

5
А 61

P-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л Я П

P-93

АМАГЛОБЕЛИ Н.С., КАЗАРИНОВ Ю.М.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 580 МЭВ
ПРОТОНАМИ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ

ЖЭТФ, 1958, т 34, в 1, с 53-57.

1957 год

Р-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

АМАГЛОБЕЛИ Н.С., КАЗАРИНОВ Ю.М.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 580 МЭВ
ПРОТОНАМИ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1957 год

А н н о т а ц и я

Измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 580 Мэв протонами для углов Π^0 , 23^0 и 35^0 (с.ц.и.). Обнаружен резкий рост сечений с уменьшением угла рассеяния. Полученные результаты указывают на приблизительно равную вероятность рассеяния "вперед" и "назад".

Данная работа является продолжением исследований рассеяния нейтронов со средней энергией 580 Мэв протонами^(I), проведенных с целью выявления особенностей в характере упругих ($n-p$)-столкновений при энергии нейтронов, значительно превышающей энергетический порог рождения мезонов, и посвящена измерению дифференциальных сечений ($n-p$)-рассеяния в области малых углов ($\vartheta < 35^0$ в системе центра инерции). Общепринятый метод измерения дифференциальных сечений упругого ($n-p$)-рассеяния с помощью регистрации протонов отдачи в указанной области углов не удобен из-за малой энергии протонов отдачи. В силу этого описываемые измерения выполнены методом, отличным от метода, использованного в (I), при этом, однако, основные условия опыта (энергетический порог, угловое разрешение и телесный угол детектора) в данном эксперименте и в работе^(I) одинаковы^{х)}.

х) В настоящее время на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем В.П.Джелеповым и др. заканчиваются измерения дифференциальных сечений упругого ($n-p$) рассеяния в области малых углов при помощи метода кольцевого рассеивателя, когда при лучшем угловом разрешении детектор захватывает значительно больший телесный угол.

I. Постановка опыта.

Определение относительных сечений $(n - p)$ -рассеяния проводилось путем измерения числа нейтронов, вылетающих под данным углом из водородосодержащей мишени, помещенной в нейтронный пучок. Нейтроны высокой энергии получались путем обменного рассеяния протонов с энергией 680 Мэв на бериллиевой мишени, установленной внутри камеры синхроциклотрона Лаборатории ядерных проб ем Объединенного института ядерных исследований. Энергетический спектр нейтронов имеет максимум при энергии 600 Мэв и полширину 130 Мэв⁽²⁾. Средняя эффективная энергия нейтронов с учетом порога нейтронного детектора (450 Мэв) при этом оказывается равной 580 Мэв. Интенсивность нейтронного пучка в месте расположения рассеивателя составляла $2 \cdot 10^4$ нейтронов/сек.см².

Первые опыты были выполнены с рассеивателями из полиэтилена и графита. В основных измерениях в качестве рассеивателя использовался жидкий водород в цилиндрическом стеклянном дьюаре. Объем дьюара равнялся трем литрам при диаметре 10 см и высоте 34 см. Дьюар заключался в дюралюминиевый защитный кожух; окна кожуха в месте прохождения пучка заклеивались алюминиевой фольгой толщиной $\approx 20 \mu$. Данная конструкция мишени обеспечивала проведение эксперимента с жидким водородом в течение семи часов. Эффект упругого $(n - p)$ -рассеяния определялся по разности эффектов от полиэтилена и углерода в первом случае и по разности эффектов от дьюара, наполненного жидким водородом и пустого - во втором случае, соответственно. Эффект от воздуха, заполняющего дьюар после испарения водорода, ввиду

его малости ($< 3\%$), не учитывался.

Нейтронный детектор, использованный в опытах для регистрации рассеянных нейтронов, состоял из пяти сцинтилляционных счетчиков и "конвертора" — цилиндра из полиэтилена толщиной $5,6 \text{ г/см}^2$ и диаметром 6 см, расположенного между первыми двумя счетчиками (рис. I.) Рассеянные нейтроны, попадая в "конвертор", испытывали обменное рассеяние. Протоны отдачи, вылетающие из "конвертора", регистрировались четырьмя (2,3,4,5) последними счетчиками. Первый счетчик служил для исключения заряженных частиц, летящих от мишени, и включался на антисовпадение с остальными счетчиками. С целью уменьшения загрузок в схеме антисовпадений счетчик I первоначально включался на совпадение со счетчиком 2, и только после этого импульсы от схем совпадений подавались на схему антисовпадений (рис. I). Сцинтиллятором служил раствор терфенила $(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{C}_6\text{H}_4$ в фенилциклогексане $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}(\text{CH}_2)_5$ с концентрацией 3 г/литр, залитый в плексигласовые контейнеры размерами: 1) 12см x 12см x 1см; 2) 5см x 5см x 1см; 3) 5см x 5см x 1см; 4) 12см x 12см x 1см; 5) 12см x 12см x 1см. Энергетический порог нейтронного детектора задавался медным фильтром, установленным между 3 и 4 счетчиками. При расчете толщины фильтров для углов рассеяния $\vartheta = 15^\circ, 10^\circ, 5^\circ$ (лаб. сист.) на основании результатов работ^(2,3) принималось, что средняя потеря энергии при "перезарядке" нейтрона в легком веществе составляет примерно 15% от начальной энергии и остается постоянной в широком интервале энергий (170 Мэв — 680 Мэв). Оценки показывают, что средняя эффективная энергия рассеянных нейтронов для углов $15^\circ, 10^\circ, 5^\circ$ (лаб. сист.) меняется на от-

носителю малую величину (в нашем случае 40 Мэв), что позволяет считать эффективность нейтронного детектора в данной области углов постоянной. Угловое разрешение детектора составляло 2° .

Для определения дифференциальных сечений упругого (n-p) - рассеяния в пучок нейтронов помещался рассеиватель, нейтронный детектор устанавливался под заданным углом относительно оси пучка и измерялась разность скоростей счета при данном рассеивателе с "конвертором", помещенным между первыми и вторым счетчиками, и без него. Относительные дифференциальные сечения находились по формуле:

$$(N_{H_2}^k - N_{H_2}^o) - (N_g^k - N_g^o) = n \sigma_{np}(\phi) \quad (I)$$

где $N_{H_2}^k$, $N_{H_2}^o$, N_g^k , N_g^o - скорости счета с "конвертором" и без него для дьюара, наполненного водородом и пустого, соответственно:

$\sigma_{np}(\phi)$ - дифференциальное сечение под данным углом ϕ (лаб. сист.)

n - коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии детектора и интенсивности нейтронного пучка (в условиях опыта остается постоянным).

Таким образом, измерение числа нейтронов, рассеянных на данный угол, дало возможность определить дифференциальные сечения (n-p) - рассеяния в относительных единицах для углов 5° , 10° , 15° (лаб. сист.). Абсолютные значения сечений были найдены по известному из работы (I) сечению рассеяния на угол 15° .

Скорость счета $N_{H_2}^0$ для углов 15° и 10° составляла 50% от скорости счета $N_{H_2}^k$; а для угла 5° - 60%. Фон случайных совпадений не превышал 3%.

Необходимо заметить также, что малая эффективность нейтронного детектора (1-2%) налагает строгие условия на эффективность схемы антисовпадений. В самом деле, изменение положения "конвертора" при измерениях с "конвертором" и без него заметно (примерно на 20 Мэв в нашем случае) меняет порог детектора для заряженных частиц, просчитанных каналом антисовпадений и благодаря этому зарегистрированных детектором. Оценка, сделанная на основании известного спектра нейтронов при данной толщине конвертора ($5,6 \text{ г/см}^2 \text{CH}_2$) показывает, что относительное приращение числа сосчитанных заряженных частиц $\frac{\Delta N}{N}$, обусловленное указанным изменением порога детектора, равно: $\frac{\Delta N}{N} = I/I_0 \times (I - \epsilon)$, где ϵ - эффективность канала антисовпадений.

Эффективность антисовпадений определялась в специальных опытах на выведенном протонном пучке с энергией 660 Мэв и оказалась равной $(99,9 \pm 0,1)\%$. Следовательно, в нашем случае $\frac{\Delta N}{N} = 0,005\%$ и погрешность в определении числа зарегистрированных нейтронов из-за неэффективности канала антисовпадений не превышала одного процента и благодаря малости не учитывалась.

Результаты измерений.

Дифференциальные сечения рассеяния, измеренные для углов 11° , 23° (с.д.и.), равны $\sigma_{np}(11^\circ) = (7,5 \pm 1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$ и $\sigma_{np}(23^\circ) = (5 \pm 0,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$ Указанные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями. Так же, как и в работе (I), погрешность в величине полного сечения

упругого ($n-p$) - рассеяния (12%), на которое нормировались дифференциальные сечения рассеяния, в указанные ошибки не включалась.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 580 Мэв протонами $\sigma_{np}(\vartheta)$ в интервале углов $11^\circ - 180^\circ$ (с.ц.и.) даны на рис. 2. Здесь для сравнения приведены результаты изучения упругих ($n-p$) - столкновений при энергиях 90 Мэв⁽⁴⁾ и 400 Мэв⁽⁵⁾.

Зависимость $\sigma_{np}(\vartheta)$ в области малых углов ($\vartheta < 35^\circ$), полученная при энергии 580 Мэв, указывает на сильный рост дифференциального сечения с уменьшением угла рассеяния. Сравнение приведенных на рис. 2 данных показывает, что с ростом энергии нейтронов от 400 Мэв до 580 Мэв характер рассеяния в этой области углов заметно меняется. Приблизительное постоянство сечения рассеяния на углах $\vartheta < 35^\circ$, наблюдавшееся при энергии 400 Мэв, нарушается, и симметрия в рассеянии "вперед" (углы $\vartheta \sim 0^\circ$) и "назад" (углы $\vartheta \sim 180^\circ$), имеющая место для энергии 90 Мэв, в заметной степени восстанавливается. Отношение сечений рассеяния на углы 10° и 170° $\frac{\sigma_{np}(170^\circ)}{\sigma_{np}(10^\circ)}$ равно 1; 2,4 и 0,8 для энергии 90 Мэв, 400 Мэв и 580 Мэв, соответственно. Таким образом, соотношение между "обычным" и "обменным" рассеянием при энергии 580 Мэв приближается, по-видимому, к соотношению, существующему при энергии 90 Мэв, где кривая $\sigma_{np}(\vartheta)$ симметрична относительно угла $\vartheta = 90^\circ$ (с.ц.и.) и оба типа рассеяния дают в полное сечение взаимодействия примерно равный вклад. Эти изменения в характере упругого рассеяния нейтронов протонами в области углов $\vartheta < 35^\circ$ связаны, по-видимому, с ростом вероятности процессов образования Π -мезонов в ($n-p$) -

-столкновениях с повышением энергии нуклонов от 400 до 580 Мэв.⁽⁶⁾

Интересно отметить, что рост дифференциальных сечений для углов, близких к 0^0 при повышении энергии от 400 до 580 Мэв предсказывается следствием оптической теоремы⁽⁷⁾

$$\sigma_{np}(0) \gg \frac{k^2 \sigma_t^2}{16 \pi^2}, \quad (2)$$

где $\sigma_{np}(0)$ - дифференциальное сечение упругого $(n-p)$ - рассеяния для 0^0 (с.ц.и.); k - волновое число налетающего нейтрона; σ_t - полное сечение $(n-p)$ - взаимодействия.

Минимальное возможное значение $\sigma_{np}(0)$ при энергии 580 Мэв согласно неравенству (2) примерно равно $6 \cdot 10^{-27}$ см², тогда как экспериментальное значение $\sigma_{np}(0)$ для энергии 400 Мэв при разумной экстраполяции не превышает $4 \cdot 10^{-27}$ см² (рис. 2). Следовательно, на энергии 300-400 Мэв дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов протонами на угол 0^0 (с.ц.и.) проходит через минимум и с повышением энергии сталкивающихся нуклонов должно увеличиваться.

Ранее в работе (I) с помощью метода наименьших квадратов зависимость $\sigma_{np}(\vartheta)$ была аппроксимирована рядом из полиномов Лежандра $P_L(\cos \vartheta)$ до полинома с порядковым номером $L = 12$ включительно. Зависимость $\sigma_{np}(\vartheta)$ при $\vartheta < 35^0$, полученная в данной работе, заметно изменила характер аппроксимирующего выражения, которое в нашем случае имеет вид:

$$\sigma_{np}(\vartheta) = \lambda^2 \left[(1,38 \pm 0,07) - (0,7 \pm 0,08) \cdot P_1(\cos \vartheta) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + (1,92 \pm 0,08) P_2(\cos \vartheta) - (0,12 \pm 0,09) P_3(\cos \vartheta) + (0,92 \pm 0,1) P_4(\cos \vartheta) - \\
 & - (0,03 \pm 0,1) P_5(\cos \vartheta) + (0,58 \pm 0,11) P_6(\cos \vartheta) - (0,15 \pm 0,2) P_7(\cos \vartheta) + \\
 & + (0,33 \pm 0,14) P_8(\cos \vartheta) - (0,23 \pm 0,15) P_9(\cos \vartheta) + (0,11 \pm 0,15) P_{10}(\cos \vartheta) - \\
 & - (0,04 \pm 0,15) P_{11}(\cos \vartheta) - (0,14 \pm 0,11) P_{12}(\cos \vartheta) \Big] ,
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где λ - длина волны нуклона в системе ц.и. Обнаруженная примерно равная вероятность рассеяния на углы $\vartheta = 0^\circ$ и 180° привела к тому, что в разложении полиномы с нечетными порядковыми номерами $L > 1$ присутствуют с малыми коэффициентами. Отклонение от симметрии относительно $\vartheta = 90^\circ$ в полученном выражении характеризуется, в основном, членом с $P_1(\cos \vartheta)$. Вклад в сечение рассеяния от интерференции волн, соответствующих рассеянию в состояниях $(n-p)$ - системы с полным изотопическим спином $T=0$ и $T=1$ в области углов, близких к $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 180^\circ$ при энергии 580 Мэв много меньше, чем при энергиях 300-400 Мэв., где наблюдается сильная асимметрия в рассеянии "вперед" ($\vartheta \sim 0^\circ$) и "назад" ($\vartheta \sim 180^\circ$).

Следует заметить, однако, что оценка достоверности разложения (3), проведенная с помощью критерия (8)

$$\sum_i \frac{[\sigma_{np}(\vartheta_i) - \sum_L \alpha_L P_L(\cos \vartheta_i)]^2}{(\Delta \sigma_i)^2} = m - \ell , \tag{4}$$

где

$\sigma_{np}(\vartheta_i)$ - измеренное дифференциальное сечение в точке ϑ_i ;

$\sum_L \alpha_L P_L(\cos \vartheta_i)$ - сечение, вычисленное из разложения (3) ;

$(\Delta \sigma_i)^2$ - вес данного измерения ; $\Delta \sigma_i$ - ошибка измерения ;

m - число точек, в которых измерено сечение, а

ℓ - число коэффициентов в (3), дает не совсем удовлетворительный результат. Оказывается, что сумма квадратов отклонений расчетной кривой от экспериментально измеренных сечений, стоящая в левой части выражения (4), равна 7,7 в то время, как $m - \ell = 4$. Наибольшие отклонения при этом наблюдаются в области углов, близких к 180° , что, по-видимому, указывает на необходимость увеличения числа членов в разложении (3). Однако, величины ошибок при коэффициентах α_i в выражении (3) показывают, что при существующей точности эксперимента увеличение числа членов в разложении (3) вряд ли имеет смысл.

В заключение необходимо отметить, что сравнение полученных результатов с данными по изучению упругого $(\rho - \rho)$ - рассеяния при сходной энергии ⁽⁹⁾ подтверждает следствия гипотезы изотопической инвариантности.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить доктора физико-математических наук В.П.Джелепова за обсуждение результатов работы. Мы весьма благодарны также С.А.Балдину за проведение предварительных измерений, результаты которых позволили выбрать оптимальные рабочие условия, Ю.Г.Симонову и Г.Н.Тентюковой за помощь в проведении работы.

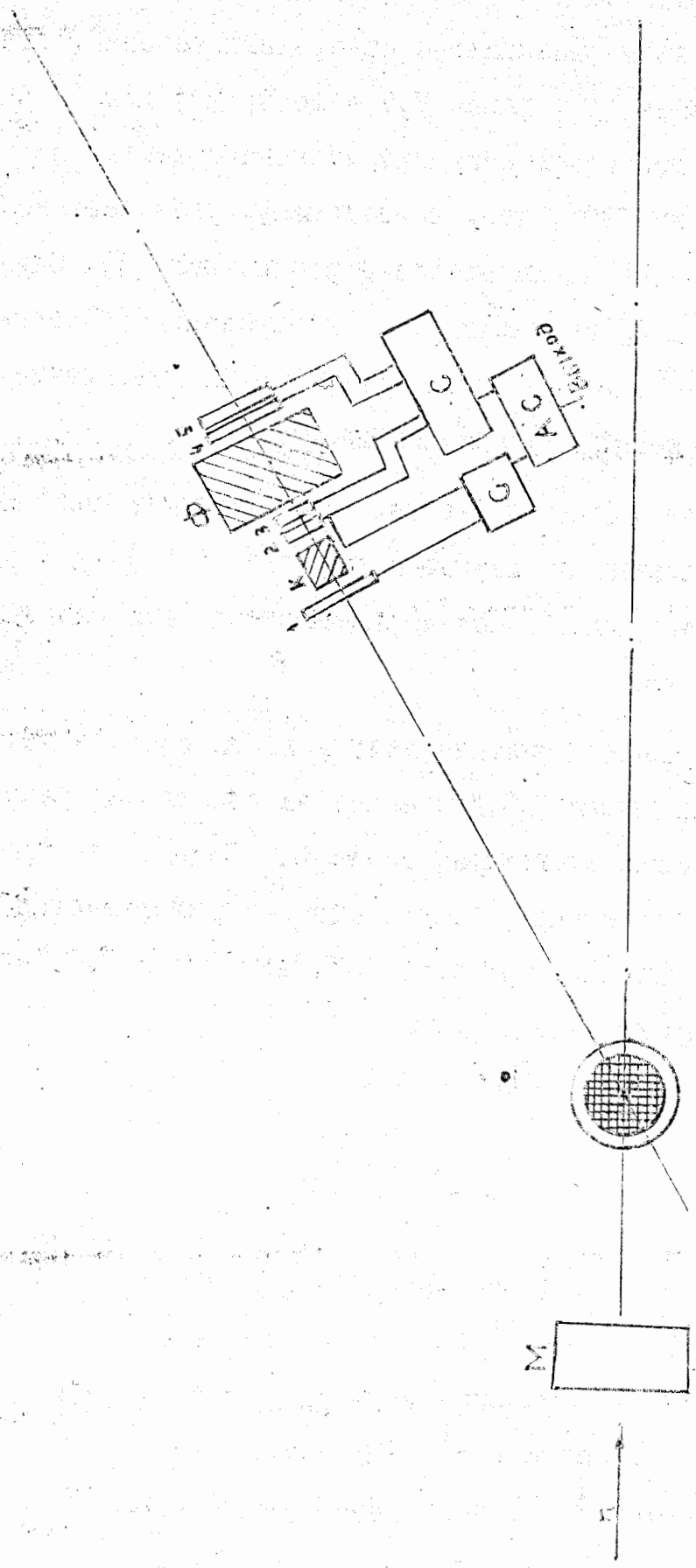


Рис.1. Схема опыта γ - нейтронный пучек, М - монитор, Р - рассеиватель (дьюар с жидким водородом) I, 2, 3, 4, 5 - сцинтилляционные счетчики, К- конвертор, Ф - фильтр, С - схема совпадений, АС - схема антисовпадений.

$\frac{d\sigma}{d\omega} 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$

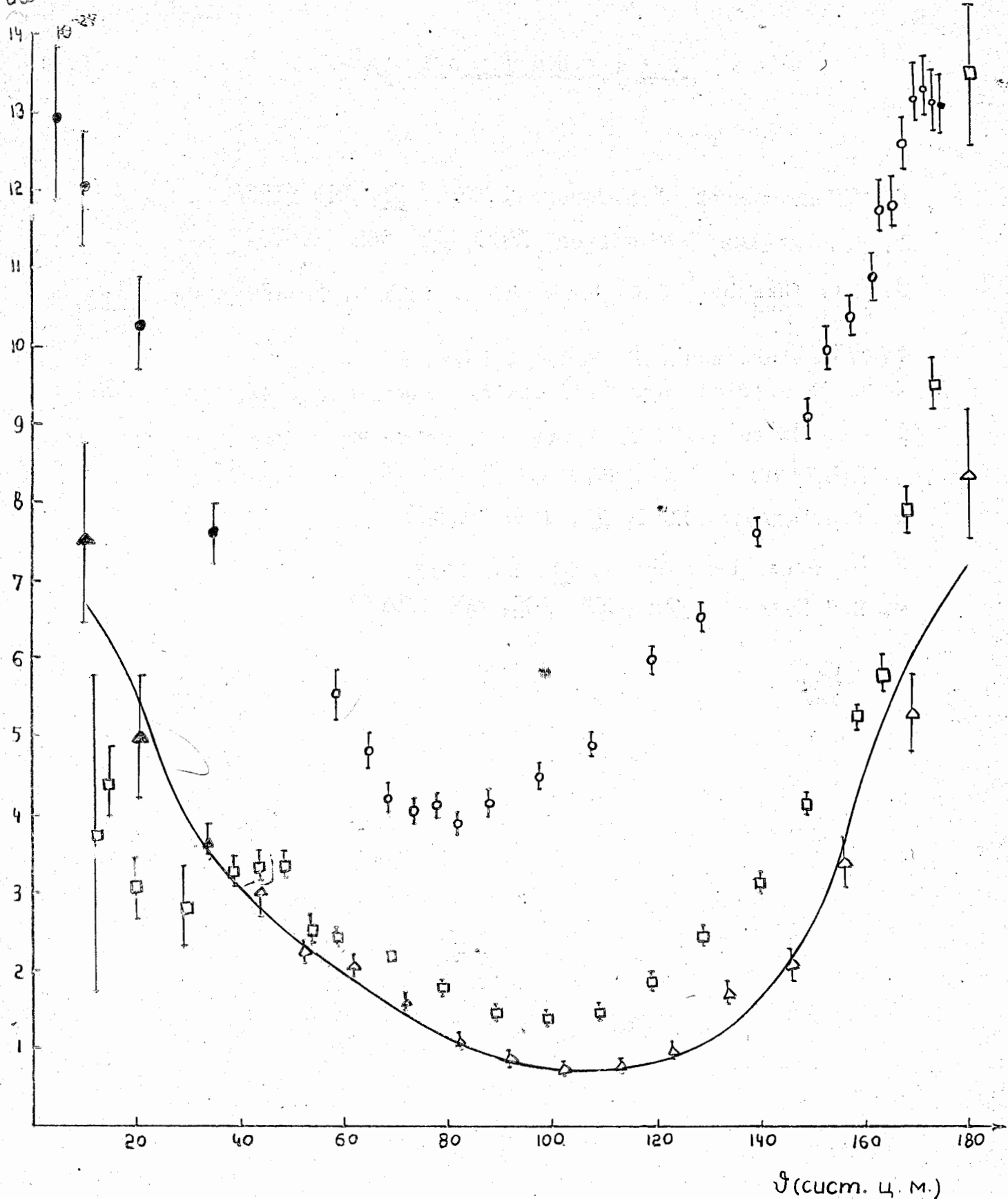


Рис 2. Дифференциальные сечения упругого (n - p) - рассеяния.

○ работа⁽⁵⁾ $E_n = 91 \text{ МэВ.}$ □ работы⁽⁴⁾ $E_n = 400 \text{ МэВ.}$

△ работа⁽¹⁾ $E_n = 580 \text{ МэВ.}$ ▲ - данная работа. Сплошная

кривая - график аппроксимирующего выражения (3).

Л и т е р а т у р а

1. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов. ЖЭТФ, 31, 169 (1956).
2. В.С.Киселев, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 962 (1957).
3. J.J. Thresher, R.G. Voss and R. Wilson, Proc.Roy.Soc., 229, 492, 1956.
4. R.H. Stahl and N.F. Ramsey. Phys. Rev., 96, 1310, 1954.
O. Chamberlain and J.W. Easley. Phys. Rev., 94, 208, 1954.
5. A.J. Hartzler, R.T. Siegel, W. Opiz. Phys. Rev., 95, 591, 1954.
6. Л.Б.Окунь и И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 (1956)
7. Л.И.Липидус. ЖЭТФ, 31, 1099 (1956)
8. M. Rose. Phys. Rev., 91, 610, 1953.
9. Н.П.Богачев. ДАН СССР, 108, 806 (1956).