

136  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б. М. Головин, В. П. Желелов, В. С. Надеждин, В. И. Сатаров

P.236

О возможных наборах опытов для совместного анализа данных  
по нуклон-нуклонному рассеянию и поляризация в  $(p-n)$ -соударениях  
при энергии 635 Мэв

Дубна, 1958 год

0000

Б. М. Головин, В. П. Джелепов, В. С. Надеждин, В. И. Сатаров

P.236

**О возможных наборах опытов для совместного анализа данных по нуклон-нуклонному рассеянию и поляризация в  $(p-n)$ -соударениях при энергии 635 Мэв \*) \*\*)**

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1958 год

---

\*) Работа доложена на IV-ой сессии Ученого совета Объединенного института ядерных исследований в мае 1958 года.

\*\*\*) Статья направлена в ЖЭТФ.

Предлагается проведение совместного анализа данных по  $(n-p)$ - и  $(p-p)$ -рассеянию, позволяющего сократить число опытов, необходимых для восстановления амплитуды рассеяния. Приведены наборы опытов, обеспечивающие получение достаточной информации при условии выполнения указанного анализа. Измерена угловая зависимость поляризации в  $(p-n)$ -столкновениях при энергии 635 Мэв. Обнаружено различие в энергетической и угловой зависимостях поляризации для состояний системы нуклон-нуклон с разными изотопическими спинами ( $T=0$  и  $T=1$ ).

### В в е д е н и е .

Известно, что результаты всех опытов по упругому рассеянию нуклонов нуклонами можно записать в виде различных комбинаций пяти комплексных коэффициентов амплитуды рассеяния. Для определения этих коэффициентов (с точностью до общего фазового множителя) необходимо, в общем случае, проведение девяти независимых опытов <sup>/1/</sup>. При энергиях нуклонов, лежащих ниже порога мезнообразования, благодаря унитарности матрицы рассеяния число необходимых опытов уменьшается до 5 <sup>/2/</sup>. В области энергий, больших 300 Мэв для восстановления амплитуды по данным лишь об упругом рассеянии нуклонов число необходимых опытов возрастает до 9, а для определения обеих амплитуд  $A_{np}$  и  $A_{pp}$  при раздельном анализе данных - до 18. Можно показать, однако, что если использовать представления о зарядовой инвариантности ядерных сил и проводить совместный анализ данных о  $(pp)$  и  $(np)$  рассеянии, то число независимых опытов, необходимых для восстановления амплитуд  $(pp)$  и  $(np)$  рассеяния с точностью до одного, общего для  $(pp)$  и  $(np)$  систем, фазового множителя, т.е. для определения 19 действительных величин, в общем случае можно сократить до 13. Причина состоит в том, что в рамках изотопической инвариантности рассеяние в  $(pp)$  и  $(np)$  системах описывается десятью комплексными функциями, заданными в интервале углов  $0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2}$  и определяющими рассеяние нуклонов в состояниях с полным изотопическим спином  $T=0$  и  $T=1$ . Поэтому выполнение каждой пары опытов по

\*<sup>1</sup>) Работа доложена на IV-ой сессии Ученого совета Объединенного института ядерных исследований в мае 1958 года.

\*\*<sup>2</sup>) Статья направлена в ЖЭТФ.

определению одинаковых характеристик (pp) системы в интервале  $0 < \vartheta < \frac{\pi}{2}$  и (n-p)-системы в интервале углов  $0 \leq \vartheta \leq \pi$  дает возможность получить информацию о трех действительных функциях, описывающих рассеяние. Две из них определяются взаимодействием нуклонов в состояниях с  $T=0$  и  $T=1$ , а третья соответствует интерференции между ними. Таким образом, для определения всех десяти комплексных коэффициентов амплитуд (с точностью до общего фазового множителя) необходимо проведение шести пар одинаковых опытов по (np) и (pp) рассеянию, что даст 18 независимых уравнений, и дополнительно одного опыта для (pp) или (np) системы. В приложении 1 к настоящей статье даются аналитические выражения, связывающие величины, определяемые в отдельных опытах, с коэффициентами амплитуды рассеяния. В приложении 2 мы приводим наборы опытов, выбранных с учетом получения необходимой информации при минимальном общем числе опытов (или минимальном числе опытов с (n-p)-системой) и относительной легкости их осуществления.

О возможности использования данных (pd)-рассеяния.

Вследствие известных трудностей, встречающихся в опытах по исследованию рассеяния нейтронов свободными протонами, в ряде работ изучалось рассеяние протонов нейтронами при (pd)-соударениях. Это позволяет использовать более интенсивные и почти моноэнергетические пучки протонов со значительно большей, чем у нейтронов степенью поляризации. При этом, однако, возникает вопрос о законности использования полученных результатов вместо данных о свободном (np)-рассеянии. Ранее нами была рассмотрена задача об условиях, при которых данные по (pd)-рассеянию могут быть использованы для нахождения сечений упругого рассеяния нейтронов нейтронами /3/. Мы сделали попытку найти в нерелятивистском импульсном приближении поляризацию нуклонов при различных типах нуклон-дейтронных соударений и установить их связь с поляризацией при свободном (np)-рассеянии, применив метод, сходный с употреблявшимся Тамором /4/.

Для случая, когда падающий нуклон рассеян на угол  $\vartheta$  лабораторной системы координат, а состояние двух других нуклонов не фиксируется, имеет место следующее выражение для поляризованного сечения  $PQ$  :

$$(PQ)_{pd}(\vartheta) = (PQ)_{pp}(\vartheta) + (PQ)_{pn}(\vartheta) + (PQ)_{интерф}(\vartheta) \cdot I(\vartheta)$$

где  $I(\vartheta)$  - функция, равная единице для  $\vartheta = 0^0$  и быстро убывающая с увеличением угла рассеяния. Из этой формулы видно, что в той области углов, где интеграл  $I(\vartheta)$  мал, поляризованное сечение для (pd)-соударений совпадает с суммой поляризованных сечений для (pp) и (pn) соударений \*).

---

\* ) Выполненные нами измерения свидетельствуют о том, что при энергии 635 Мэв величина интеграла  $I(\vartheta)$  незначительна уже при углах  $\vartheta \geq 8^0$ .

В заключение отметим, что при приближенном восстановлении амплитуд рассеяния нуклонов нуклонами может оказаться полезным использование также других данных о нуклон дейтронных соударениях, так как соответствующие выражения содержат комбинации коэффициентов амплитуд, встречающиеся лишь в наиболее сложных опытах со свободными нуклонами.

В частности, полученные нами выражения для поляризованного сечения упругого ( $pd$ )-рассеяния, кроме обычных членов  $Re\ a e^*$ , содержат также члены типа  $Re\ b e^*$ , которые входят лишь в выражения, описывающие корреляцию поляризаций при рассеянии поляризованного пучка.

#### Метод исследования.

Схема опытов по определению поляризации в ( $pn$ )-соударениях дана на рис. I. В работе использовался один из пучков поляризованных протонов с энергией  $635 \pm 15$  Мэв, получаемый на синхроциклотроне ОИЯИ. Интенсивность пучка в месте нахождения мишени составляла  $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ ; степень поляризации пучка  $(58 \pm 3)\%$  /5/. Эффект от рассеяния протонов на нейтронах определен по разности скоростей счета с мишенями из тяжелой и обычной воды, выполненными в виде тонкостенных кювет из плексигласа. Случаи упругого ( $pn$ )-рассеяния в интервале углов  $45^\circ \leq \vartheta \leq 134^\circ$  выделялись путем регистрации протонов и нейтронов двумя включенными на совпадение телескопами, установленными под углами, соответствующими разлету нуклонов при упругих соударениях. Угловое разрешение системы составляло  $7^\circ$ . Рассеяние протонов на нейтронах определялось по разности эффектов от тяжелой и обычной воды. Регистрация протонов производилась телескопом из 3-х счетчиков, в которых использовались фотоумножители типа ФЭУ-33 и пластмассовые сцинтилляторы. Регистрация нейтронов производилась высокоэффективным многослойным счетчиком с жидким сцинтиллятором /6/. Для исключения регистрации этим счетчиком заряженных частиц, перед ним ставился сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения с нейтронным счетчиком. Импульсы всех сцинтилляционных счетчиков подавались на схемы совпадений с разрешающей способностью  $2 \cdot 10^{-8}$  сек. Схемы совпадений и антисовпадений включались так, чтобы одновременно регистрировать как случаи ( $pp$ ), так и ( $pn$ )-рассеяния. Эффективность схемы антисовпадений неоднократно проверялась и была не ниже 99,8%.

В той области углов, где одна из рассеянных частиц имела малую энергию, описанный выше метод регистрации был непригоден. Поэтому в области углов  $18^\circ \leq \vartheta \leq 57^\circ$  регистрировались только упруго рассеянные протоны. Для исключения регистрации неупруго рассеянных нуклонов и мезонов между счетчиками устанавливались соответствующие фильтры. Угловое разрешение телескопа в этом случае было около  $4^\circ$ .

### Встировка аппаратуры.

При выполнении опытов особое внимание было уделено созданию условий, позволяющих избежать появления ложной асимметрии. Причинами последней могли бы явиться:

- а) неточная установка аппаратуры относительно оси пучка ;
- б) поворот пучка в рассеянных магнитных полях ;
- в) неоднородности пучка в месте нахождения мишеней и т.п.

Оценки показывают, что возможное влияние на пучок магнитного поля невелико и отклонение его оси в рассеянном магнитном поле было меньше  $10'$ . Для исключения влияния на фотоумножители рассеянного магнитного поля последние помещались в экраны из железа и пермаллоя. Эффективность экранировки считалась достаточной, если не наблюдалось изменения в счете импульсов от фотоумножителя, облучившегося  $\gamma$ -лучами при включении магнитного поля.

Однородность пучка проверялась по плотности почернения фотопленки, экспонированной в месте расположения мишеней, и, как можно было видеть из микрофотограм, практически не менялась по сечению пучка. Положение центральной оси пучка также определялось фотографически и вся измерительная аппаратура тщательно встировалась по отношению к этой оси. Дополнительным критерием правильности установки являлось отсутствие асимметрии в упругом (р-р) рассеянии на угле  $90^\circ$  с.ц.м. и совпадение полученной нами асимметрии рр - рассеяния на других углах со значениями асимметрии, полученными в /5/ при той же энергии.

### Измерения и обработка результатов.

При работе сопряженными телескопами в интервале углов  $45^\circ \leq \vartheta < 134^\circ$  измерения сводились к определению скоростей счета схемы антисовпадений от рассеивателей из  $D_2O$  и  $H_2O$  слева и справа от оси пучка ( по отношению к наблюдателю, смотрящему по пучку ). Одновременно схемой совпадений регистрировались случаи упругого или квазиупругого (рр)-рассеяния.

Асимметрия квазиупругого (п р)-рассеяния определялась из выражения

$$\epsilon_{pp} = \frac{(\mathcal{N}_{D_2O} - \mathcal{N}_{H_2O})_L - (\mathcal{N}_{D_2O} - \mathcal{N}_{H_2O})_R}{(\mathcal{N}_{D_2O} - \mathcal{N}_{H_2O})_L + (\mathcal{N}_{D_2O} - \mathcal{N}_{H_2O})_R},$$

где через  $\mathcal{N}$  обозначены скорости счета антисовпадений (за вычетом фона) при помещении в пучок соответствующих рассеивателей и расположении протонного телескопа слева (L) или справа (R) от пучка. Опыты показали, что фон по обе стороны пучка был симметричен, и значения асимметрии рассеяния, получаемые с учетом поправки на фон и без нее, совпадали между собой в пределах ошибок измерений.

Как уже указывалось, в интервале углов рассеяния  $18^\circ \leq \vartheta \leq 57^\circ$  измерения велись с помощью одного(протонного) телескопа. Выход протонов от (рп)-соударений при этом также

находился по разности скоростей счета телескопа при помещении в пучок рассеивателей из  $D_2O$  и  $H_2O$ . Возможность регистрации мезонов и не квазиупруго рассеянных протонов исключалась с помощью фильтров соответствующей толщины. В этом случае величины  $N$  в выражении для  $\epsilon_{pp}$  являются скоростями счета совпадений (за вычетом фона) при том или ином рассеивателе и расположении телескопа относительно пучка. Контрольные опыты показали, что в этих измерениях фон обуславливался в основном рассеянием протонов на концах коллиматора и также был симметричен слева и справа от пучка.

Монитором во всех опытах служила наполненная аргоном ионизационная камера.

### Результаты опытов и их обсуждение.

Некоторые из величин, входящих в наборы опытов, рассмотренных в приложении 2, были ранее измерены в ряде работ, выполненных на синхроциклотроне ОИЯИ. Так при энергии около 600 Мэв определены полные сечения  $(n p)^{7/}$  и  $(p p)^{8/}$  взаимодействий, дифференциальные сечения упругого  $(n-p)^{9/}$  и  $(p-p)^{10/}$  рассеяния и измерена поляризация при упругом  $(p p)$  рассеянии<sup>5/</sup>. В течение последнего года нами была изучена угловая зависимость поляризации при  $(p n)$ -рассеянии в  $(p d)$ -соударениях ( $E_p = 635$  Мэв) и выполнены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов свободными протонами в области малых углов ( $E_n \approx 600$  Мэв)<sup>11/</sup>.

I. Результаты исследования угловой зависимости поляризации в  $(p n)$ -рассеянии приведены в таблице I и изображены на рис.2. Указанные погрешности представляют собой статистические ошибки измерений. Для сопоставления на том же рисунке приводятся данные, полученные другими авторами при меньших энергиях. Обращает на себя внимание резкое изменение указанной зависимости в интервале энергий 100-300 Мэв. В области же 300-635 Мэв угловая зависимость поляризации меняется слабее.

Предполагая позднее дать подробный анализ результатов, в данной работе мы сочли полезным провести выделение поляризованных сечений, связанных с взаимодействием нуклонов в состояниях с разными изотопическими спинами. Результаты такого разделения для трех энергий нуклонов приведены на рис.3. Все парциальные поляризованные сечения приведены с теми весами, с которыми они входят в поляризованное сечение  $(p p)$  рассеяния. Можно видеть, что относительные вклады парциальных поляризованных сечений в  $(PQ)_{pp}$  заметно меняются с энергией; эти сечения для  $T=0$  и  $T=1$  имеют разные энергетические зависимости:  $(PQ)_{T=1}$  - возрастает с увеличением энергии, а  $(PQ)_{T=0}$  заметно убывает. Тот факт, что поляризованное сечение для состояний с  $T=0$  имеет при энергии 635 Мэв относительно большую величину, свидетельствует о том, что вклад нецентральных взаимодействий в этих состояниях остается значительным и в области 600-700 Мэв подобно тому, как это имеет место для энергий 100-300 Мэв<sup>14/</sup>. Обнаруженное

уменьшение с энергией поляризованных сечений  $(PQ)_{T=0}$  наряду с полученными ранее данными о виде угловой зависимости сечения упругого рассеяния в состояниях с  $T=0$ , а также об уменьшении полных сечений взаимодействия нуклонов в этих состояниях с ростом энергии /15/ может явиться дополнительным указанием в пользу высказанного в /16/ предположения о возможности качественного описания взаимодействия нуклонов в состояниях с  $T=0$  при помощи борновского приближения.

2. Сопоставление данных о поляризации, найденных при разных энергиях, позволяет иногда без проведения полного анализа получить некоторые сведения об особенностях взаимодействия нуклонов.

Рассмотрим энергетическую зависимость поляризованного сечения  $(PQ)_{pp}$  на угол  $\vartheta = 90^\circ$  с.ц.и. Для этого угла из всего выражения  $(PQ)_{pp}$  остается лишь один член, определяемый интерференцией между состояниями с различными изотопическими спинами. На рис.4 приведены имеющиеся в настоящее время данные о величинах  $(PQ)_{pp}(90^\circ)$  для разных энергий нуклонов. Характерным является то, что эта величина меняет знак, обращаясь в нуль вблизи 200 Мэв. Как показали расчеты Сигнеля и Маршака /17/ при энергиях до 150 Мэв обе  $S$ -фазы уменьшаются, а фазы всех остальных волн увеличиваются с ростом энергии. Сопоставление результатов этих расчетов с фазовым анализом  $(pp)$  рассеяния при 300 Мэв /18/ показывает, что  $^4S$ -фаза в интервале энергий 150-300 Мэв меняет знак.

С другой стороны, согласно /19/ основная роль в поляризации при  $(pp)$  рассеянии вблизи 100 Мэв принадлежит интерференции  $^3S$ - $^3D$  волн. Если предположить, что и при больших энергиях существенную роль играет интерференция разных волн с  $^3S$ -волной, то можно сделать вывод, что фаза этой волны меняет знак вблизи 200 Мэв; это означает тогда, что фазы обеих  $S$ -волн в указанной энергетической области ведут себя подобным образом.

Авторы выражают благодарность Л.И.Лapidусу, Р.М.Рындиному и Я.А.Сморозинскому за обсуждение ряда вопросов, затронутых в этой работе, и ценные замечания.



П Р И Л О Ж Е Н И Е I

Если амплитуды рассеяния нуклонов нуклонами записать в виде:

$$A_{pp} = \alpha_1 + \beta_1 (\bar{b}_1 \bar{n}) (\bar{b}_2 \bar{n}) + \gamma (\bar{c}_1 + \bar{c}_2) \bar{n} + \delta (\bar{b}_1 \bar{l}) (\bar{b}_2 \bar{l}) + \varepsilon (\bar{b}_1 \bar{m}) (\bar{b}_2 \bar{m}), \quad (1)$$

$$A_{np} = \frac{\alpha_1 + \alpha_0}{2} + \frac{\beta_1 + \beta_0}{2} (\bar{b}_1 \bar{n}) (\bar{b}_2 \bar{n}) + \frac{\gamma_1 + \gamma_0}{2} (\bar{c}_1 + \bar{c}_2) \bar{n} + \frac{\delta_1 + \delta_0}{2} (\bar{b}_1 \bar{l}) (\bar{b}_2 \bar{l}) + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_0}{2} (\bar{b}_1 \bar{m}) (\bar{b}_2 \bar{m}), \quad (2)$$

где индексы I, 0 - соответствуют значениям полного изотопического спина системы, и ввести функции

$$a_{1,0} = (\alpha + \beta)_{1,0}; \quad b_{1,0} = (\alpha - \beta)_{1,0}; \quad c_{1,0} = (\delta + \varepsilon)_{1,0}; \quad d_{1,0} = (\delta - \varepsilon)_{1,0}; \quad e_{1,0} = 2\gamma_{1,0} \quad (3)$$

со свойствами симметрии относительно замены  $\psi \rightarrow \pi - \psi$

$$a_1(\pi - \psi) = -a_1(\psi); \quad b_1(\pi - \psi) = -c_1(\psi); \quad c_1(\pi - \psi) = -b_1(\psi); \quad d_1(\pi - \psi) = d_1(\psi); \quad e_1(\pi - \psi) = e_1(\psi) \\ a_0(\pi - \psi) = a_0(\psi); \quad b_0(\pi - \psi) = -c_0(\psi); \quad c_0(\pi - \psi) = b_0(\psi); \quad d_0(\pi - \psi) = -d_0(\psi); \quad e_0(\pi - \psi) = -e_0(\psi) \quad (4)$$

то, как уже указывалось, из двух опытов по измерению одной и той же величины для (n-p)- и (pp)-систем можно получить три независимых комбинации коэффициентов амплитуд рассеяния. Это дает возможность предложить набор из 13 опытов, позволяющий восстановить амплитуды (np)- и (pp)-рассеяния с точностью до общего для обеих амплитуд фазового множителя.

Выражения, связывающие амплитуды рассеяния с результатами некоторых основных опытов по упругому рассеянию нуклонов нуклонами имеет вид: \*)

I. Сечение упругого рассеяния.

$$Q_{T=1}(\psi) = Q_{pp}(\psi) = \frac{1}{2} \{ |a_1|^2 + |b_1|^2 + |c_1|^2 + |d_1|^2 + |e_1|^2 \} \quad (5.1)$$

$$Q_{T=0}(\psi) = 2[Q_{np}(\psi) + Q_{np}(\pi - \psi)] - Q_{pp}(\psi) = \frac{1}{2} \{ |a_0|^2 + |b_0|^2 + |c_0|^2 + |d_0|^2 + |e_0|^2 \} \quad (5.2)$$

$$Q_{\text{интерф}}(\psi) = 2[Q_{np}(\psi) - Q_{np}(\pi - \psi)] = \text{Re} [a_1 a_0^* + b_1 b_0^* + c_1 c_0^* + d_1 d_0^* + e_1 e_0^*] \quad (5.3)$$

2. Поляризация при упругом рассеянии.

$$(PQ)_{T=1}(\psi) = (PQ)_{pp}(\psi) = \text{Re} a_1 e_1^* \quad (6.1)$$

$$(PQ)_{T=0}(\psi) = 2[(PQ)_{np}(\psi) - (PQ)_{np}(\pi - \psi)] - (PQ)_{pp}(\psi) = \text{Re} a_0 e_0^* \quad (6.2)$$

$$(PQ)_{\text{интерф}}(\psi) = 2[(PQ)_{np}(\psi) + (PQ)_{np}(\pi - \psi)] = \text{Re} (a_1 e_0^* + a_0 e_1^*) \quad (6.3)$$

\*) Все выражения приведены в нерелятивистском виде. Релятивистские обобщения в тех случаях, когда они необходимы, могут быть получены на основании результатов работы /20/ и не влияют на выводы о сокращении числа опытов, необходимых для восстановления амплитуд при совместном анализе данных об (np)- и (pp)-рассеянии.

3. Нормальная компонента корреляции поляризаций.

$$(P_{nn}Q)_{\tau_1}(\vartheta) = (P_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_1|^2 - |b_1|^2 - |c_1|^2 + |d_1|^2 + |e_1|^2 \} \quad (7.1)$$

$$(P_{nn}Q)_{\tau_0}(\vartheta) = 2[(P_{nn}Q)_{np}(\vartheta) + (P_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] - (P_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_0|^2 - |b_0|^2 - |c_0|^2 + |d_0|^2 + |e_0|^2 \} \quad (7.2)$$

$$(P_{nn}Q)_{\text{интерф}}(\vartheta) = 2[(P_{nn}Q)_{np}(\vartheta) - (P_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] = \text{Re} [a_1 a_0^* - b_1 b_0^* - c_1 c_0^* + d_1 d_0^* + e_1 e_0^*] \quad (7.3)$$

4. Тройное рассеяние в параллельных плоскостях (рассеянная частица)

$$(K_{nn}Q)_{\tau_1}(\vartheta) = (K_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_1|^2 + |b_1|^2 - |c_1|^2 - |d_1|^2 + |e_1|^2 \} \quad (8.1)$$

$$(K_{nn}Q)_{\tau_0}(\vartheta) = 2[(K_{nn}Q)_{np}(\vartheta) + (K_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] - (K_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_0|^2 + |b_0|^2 - |c_0|^2 - |d_0|^2 + |e_0|^2 \} \quad (8.2)$$

$$(K_{nn}Q)_{\text{интерф}}(\vartheta) = 2[(K_{nn}Q)_{np}(\vartheta) - (K_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] = \text{Re} [a_1 a_0^* + b_1 b_0^* - c_1 c_0^* - d_1 d_0^* + e_1 e_0^*] \quad (8.3)$$

5. Тройное рассеяние в параллельных плоскостях (частица отдачи)

$$(K_{nn}Q)_{\tau_1}(\vartheta) = (K_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_1|^2 - |b_1|^2 + |c_1|^2 - |d_1|^2 + |e_1|^2 \} \quad (9.1)$$

$$(K_{nn}Q)_{\tau_0}(\vartheta) = 2[(K_{nn}Q)_{np}(\vartheta) + (K_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] - (K_{nn}Q)_{pp}(\vartheta) = \frac{1}{2} \{ |a_0|^2 - |b_0|^2 + |c_0|^2 - |d_0|^2 + |e_0|^2 \} \quad (9.2)$$

$$(K_{nn}Q)_{\text{интерф}}(\vartheta) = 2[(K_{nn}Q)_{np}(\vartheta) - (K_{nn}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] = \text{Re} [a_1 a_0^* - b_1 b_0^* + c_1 c_0^* - d_1 d_0^* + e_1 e_0^*] \quad (9.3)$$

6. Корреляция поляризаций при рассеянии во взаимно перпендикулярных плоскостях.

$$(P_{m\ell}Q)_{\tau_1}(\vartheta) = (P_{m\ell}Q)_{pp}(\vartheta) = \text{Im} d_1 e_1^* \quad (10.1)$$

$$(P_{m\ell}Q)_{\tau_0}(\vartheta) = 2[(P_{m\ell}Q)_{np}(\vartheta) + (P_{m\ell}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] - (P_{m\ell}Q)_{pp}(\vartheta) = \text{Im} d_0 e_0^* \quad (10.2)$$

$$(P_{m\ell}Q)_{\text{интерф}}(\vartheta) = 2[(P_{m\ell}Q)_{np}(\vartheta) - (P_{m\ell}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] = \text{Im} (d_1 e_0^* + d_0 e_1^*) \quad (10.3)$$

7. Вращение вектора поляризации (рассеянная частица).

$$(D_{xm}Q)_{\tau_1}(\vartheta) = (D_{xm}Q)_{pp}(\vartheta) = -\cos \frac{\vartheta}{2} \text{Re} (a_1^* b_1 + c_1^* d_1) + \sin \frac{\vartheta}{2} \text{Im} b_1^* e_1 \quad (11.1)$$

$$(D_{xm}Q)_{\tau_0}(\vartheta) = 2[(D_{xm}Q)_{np}(\vartheta) - (K_{x\ell}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] - (D_{xm}Q)_{pp}(\vartheta) = \cos \frac{\vartheta}{2} \text{Re} (a_0^* b_0 + c_0^* d_0) + \sin \frac{\vartheta}{2} \text{Im} b_0^* e_0 \quad (11.2)$$

$$(D_{xm}Q)_{\text{интерф}}(\vartheta) = 2[(D_{xm}Q)_{np}(\vartheta) + (K_{x\ell}Q)_{np}(\pi-\vartheta)] = -\cos \frac{\vartheta}{2} [\text{Re} (a_1 b_0 + a_0 b_1) + \text{Re} (c_1 d_0 + c_0 d_1)] + \sin \frac{\vartheta}{2} \text{Im} (b_1^* e_0 + b_0^* e_1) \quad (11.3)$$

8. Вращение вектора поляризации ( частица отдачи ).

$$(K_{x\ell Q})_{\tau,1}(\psi) = (K_{x\ell Q})_{pp}(\psi) = \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_1^* c_1 - b_1^* d_1) + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} c_1^* e_1 \quad (I2.1)$$

$$\begin{aligned} (K_{x\ell Q})_{\tau,0}(\psi) &= 2[(K_{x\ell Q})_{np}(\psi) - (D_{xm Q})_{np}(\pi - \psi)] - (K_{x\ell Q})_{pp}(\psi) = \\ &= \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_0^* c_0 - b_0^* d_0) + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} c_0^* e_0 \end{aligned} \quad (I2.2)$$

$$\begin{aligned} (K_{x\ell Q})_{\text{интерф}}(\psi) &= 2[(K_{x\ell Q})_{np}(\psi) + (D_{xm Q})_{np}(\pi - \psi)] = \\ &= \sin \frac{\psi}{2} \cdot [\operatorname{Re} (a_0^* c_0 + a_0^* c_1) - \operatorname{Re} (b_0^* d_0 + b_0^* d_1)] + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} (c_1^* e_0 + c_0^* e_1) \end{aligned} \quad (I2.3)$$

9. Влияние продольной компоненты поляризации падающего пучка на поперечную рассеянного ( рассеянная частица )

$$(D_{zm Q})_{\tau,1}(\psi) = (D_{zm Q})_{pp}(\psi) = \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_1^* b_1 + c_1^* d_1) + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} b_1^* e_1 \quad (I3.1)$$

$$\begin{aligned} (D_{zm Q})_{\tau,0}(\psi) &= 2[(D_{zm Q})_{np}(\psi) + (K_{z\ell Q})_{np}(\pi - \psi)] - (D_{zm Q})_{pp}(\psi) = \\ &= \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_0^* b_0 + c_0^* d_0) + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} b_0^* e_0 \end{aligned} \quad (I3.2)$$

$$\begin{aligned} (D_{zm Q})_{\text{интерф}}(\psi) &= 2[(D_{zm Q})_{np}(\psi) - (K_{z\ell Q})_{np}(\pi - \psi)] = \\ &= \sin \frac{\psi}{2} \cdot [\operatorname{Re} (a_1^* b_0 + a_0^* b_1) + \operatorname{Re} (c_1^* d_0 + c_0^* d_1)] + \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} (b_1^* e_0 + b_0^* e_1) \end{aligned} \quad (I3.3)$$

10. Влияние продольной компоненты поляризации падающего пучка на поперечную рассеянного ( частица отдачи ).

$$(K_{z\ell Q})_{\tau,1}(\psi) = (K_{z\ell Q})_{pp}(\psi) = \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_1^* c_1 - b_1^* d_1) - \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} c_1^* e_1 \quad (I4.1)$$

$$\begin{aligned} (K_{z\ell Q})_{\tau,0}(\psi) &= 2[(K_{z\ell Q})_{np}(\psi) + (D_{zm Q})_{np}(\pi - \psi)] - (K_{z\ell Q})_{pp}(\psi) = \\ &= \cos \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Re} (a_0^* c_0 - b_0^* d_0) - \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} c_0^* e_0 \end{aligned} \quad (I4.2)$$

$$\begin{aligned} (K_{z\ell Q})_{\text{интерф}}(\psi) &= 2[(K_{z\ell Q})_{np}(\psi) - (D_{zm Q})_{np}(\pi - \psi)] = \\ &= \cos \frac{\psi}{2} \cdot [\operatorname{Re} (a_1^* c_0 + a_0^* c_1) - \operatorname{Re} (b_1^* d_0 + b_0^* d_1)] - \sin \frac{\psi}{2} \cdot \operatorname{Im} (c_1^* e_0 + c_0^* e_1) \end{aligned} \quad (I4.3)$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

Рассмотрим возможный набор из 13 опытов, позволяющий восстановить амплитуды рассеяния.

Набор опытов № 1

№ пп	О п ы т	Формулы для анализа	Система частиц, с кото- рыми производился опыт	
			pp	np
1.	Поляризация при рассеянии	6.(I-3)	+	+
2.	Вращение вектора поляризации (рассеянная частица)	11.(I-3)	+	+
3.	То же для частицы отдачи	12.(I-3)	+	+
4.	Корреляция поляризаций при рассеянии во взаимно перпендикулярных плоскостях	10.(I-3)	+	+
5.	Дифференциальные сечения упругого рассеяния	5.(I-3)	+	+
6.	Корреляция нормальных компонент поляризации	7.(I-3)	+	+
7.	Тройное рассеяние в параллельных плоскостях (рассеянная частица)	8.(I)	+	-

Предлагаемые 13 опытов позволяют получить систему из 19 уравнений с 19 неизвестными:

$$|a_1|, |b_1|, |c_1|, |d_1|, |e_1| \quad \varphi_{e_1}^{a_1}, \varphi_{e_1}^{b_1}, \varphi_{e_1}^{c_1}, \varphi_{e_1}^{d_1}$$

$$|a_0|, |b_0|, |c_0|, |d_0|, |e_0| \quad \varphi_{e_1}^{a_0}, \varphi_{e_1}^{b_0}, \varphi_{e_1}^{c_0}, \varphi_{e_1}^{d_0}, \varphi_{e_1}^{e_0}$$

$\varphi_{e_1}^i$  - разность фаз между  $i$  и  $e_1$ .

В связи с трудностями проведения опытов по изучению (np)- системы и возможностью полнее использовать уравнения (5), (7), (8), (9) с более простой структурой, может представить интерес другой набор, состоящий из 14 опытов, среди которых 9 относятся к (pp)-системе и лишь 5 к (np)-системе. Примером такого набора может служить следующая система опытов:

Набор опытов № 2

№ пп	О п ы т	Формулы для анализа	Система частиц, с которыми производился опыт	
			pp	np
1.	Дифференциальные сечения	5.(I-3)	+	+
2.	Тройное рассеяние в параллельных плоскостях (рассеянная частица)	8.(I-3)	+	+
3.	То же с частицей отдачи	9.(I-3)	+	+
4.	Корреляция нормальных компонент поляризации	7.(I-3)	+	+
5.	Поляризация при упругом рассеянии	6.(I-3)	+	+
6.	Корреляция поляризаций при рассеянии во взаимно перпендикулярных плоскостях	10.(I)	+	-

1	2	3	4	
7.	Вращение вектора поляризации (рассеянная частица)	II.(I)	+	-
8.	То же для частицы отдачи	I2.(I)	+	-
9.	Влияние продольной компоненты поляризации падающего пучка на поперечную рассеянного (рассеянная частица)	I3.(I)	+	-

В этом случае из первых пяти пар опытов могут быть определены модули:

$$|a_1 + e_1|, |a_1 - e_1|, |b_1|, |c_1|, |d_1|$$

$$|a_0 + e_0|, |a_0 - e_0|, |b_0|, |c_0|, |d_0|$$

и углы между ними  $\varphi_{a_1+e_1}^{a_1+e_0}$ ,  $\varphi_{a_1-e_1}^{a_1-e_0}$ ,  $\varphi_{b_1}^{b_0}$ ,  $\varphi_{c_1}^{c_0}$ ,  $\varphi_{d_1}^{d_0}$

Четыре других опыта позволяют определять углы  $\varphi_{e_1}^{a_1+e_1}$ ,  $\varphi_{e_1}^{a_1-e_1}$ ,  $\varphi_{e_1}^{b_1}$ ,  $\varphi_{e_1}^{c_1}$ ,  $\varphi_{e_1}^{d_1}$ .

Иначе говоря, девять опытов с (pp)-системой являются для этой системы полным набором, а совместный анализ пяти опытов по (np)-рассеянию и соответствующих опытов с (pp)-системой позволяет найти модули пяти функций для системы с T=0 и сдвиги фаз между соответствующими функциями для T=0 и T=I.

Следует однако отметить, что из-за билинейности используемых уравнений относительно  $a, b, c, d$  и  $e$ , решения, получаемые из этих наборов, могут оказаться неоднозначными. Для уменьшения этой неоднозначности нужно получить дополнительные соотношения, связывающие определяемые величины! С этой целью мы рассмотрели два других набора из четырнадцати опытов, позволяющие получить такие соотношения. Первый из них (набор опытов № 3) совпадает с набором № 2, в котором, однако, опыт № 9 с (pp)-системой заменен опытом № 6 с (np)-системой. Такая система опытов позволяет получить 20 независимых уравнений для перечисленных выше 19 неизвестных.

Набор № 4 (см.таблицу) состоит из 7 пар одинаковых опытов с (pp)- и (np)-системой. Число опытов с (np)-системой в нем больше, чем в предыдущем наборе, но весьма трудный опыт № 6 заменен двумя другими, значительно более легкими в экспериментальном отношении.

Набор опытов №.4

№№ пп	О п ы т	Формулы для анализа	Система частиц, с которыми производится опыт	
			pp	np
1.	Лифференциальные сечения	5.(I-3)	+	+
2.	Тройное рассеяние в параллельных плоскостях (рассеянная частица)	8.(I-3)	+	+
3.	То же с частицей отдачи	9.(I-3)	+	+
4.	Корреляция нормальных компонент поляризации	7.(I-3)	+	+
5.	Поляризация при рассеянии	6.(I-3)	+	+
6.	Вращение вектора поляризации (рассеянная частица)	II.(I-3)	+	+
7.	То же для частицы отдачи	I2.(I-3)	+	+

Этот набор опытов позволяет получить 2I независимое уравнение для I9 неизвестных и, следовательно, может оказаться очень полезным при попытках однозначного восстановления амплитуд (pp) и ( $\pi$ -p)-рассеяния. Неопределенность в полученных результатах может быть уменьшена также сравнением решений, соответствующих разным углам рассеяния и энергиям.

Следует отметить, что по мере накопления информации об амплитуде рассеяния, в некоторых случаях может отпасть необходимость в проведении тех или иных опытов из предложенных наборов либо во всем интервале углов, либо для отдельных углов, где амплитуда имеет более простой вид.

. . . . .  
Л и т е р а т у р а

1. R. Oehme, Phys.Rev. , 98, 216, (1955)
2. Л. Пузиков, Р. Рындин, Я. Смородинский, ЖЭТФ, 32, 592, (1957).
3. Б.М.Головин. Диссертация, ЛЯП ОИЯИ, № 510, (1955).
4. S. Tamor, Phys.Rev. , 97, 1077, (1955).
5. М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 33, 37, (1957).
6. Д.К.Акимов, А.С.Кузнецов, Г.А.Лексин, Приборы и техника эксперимента, № 2,70, (1956).
7. В.П.Джелепов, В.И.Сатаров, Б.М.Головин, ДАН, 104, 717, (1955).
8. В.П.Джелепов, В.И.Москалев, С.В.Медведь, ДАН, 104, 380, (1955).
9. Д.М.Казаринов, Д.Н.Симонов, ЖЭТФ, 31, 169, (1956).  
Н.С.Амаглобели, Д.М.Казаринов, ЖЭТФ, 34, 53, (1958).
10. Н.П.Богачев, И.К.Взоров, ДАН, 99, 931, (1954).  
Н.П.Богачев, ДАН, 108, 806, (1956).  
Е.Г.Богомоллов, С.М.Зомбковский, С.Я.Никитин, Я.М.Селектор, Симпозиум ЦЕРН, 2, 129 (1956).
11. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Д.В.Катышев, А.Д.Конин, С.В.Медведь, ЖЭТФ ( в печати).
12. G.H. Stafford, C.Whitehead, P.Hillman, Nuovo Cim. 5, 1589, (1957).
13. O. Chamberlain, E.Segrè, R.D.Tripp, C.Wiegand, T.Ypsilantis, Phys. Rev. , 105, 288, (1957).
14. L.Wolfenstein, Phys. Rev. , 101, 427, (1956).
15. V.P.Dzheleпов, B.M.Golovin, Yu.M.Kazarinov, Yu.N.Simovnov, CERN Symposium, 2, 115, (1956).
16. Я.А.Смородинский. Вводная статья в сборнике "Проблемы современной физики", вып.7, 1954 г.
17. P.S.Signel, R.E.Marshak, Phys.Rev. 109, 1229, 1958.
18. H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis, 105, 305, (1957), Phys.Rev.
19. L.Wolfenstein, Annual Review of Nucl. Science, 6, 43, (1956).
20. H.P.Stapp, Phys. Rev. 103, 425, (1956).

\* \*  
\*

Статья поступила в издательский отдел 9/IX-1958 г.

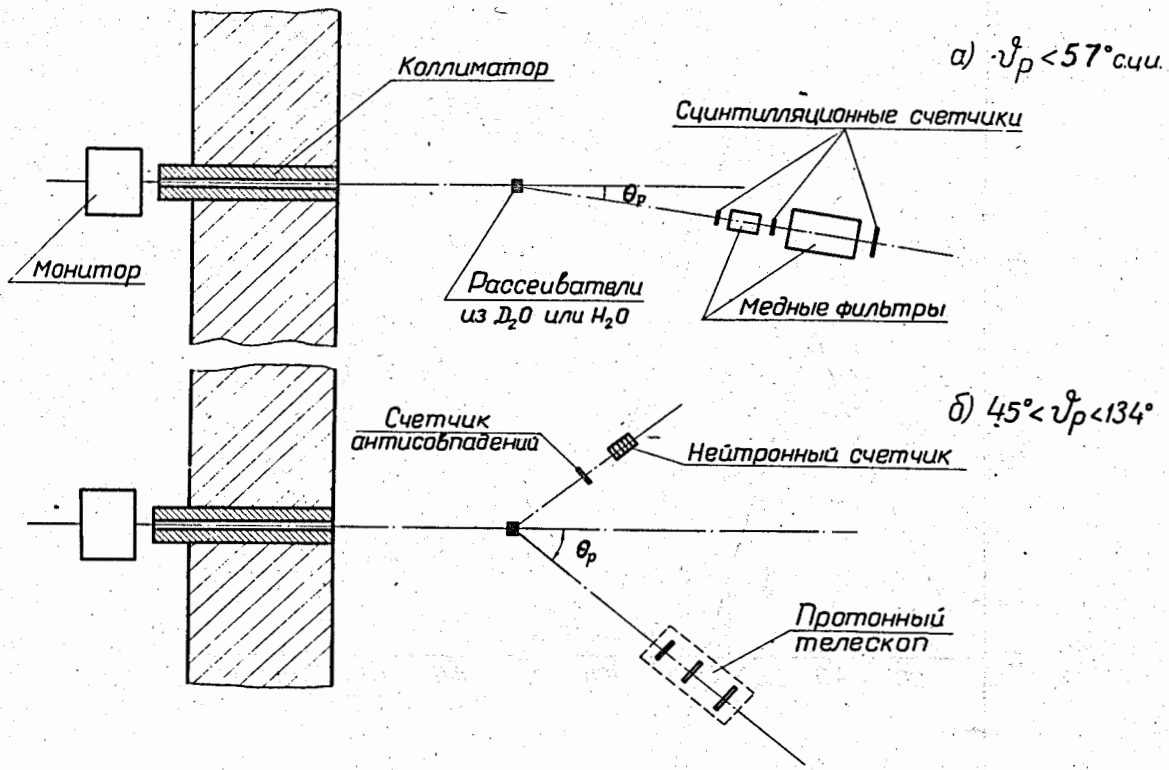


Рис. I - Схема измерений.

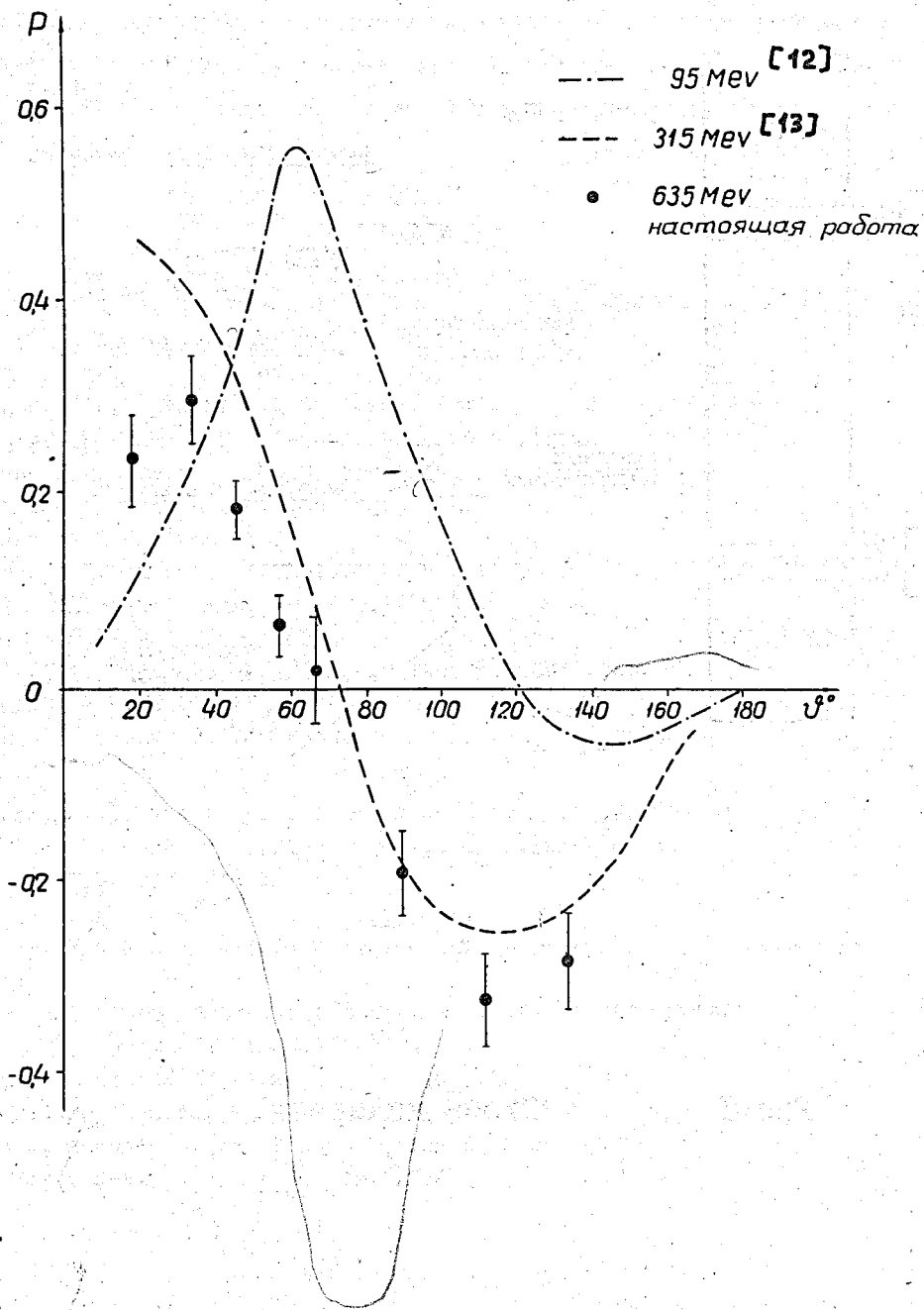
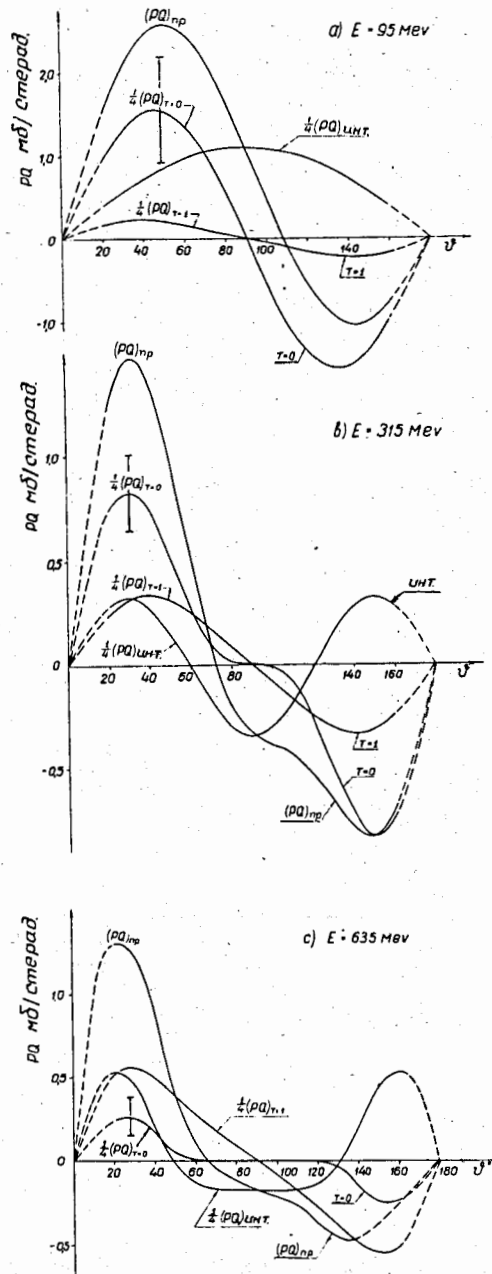


Рис. 2

- Угловая зависимость поляризации в (n-p)-рассеянии при энергиях 95, 315 и 635 Мэв.





Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

ис.3

- Угловые зависимости поляризованных сечений (n-p)-рассеяния в состояниях с различными изотопическими спинами при энергиях 95, 315 и 635 Мэв.

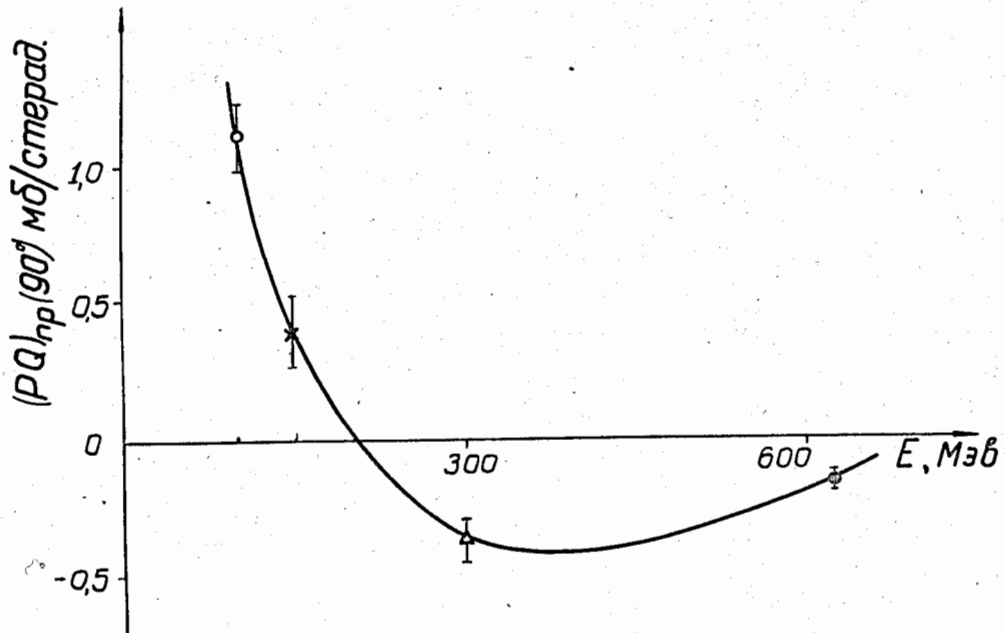


Рис.4 - Энергетическая зависимость поляризованного сечения (п-р)-  
рассеяния на угол  $\vartheta = 90^\circ$ . ○ - /I2/, × - /I7/, △ - /I3/,  
● - данная работа.