

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-381

Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ
ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ

ЖЭТФ, 1959, т37, 66, с1587.

Дубна 1959 год

P-381

Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ
ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ

Библиографический указатель
научных публикаций
в области физики

Измерены дифференциальные сечения упругого $n-p$ /--рассеяния $\sigma_{np}(\vartheta)$ в области углов $\vartheta = 11^\circ - 180^\circ$ /с.п.и./ при средней энергии нейтронов 630 Мэв. Полученные данные в пределах ошибок опыта совпадают с результатами измерений, выполненных ранее при средней энергии 580 Мэв. Найденная зависимость $\sigma_{np}(\vartheta)$ вблизи угла $\vartheta = 180^\circ$ была использована для определения константы π - мезон-нуклонного взаимодействия методом, предложенным Чу^{/1/}. При этом получено значение $f^2 = 0,06 \pm 0,02$.

Анализ данных о рассеянии нейтронов протонами при энергии порядка 600 Мэв^{/2,3,4/} приводит к заключению, что, по-видимому, уже в настоящее время возникла необходимость в увеличении точности этих данных и продолжении измерений в области более высоких энергий. Так, например, проверка предложенного Чу^{/1/} метода определения перенормированной константы связи π - мезона с нуклоном из данных по рассеянию нуклонов нуклонами возможна лишь при увеличении числа точек на кривой зависимости дифференциального сечения от угла рассеяния в области углов, близких к 0° и 180° /с.п.и./. С аналогичным же требованием мы встречаемся также в случае определения по известному угловому распределению значения максимального эффективного углового момента ℓ_{max} , при котором на данной энергии еще осуществляется заметное взаимодействие. Кроме того, для будущего совместного анализа $n-p$ / и $p-p$ / взаимодействия необходимо, по-видимому, иметь данные об упругом $n-p$ / рассеянии на энергии 635 Мэв, для которой уже в настоящее время имеются данные о поляризации, возникающей в $p-n$ / рассеянии^{/5/}. Следует заметить, что весьма желательно улучшение существующих данных также с точки зрения использования в опытах либо более моноэнергичного пучка нейтронов, либо использования более узкого участка спектра имеющегося пучка нейтронов.

Перечисленные обстоятельства сделали необходимым проведение измерения дифференциальных сечений упругого $n-p$ /--рассеяния при средней эффективной энергии нейтронов 630 Мэв. Измерения были выполнены на синхротроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Постановка эксперимента

Пучок нейтронов высокой энергии, использованный в опытах, получался в результате обменного рассеяния протонов, ускоренных до энергии 680 Мэв,

на бериллиевой мишени. Распределение нейтронов в пучке по энергиям было изучено в работе^{/6/}. В настоящих опытах использовался участок спектра, соответствующий нейтронам с энергией $E_n \geq 600$ Мэв. Средняя эффективная энергия при этих условиях, в предположении постоянства полного сечения упругого $/n-p/$ -рассеяния в интервале энергии 600 Мэв - 700 Мэв, оказывается равной $/630 \pm 15 /$ Мэв.

Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов протонами в интервале углов $\vartheta = 11^\circ - 180^\circ$ /с.ц.и./ проводилось двумя разными методами:

1. В области углов, где рассеянный нейтрон передает значительную долю своей начальной кинетической энергии протону, дифференциальные сечения определялись методом регистрации протонов отдачи. Для этого на углах отдачи $\phi = 0^\circ - 70^\circ$ /лаб.сист./ измерялась разность числа заряженных частиц от помещаемых поочередно в нейтронный пучок рассеивателей из полиэтилена $/CH_2/$ и графита $/C/$. Для получения полного числа протонов отдачи под заданным углом в данные этих измерений вносились поправки, учитывающие потери протонов отдачи вследствие ядерного поглощения и многократного рассеяния в фильтрах, задающих порог детектора, а также поправки на примесь заряженных мезонов и электронов. Рассеиватели из полиэтилена и углерода представляли собой цилиндры с равной тормозной способностью для протонов. Толщина рассеивателей выбиралась с таким расчетом, чтобы свести до минимума потери протонов из-за многократного рассеяния в веществе рассеивателя. В интервале углов $\phi = 0^\circ - 20^\circ$; $20^\circ - 70^\circ$ толщина рассеивателей из полиэтилена составляла $2,7 \text{ г/см}^{-2}$ и $0,9 \text{ г/см}^{-2}$, соответственно.

Детектор, использованный в опытах для регистрации протонов отдачи, состоял из сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадение и по своей конструкции менялся в зависимости от исследуемой области углов. Для углов $\phi > 10^\circ$, где фон от случайных совпадений не превышал 1-2%, детектором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, изображенный на рис. 1а. Энергетический порог детектора задавался фильтром из вольфрама или меди, помещенным между двумя последними счетчиками. Толщина фильтра на разных углах подбиралась с таким расчетом, чтобы детектор регистрировал только те протоны отдачи, которые соответствовали нейтронам с энергией выше 600 Мэв.

Угловое разрешение детектора равнялось 2° .

В интервале углов $\phi = 0^\circ - 10^\circ$, особенно на угле 0° , когда детектор располагался в прямом нейтронном пучке, основными источниками фона являлись заряженные частицы, выбиваемые из сцинтиллятора первого счетчика, а также медленные протоны, вылетающие из рассеивателя, которые перегружали передние счетчики и тем самым увеличивали фон случайных совпадений. Для уменьшения влияния перечисленных источников фона в этом интервале углов применялся детектор из четырех сцинтилляционных счетчиков /рис.1в/. При этом первый счетчик ставился вплотную к рассеивателю, а фильтр, задающий порог детектора, распределялся между вторым, третьим и четвертым счетчиками. Это уменьшало телесный угол, под которым последние счетчики "видят" сцинтиллятор первого, и понижало загрузку трех последних счетчиков. Соответственно, фон от сцинтиллятора первого счетчика и фон случайных совпадений заметно снижались. Угловое разрешение в этом случае определялось размером сцинтиллятора второго счетчика и составляло 1° .

Поправка на ядерное поглощение и многократное рассеяние протонов отдачи в фильтрах определялась на выведенном из синхроциклотрона пучке протонов с энергией 660 Мэв. Для этого в протонный пучок помещался полиэтиленовый рассеиватель и с помощью двух телескопов, включенных на совпадение /метод сопряженных телескопов/, регистрировались акты упругих /р-р/-столкновений. Угол "определяющего" телескопа относительно оси пучка выбирался таким, чтобы энергия регистрируемых протонов совпадала со средней энергией протонов отдачи от упругих /н-р/-столкновений на тех углах ϕ , для которых измерялись поправки на поглощение. При этом измерение поправок сводилось к определению отношения числа протонов от упругих /р-р/-столкновений, зарегистрированных детектором при работе с фильтром и без фильтра.

Кинематический анализ неупругих процессов при столкновениях нейтронов с энергией 630 Мэв с протонами показал, что поправки на примесь заряженных π и μ -мезонов и электронов благодаря наличию высокого энергетического порога детектора в интервале углов $\phi = 0^\circ - 25^\circ$ практически равны нулю. На углах $\phi = 30^\circ - 70^\circ$ определение доли мезонов от общего числа заряженных частиц, зарегистрированных детектором, проводилось путем разделения мезонов и протонов отдачи либо по скоростям с помощью черенковского счетчика /интер-

вал углов $\Phi = 30^\circ - 60^\circ$, либо по пробегам $\langle \Phi \rangle 60^\circ$.

11. На углах $\vartheta \leq 35^\circ$ измерение дифференциальных сечений упругих $n-p$ /-столкновений проводилось путем непосредственного определения числа нейтронов, рассеянных на данный угол. Опыты велись с помощью нейтронного детектора, использованного авторами ранее при изучении $n-p$ /-рассеяния на энергии 580 Мэв^{/3/}. В качестве рассеивателя использовался цилиндрический стеклянный дьюар, наполненный жидким водородом^{/3/}.

Нейтронный детектор состоял из пяти сцинтилляционных счетчиков и "конвертора" из полиэтилена толщиной 5,6 г/см², расположенного между первыми двумя счетчиками /рис. 1 /. Нейтроны от упругих $n-p$ /-столкновений, попадали в "конвертор" и испытывали в нем обменное рассеяние. Протоны отдачи, вылетающие из "конвертора", регистрировались четырьмя последними счетчиками детектора, включенными на совпадение. Первый счетчик включался на антисовпадение с остальными и служил для исключения заряженных частиц, летящих от мишени. Энергетический порог детектора задавался медным фильтром, установленным между 3,4 и 5 счетчиками.

При расчете толщины фильтров для углов рассеяния $\theta = 15^\circ, 10^\circ, 5^\circ$ /лаб.сист./ допускалось, что средняя потеря энергии при "перезарядке" нейтрона в легком веществе составляет 15% от начальной энергии. Угловое разрешение нейтронного детектора составляло 2° .

В рабочих условиях фон, т.е. скорость счета нейтронного детектора с "конвертором" между первым и вторым счетчиками, но без рассеивателя, составлял 50% от скорости счета с рассеивателем для углов $\theta = 15^\circ$ и 10° , а для угла $\theta = 5^\circ$ - 70%. Исследования показали, что основным источником фона являлись нейтроны, испытавшие дифракционное рассеяние на конце стального коллиматора, формирующего нейтронный пучок.

Полученные двумя методами угловые распределения рассеянных нейтронов от упругих $n-p$ /-столкновений в области углов $\vartheta = 180^\circ - 35^\circ$ и $35^\circ - 11,5^\circ$ /с.д.м./ сшивались на угле 35° . Абсолютные значения дифференциальных сечений определялись нормировкой полученного углового распределения на полное сечение упругого рассеяния нейтронов протонами $\sigma_{np}^{уп}$. Это сечение находилось на основе данных работ^{/7,8/} как разность полного сечения $\sigma_{np} = 37 \pm 4 \cdot 10^{-27}$ см²

и суммарного сечения рождения π -мезонов при столкновениях нейтронов с энергией 640 Мэв с протонами $\sigma_{np}^{\pm,0} = /11,2 \pm 2/ \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. При этом $\sigma_{np}^{\text{уп}}$ оказалось равным $/25,8 \pm 4,5/ \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Следует заметить, что использованное значение $\sigma_{np}^{\pm,0}$ получено путем сравнения сечений образования π -мезонов в $/p-d/$ и $/p-p/$ -столкновениях и возможно несколько отличается от истинного значения сечений неупругого $/n-p/$ -взаимодействия. Однако указанное различие, по-видимому, не выходит за пределы ошибки приведенного значения, так как примерно такая же величина $\sigma_{np}^{\text{уп}}$ получается, если воспользоваться данными работ ^{1,9/}, выполненных при энергиях 580 и 970 Мэв.

Результаты измерений

Измеренная зависимость сечения от угла рассеяния изображена на рис. 2. Ошибки, указанные на рисунке, - стандартные статистические отклонения. В них не включена ошибка измерения полного сечения упругого рассеяния $/19\%/$, на которое нормировалась кривая. Для сравнения на этом же рисунке показано $\sigma_{np}(\vartheta)$ при энергии 580 Мэв. Из рисунка видно, что $\sigma_{np}(\vartheta)$ для энергий 580 и 630 Мэв в пределах ошибок опыта совпадают.

Полученные данные были использованы для определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия методом, предложенным Чу^{1/}.

Как известно, Чу обратил внимание на то, что в действительной части амплитуды упругого рассеяния нейтронов протонами, представленной в виде функции квадрата импульса, передаваемого при столкновении, Δ^2 существует полюс в нефизической области при $\Delta^2 = -\mu^2$, где μ - масса π -мезона. При этом перенормированная константа связи π -мезон-нуклонного взаимодействия f определяется вычетом, найденным относительно этого полюса. К сожалению, в настоящее время восстановить амплитуду $/n-p/$ -рассеяния из экспериментальных данных не удастся. Вследствие этого Чу предложил вместо амплитуды рассеяния использовать известную из опыта зависимость сечения упругого $/n-p/$ -рассеяния $\sigma_{np}(\vartheta)$ в области углов, близких к $\vartheta = 0^\circ$ либо $\vartheta = 180^\circ$, предполагая, что наличие полюса при $\Delta^2 = -\mu^2$ будет заметно влиять на характер зависимости $\sigma_{np}(\vartheta)$ вблизи границ физической области $/\vartheta = 0$ и $180^\circ/$. Рекомендуемая им процедура определения f сводится, по существу, к аналитическому продолжению функции $\sigma_{np}(\vartheta) \cdot (\Delta^2 + \mu^2)^2$

в нефизическую область до точки $\Delta^2 = -m^2$ и практически состоит в следующем: измеренные сечения $\sigma_{np}(\vartheta)$ умножаются на величину $X^2 = (1 + \frac{m^2}{2k^2} + \cos \vartheta) = \frac{\Delta^2 + m^2}{4k^2}$ / k - импульс частицы в с.п.и./, затем полученные значения $\sigma_{np} \cdot X^2$ методом наименьших квадратов аппроксимируются степенным рядом вида

$$A + Bx + Cx^2 \dots$$

Найденный отсюда коэффициент A / вычет функции $\sigma_{np}(\vartheta)/4k^4$ относительно $\Delta^2 = -m^2$ / согласно существующей мезонной теории непосредственно выражается через константу f /1/:

$$A = f^4 \cdot m^4 k^{-4} (m^2 + k^2)^{-1},$$

где m - масса нуклона. Интервал углов, пригодных для определения f , задается радиусом сходимости ряда /1/ и определяется выражением

$$-1 < \cos \vartheta < -1 + \frac{m^2}{2k^2}.$$

С целью определения f^2 описанным выше путем, через экспериментальные точки $\sigma_{np}(\vartheta) \cdot X^2$ методом наименьших квадратов для ряда пробных функций /от линейной функции до параболы четвертой степени включительно/ были проведены кривые и затем найдены значения f^2 . Результаты приведены в таблице 1.

Пробная функция	$A + Bx$	$A + Bx^2$	$A + Bx^3$	$A + Bx + Cx^2$	$A + B(x-x_0)^2 + C(x-x_0)^4$
M	2	0,7	1,8	3	1,2
f^2	-	$0,04 \pm 0,006$	$0,05 \pm 0,007$	$0,07 \pm 0,009$	$0,085 \pm 0,01$

$$M = \frac{\sum_i \{ [\sigma_{np}(\vartheta)]_{oi} - [\sigma_{np}(\vartheta)]_i \}^2 w_i}{n - \ell} \quad \text{- коэффициент,}$$

характеризующий достоверность данного разложения, $[\sigma_{np}(\vartheta) \cdot X^2]_{oi}$ - вычисленное значение функции в i -той точке, $[\sigma_{np}(\vartheta) \cdot X^2]_i$ - измеренное значение, w_i - статистический вес данного измерения, n - число точек, в которых измерено сечение рассеяния, ℓ - число коэффициентов в данной пробной

функции, $\chi_0 = \frac{\mu^2}{2k^2}$ - значение величины χ на границе физической области.

Определенные значения f^2 колеблются в пределах от 0,04 до 0,085. Средняя величина, найденная с учетом достоверности разложения, оказывается равной $f^2 = 0,06 \pm 0,02$. При этом линейная зависимость не учитывается, так как для этой функции коэффициент $A < 0$, что не имеет физического смысла. Следует заметить, однако, что для лучшего выбора наиболее достоверной из перечисленных выше пробных функций крайне желательно было бы увеличить число экспериментальных точек в использованном интервале углов.

Интересно отметить, что при $f^2 = 0,085$ кривая, которую необходимо аналитически продолжить в нефизическую область /рис. 3, крив. 2/, симметрична относительно границы физической области $\Delta^2 = 0$ /. Если предположить, что это свойство сохраняется и при более низких энергиях и попытаться, не прибегая к процедуре аналитического продолжения, взять соответствующее значение $\sigma_{пр}(\vartheta) \cdot \chi^2$ на ветви кривой, расположенной в физической области при $\Delta^2 = +\mu^2$, то оказывается, что значение f^2 , полученное при этом, колеблется от 0,08 до 0,1 в широком интервале энергий нейтронов от 90 Мэв до 650 Мэв.

Авторы пользуются случаем выразить свою глубокую благодарность проф. Желепову В.П., научным сотрудникам Симонову Ю.Н., Мещерякову В.А. и сотрудникам криогенной лаборатории Дмитриевской В.Н., Кузнецову Ю.А., Чекменеву А.В. за помощь в работе.

Авторы весьма признательны также члену-корреспонденту АН СССР Б.М.Понтекерво и кандидатам физико-математических наук Л.И.Лапидусу и А.А.Тяпкину за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов работы.

Л и т е р а т у р а

1. G.F.Chew, Phys.Rev. 112, 1380 (1958).
2. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов. ЖЭТФ, 31, 169 /1956/.
3. Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов. ЖЭТФ, 33, 53 /1958/.
4. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Ю.В.Катышев, А.Д.Конин, С.В.Медведь. ЖЭТФ, 36, 735 /1959/.
5. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. ЖЭТФ, 36, 433 /1959/.
6. В.С.Киселев, К.О.Оганесян, Р.А.Позе, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 35, 812 /1958/.
7. В.П.Джелепов, В.И.Сатаров, Б.М.Головин. ДАН, 104, 717 /1959/.
8. Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 750 /1957/.
9. A.P.Batson, V.B.Culwick, H.B.Klapp and L.Riddiford, Proc.Roy. Soc. 251, 233 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел 6 июля 1959 года.

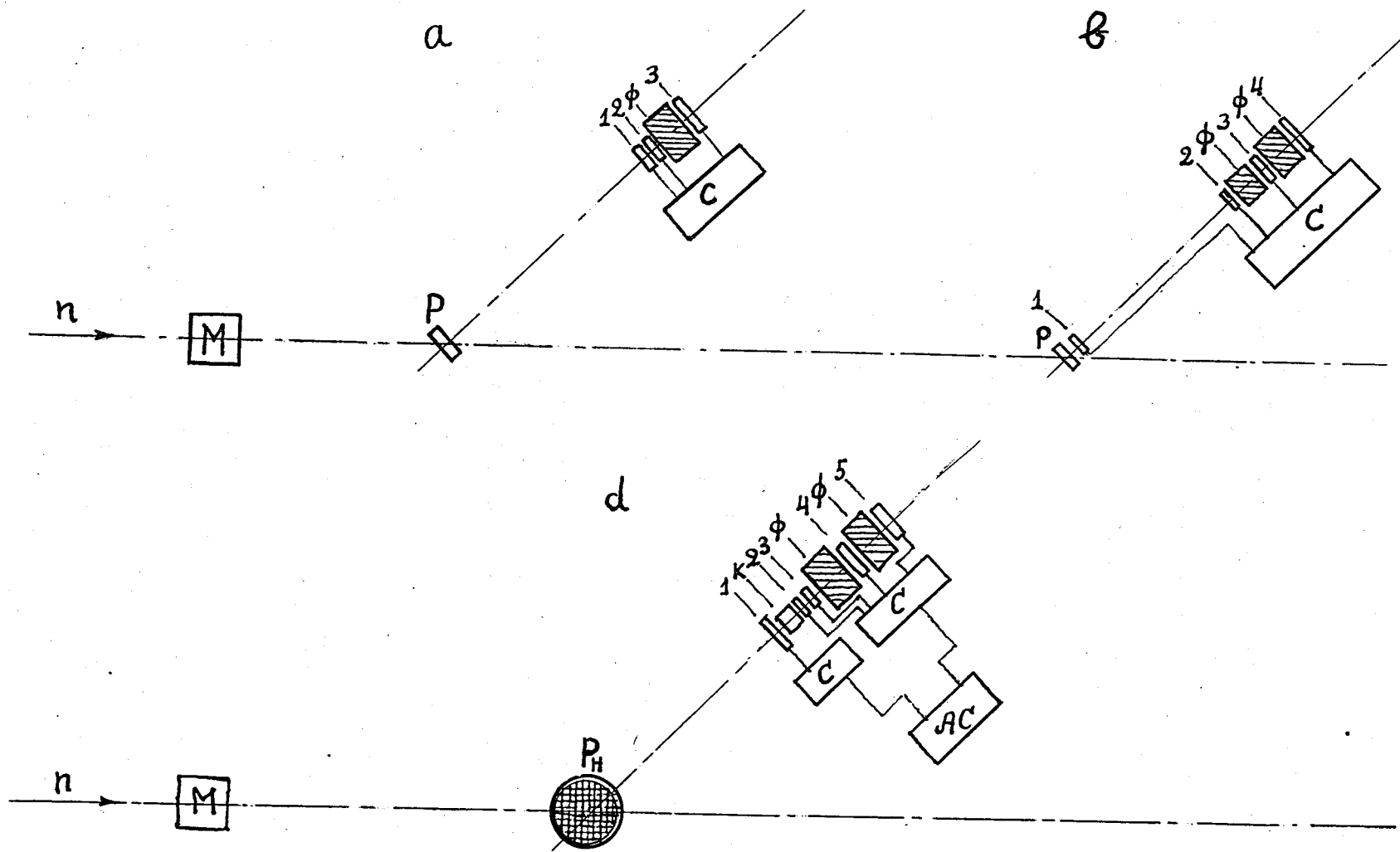


Рис. 1. Схема опыта. а, в - детектор для регистрации протонов отдачи; **d** - нейтронный детектор; **n** - нейтронный пучок; М - монитор; Р - рассеиватель; Р_н - дьюар с жидким водородом; 1, 2, 3, 4, 5 - сцинтилляционные счетчики; Ф - фильтр; К - конвертор; С - схема совпадений; АС - схема антисовпадений.

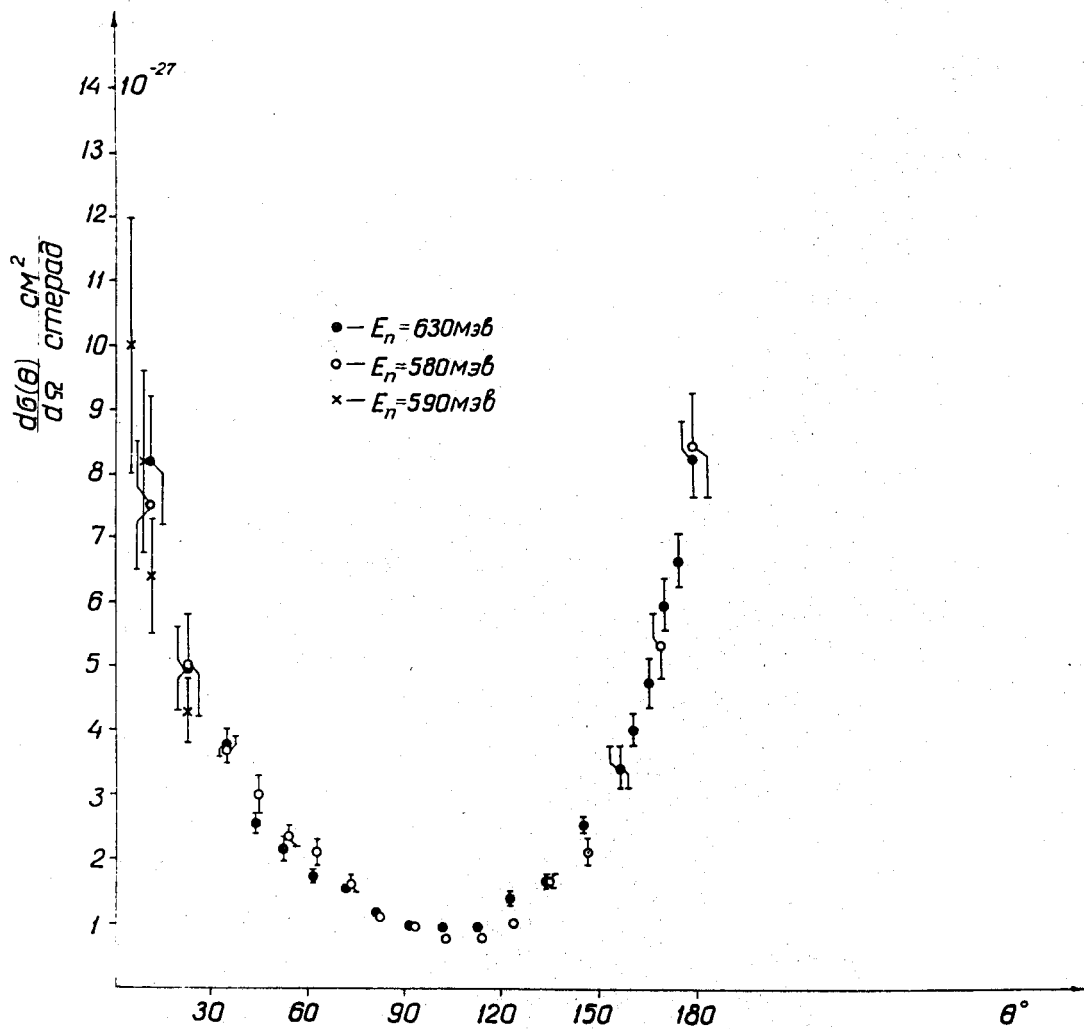


Fig.2.

Differential cross section for (n-p)-scattering.
 O is the paper [1,2] $E_n = 580 \text{ MeV}$.
 x is the paper [4]
 $E_n = 590 \text{ MeV}$.
 \bullet is a given paper.

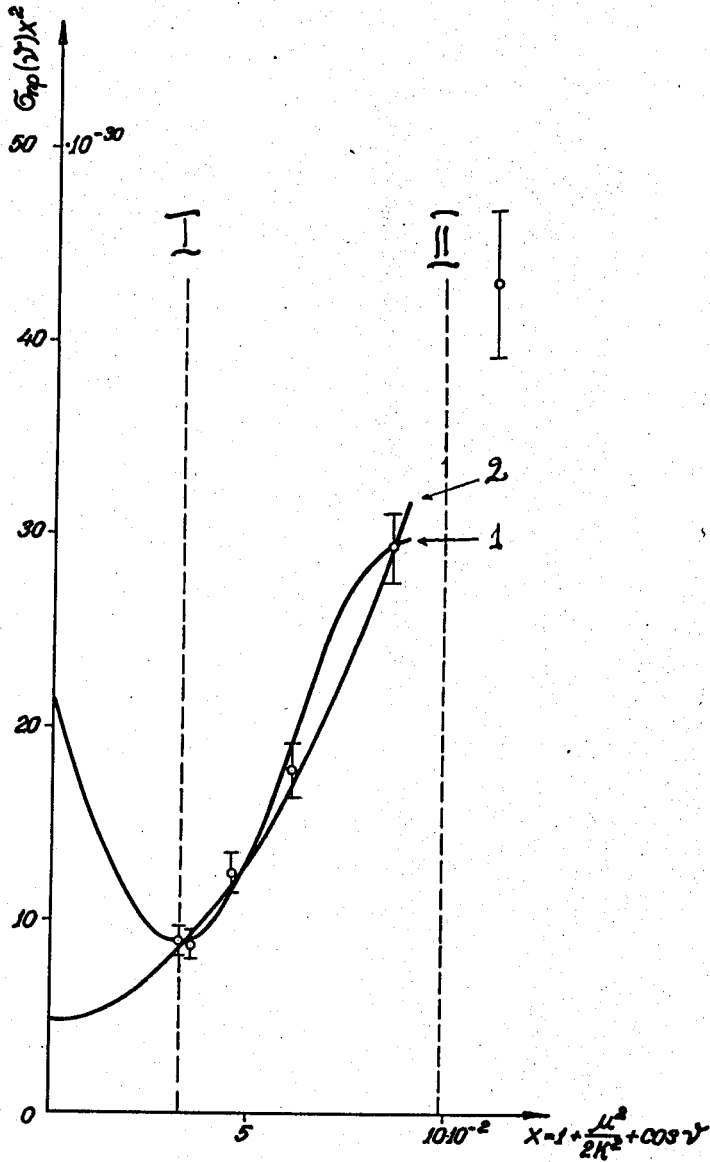


Рис. 3. Определения перенормированной константы связи π -мезон-нуклонного взаимодействия по методу Чу. 1- граница физической области. II - граница области применимости метода

1 — $\sigma_{\pi}(p) \cdot x^2 = A + Bx^2$, 2 — $\sigma_{\pi}(p) \cdot x^2 = A + B(x-x_0)^2 + C(x-x_0)$