

С 346  
К-44  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 5721

В.С. Киселев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ  $n$ - $p$  СТОЛКНОВЕНИЙ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ  
И ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ  
УПРУГОГО N-N РАССЕЯНИЯ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Ю.М.КАЗАРИНОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук С.М.БИЛЕНЬКИЙ

кандидат физико-математических наук Л.С.АШТИРЕЙ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (Серпухов)

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 г.  
на заседании Ученого Совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Адрес: г. Дубна, Объединенный институт ядерных исследований,  
Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

1 - 5721

В.С. Киселев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ  $n$ - $p$  СТОЛКНОВЕНИЙ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ  
И ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ  
УПРУГОГО N-N РАССЕЯНИЯ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

4705 бр,

Изучение фундаментальных свойств ядерных сил в значительной степени основывается на исследовании процессов взаимодействия элементарных частиц, к которым прежде всего следует отнести рассеяние нуклонов нуклонами. Эксперименты по рассеянию уже на раннем этапе дали богатую информацию о динамике взаимодействия ядерно активных частиц. Они помогли установить характерные особенности ядерных сил: их короткодействие, насыщение, сильную зависимость от спина и обменный характер.

Обогащение наших знаний о взаимодействии между нуклонами шло в ногу с успехами в развитии ускорительной техники и экспериментальной методики. Только создание мощных протонных ускорителей, быстрой электроники, искровых камер и поляризованных мишеней дало возможность поставить и в ряде случаев решить задачу об однозначном восстановлении амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния. Эта проблема всегда была одной из основных в деятельности Лаборатории ядерных проблем.

Особую целеустремленность восстановление амплитуды приобрело после выхода в свет работы Пузикова, Рындина, Смородинского /1/, в которой авторы определили так называемый "полный опыт" - набор экспериментов, необходимых для однозначного прямого восстановления амплитуды упругого  $N-N$  рассеяния. Полный опыт, однако, требует выполнения обширной программы очень трудоемких экспериментов - измерения всех входящих в него величин при фиксированной энергии для каждого угла рассеяния. Поэтому рабочим аппаратом при решении поставленной задачи стал фазовый анализ. Определение мат-

рицы рассеяния в этом случае возможно, уже при сравнительно ограниченной информации.

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию некоторых поляризационных характеристик  $n-p$  рассеяния и восстановлению амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 630 Мэв. Рассмотрен также вопрос об энергетической зависимости фазовых сдвигов и описания ее в области энергий 23-330 Мэв с помощью потенциала, зависящего от скорости, в модели однобозонного обмена.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

Во введении дана краткая характеристика состояния проблемы восстановления амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния к моменту постановки работ, вошедших в диссертацию.

В главе I приведены необходимые сведения из формализма описания нуклон-нуклонного рассеяния с помощью спиновой матрицы рассеяния и о методах ее восстановления. Описана методика проведения фазового анализа. Кратко упомянуто о статистических критериях дискриминации конкурирующих гипотез.

Глава 2 посвящена экспериментальному исследованию обменного  $n-d$  рассеяния при энергиях 200 и 630 Мэв и первому совместному фазовому анализу  $n-p$  и  $p-p$  данных при энергии 630 Мэв<sup>/8-10/</sup>.

К моменту постановки опытов по обменному  $n-d$  рассеянию был накоплен обширный экспериментальный материал об упругом  $p-p$  взаимодействии в области энергий  $\sim 660$  Мэв, на базе которого в Дубне<sup>/2-5/</sup> и Японии<sup>/6,7/</sup> был выполнен ряд работ по фазовому анализу. Результатом этих работ явился единственный набор фазовых сдвигов для состояния нуклон-нуклонной системы по изотопическому

спину  $T=I$ , который хорошо описывал всю совокупность данных.

Значительно хуже обстояло дело с определением фазовых сдвигов для состояния  $N-N$  системы с  $T=0$ . Единственным источником информации для этого служат опыты по рассеянию нейтронов протонами. Однако из-за известных экспериментальных трудностей, связанных с низкой эффективностью регистрации нейтронов, слабой интенсивностью и широким энергетическим спектром нейтронных пучков, к тому времени были измерены лишь полное сечение  $\sigma_t$ , угловая зависимость дифференциального сечения упругого  $n-p$  рассеяния и поляризация  $P(\vartheta)$ . Отсутствие экспериментальных данных о таких величинах, как параметры тройного рассеяния, входящих в полный опыт, побудило нас выполнить работу по измерению сечения обменного  $n-d$  рассеяния. Данные об этом процессе в области очень малых передач импульса, как показал Лапидус<sup>/1/</sup>, эквивалентны результатам экспериментов по тройному рассеянию и дают независимую информацию для фазового анализа.

Опыт состоял в измерении угловой зависимости отношения выходов протонов от обменных  $n-d$  и  $n-p$  рассеяний при двух энергиях 200 и 630 Мэв и проводился на нейтронных пучках от синхротрона ОИЯИ<sup>/12-14/</sup>.

Результаты, полученные при исследовании обменного  $n-d$  рассеяния для энергии 630 Мэв, в совокупности с имевшейся ранее информацией о  $n-p$ -рассеянии дали возможность приступить к совместному фазовому анализу  $n-p$  и  $p-p$  данных<sup>/9,10/</sup>.

В результате анализа были получены три набора фазовых сдвигов, послуживших основой для планирования дальнейших дискримина-

рущих экспериментов. Уточнение этих наборов, выполненное после измерения параметра Вольфенштейна  $R$  в  $p$ - $n$  рассеянии<sup>/15/</sup>, дало возможность сократить их число до двух.

Сравнение отношения сечений обменных  $n$ - $d$  и  $n$ - $p$  рассеяний, измеренного для энергии 200 Мэв, с величиной этого отношения, рассчитанного по фазовым сдвигам, взятым из однозначного фазового анализа при той же энергии<sup>/16/</sup>, дало возможность оценить точность расчетов, проводимых в импульсном приближении для задач рассеяния на слабо связанной частице в области малых передаваемых импульсов<sup>/11/</sup>. Она оказалась равной  $\sim 6\%$ .

Глава 3. С целью дискриминации оставшихся двух наборов был поставлен эксперимент по измерению параметра тройного рассеяния  $A$  в  $p$ - $n$  рассеянии при энергии 605 Мэв<sup>/17/</sup>. Решающим в выборе этого опыта послужило то обстоятельство, что угловые зависимости  $A(\vartheta)$ , вычисленные на основе указанных выше наборов фазовых сдвигов, заметно отличались друг от друга.

Определение параметров тройного рассеяния требует рассеяния пучка последовательно на трех мишенях. При этом первое из них используется для получения пучка с поляризацией  $\vec{P}_1$ . Во втором рассеянии происходит интересующий нас процесс - вращение вектора поляризации, которое определяется параметрами Вольфенштейна. В третьем - исследуется спиновое состояние частиц после второго рассеяния.

Если выбрать условия эксперимента так, чтобы  $\vec{P}_1 \parallel \vec{K}_2$ , где  $\vec{K}_2$  - импульс протонов перед вторым рассеянием, то угловое распределение частиц после третьего рассеяния будет иметь вид:

$$I_3(\vartheta_3, \varphi_3) = I_{03}(\vartheta_3) \{ 1 + P_3(\vartheta_3) [ P_2(\vartheta_2) \cdot \cos \varphi_3 \pm A(\vartheta_2) \cdot P_1 \cdot \sin \varphi_3 ] \}. \quad (I)$$

Здесь  $I_{03}(\vartheta_3)$  - сечение рассеяния неполяризованного пучка на анализаторе,  $P_3(\vartheta_3)$  - анализирующая способность третьего рассеивателя,

$P_2(\vartheta_2)$  - поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка на неполяризованной мишени (второе рассеяние),  $\vartheta_3$  и  $\varphi_3$  - полярный и азимутальный углы в третьем рассеянии.

Измерив на опыте это распределение и воспользовавшись методом максимума правдоподобия<sup>/20/</sup>, можно определить параметры  $A$  и  $P_2$ .

Схема эксперимента и расположение аппаратуры на пучке показаны на рисунке I.

Опыт проводился на продольно поляризованном пучке протонов от синхроциклотрона ОИЯИ, специально созданном для этого случая. При этом мы воспользовались методом, предложенным в работе<sup>/18/</sup>, и установочными данными расположения магнитных систем (позиции 2, 4, 5, 8) и поляризатора (рассеиватель из  $C$  толщиной 23 гр/см<sup>2</sup>, позиция 6) этой работы. Для повышения интенсивности пучка в месте расположения мишени (позиция 20) производилась его фокусировка с помощью специального магнитного канала (п. 7), помещаемого в зазор отклоняющего магнита (п. 8). В этом случае магнитное поле использовалось не только для отклонения протонов, но одновременно и для фокусировки, осуществляемой с помощью формирования на их пути поля, подобного полю магнитной квадрупольной линзы<sup>/19/</sup>. Поляризация пучка оказалась равной  $0,34 \pm 0,02$ , энергия  $605 \pm 9$  Мэв, интенсивность  $2 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>.

на углах рассеяния  $55^\circ, 78^\circ, 94^\circ, 125^\circ$  (с.д.м.), соответствующих упругой кинематике рассеяния нуклонов свободными нуклонами, измерялась разность эффектов от мишеней из  $CD_2$  и  $CH_2$  (или  $C$ ). Спиновое состояние рассеянного пучка протонов анализировалось с помощью рассеяния на углеродных пластинках, размещенных внутри оптических искровых камер. Толщины анализаторов были выбра-



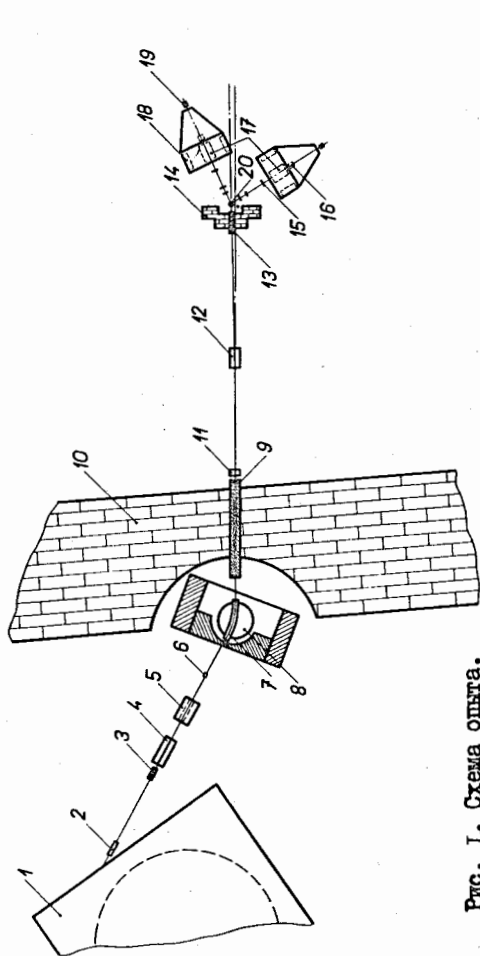


Рис. 1. Схема опыта.

1-вакуум. камера ускорителя; 2-магнитн. насадка; 3,9,13-коллиматоры; 4-магнитная фокусирующая линза (мл-3); 5-поворотный магнит; 6-поляризатор; 7-магнитный фокусирующий канал; 8-поворотный магнит (сп-37); 10-защитная стенка; 11-монитор; 12-поворотный магнит; 14-защитка; 15-сцинтилл. счетчики; 16-нейтронные счетчики; 17-искровые камеры; 18-зеркала; 19-киноаппарат; 20-мишень.

ны таким образом, чтобы угол многократного рассеяния в них не превышал  $2^\circ$ , и составляли  $(9,5+9,5)$  гр/см<sup>2</sup> для углов рассеяния  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$  и  $(5,7+4,8)$  гр/см<sup>2</sup> для угла  $125^\circ$ . Фотографирование производилось в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Конструкция установки (рис. 2) позволяла проводить измерения одновременно на двух углах.

Выделение актов упругого  $p$ - $n$  рассеяния и управление работой искровых камер осуществлялось с помощью сцинтилляционных счетчиков, включенных по схеме  $C_1 + C_2 + N_1 - A_1$  и  $C_3 + C_4 + N_2 - A_2$  для одного и другого угла рассеяния соответственно.  $C_1, C_2, C_3, C_4$  - счетчики, регистрирующие рассеянные протоны;  $N_1$  и  $N_2$  - нейтронные счетчики, установленные на сопряженных углах;  $A_1$  и  $A_2$  - счетчики антисовпадений, исключавшие регистрацию  $p$ - $p$  рассеяния. Угловое разрешение протонной ветви оставляло  $\pm 1^\circ$  для углов  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$  и  $\pm 1,5^\circ$  для  $125^\circ$ . Эффективность нейтронных счетчиков была равна примерно 10%. Работа канала антисовпадений контролировалась дополнительными искровыми камерами, расположенными перед нейтронными счетчиками.

Подготовка экспериментального материала для обработки состояла в измерении проекций  $\theta_1, \theta_2$  угла рассеяния на две взаимно перпендикулярных плоскости, по которым восстанавливались  $\psi_3$  и  $\varphi_3$  для каждого события.

При отборе событий использовались следующие критерии:

1. В основной камере должен наблюдаться единственный трек при отсутствии треков в контрольной камере.

2. Излом трека должен соответствовать положению анализатора (не электродов камеры).

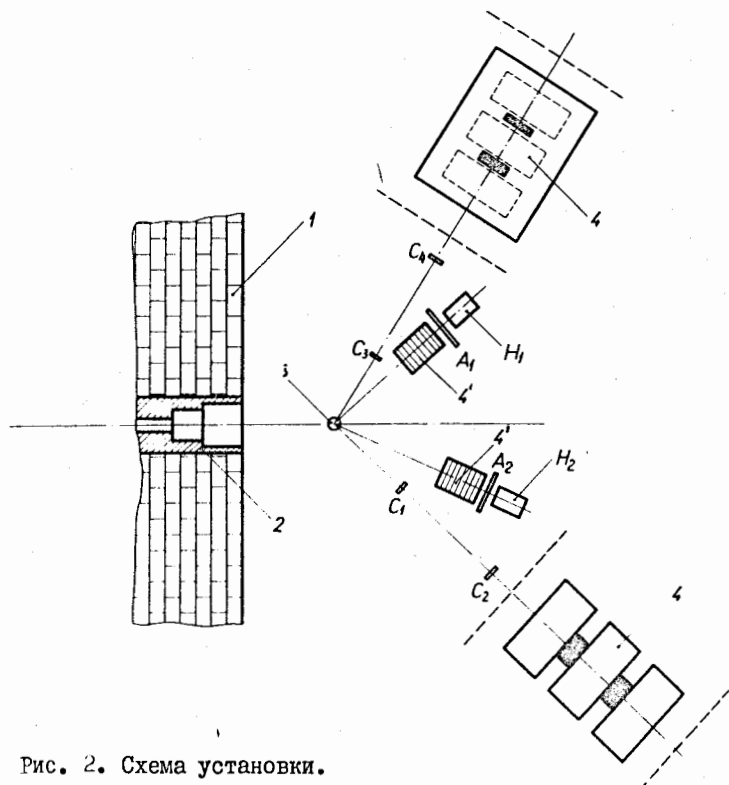


Рис. 2. Схема установки.

1 - защита, 2 - коллиматор, 3 - мишень ( $CD_2, CH_2$ ), 4 - и-  
с-  
к-  
р-  
о-  
в-  
ы-  
е-  
к-  
а-  
м-  
е-  
р-  
ы, в которых анализировалось спиновое состояние про-  
тонов после второго рассеяния, 4 - дополнительные и-  
с-  
к-  
р-  
о-  
в-  
ы-  
е-  
к-  
а-  
м-  
е-  
р-  
ы, контролировавшие работу схемы антисовпадений;  $C_1, C_2, C_3, C_4$   
- счетчики, регистрировавшие протоны;  $H_1, H_2$  - нейтронные счет-  
чики;  $A_1, A_2$  - счетчики антисовпадений.

3. Обмеру подлежат события, у которых сумма проекций угла  
рассеяния больше  $3^\circ$  ( $\theta_1 + \theta_2 > 3^\circ$ ).

В стадии предварительной обработки на ЭВМ к событиям предъяв-  
лялись дополнительные требования:

1. Отклонение направления влета частицы в камеру от уред-  
ненного по ближайшим 200 событиям направления не должно превы-  
шать угла  $\Delta\vartheta = 4,5^\circ$ , определяемого геометрией опыта.

2. Угол анализирующего рассеяния  $\vartheta_3$  должен быть больше  
или равен  $6^\circ$ .

Первое из этих требований исключает регистрацию заряженных  
частиц, пришедших не из мишени. Второе требование устанавливает  
нижний предел по  $\vartheta_3$ , при котором обработка дает устойчивые в  
пределах ошибок результаты.

Окончательная обработка событий, удовлетворяющих указанным  
критериям, проводилась методом максимума правдоподобия. Функция  
правдоподобия записывалась в виде:

$$L = \prod_i \{ 1 + P_3(\vartheta_3^i) [ P_2(\vartheta_2^i) \cdot \cos \varphi_3^i \pm A(\vartheta_2^i) \cdot P_1 \cdot \sin \varphi_3^i ] \}. \quad (2)$$

Измерения с различной взаимной ориентацией векторов  $\vec{P}_1$  и  $\vec{K}_2$   
(знаки +, -) позволяют исключить возможные систематические погреш-  
ности, связанные с юстировкой установки и систематическими ошиб-  
ками при измерении проекций углов рассеяния на снимках.

Метод максимума правдоподобия даёт возможность определить  
два параметра  $A$  и  $P_2$ . Значения этих параметров для  $p$ - $n$   
рассеяния вычислялись по формулам:

$$A_{pn} = (A_{CD_2} - K \cdot A_{CH_2}) \cdot \frac{1}{1-K}$$

$$P_{pn} = (P_{CD_2} - K \cdot P_{CH_2}) \cdot \frac{1}{1-K}, \quad (3)$$

где  $K$  — отношение числа событий от  $CN_2$  к числу событий от  $CD_2$ , нормированных на равное число отсчетов монитора.

В таблице I приведены значения  $A_{pn}$  и  $P_{pn}$ , полученные в результате обработки 40130 событий. Примерно четверть всех событий относится к измерению фона ( $CN_2$  или  $C$ ).

Таблица I

(с.ц.м.)	55°	78°	94°	125°
$A_{pn}$	0,88±0,18	0,64±0,20	0,75±0,14	0,70±0,21
$P_{pn}$	0,11±0,06	-0,15±0,07	-0,23±0,04	-0,30±0,08
Число событий	12532	5262	11386	10950

Ошибки, помимо чисто статистических, включают в себя погрешности  $P_1$  и  $P_3$ , учет которых производился в процессе обработки методом максимума правдоподобия. Вклад от неточности измерения проекций угла рассеяния был оценен методом Монте-Карло.

Найденные значения  $A_{pn}$  и  $P_{pn}$  были использованы для уточнения наборов фазовых сдвигов, полученных в работе<sup>/21/</sup>.

В результате уточнения было получено, что совокупность экспериментальной информации по  $N-N$  рассеянию в энергетическом интервале 600–650 Мэв описываются наборами фазовых сдвигов 3 и 2 из<sup>/21/</sup> со значениями  $\chi^2$ , равными соответственно 198,5 и 248,3 при  $\bar{\chi}^2 = 191$ . При этом вклад в  $\Delta\chi^2 = \chi_1^2 - \chi_2^2 = 49,8$  от измеренных в настоящем эксперименте значений  $A_{pn}$  составляет 31,2. С использованием  $\tau$  - критерия<sup>/22/</sup> была оценена вероятность ошибки первого рода при отбрасывании решения с большим  $\chi^2$  (набор 2). Она оказалась равной 0,001%. Таким образом, в предпо-

ложении о том, что упругая часть амплитуды  $N-N$  рассеяния для состояний с  $L > 5$  удовлетворительно описывается одномезонной диаграммой Фейнмана и мезообразование идет в основном из состояний  $^3P_{0,1,2}$ ,  $^1D_2$ ,  $^3F_{2,3,4}$ , решение 2 может быть отброшено. Однако заключение об однозначности фазового анализа в исследуемой области энергий в значительной степени зависит от предположений относительно механизма мезообразования. В связи с этим вопрос об однозначности, возможно, требует дополнительных исследований.

Глава 4. Даже в рамках определенной модели процесса мезообразования неоднозначность фазового анализа может быть следствием неполноты экспериментального материала. Устранение неоднозначности требует дальнейших экспериментальных исследований, которые не всегда быстро осуществимы на практике. В связи с этим представляет интерес использовать уже имеющиеся сведения о мезообразовании как источник дополнительной и независимой информации при анализе  $N-N$  - рассеяния.

До сих пор при проведении фазового анализа учитывались только полные сечения реакций образования  $\pi$  - мезонов с помощью усредненных по полному моменту  $J$  коэффициентов поглощения

$$\tau_{J1} = e^{-2 \operatorname{Im} \delta_{J1}} \quad (4)$$

где  $\operatorname{Im} \delta_{J1}$  — мнимые части фазовых сдвигов. В совместном анализе  $n-p$  и  $p-p$  данных связь упругого и неупругого каналов  $N-N$  рассеяния осуществлялась в соответствии с оптической теоремой. В этом случае информация о неупругих процессах заключена в полном сечении взаимодействия  $\sigma_{\pm}$ :



$$\text{Im } A(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi} \bar{\sigma}_{\pm} \quad (5)$$

Воспользовавшись возможностями резонансной модели, предложенной Манделштамом, мы с целью уменьшения неоднозначности в выполненном ранее фазовом анализе  $p$ - $p$  рассеяния при энергии 640 Мэв /24/ использовали дополнительно более детальные характеристики мезонообразования: включили в анализ наряду с полными сечениями  $\sigma(\pi^+pn)$ ,  $\sigma(\pi^+d)$ ,  $\sigma(\pi^0, pp)$  данные об угловых зависимостях дифференциальных сечений  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+pn)$ ,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^0 pp)$ . Всего вместе с данными об упругом рассеянии рассматривалось 110 экспериментальных точек.

В результате анализа оказалось, что использованная дополнительная информация о процессах неупругого взаимодействия недостаточно весома по сравнению с информацией об упругом  $p$ - $p$  рассеянии: число решений не уменьшилось. Минимые части фазовых сдвигов стали более определенны и, практически, найдены однозначным образом; их ошибки уменьшились примерно в два раза, но еще довольно велики и достигают  $2-4^\circ$ . Угловые распределения  $\pi^{+,0}$  - мезонов хорошо описываются всеми наборами и предсказываются с высокой точностью.

Если говорить о планировании экспериментов, то для достижения более однозначных результатов фазового анализа  $p$ - $p$  рассеяния желательнее провести прецизионные измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  в области углов  $3^\circ-20^\circ$  (с.п.м.), продолжить измерения параметра  $D$  в области больших углов. Желательно также изучить ход угловой зависимости коэффициента  $C_{\kappa p}^{pp}$

в области  $10^\circ-80^\circ$  (с.п.м.). Все эти измерения могут существенно помочь в проведении однозначного фазового анализа.

В главе 5 рассмотрена энергетическая зависимость фазовых сдвигов с использованием результатов работ /25-29, 17/. Показано, что результаты фазового анализа при энергии 630 Мэв находятся в удовлетворительном согласии с энергетической зависимостью  $\delta(E)$ , полученной в области энергий 23-400 Мэв.

Рассмотрена также возможность описания энергетической зависимости фазовых сдвигов в интервале 23-330 Мэв с помощью потенциала, зависящего от скорости, в модели однобозонного обмена /30/. Установлено, что, если учесть обмен двумя псевдоскалярными мезонами  $\pi$ ,  $\eta$ , векторными  $\rho$ ,  $\omega$  и одним гипотетическим скалярным мезоном  $S^0$ , можно достичь качественно удовлетворительного описания фазовых сдвигов с  $L \geq 1$ .

Заключение. Сформулируем основные результаты диссертации.

I. При энергиях налетающих нейтронов 630 и 200 Мэв измерены отношения сечений обменных  $n-d$  и  $n-p$  рассеяний. Измерения проведены с точностью  $2+6\%$  и позднее нашли подтверждение в работах, выполненных в Беркли и Рочестере. Результаты измерений при энергии 630 Мэв дали возможность провести первый совместный фазовый анализ  $n-p$  и  $p-p$  данных в той области энергий ( $\sim 630$  Мэв), где упругое рассеяние сопровождается процессом интенсивного мезонообразования. Результаты этого анализа послужили основой для планирования будущих экспериментов.

С помощью данных, полученных при энергии 200 Мэв, оценена точность расчетов, проводимых в импульсном приближении для задач рассеяния на слабо связанной частице при малых значениях передаваемого импульса. Она составила  $\sim 6\%$ .

2. С целью устранения неоднозначности фазового анализа при энергии 630 Мэв был спланирован дискриминирующий эксперимент.

Создана установка, включающая систему сцинтилляционных счетчиков и искровых камер, для проведения экспериментов по тройному рассеянию. Сформирован пучок протонов с продольной поляризацией. Энергия протонов в пучке равна  $605 \pm 9$  Мэв; интенсивность —  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ; поляризация —  $0,34 \pm 0,02$ . Направление поляризации относительно импульса протонов может изменять знак. Установка позволяет производить измерения одновременно на двух углах рассеяния.

3. Выполнены измерения параметра Вольфенштейна  $A$  и поляризации в  $p$ - $n$  рассеянии при энергии 605 Мэв:

$$A(55^\circ) = 0,88 \pm 0,18; A(78^\circ) = 0,64 \pm 0,20; A(94^\circ) = 0,75 \pm 0,14;$$

$$A(125^\circ) = 0,70 \pm 0,21; P(55^\circ) = 0,11 \pm 0,06; P(78^\circ) = 0,15 \pm 0,07;$$

$$P(94^\circ) = 0,23 \pm 0,04; P(125^\circ) = 0,30 \pm 0,08.$$

4. Результаты измерений  $A_{pn}$  и  $P_{pn}$  позволили исключить один из наборов фазовых сдвигов, существовавших ранее в фазовом анализе  $N$ - $N$  рассеяния при энергии 630 Мэв. Таким образом, впервые однозначно определена амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния при данной энергии. Это заключение следует рассматривать, однако, с точностью до предположений относительно способа учета неупругих процессов.

5. Сделана попытка в рамках модели Манделштама использовать данные о процессе мезообразования в фазовом анализе  $p$ - $p$  рассеяния при энергии 640 Мэв. Показано, что точность данных о полных сечениях и угловых распределениях  $\pi^{+,0}$ -мезонов в рассматри-

ваемом случае недостаточна для дискриминации решений и лишь позволяет примерно в два раза уменьшить погрешности в определении мнимых частей фазовых сдвигов.

6. Рассмотрена энергетическая зависимость фазовых сдвигов  $N$ - $N$  рассеяния в интервале энергий 23-630 Мэв. Показано, что результаты фазового анализа при энергии 630 Мэв находятся в удовлетворительном согласии с энергетической зависимостью, полученной в области энергий 23-400 Мэв.

Показано также, что с помощью потенциала, зависящего от скорости, в модели однобозонного обмена можно дать качественно удовлетворительное описание энергетической зависимости фазовых сдвигов с  $L \geq 1$  в энергетическом интервале 23-330 Мэв.

7. В связи с тем, что полученная однозначность определения амплитуды  $N$ - $N$  рассеяния в известной степени зависит от конкретных предположений о механизме мезообразования при энергиях 600-660 Мэв, дальнейшие исследования  $N$ - $N$  взаимодействия при этих энергиях целесообразно вести как по линии проведения фазового анализа при более общем и строгом способе учета неупругого канала, так и по линии экспериментального определения новых поляризационных параметров. Интересно также расширить область измерения уже определявшихся параметров, а в некоторых случаях провести их уточнение. В качестве примера можно указать на целесообразность проведения следующих опытов: измерение поляризации в  $n$ - $p$  рассеянии на углах в районе  $120^\circ$  (с.ц.м.), с точностью не хуже 0,02; прецизионные измерения дифференциальных сечений упругого  $p$ - $p$  рассеяния в области углов  $3^\circ$ - $20^\circ$  (с.ц.м.); измерение параметров  $D_{np}$  и  $D_{pp}$  при больших углах рассеяния ( $\sim 150^\circ$  с.ц.м.). Детально изучить также ход угловой зависимости коэффициента  $C_{kp}^{pp}$  в области  $10^\circ$ - $30^\circ$  (с.ц.м.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Пузиков, Р.М.Рындин, Я.А.Сморodinский. ЖЭТФ 32, 592 (1957).
2. Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. ЖЭТФ 45, 664 (1963).
3. И.Быстрицкий, Р.Я.Зулькарнеев ЖЭТФ 45, 1169 (1963).
4. L.S.Ashgirey, N.P.Klepikov, Yu.P.Kumekin, M.G.Mescheryakov, S.V.Nurushev, G.D.Stoletov. Phys.Lett. 6, 196(1963).
5. Л.С.Ажгирей, Н.П.Клепиков, Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ 46, 1074 (1964).
6. N.Hoshizaki, S.Machida. Prog.Theor.Phys. 29, 44(1963).
7. Y.Nama, N.Hoshizaki. Prog.Theor.Phys. 31, 609(1964).
8. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев. Международная конференция по физике высоких энергий (1962). Женева.
9. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин.  
Препринт ОИЯИ Р-1221; Дубна (1963).
10. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, ЖЭТФ 46, 797 (1964).
11. Л.И.Липидус. ЖЭТФ 32, 1437 (1957).
12. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов. ЖЭТФ 43, 35 (1962).
13. В.С.Киселев, В.Б.Флягин. ЖЭТФ 32, 962 (1957).
14. В.С.Киселев, К.О.Оганесян, Р.А.Позе, В.Б.Флягин.  
ЖЭТФ 35, 812 (1958).
15. Ю.М.Казаринов, Ф.Легар, А.Ф.Писарев, Ю.Н.Симонов, З.Яноут.  
ЯФ 4, 567 (1966).
16. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ 43, 692 (1962).
17. С.М.Биленькая, Л.Н.Глonti, Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев.  
ЖЭТФ 59, 1049(1970).
18. М.Г.Мещеряков, Ю.П.Кумекин, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов.  
Атомн. энерг. 14, 38 (1963).

19. В.И.Данилов, О.В.Савченко. Приборы и техн. эксп. 3, 17 (1959).
20. И.Быстрицкий, Ф.Легар, Препринт ОИЯИ 2028, Дубна (1965).
21. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, А.М.Розанова, И.Н.Силин.  
ЯФ, 7, 340 (1968).
22. A.Pazman. Preprint E5-3775, Dubna (1968).  
A.Pazman, S.I.Bilenkaya, J.Bystricky, Z.Janout, Yu.M.Kazarinov, F.Lehar. Czech.J.Phys. 1312, 882 (1969).
23. В.Г.Вовченко, Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Киселев.  
ЖЭТФ 58, 825 (1970).
24. Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Киселев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров.  
Препринт ОИЯИ Р1-4155.
25. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, В.И.Сатаров.  
Препринт ОИЯИ Р-1553, Дубна (1964).
26. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, В.И.Сатаров.  
ЖЭТФ 46, 920 (1964).
27. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, Ю.Н.Симонов.  
Препринт ОИЯИ Р-2241, Дубна (1965).
28. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, Ю.Н.Симонов. ЯФ 2, 1095(1965).
29. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин.
30. В.В.Баюков, В.С.Киселев. Известия АН СССР XXXII, № 4,  
556 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 марта 1971 года.