленовым и эквивалентным ему по числу ядер углерода графитовыми анализаторами. Использовались стандартные со временем разрешения  $1 \cdot 10^{-8}$  сек электронные схемы совпадений импульсов от сцинтилляционных счетчиков и телескопов.

Асимметрия  $\epsilon(\theta_1)$  в анализирующем рассеянии протонов, ранее рассеянных на угол  $\theta_1$  в графитовом поляризаторе, измерялась под углом  $\theta_2 = 18^\circ$ . Этому углу  $p+p$ -рассеяния при 635 Мэв по данным работы /10/, в которой подобным же методом измерялась поляризация в упругом  $p+p$ -рассеянии, отвечает максимальное значение поляризации  $P_{pp}(18^\circ) = 0,42 \pm 0,03$ . Как уже отмечалось в /10/, величина поляризации и ее угловое распределение в  $p+p$ -рассеянии остаются неизменными в интервале от 415 до 635 Мэв. Поэтому, предполагая, что значение  $P_{pp}(18^\circ)$  не изменяется с возрастанием энергии от 635 до 660 Мэв, можно было определить величину поляризации  $P_{pc}(\theta_1)$  протонов в  $p+c$ -рассеянии из соотношения

$$\epsilon(\theta_1) = (0,42 \pm 0,03) P_{pc}(\theta_1).$$

Найденные таким образом в интервале  $2,1^\circ \leq \theta_1 \leq 10,7^\circ$ , значения  $P_{pc}(\theta_1)$  приведены на рис. 5. Видно, что поляризация достигает максимума под углом  $\approx 8,5^\circ$ . Возможность искажения неупругими процессами наблюдаемой угловой зависимости поляризации сведена к минимуму, ввиду выделения только упругих процессов как в первом, так и во втором рассеянии.

### 3. Вычисление амплитуд $p+c$ -рассеяния

А. Исходные формулы. Используемый в настоящей работе метод вычисления амплитуд  $p+c$ -рассеяния вперед по результатам измерений в области малых углов дифференциальных сечений этого процесса и поляризации рассеянных протонов был развит Бете /4/ и Кроммером /12/. В основе этого метода лежит тот факт, что поляризация нуклонов в ядерном рассеянии ниже первого дифракционного минимума с хорошей точностью может быть рассчитана в борновском приближении /2,3/. В этом приближении амплитуды  $g_N(q)$  и  $h_N(q)$  пропорциональны ядерному формфактору

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr, \quad (4)$$

где  $\rho(r)$  - распределение плотности нуклонов в ядре, нормированное так, что  $4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr = 1$ . Плотность нуклонов удобно аппроксимировать гауссовским распределением

$$\rho(r) = \pi^{-3/2} a^{-3} e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2}. \quad (5)$$



В этом случае  $F(q) = e^{-\frac{1}{2} a^2 q^2}$ . Для ядра  $C^{12}$ , как это следует из опытов по рассеянию электронов /13/, радиальный параметр гауссовского распределения  $a = 1,965 \cdot 10^{-13}$  см, что соответствует среднеквадратичному радиусу  $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 2,37 \cdot 10^{-13}$  см.

Результаты проводимого ниже анализа экспериментальных данных в определенной мере являются модельно-независимыми, поскольку в условиях настоящих опытов ( $E = 660$  Мэв,  $k = 6,56 \cdot 10^{13}$  см $^{-1}$ ,  $1,8^\circ \leq \theta \leq 10,7^\circ$ ) значения  $q$  были заключены в интервале  $0,21 \leq q \leq 1,22$ , в котором аппроксимация плотности распределения другими, отличными от гауссовского распределения, функциями одинаково хорошо согласовалась с экспериментом /13/.

Учет угловой зависимости амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния приводит к тому, что амплитуды нуклон-ядерного рассеяния определяются выражениями:

$$\begin{aligned} g_{NR}(q) &= g_{NR}(0) F_{IR}(q), \\ g_{NI}(q) &= g_{NI}(0) E_{II}(q), \\ h_{NR}(q) &= h_{NR}(0) \sin \theta \cdot F_{2R}(q), \\ h_{NI}(q) &= h_{NI}(0) \sin \theta F_{2I}(q); \end{aligned} \quad (6)$$

где  $F_I(q)$  и  $F_2(q)$  - ядерные формфакторы, отличные от формфактора  $F(q)$ , найденного в опытах по рассеянию электронов. Выражения (6) записаны с учетом того обстоятельства, что реальные и мнимые части центрального и спин-орбитального оптических потенциалов должны иметь различную радиальную зависимость. Имеющиеся экспериментальные данные о  $p+C$  рассеянии при 660 Мэв недостаточны для того, чтобы можно было наряду с амплитудами  $g_{NR}(0)$ ,  $g_{NI}(0)$ ,  $h_{NR}(0)$  и  $h_{NI}(0)$  также определить с хорошей точностью еще четыре радиальных параметра указанных выше формфакторов. Поэтому делалось упрощающее предположение, что  $F_{IR}(q) = F_{II}(q) = F_I(q) = e^{-\frac{1}{2} a_g^2 q^2}$ ,  $F_{2R}(q) = F_{2I}(q) = F_2(q) = e^{-\frac{1}{2} a_h^2 q^2}$ . Шесть свободных параметров (четыре амплитуды плюс радиальные параметры  $a_g$  и  $a_h$ ) варьировались так, чтобы они наилучшим образом согласовались с экспериментальными данными.

Полная амплитуда рассеяния протонов дается суммой амплитуд ядерного и кулоновского рассеяний:

$$\begin{aligned} g(q) &= g_N(q) + g_C(q), \\ h(q) &= h_N(q) + h_C(q), \end{aligned} \quad (7)$$

где амплитуды кулоновского рассеяния суть:

$$g_C(q) = - \frac{2nk}{q^2} [1 + 2i \ln \ell_n(\frac{\theta}{\theta_0})] F(q) \quad (8)$$

$$h_C(q) = - i \sin \theta \cdot \frac{\hbar^2 k^2}{2M^2 c^2} (\mu - \frac{1}{2}) g_C(q),$$

а амплитуды ядерного рассеяния равны:

$$\begin{aligned} \varepsilon_N(q) &= [\varepsilon_{NR}(0) + i\varepsilon_{NI}(0)] e^{-\kappa \cdot \frac{1}{2} q^2} \\ h_N(q) &= \text{Im} \theta [h_{NR}(0) + ih_{NI}(0)] e^{-\kappa \cdot \frac{1}{2} q^2} \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\kappa = \frac{Ze^2}{\hbar v} = 0,0541$ ,  $v$  — скорость налетающего протона в лабораторной системе,  $\mu$  — магнитный момент протона ( $\mu = 2,78$  ядерных магнетона),  $2n \ln \frac{\theta_0}{\theta}$  — средняя разность между кулоновскими сдвигами фаз в области кулоновского и ядерного рассеяния,  $\theta_0 = \frac{1,06}{ka}$ ; при  $\theta \geq \theta_0$  когда сдвиги фаз кулоновского рассеяния становятся такими же, как и в ядерном рассеянии, мнимая часть  $\varepsilon_c(q)$  принималась равной нулю.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\omega}(q)$  и поляризация  $P(q)$  протонов определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega}(q) &= |\varepsilon_N(q) + \varepsilon_c(q)|^2 + |h_N(q) + h_c(q)|^2 = \\ &= \frac{4n^2 k^2}{q^2} [1 + 4n^2 (\ln \frac{\theta_0}{\theta})^2] e^{-\kappa \cdot \frac{1}{2} q^2} + [\varepsilon_{NI}^2(0) + \varepsilon_{NR}^2(0)] e^{-\kappa \cdot \frac{1}{2} q^2} \\ &+ \frac{q^2}{k^2} [h_{NI}^2(0) + h_{NR}^2(0)] e^{-\kappa \cdot \frac{1}{2} q^2} - \frac{4nm}{q} [\varepsilon_{NR}(0) + 2n \ln \frac{\theta_0}{\theta} \cdot \varepsilon_{NI}(0)] \cdot \\ &\cdot e^{-\kappa(\frac{1}{2} q^2 + a^2) q^2} + \frac{4nm}{k} [h_{NI}(0) - 2n \ln \frac{\theta_0}{\theta} \cdot h_{NR}(0)] e^{-\kappa(a^2 + \frac{1}{2} q^2) q^2} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega}(q) P(q) &= 2Re \{ [\varepsilon_N(q) + \varepsilon_c(q)]^* [h_N(q) + h_c(q)] \} = \\ &= 2 \frac{q}{k} \{ [\varepsilon_{NR}(0) h_{NR}(0) + \varepsilon_{NI}(0) h_{NI}(0)] e^{-\kappa(a^2 + \frac{1}{2} q^2) q^2} \\ &+ \frac{2nm}{q} [\varepsilon_{NI}(0) - 2n \ln \frac{\theta_0}{\theta} \cdot \varepsilon_{NR}(0)] e^{-\kappa(a^2 + \frac{1}{2} q^2) q^2} \\ &- \frac{2n}{q} [h_{NR}(0) + 2n \ln \frac{\theta_0}{\theta} \cdot h_{NI}(0)] e^{-\kappa(a^2 + \frac{1}{2} q^2) q^2} \}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $m = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^* c^2} (\mu - \frac{1}{2})$ . При 660 Мэв  $m = 1,818$ .

**Б. Анализ экспериментальных данных.** Поиск наилучшего варианта набора независимых варьируемых параметров  $\varepsilon_{NR}(0)$ ,  $\varepsilon_{NI}(0)$ ,  $h_{NR}(0)$ ,  $h_{NI}(0)$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  производился с помощью быстродействующей электронно-счетной машины Объединенного института ядерных исследований. Использовалась стандартная программа вычислений по методу градиентного

спуска с предварительной диверсификацией задачи /14/ для нахождения минимума суммы квадратичных отклонений  $\chi^2 = \sum_{i=1}^{21} \left( \frac{\epsilon_i}{\Delta_i} \right)^2$ , где  $\epsilon_i$  - отклонение вычисленного  $i$ -го значения рассматриваемой величины от соответствующего экспериментального значения, определенного с ошибкой  $\Delta_i$ ; полный набор результатов измерений включал двенадцать значений  $\frac{d\sigma}{d\omega}(q)$  и 9 значений  $P(q)$ . Предполагалось, что положительный знак поляризации соответствует направлению вектора поляризации по нормали  $n = \frac{k_i \times k_f}{|k_i \times k_f|}$ , где  $k_i$  и  $k_f$  - волновые векторы протона до и после рассеяния. По найденным величинам варьируемых параметров вычислялись значения полного сечения  $\sigma_t$  взаимодействия протонов с ядрами углерода при 660 Мэв и соответствующего сечения поглощения  $\sigma_a$ . Связь между  $\xi_{NI}(0)$  и  $\sigma_t$  дается оптической теоремой

$$\xi_{NI}(0) = \frac{k \sigma_t}{4\pi} \quad (12)$$

Сечение  $\sigma_a$  определяется выражением

$$\sigma_a = \pi a_d^2 [\ln(2\gamma_R) + C - Ei(-2\gamma_R)], \quad (13)$$

где  $a_d$  - радиальный параметр формфактора амплитуды  $\xi_N(q)$ ,  $C=0,577\dots$ . Значения реальной  $\gamma_R$  и мнимой  $\gamma_I$  частей усредненной фазы  $\gamma = \rho e^{i\phi}$  нуклон-ядерного рассеяния находились на основании соотношений (см. /4/, формула (4.25)):

$$\xi_{NR}(0) = -\frac{k a_d^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{\rho^n \sin n\phi}{n! n}, \quad (14)$$

$$\xi_{NI}(0) = \frac{k a_d^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{\rho^n \cos n\phi}{n! n}.$$

Суммы в (14) были протабулированы на электронно-счетной машине для значений  $1 \leq \rho \leq 4$  с шагом в 0,05 и  $0 \leq \phi \leq 90^\circ$  с шагом в  $1^\circ$ . Значения  $\rho$  и  $\phi$  подбирались так, чтобы удовлетворить найденным величинам  $\xi_{NR}(0)$  и  $\xi_{NI}(0)$ . Согласно приводимым Грейдером и Глассгольдом /15/ кривым, представляющим в широком диапазоне энергий экспериментально найденные значения  $\sigma_t$  и  $\sigma_a$ , при 660 Мэв  $\sigma_t(p+C) = (320 \pm 10) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $\sigma_a(p+C) = (225 \pm 10) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Из (12) следует, что указанному значению  $\sigma_t$  отвечает  $\xi_{NI}(0) = (16,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

Всего было рассчитано четыре варианта. Результаты вычислений приведены в таблице. На рис. 4 и 5 представлены вычисленные угловые зависимости дифференциальных сечений упругого рассеяния и поляризации протонов в этом процессе.

Вариант I. Для всех амплитуд ядерного рассеяния радиальный параметр принимался одинаковым и равным  $a = 1,965 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  (т.е.  $a_d = a_n = 1,965 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ). Это приближение эквивалентно пренебрежению угловой зависимостью амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния. Полученное для  $\xi_{NI}(0)$  значение недостаточно хорошо воспроизводит величину  $\sigma_t$ . Подобная ситуация имела место и в случае четырехпараметрного анализа данных по  $p+C$ -рассеянию при 310 Мэв с использованием значения  $a = 1,965 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  /4,12/.

Вариант II. Расчет был произведен в предположении, что радиальные параметры  $a_d$  и  $a_n$  равны между собой, но отличны от значения  $a = 1,965 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ . Такое пятипараметр-

ное приближение только слегка улучшает согласие вычисленных сечений  $\sigma_i$  и  $\sigma_n$  с измеренными и приводит к значению радиального параметра, который на 2,6% больше значения, полученного из рассеяния электронов.

Вариант III. Фиксировалось значение  $g_{NI}(0) = (16,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$  см, полученное из полного сечения  $\sigma_i$  по оптической теореме, в то время как остальные пять параметров варьировались. При этом оказалось, что  $a_h > a_g > 1,965 \cdot 10^{-13}$  см. Вычисленное сечение  $\sigma_n$  превышает измеренное примерно на 10%.

Вариант IV. Производился шестипараметрный поиск решения. Существенным является то, что и в этом случае  $a_h > a_g > 1,965 \cdot 10^{-13}$  см. Расчеты воспроизводят экспериментальное значение  $\sigma_n$ , но для  $\sigma_i$  дают значение, которое примерно на 10% меньше экспериментального.

В. Обсуждение численных результатов. Качество аппроксимации, согласно  $\chi^2$ -критерию, лучше всего, видимо, в случае шестипараметрного решения. Если предположить справедливость результатов этого решения, то можно прийти к выводу, что отвечающие амплитудам  $g_N(q)$  и  $h_N(q)$  среднеквадратичные радиусы, равные, соответственно  $\langle r_g^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{2}} a_g = (2,48 \pm 0,04) \cdot 10^{-13}$  см и  $\langle r_h^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{2}} a_h = (2,83 \pm 0,16) \cdot 10^{-13}$  см, заметно больше среднеквадратичного радиуса, полученного из рассеяния электронов. Это различие, нужно думать, обусловлено конечным радиусом действия ядерных сил, вследствие чего оптические потенциалы нуклон-ядерного взаимодействия простираются несколько дальше распределения ядерного вещества.

Проведенный анализ бесспорно свидетельствует о том, что при 660 Мэв реальная часть бесспиновой амплитуды  $g_{NR}(0)$  отрицательна и, следовательно, интерференция кулоновского и ядерного рассеяний является усиливающей. В этом можно убедиться непосредственно, рассматривая угловую зависимость разности  $[\frac{d\sigma}{d\omega} - \frac{d\sigma_C}{d\omega}] / F^2(q)$ , где <sup>17/</sup>

$\frac{d\sigma_C}{d\omega} = \left(\frac{Ze^2}{2W\beta^2}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \cdot \frac{1}{(1 + kR \sin^2 \theta/2)^2}$  - дифференциальное сечение рассеяния на угол  $\theta$  в кулоновском поле ядра с равномерно распределенным зарядом  $Ze$  и радиусом  $R$ ,  $W$  и  $\beta c$  - полная энергия и скорость протона. Оказалось, что эта разность при  $\theta > 2,5^\circ$  практически не зависит от угла, а при  $\theta < 2,5^\circ$  - начинает возрастать с уменьшением угла. Указания на то, что интерференция кулоновского и ядерного рассеяний скорее является усиливающей, были получены и ранее <sup>10/</sup> из анализа угловой зависимости дифференциального сечения p+p-рассеяния при 657 Мэв. В этой связи следует отметить, что  $g_{NR}(0)$  положительна и равна  $6,5 \cdot 10^{-13}$  см при  $135$  <sup>18/</sup> и  $1,7 \cdot 10^{-13}$  см при  $310$  Мэв <sup>74/</sup> (см. также <sup>19/</sup>, табл. IX). Судя по значениям  $g_{NR}(0)$  при 135, 310 и 660 Мэв, энергетическую зависимость  $g_{NR}(0)$  можно в первом приближении, аппроксимировать прямой линией, так что  $g_{NR}(0)$  меняет знак при  $\approx 400$  Мэв. Аналогичный вывод следует из рассмотрения вычисленного Батти <sup>20/</sup> отношения реальной части центрального оптического потенциала к его мнимой части. Это отношение равно нулю вблизи  $\approx 400$  Мэв. Только при этой энергии, строго говоря, дифракционную картину упругого рассеяния нуклонов ядрами правомерно рассматривать на основе модели "черного диска".

В расчетах не был преодолен до конца некоторый разрыв между значениями мнимой части бесспиновой амплитуды  $g_{NI}(0)$ , полученными, с одной стороны, из анализа диффе-

Т а б л и ц а

Значения ядерных амплитуд  $p$ - $s$ -рассеяния при 660 Мэв (лаб. сист.) и радиальных параметров гауссовского распределения в единицах  $10^{-13}$  см, вместе с соответствующими значениями  $\chi^2$ ,  $\gamma_R$  и  $\gamma_I$ , а также вычисленные значения  $\sigma_r$  и  $\sigma_n$  в  $10^{-27}$  см<sup>2</sup>

Варианты расчета	I	II	III	IV
Число варьируемых параметров $N$	4	5	5	6
Фиксированные параметры	$a_s = a_n = 1,965$	$a_s = a_n$	$h_{NR}(0) = 16,7 \pm 0,5$	
$\delta_{NR}(0)$	$-5,81 \pm 0,31$	$-5,37 \pm 0,42$	$-3,61 \pm 0,15$	$-5,05 \pm 0,45$
$\delta_{NI}(0)$	$14,42 \pm 0,29$	$14,97 \pm 0,45$		$15,26 \pm 0,45$
$a_s$		$2,011 \pm 0,04$	$2,111 \pm 0,018$	$2,021 \pm 0,034$
$h_{NR}(0)$	$-29,5 \pm 6,8$	$-31,2 \pm 9,2$	$-6,7 \pm 13,7$	$-10,4 \pm 13,3$
$h_{NI}(0)$	$19,5 \pm 4,1$	$20,4 \pm 4,1$	$36,2 \pm 7,6$	$37,6 \pm 9,3$
$a_n$		$2,011 \pm 0,040$	$2,33 \pm 0,12$	$2,31 \pm 0,13$
$\chi^2 = \frac{\chi^2}{2I - N}$	1,6	1,4	1,8	1,2
$\gamma_R$	$1,456 \pm 0,048$	$1,470 \pm 0,067$	$1,574 \pm 0,070$	$1,505 \pm 0,068$
$\gamma_I$	$0,900 \pm 0,051$	$0,792 \pm 0,062$	$0,497 \pm 0,021$	$0,744 \pm 0,068$
$\sigma_r$	$276,3 \pm 5,6$	$286,9 \pm 8,6$		$292,4 \pm 8,6$
$\sigma_n$	$201,5 \pm 4,0$	$212,1 \pm 5,8$	$242,7 \pm 0,6$	$217,2 \pm 5,8$

реальных сечений упругого рассеяния и поляризации, и, с другой, при помощи оптической теоремы. Возможно, значение  $\delta_{NI}(0)$  удастся несколько повысить путем дальнейшего раздельного варьирования радиальных параметров формфакторов реальных и мнимых частей амплитуд  $\delta_N(0)$  и  $h_N(0)$ .

Реальная часть зависящей от спина амплитуды  $h_{NR}(0)$  оказалась очень чувствительной к изменениям радиального параметра и во всех вариантах расчетов найдена отрицательной. Последние два варианта расчета указывают на то, что абсолютная величина  $h_{NR}(0)$  близка к нулю. Надо думать, что включение в анализ результатов новых, более точных измерений поляризации протонов в области малых углов и, особенно, измерений параметра тройного рассеяния  $A$  позволит получить более достоверные сведения о величине амплитуды  $h_{NR}(0)$ . Что же касается мнимой части зависящей от спина амплитуды  $h_{NI}(0)$ , то она явно положительна и в случае III и IV вариантов расчетов по абсолютной величине значительно больше  $h_{NR}(0)$ .

4. Вычисление амплитуд р+С-рассеяния в борновском приближении и параметров  
оптической модели при 660 Мэв

В случае рассеяния нуклона бесспиновым ядром потенциал оптической модели с учетом конечного радиуса взаимодействия <sup>/12/</sup> может быть записан в виде

$$V(r) = V_C(r) + V_S(r)(\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) = \\ = 2\pi \frac{\hbar^2 c^2}{E} [-G(0)v(r) + \frac{H(0)}{k^2} u(r)(\vec{\sigma} \cdot \vec{L})], \quad (15)$$

где  $E$  - полная энергия нуклона в лабораторной системе,  $V_C(r)$  и  $V_S(r)$  - соответственно центральный и спин-орбитальный потенциалы,

$$v(r) = [2\pi^2 G(0)]^{-1} \int_0^\infty G(q) F(q) J_0(qr) q^2 dq, \quad (16)$$

$$u(r) = - [2\pi^2 H(0)]^{-1} \int_0^\infty H(q) F(q) J_1(qr) q^3 dq,$$

$J_0(qr)$  и  $J_1(qr)$  - функции Бесселя нулевого и первого порядка,  $G(q)$  и  $H(q)$  - амплитуды рассеяния в борновском приближении:

$$f_{\text{Борн.}} = G(q) F(q) + H(q) F(q) \sin \theta \cdot \sigma_n. \quad (17)$$

Значения реальных и мнимых частей борновских амплитуд рассеяния вперед  $G(0)$  и  $H(0)$  были вычислены по данным шестипараметрного решения из соотношений (см. <sup>/4/</sup> формула (4.18) и <sup>/19/</sup> формулы (6.8)):

$$\gamma = -2i \frac{G(0)}{ka^2}, \quad (18)$$

$$H_R(0) = (1 + \frac{1}{4}\gamma_R) h_{NI}(0) + \frac{1}{4}\gamma_I h_{NR}(0), \quad (19)$$

$$H_I(0) = -(1 + \frac{1}{4}\gamma_R) h_{NR}(0) + \frac{1}{4}\gamma_I h_{NI}(0). \quad (20)$$

В результате были получены следующие значения:

$$G(0) = /(-10,0 \pm 1,0) + i(20,2 \pm 1,1) / \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$H(0) = /(30 \pm 13) + i(21 \pm 18) / \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Зная амплитуды рассеяния вперед в борновском приближении, можно вычислить отнесенные к одному нуклону интегрированные центральный  $U$  и спин-орбитальный  $W$  потенциалы, преимуществом которых является то, что они слабо зависят от принятой формы радиального распределения нуклонов и размеров ядра. Эти потенциалы даются выражениями:

$$U = \frac{2\pi \hbar^2 c^2}{EN} G(0), \quad (21)$$

$$W = \frac{2\pi \hbar^2 c^2}{ENk^2} H(0), \quad (22)$$

где  $N$  - число нуклонов в ядре. Полученные значения интегрированных потенциалов суть следующие:

$$U = /(-127 \pm 12) + i(257 \pm 14) / \cdot 10^{-39} \text{ Мэв см}^3,$$

$$W = / (14,8 \pm 3,9) + i(6,3 \pm 5,4) / \cdot 10^{-65} \text{ Мэв см}^5.$$

Указанным выше преимуществом не обладают обычные потенциалы оптической модели, значения которых могут быть определены из уравнений:

$$V_c = \frac{NU}{\Omega_d}, \quad V_s = \frac{NW}{\Omega_h \left( \frac{\hbar}{\mu c} \right)^2}$$

где  $\frac{\hbar}{\mu c}$  - комптоновская длина волны  $\pi$ -мезона,  $\Omega_d = \pi^{3/2} a_d^3$ ,  $\Omega_h = \pi^{3/2} a_h^3$  - объемы области взаимодействия, соответствующие гауссовским распределениям ядерных потенциалов.

Используя найденные значения  $a_d$ ,  $a_h$ ,  $U$  и  $W$ , получим:

$$\begin{aligned} V_{CR} &= -(33, \pm 3) \text{ Мэв}, & V_{CI} &= (67 \pm 4) \text{ Мэв}, \\ V_{SR} &= (1,3 \pm 0,3) \text{ Мэв}, & V_{SI} &= (0,55 \pm 0,48) \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Указание на наличие значительной реальной части у центрального потенциала нуклон-ядерного взаимодействия при 660 Мэв было получено ранее в работах /16/, /21/.

Существенно, что при 660 Мэв спин-орбитальный потенциал является комплексным, причем  $\frac{V_I}{V_R} \approx 0,5$ . Наличие мнимой части у спин-орбитального потенциала свидетельствует о том, что образование мезонов в состояниях с разными  $j$ , но одинаковыми  $l$  происходит по-разному.

Параметр спин-орбитального взаимодействия  $c$ , определяемый как отношение

$$c = \frac{|H(0)|}{k^2 |G(0)|} \quad (23)$$

при энергии протонов 660 Мэв найден равным  $(0,056 \pm 0,015) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ , что почти на порядок меньше значения, используемого в модели ядерных оболочек, и заметно меньше значения, полученного в результате аналогичного анализа данных по  $p+C$ -рассеянию при 310 Мэв (см. /4/, табл. II). Это означает, что на протяжении рассматриваемого интервала энергий интенсивность спин-орбитального взаимодействия определенно ослабевает.

В заключение следует подчеркнуть, что посредством записанной в самом общем виде матрицы нуклон-ядерного рассеяния оказалось возможным, исключив неупругие процессы, количественно увязать все имеющиеся данные о взаимодействии протонов с ядрами углерода при 660 Мэв. Обнаружено при этом, что  $\xi_{NR}(0)$  отрицательна. То, что на протяжении интервала от 310 до 660 Мэв  $\xi_{NR}(0)$  меняет знак, свидетельствует об усилении отталкивающего действия жесткого сердечника в нуклон-нуклонных соударениях с ростом энергии.

Величина мнимой части спин-орбитального потенциала определена с невысокой точностью, тем не менее все же можно утверждать, что анализ рассматриваемых экспериментальных данных приводит к комплексному спин-орбитальному потенциалу. Реальная часть этого потенциала имеет такой же знак, как спин-орбитальный потенциал в оболочечной модели.

Само по себе знание абсолютных величин амплитуд нуклон-ядерного рассеяния в принципе может в рамках суперпозиционной модели ядра пролить свет на некоторые элементы матрицы нуклон-нуклонного рассеяния и помочь в будущем в проведении фазового анализа данных по  $p+p$ - и  $n+p$ -рассеянию в рассматриваемой области энергий.

Авторы выражают благодарность С.М. Биленькому, Р.М. Рынди́ну и Я.А. Смородинскому за полезные дискуссии.

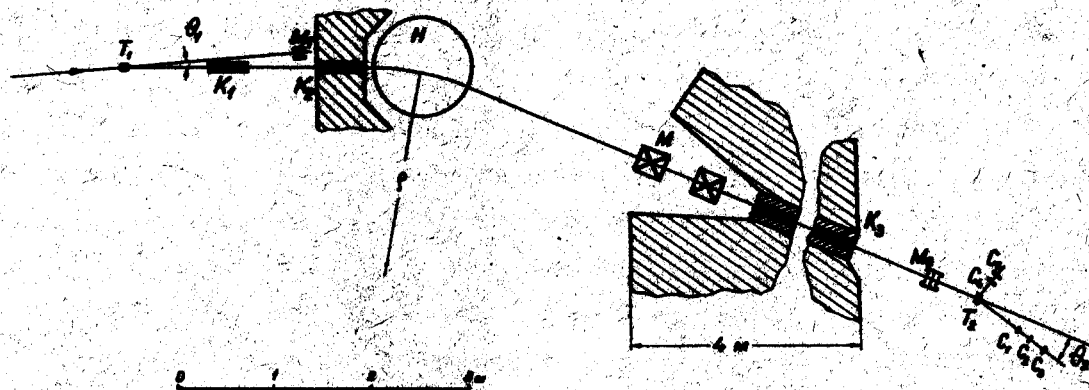
#### Л и т е р а т у р а

1. H. Falsner, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften* **32**, 180 (1959).
2. Л. Левинтов. ДАН СССР, **107**, 240, 1956.
3. H. Köhler, *Nuclear Physics* **1**, 433 (1956).
4. H. Bethe, *Ann. of Phys.* **3**, 190 (1958).
5. G. Brown, A. Ashmore, R. Nordhagen, *Proc. Phys. Soc.* **71**, 565 (1958).
6. L. Wolfenstein, *Annual Review of Nuclear Science* **6**, 43 (1956).
7. Л. Ажгирей, Ю. Кумекин, М. Мещеряков, С. Нурушев, Г. Столетов, Хуан Де-цян. ДАН (в печати).
8. В. Балашев, А. Тулинов. ЖЭТФ (в печати).
9. Л. Ажгирей, И. Взорев, В. Зрелов, М. Мещеряков, Б. Негаев, Р. Рынди́н, А. Шабудин. ЖЭТФ, **36**, 1631, 1959.
10. М. Мещеряков, С. Нурушев, Г. Столетов. ЖЭТФ, **33**, 37, 1957.
11. Ю. Акимов, О. Савченко, Л. Сороко. ЖЭТФ, **35**, 89, 1958.
12. A. Sommer, *Phys. Rev.* **113**, 1607 (1959);
13. Y. Fregeou, *Phys. Rev.* **104**, 225 (1956).
14. С. Соколов, И. Си́лин. Препринт ОИЯИ, Д-810, 1961.
15. K. Greider, A. Glassgold, *Ann Phys.* **10**, 100 (1960).
16. В. Москалев, Б. Гавриловский. ДАН, **110**, 972, 1956.
17. E. Williams, *Proc. Roy. Soc.* **169A**, 531 (1939).
18. R. Wilson, *Phys. Rev.* **114**, 260 (1959).
19. A. Kerman, H. McManus, R. Thaler, *Ann. Phys.* **3**, 551 (1959).
20. C. Batty, *Nuclear Physics* **23**, 562 (1961).
21. М.С. Козодаев, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, Ю.А. Щерабков. ЖЭТФ, **38**, 708 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 июня 1962 года.



а.



б.



Рис. 1. Схемы экспериментальных установок:

- а. Для измерения поляризации протонов, упруго рассеянных ядрами углерода при 660 Мэв;  $T_1$  - поляризатор;  $T_2$  - анализатор поляризации;  $H$  - анализирующий магнит;  $K_1, K_2, K_3$  - коллиматоры;  $M_1$  и  $M_2$  - мониторы;  $M$  - квадрупольные линзы;  $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5$  - сцинтилляционные счетчики;
- б. Для измерения дифференциальных сечений  $p+C$ -рассеяния при 660 Мэв;  $K_1, K_2, K_3$  - коллиматоры;  $M_1$  - монитор;  $T$  - углеродный рассеиватель;  $C_1, C_2, C_3$  - сцинтилляционные счетчики;  $C$  - черенковский счетчик.

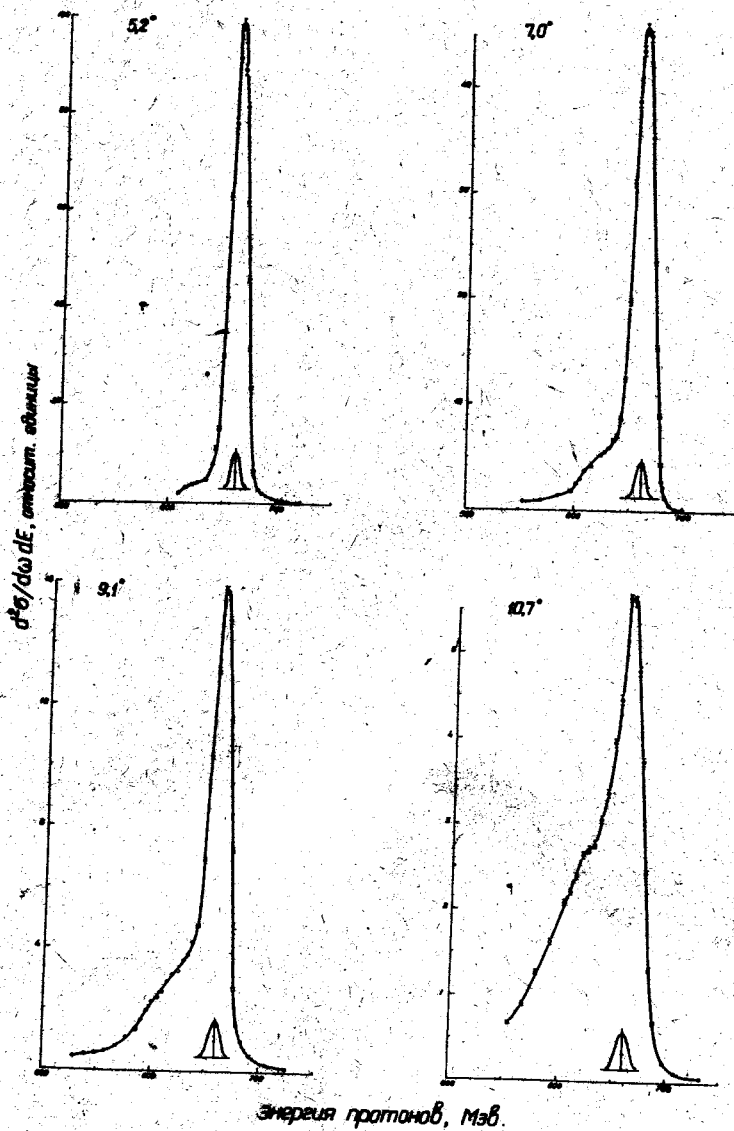


Рис. 2. Типичные энергетические спектры протонов, испущенных в  $p+C$ -соударениях при 660 Мэв. Под дифракционными пиками показано инструментальное разрешение при измерении поляризации протонов.

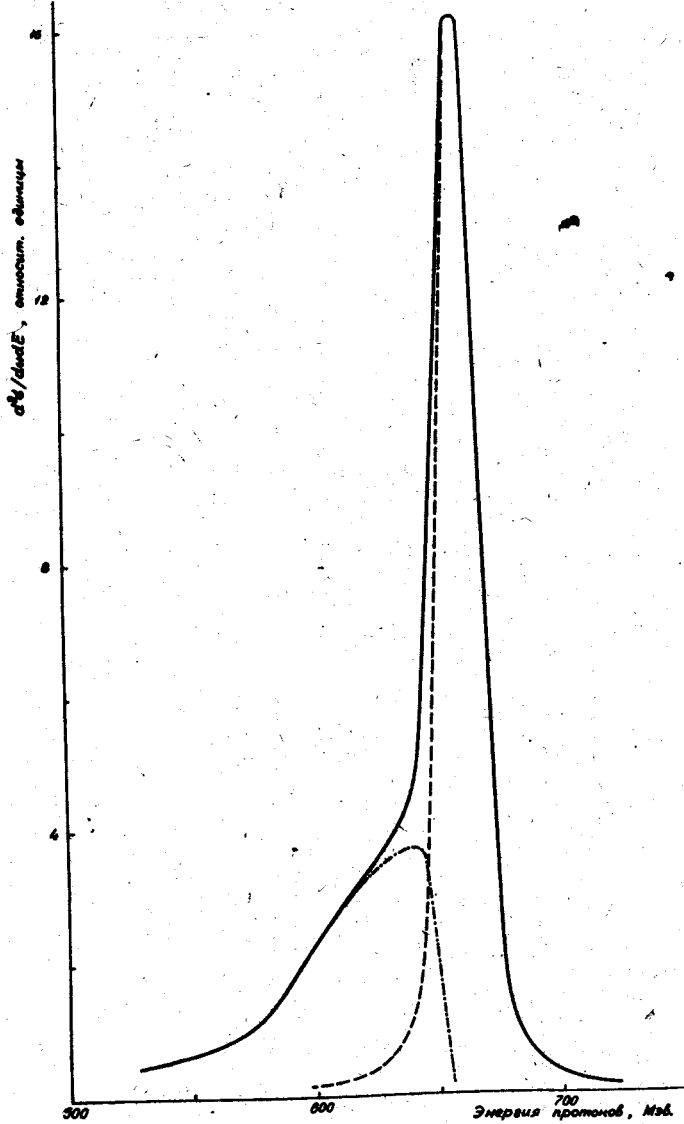


Рис. 3. Схема выделения спектра неупругого рассеяния протонов на ядрах углерода при 680 МэВ для угла  $9,1^\circ$ . Сплошная кривая - суммарный спектр вторичных протонов от  $p+C$ -соударений; ---- левая сторона пика, соответствующего протонам от упругого  $p+p$ -рассеяния (этот пик сдвинут вправо на величину разности энергий протонов в упругих  $p+C$ - и  $p+p$ -рассеяниях); - · - · - разностная кривая, представляющая спектр протонов, испытавших слегка неупругое рассеяние.

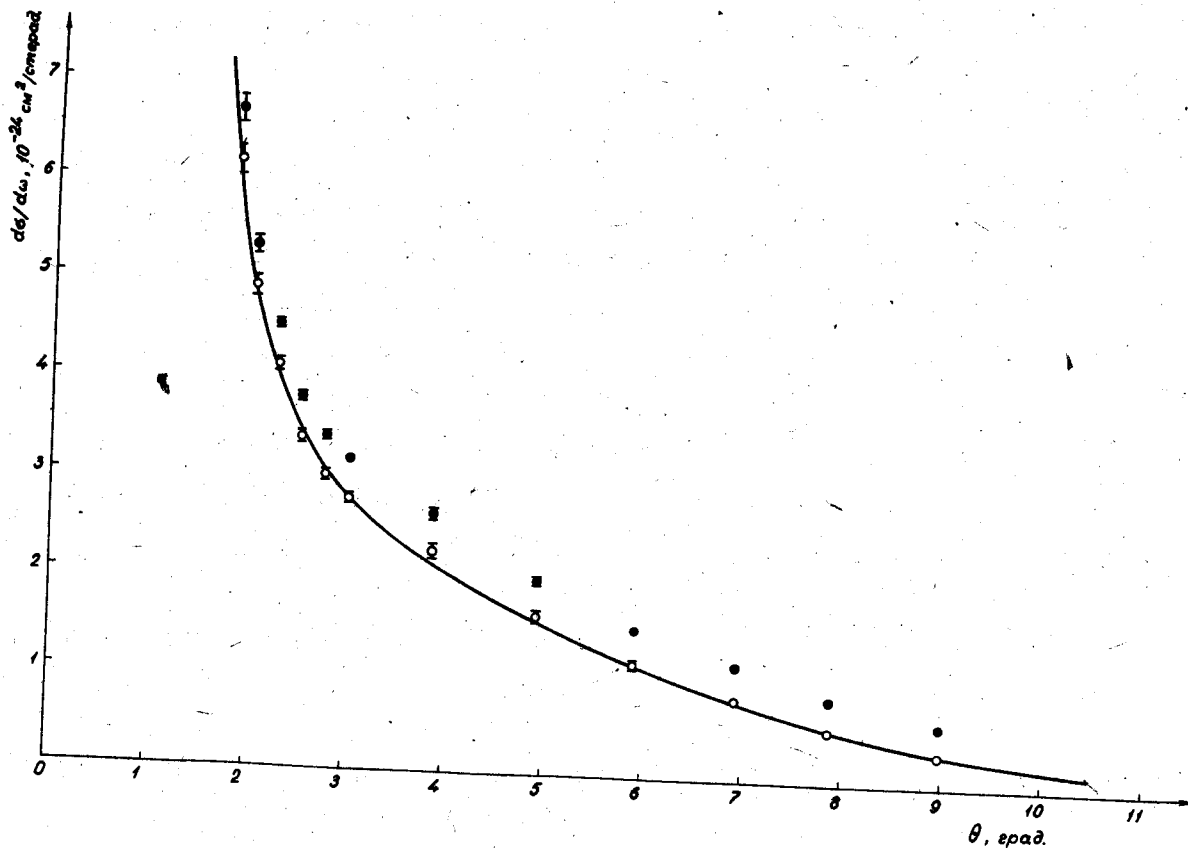


Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния протонов ядрами углерода при 660 Мэв. Экспериментальные точки соответствуют: ● - вторичным протонам с энергией 60 Мэв; ○ - упруго рассеянными протонами. Сплошная линия представляет вычисленную зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$  - (вариант 1У).

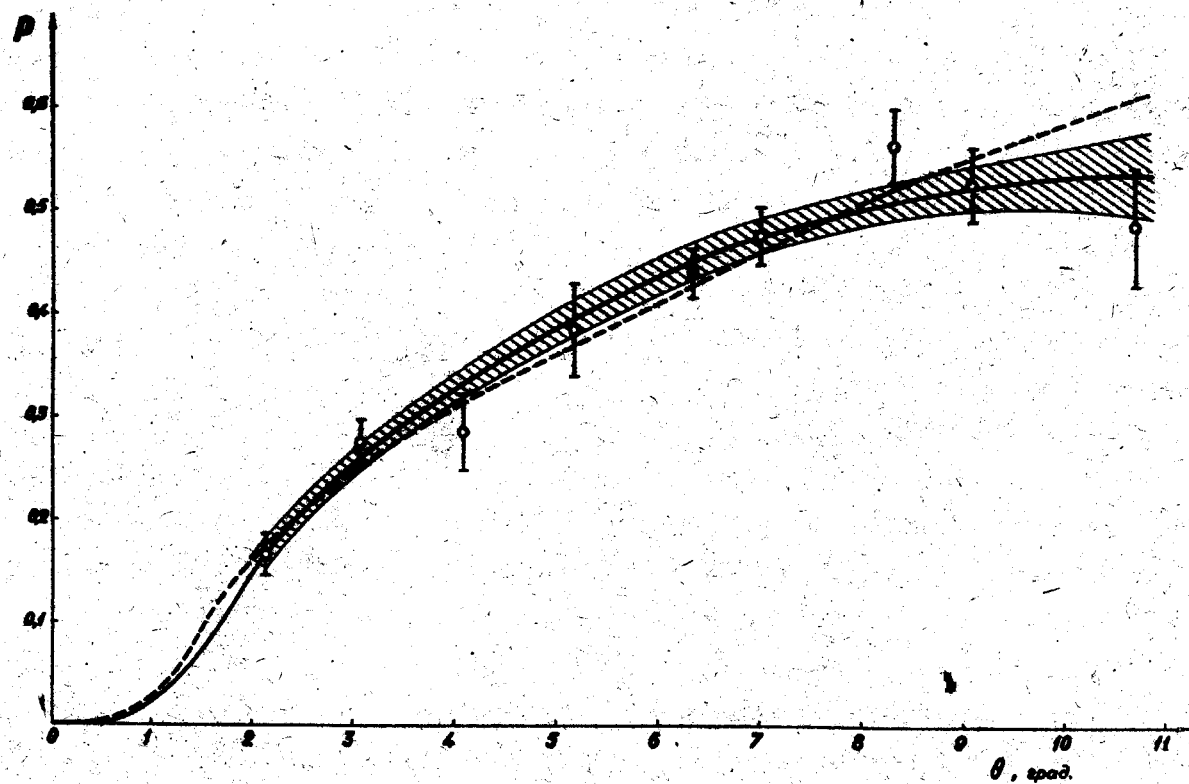


Рис. 5. Поляризация протонов, упруго рассеянных ядрами углерода при 660 Мэв. Значение  $P(3,3^\circ)$  взято из работы <sup>/11/</sup>. Расчетные кривые соответствуют: --- варианту 1, — — — варианту IV. Заштрихованной полосой показан коридор ошибок в варианте IV.