

СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ
В УПРУГОМ np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 200–600 МэВ.
ПОЛНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Мих. Фингер

Карлов университет, Прага, Чешская Республика

ВВЕДЕНИЕ	681
ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГОГО НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	685
ФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В PSI	694
ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПИНОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ	700
СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В УПРУГОМ np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 200–600 МэВ	707
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	717
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	732

СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ
В УПРУГОМ np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 200–600 МэВ.
ПОЛНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Мих. Фингер

Карлов университет, Прага, Чешская Республика

Дан обзор имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по измерению величин спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном (np) взаимодействии в области энергий нейтронов 200–600 МэВ. В экспериментах в Институте им. П. Шеррера (Швейцария) с использованием пучков поляризованных нейтронов и мишеней поляризованных протонов исследовано 16 спиновых наблюдаемых: поляризация частиц отдачи P_{0n00} , анализирующая способность A_{00n0} , коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} , A_{00kk} , коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , коэффициенты деполаризации D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} и трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} , $N_{0sn s}$ для энергий 200–590 МэВ и углов рассеяния в с.ц.м. 60 – 164° . Результаты этих исследований представляют полный набор прецизионных данных об упругом np -рассеянии, который совместно с полным набором данных для упругого протон-протонного (pp) рассеяния, полученным ранее, создает основу для однозначного определения амплитуд матрицы рассеяния упругого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия для канала с изотопическим спином $I = 0$ и позволяет описать процесс NN -взаимодействия модельно-независимым образом.

A summary of experimental data concerning spin observables in neutron-proton elastic scattering in the neutron energy range 200–600 MeV is presented. In the experiments at the Paul Scherrer Institute with a polarized neutron beam and a polarized proton target the values of 16 spin observables: the polarization of recoil particles P_{0n00} , the analyzing power A_{00n0} , the spin correlation parameters A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} , A_{00kk} , the polarization transfer observables K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , the depolarization parameters D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} , and three-spin observables N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} and $N_{0sn s}$ in the energy range from 200 to 590 MeV and for the centre of mass scattering angles from 60 to 164° have been obtained. These data represent complete data base of spin observables which, together with complete set of data for elastic pp interaction, obtained earlier, will allow a direct reconstruction of the $I = 0$ nucleon-nucleon (NN) scattering matrix amplitudes for elastic NN interaction, and thus providing complete information about the nucleon-nucleon interaction in a model independent way.

PACS: 13.75.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Детальное знание свойств процесса нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия имеет существенное значение, так как эти свойства проявляются

во многих областях ядерной и субъядерной физики и играют важную роль в физике сильных взаимодействий в целом. В частности, изучение NN -взаимодействий при промежуточных и высоких энергиях является важным источником информации о спиновой зависимости ядерных сил, действующих между нуклонами. Хотя в случае упругого NN -рассеяния с переданным импульсом менее ~ 2 ГэВ/с мы имеем дело с относительно простым процессом, до сих пор не существует его удовлетворительного теоретического описания. При отсутствии строгой и законченной теории сильных взаимодействий (непертурбативной КХД) результаты экспериментов по упругому NN -рассеянию в широкой области энергий и углов рассеяния служат созданию и пополнению базы прецизионных данных. Эти данные необходимы для выполнения феноменологических анализов, таких как фазовый анализ и прямое восстановление амплитуд матрицы упругого NN -рассеяния, а также они будут решающими для проверки непертурбативных теорий сильных взаимодействий.

Пузиков, Рындин и Смородинский [1] на примере упругого NN -рассеяния ввели понятие *полного эксперимента*. Эксперимент по изучению реакции называется полным, если в результате получен такой набор экспериментальных наблюдаемых, который позволит провести полное и исчерпывающее описание процесса. В этой связи удобным и модельно-независимым средством для описания основных свойств взаимодействия является формализм матрицы рассеяния (см. [2, 3] и ссылки в этих работах). В этом случае *полный эксперимент* можно определить как совокупность экспериментов, позволяющих измерить такой набор экспериментальных наблюдаемых, который позволит осуществить прямое и однозначное восстановление спиновой структуры матрицы упругого NN -рассеяния.

Наличие у нуклона спина позволяет записать матрицу упругого NN -рассеяния в виде линейной комбинации восьми независимых членов, построенных в общей форме из кинематических и спиновых переменных нуклонов, участвующих в рассеянии, и восьми инвариантных комплексных амплитуд, которые являются функциями угла рассеяния и энергии [2]. Предположения о сохранении пространственной четности и временной инвариантности, принципа Паули и изоспиновой инвариантности приводят к сокращению числа независимых слагаемых матрицы рассеяния до пяти членов. В этом случае для однозначного построения матрицы рассеяния надо определить в каждом канале реакции с изоспином $I = 1$ и $I = 0$ пять функций и четыре их относительные фазы. Для этого требуется осуществить, как минимум, девять разных опытов для каждого канала, энергии и угла рассеяния. Измерение разных спиновых наблюдаемых в упругом pp - и np -рассеянии при разных энергиях и углах рассеяния позволяет решить эту задачу.

Методически непростой характер спиновых экспериментов, однако, делает задачу осуществления этих опытов довольно сложной. Объединенный

институт ядерных исследований (ОИЯИ) был одним из научных центров, где развитие спиновой физики средних и высоких энергий началось с 1950-х гг. Многие экспериментальные и теоретические исследования в области спиновой физики, выполненные в ОИЯИ, нашли позже свое развитие в ряде других институтов. Перечислим, например, некоторые из основных экспериментальных результатов, полученных в ОИЯИ с использованием пучков протонов с энергией 660 МэВ.

М. Г. Мещеряковым, С. Б. Нурушевым и Г. Д. Столетовым была обнаружена поляризация протонов в ядерном [4] и pp -рассеянии [5]. Ю. П. Кумекиным, М. Г. Мещеряковым, С. Б. Нурушевым и Г. Д. Столетовым были проведены измерения параметров тройного рассеяния протонов при энергии 660 МэВ [6–9]. Б. М. Головиным, В. П. Желеповым, В. С. Надеждиным и В. И. Сатаровым был предложен возможный набор экспериментов для одновременного анализа данных по NN -рассеянию [10]. Идея получения продольно-поляризованного пучка протонов была реализована Ю. П. Кумекиным, М. Г. Мещеряковым, С. Б. Нурушевым и Г. Д. Столетовым [11]. Первые фазовые анализы pp -рассеяния при энергии выше порога образования пионов были проведены Р. Я. Зилькарнеевым и И. Н. Силиным [12], Л. С. Ажгиреем, Н. П. Клепиковым, Ю. П. Кумекиным, М. Г. Мещеряковым, С. Б. Нурушевым и Г. Д. Столетовым [13, 14]. Результаты этих анализов позволили впервые проследить энергетическую зависимость основных фазовых сдвигов pp -системы в интервале энергии протонов от 0 до 660 МэВ. Измерение параметра R в pn -рассеянии при энергии 605 МэВ и фазовый анализ NN -рассеяния был проведен Ю. М. Казариновым, Ф. Легаром и их сотрудниками [15]. В результате пионерских работ Б. С. Неганова в Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) ОИЯИ Б. С. Негановым, Н. С. Борисовым и М. Ю. Либургом впервые был создан рефрижератор растворения ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ [16], позволяющий получать в стационарном режиме температуры в области десятков мК. Это оказалось настоящим прорывом в области конструирования твердотельных поляризованных мишеней для ядерно-физических исследований и определило дальнейшие перспективы поляризационных экспериментов в области ядерной физики и физики частиц. Первые опыты по двойному NN -рассеянию на протонной поляризованной мишени в ЛЯП ОИЯИ были осуществлены Я. Быстрицким, Я. Чехом, З. Яноутом, Ю. М. Казариновым и Ф. Легаром [17].

На основе дальнейшего прогресса в области получения поляризованных пучков протонов, дейтронов и нейтронов в широкой области энергий, разработок и создания поляризованных мишеней протонов и дейтронов вместе со значительным прогрессом в развитии детектирующей техники и систем сбора данных стало возможным в нескольких лабораториях (см., например, работы [2, 3]) приступить к осуществлению полных опытов как в упругом pp -рассеянии, так и в упругом np -рассеянии в широкой области энергий. Эта задача оказалась проще для pp -рассеяния и труднее в случае np -рассеяния, в

основном, из-за сложности получения высококачественных поляризованных пучков нейтронов большой интенсивности.

В течение 1975–1985 гг. были предприняты большие усилия в нескольких лабораториях, чтобы исследовать спиновые эффекты в упругом pp -взаимодействии, что позволило получить полный набор точных данных. В результате этого в 1981 г. в первый раз удалось провести прямое построение матрицы рассеяния для канала с изоспином $I = 1$. Эта работа и последующие в этом направлении способствовали тому, что в настоящее время амплитуды матрицы упругого pp -рассеяния для $I = 1$ экспериментально исследовались вплоть до энергии 2,6 ГэВ [2, 3], в частности, в Институте им. П. Шеррера (PSI) [2, 3, 18, 19] и в лаборатории SATURNE II [20].

В связи с трудностями получения высококачественного и интенсивного пучка поляризованных нейтронов работы по систематическому исследованию упругого np -рассеяния были начаты позже. Так, среди лабораторий, где были созданы интенсивные и качественные пучки поляризованных нейтронов, TRIUMF (200–520 МэВ), PSI (200–590 МэВ), LAMPF (480–800 МэВ), SATURNE II (800–1100 МэВ) и ОИЯИ (1–6 ГэВ).

Весь этот комплекс проведенных исследований NN -взаимодействия оказался очень результативным и позволил получить большое количество новых экспериментальных данных. Очень результативной была программа pp - и np -исследований в PSI. Особенно полезной эта программа оказалась для изучения роли одно- и двухбозонных обменов во взаимодействии двух нуклонов в промежуточной области энергий. Полученные из фазового анализа феноменологические амплитуды упругого NN -взаимодействия послужат проверкой предсказаний теоретических моделей. Существенные усилия посвящены в настоящее время объяснению адрон-адронных процессов, в том числе NN -взаимодействий, и природы ядерных сил на основе представлений кварк-глюонных моделей и квантовой хромодинамики (КХД) [21].

В настоящей работе приводится обзор экспериментально полученных спиновых наблюдаемых в опытах по упругому np -взаимодействию, проведенных при участии автора в PSI с использованием поляризованных пучков нейтронов с энергией 200–590 МэВ и мишеней поляризованных и неполяризованных протонов [20–30]. Было получено 16 спиновых наблюдаемых в упругом np -взаимодействии: поляризация частиц отдачи P_{0n00} , анализирующая способность A_{00n0} , двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации $A_{00nn}, A_{00ss}, A_{00sk}, A_{00kk}$, двухспиновые коэффициенты передачи поляризации $K_{0nn0}, K_{0ss0}, K_{0sk0}$, двухспиновые коэффициенты деполаризации $D_{0n0n}, D_{0s0s}, D_{0s0k}$ и трехспиновые коэффициенты $N_{0nkk}, N_{0skn}, N_{0ssn}$ и N_{0sns} в области энергий 200–590 МэВ и углов рассеяния в системе центра масс 60–164°. Таким образом, получен полный набор точных данных в упругом np -рассеянии, который совместно с полным набором данных для упругого pp -рассеяния, полученным ранее, позволит в будущем определить

все амплитуды, необходимые для построения матрицы рассеяния упругого NN -взаимодействия для канала $I = 0$ в области энергий 200–590 МэВ.

В разд. 1 приводится использованное феноменологическое описание NN -взаимодействия на базе матрицы рассеяния и способ определения отдельных спиновых наблюдаемых. В разд. 2 описан физический комплекс, на котором проводились поляризационные эксперименты в PSI. В разд. 3 приведены основные принципы обработки экспериментальных данных. В разд. 4 в графической форме показаны результаты спиновых наблюдаемых, полученных в PSI [22–33] и в других лабораториях [34–50], где они сравниваются с предсказаниями, полученными из фазового анализа группами из Сакле–Женева [51] и Арндта [52–55], и результатами предсказаний на основе «парижского» [56, 57] и «боннского» [58–60] потенциалов.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГОГО НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В экспериментах по изучению спиновых эффектов в нуклон-нуклонном взаимодействии определяется зависимость дифференциального поперечного сечения процесса взаимодействия от энергии и состояния поляризации участвующих частиц. При теоретическом описании такого рода процессов имеют дело не со свойствами индивидуальных нуклонов, а с наблюдаемыми — так называемыми средними квантово-механическими величинами, являющимися результатом усреднения по ансамблю частиц, находящихся в различных спиновых состояниях. Квантово-механическое описание поляризации ансамбля, состоящего из отдельных нуклонов, требует проведения некогерентного сложения чистых квантовых состояний частиц. Такое описание может быть сделано на базе формализма матрицы плотности. Сам процесс рассеяния обычно описывается с помощью матрицы рассеяния. Задача по рассеянию частиц с произвольной поляризацией тогда сводится к определению матрицы плотности конечного состояния рассеянной системы на основе матрицы плотности начальной системы и матрицы рассеяния. Когда матрица плотности конечной системы определена, можно предсказать результат наблюдения любой динамической переменной, зависящей от спина нуклонов, участвующих в процессе рассеяния. В литературе исторически использовались разные нерелятивистские определения и обозначения спиновых наблюдаемых. В этой работе, как и в исходных работах [22–32], используются определения и обозначения, принятые и описанные в [2, 3].

1.1. Дифференциальное сечение процесса упругого NN -рассеяния. Системы координат. Для описания процесса рассеяния и получения соответствующих выражений для экспериментальных наблюдаемых в лабораторной системе координат используются базисные векторы (x , y , z) и (k , n , s).

Вектор поляризации исходного пучка частиц в системе (x, y, z) имеет вид

$$\mathbf{P}_b = P_{bx} \cdot \mathbf{x} + P_{by} \cdot \mathbf{y} + P_{bz} \cdot \mathbf{z}. \quad (1)$$

Если в этой системе вектор импульса налетающего и рассеянного нуклона обозначим \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f соответственно (см. рис. 1), то для описания процесса рассеяния в л. с. к. удобно ввести систему базисных векторов $(\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s})$, непосредственно связанных с процессом рассеяния в лаборатории: $\mathbf{k} = \mathbf{k}_i/|\mathbf{k}_i|$; $\mathbf{n} = (\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f)/(|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|)$; $\mathbf{s} = \mathbf{n} \times \mathbf{k}$. Единичный вектор \mathbf{k} выбран в направлении импульса налетающей частицы \mathbf{k}_i , и он идентичен с вектором \mathbf{x} . Ось \mathbf{n} перпендикулярна плоскости рассеяния, определенной векторами импульсов налетающего \mathbf{k}_i и рассеянного \mathbf{k}_f нуклонов. Векторы \mathbf{k}_f и \mathbf{k}_i определяют

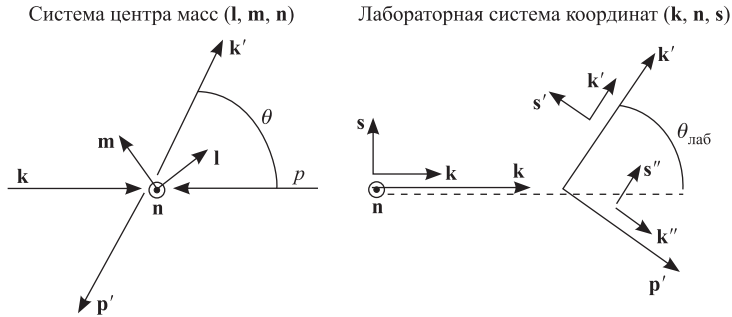


Рис. 1. Системы координат

угол рассеяния $\theta_{\text{лаб}}$. Вектор \mathbf{s} выбран таким образом, чтобы система координат $(\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s})$ определяла ортонормированную систему координат, связанную с налетающей частицей. Подобным образом можно ввести в л. с. к. собственные системы координат, связанные с рассеянной частицей $(\mathbf{k}', \mathbf{n}', \mathbf{s}')$ и частицей отдачи $(\mathbf{k}'', \mathbf{n}'', \mathbf{s}'')$ (рис. 1). Единичные векторы $\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}''$ направлены соответственно вдоль импульса налетающей и рассеянной частицы и частицы отдачи; единичные векторы $\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{n}''$ идентичны. Таким образом, вводятся три системы собственных координат для частиц, участвующих в рассеянии в л. с. к.: а) для налетающей частицы $(\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s})$; б) для рассеянной частицы $(\mathbf{k}', \mathbf{n}, \mathbf{s}')$, $\mathbf{s}' = \mathbf{n} \times \mathbf{k}'$, $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_f/|\mathbf{k}_f|$; в) для частицы отдачи $(\mathbf{k}'', \mathbf{n}, \mathbf{s}'')$, $\mathbf{s}'' = \mathbf{n} \times \mathbf{k}''$. Координатные оси \mathbf{s} и \mathbf{n} повернуты по отношению к осям \mathbf{y} и \mathbf{z} на азимутальный угол φ . Таким образом, между координатами вектора поляризации в системах $(\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s})$ и $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ имеем связь:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_b \cdot \mathbf{s} &= P_{bs} = P_{bz} \sin \varphi + P_{by} \cos \varphi, \\ \mathbf{P}_b \cdot \mathbf{n} &= P_{bn} = P_{bz} \cos \varphi - P_{by} \sin \varphi, \\ \mathbf{P}_b \cdot \mathbf{k} &= P_{bk} = P_{bx}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для теоретического описания процесса рассеяния используют систему центра масс с базисными векторами $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$, где $\mathbf{l} = (\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_i)/(|\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_i|)$; $\mathbf{m} = (\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i)/(|\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i|)$; $\mathbf{n} = (\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f)/(|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|)$.

Матрица рассеяния. Для квантово-механического описания процесса рассеяния двух нуклонов со спинами $1/2$ обычно удобно использовать формализм матрицы рассеяния \mathbf{M} . Пусть исходное состояние системы налетающая частица–частица мишени имеет вид $|\Psi_i\rangle = \exp\{+i\mathbf{k}_i\mathbf{r}\}|n_i\rangle$, и асимптотическое решение задачи рассеяния $|\Psi_f\rangle = \exp\{+i\mathbf{k}_i\mathbf{r}\}|n_i\rangle + [\exp\{+i\mathbf{k}_i\mathbf{r}\}/r] \times \mathbf{M}|n_i\rangle$. Здесь $\exp\{+i\mathbf{k}_i\mathbf{r}\}$ — волновая функция налетающего нуклона, полный набор ортонормированных спиновых состояний системы падающего нуклона и нуклона мишени $|n_i\rangle$, рассеянного нуклона и нуклона отдачи $|n_f\rangle$. Тогда 4×4 -спиновая матрица рассеяния $\mathbf{M}(E, \theta)$, связывающая состояния $|n_f\rangle$ и $|n_i\rangle$, полностью феноменологически описывает всю динамику процесса рассеяния двух нуклонов со спином $1/2$. Предположение о сохранении пространственной четности, временной инвариантности, принципа Паули и изоспиновой инвариантности позволяет представить общий вид матрицы рассеяния \mathbf{M} в виде линейной комбинации спиновых тензоров при помощи только пяти комплексных амплитуд a, b, c, d и e , которые являются функциями энергии реакции и угла рассеяния. Следуя [2], записываем

$$\mathbf{M}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{1}{2}[(a+b) + (a-b)(\boldsymbol{\sigma}_b \cdot \mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_t \cdot \mathbf{n}) + (c+d)(\boldsymbol{\sigma}_b \cdot \mathbf{m})(\boldsymbol{\sigma}_t \cdot \mathbf{m}) + (c-d)(\boldsymbol{\sigma}_b \cdot \mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}_t \cdot \mathbf{l}) + e(\boldsymbol{\sigma}_b + \boldsymbol{\sigma}_t \cdot \mathbf{n})], \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\sigma}_b$ и $\boldsymbol{\sigma}_t$ — спиновые матрицы Паули, действующие на волновую функцию налетающего нуклона (b) и нуклона мишени (t) соответственно. Если рассматривать матрицу \mathbf{M} как матрицу, действующую в изоспиновом пространстве, то общее выражение (3) можно записать в виде

$$\mathbf{M} = \frac{1}{4}\mathbf{M}_0(1 - \boldsymbol{\tau}_b\boldsymbol{\tau}_t) + \frac{1}{4}\mathbf{M}_1(3 + \boldsymbol{\tau}_b\boldsymbol{\tau}_t), \quad (4)$$

где $\boldsymbol{\tau}_b$ и $\boldsymbol{\tau}_t$ — нуклонные изоспиновые матрицы и \mathbf{M}_0 и \mathbf{M}_1 — изосинглетная и изотриплетная матрицы рассеяния, имеющие такую же спиновую структуру, как и матрица \mathbf{M} . Если пренебречь электромагнитным взаимодействием, то для pp -, nn - и np -взаимодействий можно записать

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(pp - pp) &= \mathbf{M}(nn - nn) = \mathbf{M}_1, \\ \mathbf{M}(np - np) &= \mathbf{M}(pn - pn) = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_0), \\ \mathbf{M}(np - pn) &= \mathbf{M}(pn - np) = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Следовательно, для полного описания упругого нуклон-нуклонного рассеяния при данной энергии достаточно определить пять комплексных (или

девять действительных) функций угла рассеяния для pp -взаимодействия и дополнительно одинаковое количество функций для np -рассеяния. Так как pp -рассеяние является чистым изотриплетным каналом $I = 1$ и np -рассеяние является смесью каналов с $I = 0$ и $I = 1$, то коэффициенты $1/2$ в выражении (5) означают, что точность в определении амплитуд для канала $I = 0$ меньше, чем для канала $I = 1$ при одинаковой точности измерения величин соответствующих спиновых наблюдаемых. С экспериментальной точки зрения измерение величин спиновых наблюдаемых для np -рассеяния гораздо труднее, чем для pp -рассеяния. Это связано в основном с тем, что интенсивность доступных пучков поляризованных нейтронов гораздо ниже, а разброс их энергий гораздо больше, чем для пучков поляризованных протонов. Кроме того, эффективность детекторов для регистрации нейтронов существенно ниже. Их пространственное разрешение хуже, чем у детекторов заряженных частиц.

Матрица плотности. Для квантово-механического описания спиновых состояний ансамбля нуклонов налетающих частиц (пучка) и мишени необходимо использовать формализм матрицы плотности [1–3]. Если имеется полный набор спиновых состояний $|n\rangle$ системы одинаковых невзаимодействующих частиц, то спиновое состояние частиц ансамбля описывается некоторой суперпозицией отдельных спиновых состояний с соответствующими весами p_n . Если ввести матрицу плотности ρ и рассматривать величины $|n\rangle p_n \langle n|$ как элементы представления соответствующего ее оператора плотности на базе $|n\rangle$, то ожидаемое значение результата спинового наблюдения переменной A над системой записывается как $\langle \mathbf{A} \rangle = \text{Tr } \rho A / \text{Tr } \rho$. В частности, для ансамбля тождественных нуклонов со спином $1/2$ для ожидаемого значения поляризации ансамбля в системе координат $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ получаем

$$P_i = \langle \sigma_i \rangle = \text{Tr } \rho \sigma_i / \text{Tr } \rho, \quad \text{где } i = x, y, z. \quad (6)$$

Соответствующая матрица плотности может быть записана в виде [2, 3]

$$\rho = \sum_{\lambda=0,1,2,3} P_\lambda \cdot \sigma_\lambda \quad \text{или} \quad \rho = \frac{1}{2}(I + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}) = \frac{1}{2}(I + \sum_i P_i \cdot \sigma_i). \quad (7)$$

В таком случае для матриц плотности частиц пучка (b) и мишени (t) получаем соответственно

$$\rho_b = \frac{1}{2}(I + \mathbf{P}_b \cdot \boldsymbol{\sigma}_b) \quad \text{и} \quad \rho_t = \frac{1}{2}(I + \mathbf{P}_t \cdot \boldsymbol{\sigma}_t). \quad (8)$$

Для начального состояния системы нуклонов пучка и мишени получаем матрицу плотности $\rho_i = \sum_i |n_i\rangle p(n_i) \langle n_i|$, где $p(n_i)$ — вероятность нахождения ансамбля в состоянии $|n_i\rangle$,

$$\rho_i = \rho_b \cdot \rho_t \quad \text{или} \quad \rho_i = \frac{1}{4}(I + \mathbf{P}_b \cdot \boldsymbol{\sigma}_b) \otimes (I + \mathbf{P}_t \cdot \boldsymbol{\sigma}_t), \quad (9)$$

и \mathbf{P}_b и \mathbf{P}_t — векторы поляризации нуклонов пучка и мишени соответственно. Для матрицы плотности конечного состояния системы получаем

$$\rho_f = \sum_f |n_f\rangle p(n_f) \langle n_f| = \sum_i \mathbf{M} |n_i\rangle p(n_i) \langle n_i| \mathbf{M}^+ \quad \text{или} \quad \rho_f = \mathbf{M} \rho_i \mathbf{M}^+. \quad (10)$$

Общий вид сечения упругого NN -рассеяния. В любом эксперименте по NN -рассеянию только угловое распределение продуктов реакции поддается прямому измерению. С точки зрения измерения величин спиновых наблюдаемых в упругом NN -взаимодействии необходимо измерять дифференциальное сечение в зависимости от спиновых состояний нуклонов, принимающих участие в этом процессе. Согласно формализму \mathbf{M} -матрицы выражение для сечения рассеяния σ_{srbt} , в общем виде зависящее от ориентации спинов частиц, может быть найдено вычислением соответствующих следов в формулах

$$\sigma_{srbt} = \text{Tr} \mathbf{M} \rho \mathbf{M}^+ / \text{Tr} \rho, \quad (11)$$

что при нормировке $\text{Tr} \rho = 1$ дает

$$\sigma_{srbt} = \text{Tr} \mathbf{M} \rho \mathbf{M}^+, \quad \text{или} \quad \sigma_{srbt} = \text{Tr} \{(\rho_{1s} \otimes \rho_{2r}) \mathbf{M} (\rho_{1b} \otimes \rho_{2t}) \mathbf{M}^+\}.$$

Здесь индексы s, r, b, t определяют спиновые состояния рассеянной частицы (s — scattered), частицы отдачи (r — recoil), частицы пучка (b — beam) и частицы мишени (t — target) соответственно. Если представить матрицу плотности ρ в виде

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=0,1,2,3} D^\lambda \sigma_\lambda, \quad \sigma_0 = \mathbf{1}, \quad (12)$$

то

$$\sigma_{srbt} = \sum_{s'r'b't'} D_{srbt}^{s'r'b't'} X_{s'r'b't'}, \quad (13)$$

где

$$X_{s'r'b't'} = \frac{1}{4} \text{Tr} \{(\sigma_{1s} \otimes \sigma_{2r}) \mathbf{M} (\sigma_{1b} \otimes \sigma_{2t}) \mathbf{M}^+\}. \quad (14)$$

Величины $X_{s'r'b't'}$ называют спиновыми наблюдаемыми, величины $D_{srbt}^{s'r'b't'}$ — определяющими факторами. Здесь индексы ($s'r'b't'$) обозначают компоненты поляризации соответствующей частицы в л. с. к. ($\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s}$). В случае неполяризованных пучка и мишени или когда спиновое состояние рассеянной частицы отдачи не анализируется, индекс принимает значение 0, и соответствующая матрица плотности является единичной матрицей в объединенном спиновом пространстве обеих сталкивающихся частиц. В этом случае

$$X_{0000} = I_{0000} = \frac{1}{4} \text{Tr} \{ \mathbf{M} \mathbf{M}^+ \} \quad (15)$$

представляет собой дифференциальное сечение взаимодействия двух неполяризованных пучков частиц. Поляризационные параметры X_{srbt}/I_{0000} являются измеряемыми величинами. Следуя работам [2, 3], приведем общепринятую в настоящее время классификацию спиновых наблюдаемых в упругом NN -взаимодействии (см. таблицу).

Классификация спиновых наблюдаемых в упругом нуклон-нуклонном рассеянии

Анализируемые характеристики в эксперименте	Неполяризованная мишень		Поляризованная мишень	
	Неполяризованный пучок	Поляризованный пучок	Неполяризованный пучок	Поляризованный пучок
Угловое распределение	I_{0000}	$A_{00\gamma 0}$	$A_{000\delta}$	$A_{00\gamma\delta}$
Поляризация рассеянной частицы	$P_{\alpha 000}$	$D_{\alpha 0\gamma 0}$	$K_{\alpha 00\delta}$	$M_{\alpha 0\gamma\delta}$
Поляризация частицы отдачи	$P_{0\beta 00}$	$K_{0\beta\gamma 0}$	$D_{0\beta 0\delta}$	$N_{0\beta\gamma\delta}$
Спиновая корреляция конечных состояний	$C_{\alpha\beta 00}$	$C_{\alpha\beta\gamma 0}$	$C_{\alpha\beta 0\delta}$	$C_{\alpha\beta\gamma\delta}$

Примечание. I_{0000} — обычное дифференциальное сечение; $P_{\alpha 000}$, $P_{0\beta 00}$ — поляризации пучков рассеянных частиц и частиц отдачи соответственно; $A_{00\gamma 0}$, $A_{000\delta}$ — асимметрии в упругом рассеянии вследствие поляризации пучка и мишени соответственно; $A_{00\gamma\delta}$ — коэффициенты корреляции поляризации; $D_{0\beta 0\delta}$ — коэффициенты деполаризации; $K_{0\beta\gamma 0}$ — коэффициенты передачи поляризации; $N_{0\beta\gamma\delta}$, $M_{\alpha 0\gamma\delta}$ — трехспиновые коэффициенты; $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ — четырехспиновые коэффициенты. Индекс 0 означает неполяризованное состояние или то, что поляризация не измеряется. Индексы α , β , γ и δ всегда отличны от нуля и обозначают направление поляризации. В л. с. к. возможными их значениями являются $(\mathbf{k}, \mathbf{n}, \mathbf{s})$ для γ и δ , $(\mathbf{k}', \mathbf{n}, \mathbf{s}')$ для β и $(\mathbf{k}'', \mathbf{n}, \mathbf{s}'')$ для α .

Из формул (11)–(14) следует, что в самом общем случае можно осуществить 256 экспериментов для определения 256 возможных спиновых наблюдаемых. Однако, принимая во внимание ограничения, следующие из применения к матрице \mathbf{M} принципов симметрии пространственной и временной четностей, только 25 из этих спиновых наблюдаемых будут линейно независимы. Все эти 25 спиновых наблюдаемых можно выразить как билинейную комбинацию амплитуд, определяющих матрицу рассеяния. Измерение такого набора из 25 возможных спиновых наблюдаемых, который позволил бы однозначно определить все пять комплексных амплитуд матрицы рассеяния, принято называть полным экспериментом.

Исчерпывающий обзор вопросов, связанных с изучением упругого NN -взаимодействия, и формализм для его описания приведены в работах [2, 3] и в ссылках в них. В этих работах выведена применяющаяся в настоящее время общая формула для описания углового распределения упругого рассеяния для случая, когда оба нуклона в начальном состоянии поляризованы и спиновое состояние рассеянного нуклона и нуклона отдачи может быть проанализировано.

Общее сечение упругого NN -рассеяния

$$\begin{aligned} \sum (P_b P_t P_1 P_2) = I_1 I_2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \{ & [1 + A_{00\gamma 0} P_{b\gamma} + A_{000\delta} P_{t\delta} + A_{00\gamma\delta} P_{b\gamma} P_{t\delta}] + \\ & + P_1 [1 + P_{\alpha 000} + P_{b\gamma} D_{\alpha 0\gamma 0} + P_{t\delta} K_{\alpha 00\delta} + P_{b\gamma} P_{t\delta} M_{\alpha 0\gamma\delta}] n_{1\alpha} + \\ & + P_2 [1 + P_{0\beta 00} + P_{b\gamma} K_{0\beta\gamma 0} + P_{t\delta} D_{0\beta 0\delta} + P_{b\gamma} P_{t\delta} N_{0\beta\gamma\delta}] n_{2\beta} + \\ & + P_1 P_2 [C_{\alpha\beta 00} + P_{b\gamma} C_{\alpha\beta\gamma 0} + P_{t\delta} C_{\alpha\beta 0\delta} + P_{b\gamma} P_{t\delta} C_{\alpha\beta\gamma\delta}] n_{1\alpha} n_{2\beta} \}. \quad (16) \end{aligned}$$

Эта формула содержит все возможные спиновые наблюдаемые и может быть применена для анализа результата измерения любой спиновой наблюдаемой в любой мыслимой постановке эксперимента: будь то вторичное рассеяние частиц (индекс 1) или рассеяние частиц отдачи (индекс 2). Суммирование в формуле (16) ведется по всем повторяющимся индексам ($\alpha, \beta, \gamma, \delta$). Символы P_b и P_t обозначают поляризацию пучка и мишени, I_i и P_i — дифференциальное сечение и анализирующую способность i -го анализатора поляризации соответственно. При этом

$$I_i = \frac{1}{2} \text{Tr} \{ \mathbf{M}_i \mathbf{M}_i^+ \}, \quad P_i = \frac{\text{Tr} M_i (\boldsymbol{\sigma}_i \mathbf{n}_i) \mathbf{M}_i^+}{\text{Tr} (\mathbf{M}_i \mathbf{M}_i^+)}, \quad i = 1, 2, \quad (17)$$

где в рассеянии на бесспиновом рассеивателе поляриметров $i = 1$ относится к рассеянной частице и $i = 2$ к частице отдачи; \mathbf{M}_1 — матрица рассеяния частицы $i = 1$ и \mathbf{M}_2 — матрица рассеяния частицы отдачи $i = 2$; \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 — единичные векторы нормалей к плоскостям рассеяния частиц $i = 1$ и $i = 2$ соответственно. При отсутствии анализатора соответствующие $P_i = 0$, $M_i = 1$ и $I_i = 1$. Формула (16) применяется при анализе экспериментальных данных, и соответствующие спиновые наблюдаемые рассчитываются при помощи метода максимального правдоподобия. Отношения для связи разных спиновых наблюдаемых X_{srbt} (14) и пяти инвариантных амплитуд матрицы рассеяния (3), получаемые на основе (3), (13), (14) и (16), обсуждаются в [2, 3], где также приводятся некоторые их явные соотношения. Там же приводится подробная библиография работ, посвященных этим вопросам.

1.2. Постановки экспериментов по *np*-рассеянию. *np*-рассеяние с поляризованным пучком нейтронов и поляризованной протонной мишенью

а) *Спиновое состояние протона отдачи в процессе np-рассеяния не определяется. Определение коэффициентов асимметрии A_{000n} и коэффициентов корреляции поляризации $A_{00\gamma\delta}$.* Рассмотрим случай, когда анализируется угловое распределение рассеяния для разных спиновых состояний пучка нейтронов и протонов мишени без одновременного анализа спиновых состояний протонов отдачи. В этом случае общее сечение *np*-упругого рассеяния из (16) имеет вид

$$I = I_{0000} \{ 1 + P_{bn} A_{00n0} + P_{tn} A_{000n} + P_{bn} P_{tn} A_{00nn} + P_{bs} P_{ts} A_{00ss} + P_{bk} P_{tk} A_{00kk} + P_{bs} P_{ts} A_{00sk} + P_{bk} P_{ts} A_{00ks} \}. \quad (18)$$

Измеряя угловую зависимость величин I для разных ориентаций поляризаций P_b и P_t нейтронного пучка и протонов мишени соответственно, можно получить все пять параметров, входящих в (18): A_{000n} и четыре коэффициента корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00kk} и A_{00sk} . При этом вследствие принципа Паули имеем $A_{00n0} = A_{000n}$ и $A_{00sk} = A_{00ks}$.

б) *Спиновое состояние протона отдачи в процессе np-рассеяния определяется. Определение коэффициентов передачи поляризации $K_{0\beta\gamma 0}$, коэффициентов деполаризации $D_{0\beta 0\delta}$ и трехспиновых коэффициентов $N_{0\beta\gamma\delta}$.* В этом случае для анализа спиновых состояний протонов отдачи используется метод повторного рассеяния. При этом для определения поляризации протонов отдачи используется их рассеяние на ядрах углерода ($^{12}_6\text{C}$). Дифференциальное сечение такой анализирующей реакции рассеяния частиц со спином 1/2 на ядрах мишени со спином 0 имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_C} \right) = I_C (1 + A_C \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_C), \quad (19)$$

где I_C — дифференциальное сечение для неполяризованных протонов на углероде (C); \mathbf{P} — искомая поляризация, подлежащая измерению; \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный к плоскости *pC*-рассеяния. Величина A_C — это анализирующая способность рассеивателя, зависящая от атомного номера рассеивающего материала и его толщины, угла рассеяния θ_C и энергии соударения. Если записать вектор поляризации \mathbf{P} в базисе координат, связанных с протоном отдачи (\mathbf{k}'' , \mathbf{n}'' , \mathbf{s}''), то

$$\begin{aligned} \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_C &= P_k \cdot \mathbf{k}'' + P_n \cdot \mathbf{n} + P_s \cdot \mathbf{s}'', \\ \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_C &= P_k (\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{n}_C) + P_n (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_C) + P_s (\mathbf{s}'' \cdot \mathbf{n}_C), \\ \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_C &= P_n \cos \varphi_C - P_s \sin \varphi_C. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь φ_C — угол между направлениями нормалей к плоскостям первого и второго рассеяния (там, где возможно, штрихи опущены). Поскольку \mathbf{n}_C перпендикулярно \mathbf{k}'' , то в таком эксперименте компоненту продольной поляризации рассеиваемой частицы анализировать невозможно. Для этого надо было бы использовать перед поляриметром магнитное поле для соответствующего поворота продольной компоненты поляризации. Из (19) и (20), интегрируя по θ_C в соответствующем диапазоне углов рассеяния, для азимутальной зависимости дифференциального сечения рассеяния протонов отдачи получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_C}\right) = I_C(1 + A_C P_n \cos \varphi_C - A_C P_s \sin \varphi_C), \quad (21)$$

где I_C — интегрированное по θ_C дифференциальное сечение и A_C — усредненная по θ_C анализирующая способность. Полагая в (21)

$$\varepsilon_n = A_C(E, \theta_C)P_n \quad \text{и} \quad \varepsilon_s = A_C(E, \theta_C)P_s \quad (22)$$

(где ε_n и ε_s — величины измеряемых асимметрий), получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_C}\right) = I_C(1 + \varepsilon_n \cos \varphi_C - \varepsilon_s \sin \varphi_C). \quad (23)$$

Из анализа экспериментального азимутального распределения событий рассеяния протонов на углероде (левая часть (23)) можно получить асимметрии ε_n и ε_s . С их помощью, если анализирующая способность $A_C(E, \theta_C)$ известна, получаем соответствующие значения поляризаций P_n и P_s протонов отдачи. Записывая поляризации P_n , P_s и P_k из (20) в явном виде при помощи аппарата спиновых наблюдаемых (см. (16)), получаем

$$\begin{aligned} P_n = & \{P_{0n00} + P_{bn}K_{0nn0} + P_{tn}D_{0n0n} + P_{bn}P_{tn}N_{0nmm} + P_{bs}P_{ts}N_{0nss} + \\ & + P_{bk}P_{tk}N_{0nkk} + P_{bs}P_{tk}N_{0nsk} + P_{bk}P_{ts}N_{0nks}\} \times \\ & \times \left\{1 + P_{bn}A_{00n0} + P_{tn}A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{b\gamma}P_{t\delta}A_{00\gamma\delta}\right\}^{-1}, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_s = & \{P_{bs}K_{0s''s0} + P_{bk}K_{0s''k0} + P_{ts}D_{0s''0s} + P_{tk}D_{0s''0k} + P_{bs}P_{tn}N_{0s''sn} + \\ & + P_{bn}P_{ts}N_{0s''ns} + P_{bk}P_{tn}N_{0s''kn} + P_{bn}P_{tk}N_{0s''nk}\} \times \\ & \times \left\{1 + P_{bn}A_{00n0} + P_{tn}A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{b\gamma}P_{t\delta}A_{00\gamma\delta}\right\}^{-1}, \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_k = & \{P_{bs}K_{0k''s0} + P_{bk}K_{0k''k0} + P_{ts}D_{0k''0s} + P_{tk}D_{0k''0k} + P_{bs}P_{tn}N_{0k''sn} + \\
& + P_{bn}P_{ts}N_{0k''ns} + P_{bk}P_{tn}N_{0k''kn} + P_{bn}P_{tk}N_{0k''nk}\} \times \\
& \times \left\{ 1 + P_{bn}A_{00n0} + P_{tn}A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{b\gamma}P_{t\delta}A_{00\gamma\delta} \right\}^{-1}, \quad (26)
\end{aligned}$$

где суммирование производится по всем значениям (k, n, s) индексов γ и δ .

Таким образом, определение поперечных компонент P_n и P_s поляризации протонов отдачи для разных ориентаций исходных поляризаций нейтронного пучка P_b и протонов мишени P_t позволяет определить экспериментальные значения спиновых наблюдаемых, входящих в выражения (24) и (25), а именно коэффициенты передачи поляризации K_{0rb0} , деполяризации D_{0r0t} и трехспиновые коэффициенты N_{0rbt} . При этом, так как выражение (18) входит в выражения (24)–(26), асимметрии и коэффициенты корреляции поляризации в (24)–(26) определяются из независимых экспериментов.

Так как наряду с определением трехспиновых коэффициентов (см. (24)–(26)) всегда определяются также двухспиновые параметры и коэффициент A_{0n00} и поскольку определяющие факторы $D_{srbt}^{s'r'b't'}$ в (13) меньше для коэффициентов высших рангов, то точность определения трехспиновых коэффициентов всегда хуже, чем двухспиновых, и для последних она, в свою очередь, хуже, чем для A_{00n0} и P_{0n00} .

2. ФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В PSI

В PSI для поляризационных исследований в нуклон-нуклонных взаимодействиях создан физический комплекс [22–32], схематическое изображение которого показано на рис. 2 и 3. Высокоинтенсивные пучки поляризованных (и неполяризованных) нейтронов получались в реакции зарядового обмена поляризованных (и неполяризованных) протонов (энергия 590 МэВ, поляризация $\sim 75\%$), с углеродной мишенью $p(C, N)n$ под углом 0° . Для проведения поляризационных исследований в PSI построена специальная экспериментальная зона NA2 (см. рис. 2 и 3). Для проведения экспериментов с поляризованными нейтронами, общей целью которых было измерение 16 различных спиновых наблюдаемых в упругом np -рассеянии в широком диапазоне энергий (230–590 МэВ) и углов рассеяния ($60 \leq \theta_{\text{цм}} \leq 180^\circ$), были построены два спектрометра, расположенные на нейтронном пучке на расстоянии 13,735 м (спектрометр 1, рис. 4) и 24,00 м (спектрометр 2) от углеродной мишени, рождающей нейтроны.

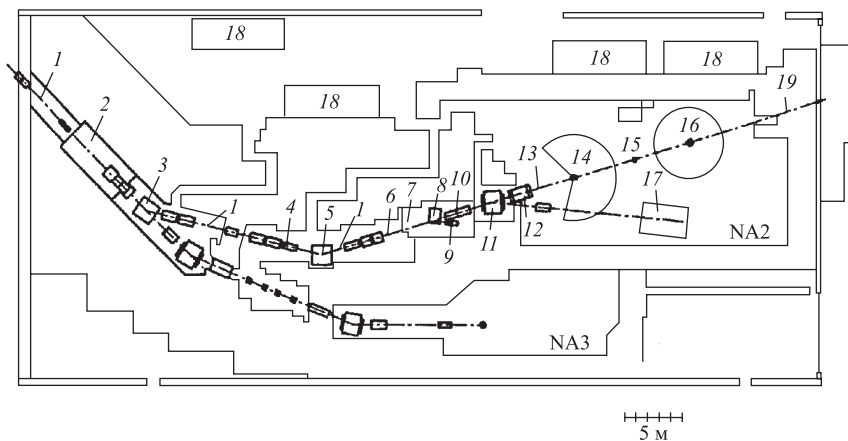


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной лаборатории NA2 PSI: 1 — ось протонного пучка; 2 — PIREX — станция для облучения протонами; 3 — дипольный магнит ACDY (31°); 4 — сверхпроводящий магнит; 5 — дипольный магнит; 6 — магнитная система для управления пучком; 7 — мишень для рождения нейтронов; 8 — дипольный магнит ACF; 9 — глушитель пучка протонов; 10 — свинцовый фильтр и коллиматор пучка нейтронов; 11, 12 — дипольные магниты ACDY3 и ACDY4; 13 — ось нейтронного пучка; 14, 16 — спектрометры 1 и 2; 15 — монитор 2; 17 — PIF — станция для облучения протонами; 18 — домики для электронной и вычислительной аппаратуры; 19 — глушитель пучка нейтронов

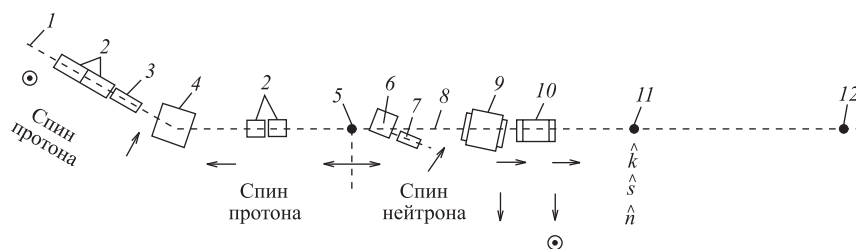


Рис. 3. Схема направлений поляризации протонов и нейтронов вдоль линии пучка в лаборатории NA2: 1 — ось протонного пучка; 2 — квадрупольные магниты; 3 — сверхпроводящий соленоид; 4, 9, 10 — дипольные магниты ACDY2, ACDY3 и ACDY4 соответственно; 5 — мишень для рождения нейтронов; 6 — дипольный магнит ACF; 7 — глушитель пучка протонов; 8 — ось нейтронного пучка; 11, 12 — спектрометры 1 и 2

Пучок поляризованных нейтронов. Экспериментально было показано [18, 19], что перенос поляризации в реакции зарядового обмена $p(X, Y)n$ на легких ядрах X является самым эффективным, если использовать механизм

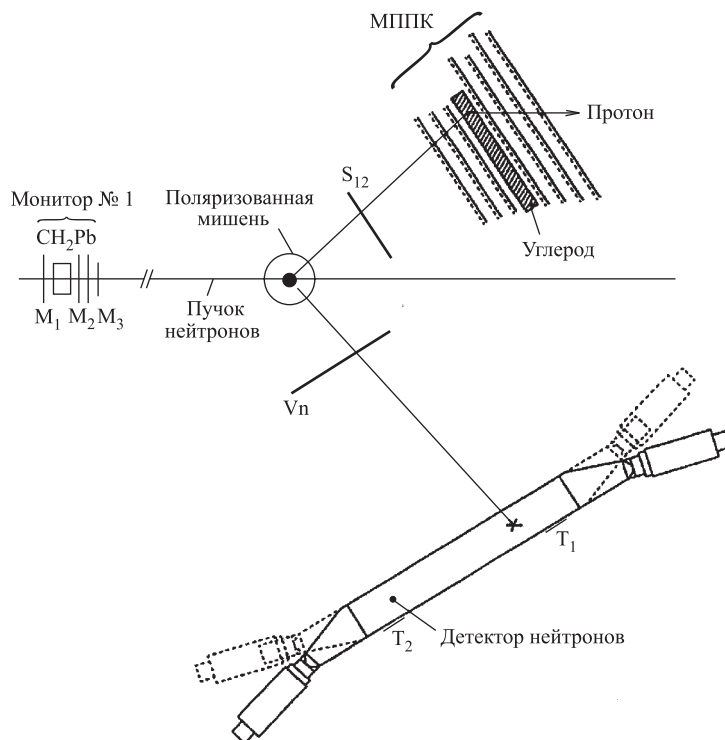


Рис. 4. Спектрометр 1

передачи поляризации при рассеянии на малые углы. Высокоинтенсивный пучок (~ 10 мкА) продольно-поляризованных протонов (поляризация $\sim 75\%$) в PSI позволил с использованием указанного механизма получить пучок поляризованных нейтронов с уникальными характеристиками: а) энергетический спектр нейтронов является непрерывным и состоит из квазиупругого пика при энергии 530 МэВ и сплошного распределения при более низких энергиях (рис. 5); б) средняя интенсивность пучка нейтронов на расстоянии 13,735 м от мишени, рождающей нейтроны, и при использовании протонного пучка с интенсивностью ~ 10 мкА, составляет около $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис. 5); в) при поляризации первичных протонов $\sim 75\%$ поляризация нейтронов достигает значений от $\sim 15\%$ для нейтронов с энергией 200 МэВ до $\sim 40\%$ для нейтронов с энергией выше 450 МэВ. Направление поляризации нейтронов противоположно направлению поляризации протонов (рис. 6); г) набор магнитов, расположенных вдоль нейтронного пучка, позволяет повернуть спин нейтрона в любое из трех направлений **k**, **s**, **n** (см. рис. 3); д) переворот

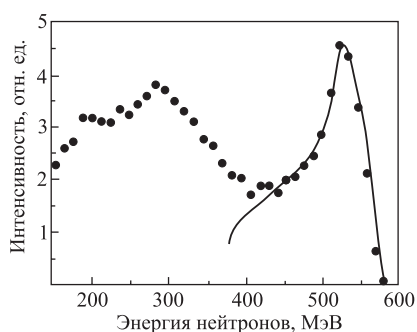


Рис. 5. Энергетический спектр нейтронов из реакции $p(C, X)n$ при энергии падающего пучка 590 МэВ

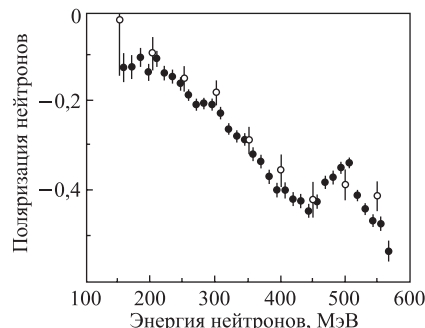


Рис. 6. Зависимость поляризации нейтронного пучка от энергии нейтронов

поляризации нейтронного пучка можно осуществлять через заданное время, как правило, через каждую секунду; е) измерение энергии нейтронов в пучке осуществляется с использованием методики времени пролета с привязкой к сигналам высокочастотной системы (50,63 МГц) ускорительного комплекса. Энергетическое разрешение в экспериментах с использованием спектрометра 1 составляло от 15 до 50 МэВ для энергии нейтронов от 200 до 590 МэВ и при использовании спектрометра 2 от 4 до 21 МэВ для энергии нейтронов от 200 до 550 МэВ. Измерение интенсивности нейтронного пучка, его поляризации и профиля проводилось во время эксперимента непрерывно с использованием двух мониторов, расположенных до и после спектрометра 1.

Спектрометр 1. Схематическое изображение первого спектрометра, расположенного на расстоянии 13,735 м от мишени для рождения нейтронов, показано на рис. 4. Спектрометр состоит из: а) протонной замороженной поляризованной мишени (или протонных неполяризованных мишеней); б) детекторной системы протонов отдачи и системы измерения их поляризации; в) детектора рассеянных нейтронов; г) системы сбора и регистрации данных. С использованием этого спектрометра получены экспериментальные данные, позволяющие определить одно-, двух- и трехспиновые наблюдаемые в упругом np -рассеянии.

Протонная замороженная поляризованная мишень и протонные неполяризованные мишени. Созданная для поляризационных экспериментов протонная замороженная поляризованная мишень [30] (рис. 7) состоит из следующих основных частей: а) рефрижератора растворения ^3He - ^4He ; б) вещества мишени с объемом $\sim 100 \text{ см}^3$ (бутанол $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}_2\text{OH}$), находящейся в камере растворения рефрижератора; в) поляризационного (2,5 Тл) и удер-

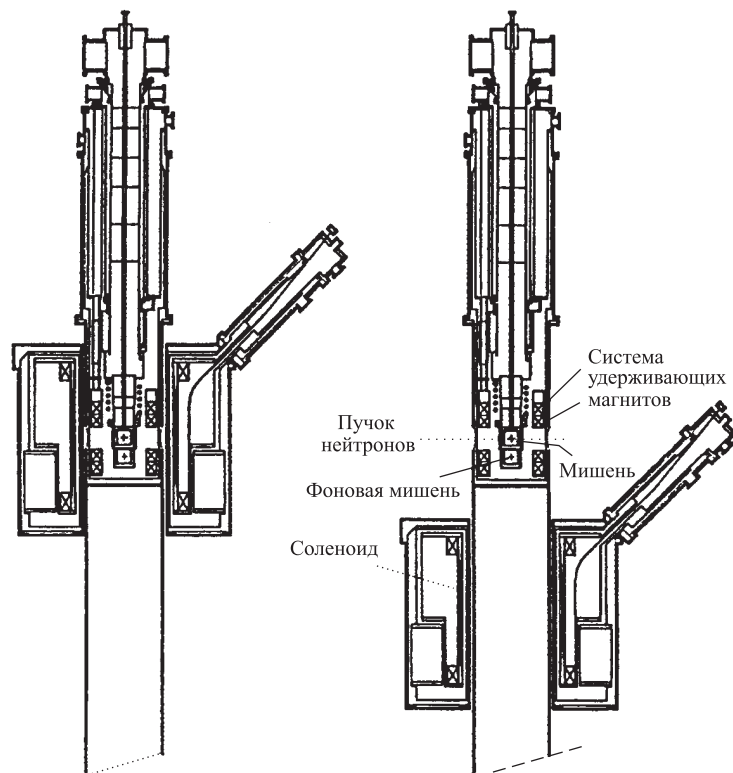


Рис. 7. Поляризованная мишень

живающего (0,8 Тл) сверхпроводящих магнитов; г) высокочастотной системы для накачки поляризации (частота ~ 70 ГГц); д) системы ядерного магнитного резонанса. Накачка поляризации проводится в магнитном поле 2,5 Тл при температуре ~ 150 мК. В замороженном состоянии (~ 50 мК) поляризации протонов и магнитном поле 0,8 Тл время спин-решеточной релаксации поляризации получается больше чем 1000 ч. Поляризация протонов измеряется с относительной точностью 3–4 % с использованием техники ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [30]. Переворот направления поляризации проводится методом динамической накачки в магнитном поле 2,5 Тл, направление магнитного поля не меняется. Характерная величина поляризации протонов во время набора статистики составляла 60–80 %, в основном в зависимости от того, была ли поляризация направлена вдоль или против направления внешнего удерживающего магнитного поля. Измерение поляризации проводилось в начале и конце каждого отдельного эксперимента, значение поляризации в любое заданное время между двумя измерениями получалось методом экспо-

ненциальной экстраполяции. Специальная магнитная система, состоящая из трех сверхпроводящих магнитов, предназначенная для создания удерживающего магнитного поля, давала возможность установить поляризацию протонов мишени в любом из направлений n , k и s . Вместо поляризованной мишени в отдельных экспериментах использовались также неполяризованные мишени из CH_2 или C .

Детектор протонов отдачи и система измерения их поляризации. Измерительная система для детектирования протонов отдачи и измерения их поляризации (см. рис. 4) состоит из: а) сцинтилляционного счетчика S_{12} , дающего стартовые сигналы для всего спектрометрического комплекса, б) телескопической системы многопроволочных пропорциональных камер (МППК). Каждая из МППК, в свою очередь, состоит из двух плоскостей (расстояние между плоскостями 18 мм) с взаимно-перпендикулярными проволоками (вольфрам, толщина 20 мкм) с шагом 1 мм. Измерение поляризации протонов отдачи основано на методе рассеяния протонов на рассеивателе-анализаторе из углерода. Для этой цели между третьей и четвертой МППК телескопа размещался рассеиватель из углеродных пластин с толщиной 5 или 7 см. Большое количество детектирующих плоскостей камер телескопа способствовало хорошей эффективности определения траектории протонов отдачи и траектории протонов, рассеянных на рассеивателе-анализаторе поляриметра, и тем самым эффективному определению поляризации протонов отдачи по их азимутальному распределению.

Детектор рассеянных нейтронов. Измерительное плечо детектора рассеянных нейтронов (см. рис. 4) состоит из сцинтилляционного детектора V_n , выполняющего роль вето-счетчика, набора одиннадцати горизонтально расположенных сцинтилляционных стержней для детектирования нейтронов и двух вертикально расположенных сцинтилляторов $T1$ и $T2$ для определения временной привязки сигналов из отдельных детекторных стержней. Горизонтальная координата места попадания нейтрона в детектор определяется путем измерения разницы во времени между появлением сигналов из двух фотоумножителей, которые расположены на торцевых сторонах сцинтилляционного стержня, зарегистрировавшего нейтрон. Вертикальная координата зарегистрированного нейтрона определена вертикальным положением соответствующего сцинтилляционного стержня.

Система сбора данных. Чтобы обеспечить измерения в большом диапазоне углов рассеяния, оба детектора (детектор рассеянных нейтронов и детектор протонов отдачи с системой измерения их поляризации) расположены на двух подвижных платформах, которые могли вращаться в горизонтальной плоскости вокруг оси поляризованной мишени. Двухуровневая программируемая система триггера позволяла задавать большое количество разных условий для регистрации событий. Основными условиями работы триггера первого уровня, использованными в измерениях, были: а) $M3.S1.S2$ — триггер для

проведения временной калибровки спектрометра; б) M3.S1.S2.A — триггер для проведения геометрической калибровки камер плеча для детектирования протонов отдачи; в) $\overline{M3.Vn.S1.S2.N}$ — триггер для набора данных, отвечающих упругому np -рассеянию. При работе детектора протонов отдачи в режиме измерения поляризации протонов отдачи использовался триггер второго уровня, который позволял во время измерения из дальнейшей регистрации исключить те случаи, для которых угол рассеяния на углеродном рассеивателе был меньше 3° . Система сбора данных базировалась на электронном стандарте, общепринятом в PSI [23–25].

Спектрометр 2. Комплекс спектрометра 2 использовался для измерения энергетического спектра и поляризации нейтронного пучка. Этот спектрометр был расположен на расстоянии 24,00 м от мишени для рождения нейтронов. Он состоял из: а) жидководородной мишени; б) магнитного спектрометра с магнитным анализатором и системой дрейфовых камер, расположенных до и после магнита; в) протонного поляриметра, расположенного на вращающейся платформе и работающего на принципе рассеяния протонов отдачи на углеродном рассеивателе.

3. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПИНОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Процедура анализа экспериментальных данных из экспериментов в PSI и следующее за ней определение искомым значений спиновых наблюдаемых предполагает:

- 1) осуществление калибровки временных каналов спектрометрической системы и юстировки геометрии отдельных элементов регистрирующей системы;
- 2) восстановление геометрических координат траекторий частиц и определение энергии налетающего нейтрона;
- 3) осуществление предварительного отбора «хороших» событий посредством детального анализа предварительно отобранных событий на основе наложения выбранных кинематических и других ограничений на условия проведения эксперимента;
- 4) сортировку окончательно отобранных событий по соответствующим ячейкам гистограммирования в зависимости от энергии рассеиваемого нейтрона и угла рассеяния;
- 5) определение для каждой ячейки гистограммирования вспомогательных величин (сумм), необходимых при расчетах значений статистических аппроксиматоров спиновых наблюдаемых;

б) восстановление асимметрий на основе всей совокупности окончательно отобранных событий, соответствующих поляризациям нейтронного пучка «+» и «-»;

7) определение значений статистических аппроксиматоров величин спиновых наблюдаемых;

8) определение соответствующих статистических и систематических ошибок для измеренных величин.

Эффективные статистические аппроксиматоры для коэффициентов корреляции поляризации. Число событий упругого $np \rightarrow np$ -рассеяния нейтронов с энергией E_n в направлении с полярным углом θ_n и азимутальным углом φ можно записать как

$$N(E_n, \theta_n, \varphi) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_n} \eta(E_n, \theta_n, \varphi) L, \quad (27)$$

где $d^2\sigma/d\Omega dE_n$ — дифференциальное сечение упругого np -рассеяния; $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$ — аксептанс и эффективность детектирующей экспериментальной аппаратуры; L — светимость системы, учитывающая интенсивность нейтронного пучка, плотность мишени и продолжительность измерений. Явная зависимость дифференциального сечения $d^2\sigma/d\Omega dE_n$ от азимутального угла φ , полярного угла θ_n , координат векторов \mathbf{s} , \mathbf{n} , \mathbf{k} , \mathbf{P}_b и \mathbf{P}_t в (x, y, z) -системе, энергии рассеиваемых нейтронов E_n , двух величин асимметрий A_{00n0} и A_{000n} и четырех коэффициентов корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00kk} , A_{00sk} имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = & I_{0000} \{1 + (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{n})A_{00n0} + (\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{n})A_{000n} + \\ & + P_b P_t [(\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{n})(\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{n})A_{00nn} + (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{s})(\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{s})A_{00ss} + \\ & + (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{k})A_{00kk} + ((\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{s})(\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{k}) + (\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{s}))A_{00sk}]\}. \quad (28) \end{aligned}$$

Для каждой из четырех возможных комбинаций ориентаций поляризации пучка и поляризации мишени, $(\gamma \text{ и } \delta) = (\mathbf{n}, \mathbf{n}), (\mathbf{s}, \mathbf{s}), (\mathbf{k}, \mathbf{k}), (\mathbf{s}, \mathbf{k})$, регистрировались значения чисел событий $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_b^{\gamma\pm}, P_t^{\delta\pm})$. Используя все четыре комбинации направления поляризации нейтронов и протонов $(P_b, P_t) = (P_b^+, P_t^+), (P_b^+, P_t^-), (P_b^-, P_t^+), (P_b^-, P_t^-)$, получаем 16 уравнений для определения входящих в них величин, в том числе спиновых наблюдаемых X_{srbt} . В постановке наших экспериментов в PSI направление поляризации пучка нейтронов чередовалось каждую секунду, затем проводилась регистрация числа отсчетов $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_b^{\gamma\pm}, P_t^{\delta\pm})$, отвечающих противоположным значениям поляризации нейтронов $P_b^{\gamma\pm}$. Абсолютное значение поляризации в обоих случаях можно считать одинаковым: $P_b^+ = P_b^-$. Аналогично аксептанс и эффективность регистрирующей аппаратуры можно считать одинаковыми.

С другой стороны, так как измерения с противоположными направлениями поляризации протонов мишени проводятся в разное время, соответствующие величины поляризации $P_t^+ \neq P_t^-$ могли отличаться. Учитывая это, вместо уравнений для величин $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_b^{\gamma\pm}, P_t^{\delta\pm})$ (см. (27) и (28)) удобнее анализировать уравнения для асимметрии $\varepsilon(P_t^{\delta\pm}) = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_t^{\delta\pm})$, получаемые из чисел отсчетов $N(E_n, \theta_n, \varphi, P_b^{\gamma\pm}, P_t^{\delta\pm})$, измеренных при одинаковой поляризации мишени $P_t^{\delta\pm}$ и с противоположными поляризациями пучка нейтронов P_b^+ и P_b^- соответственно:

$$\varepsilon(P_t^{\delta\pm}) = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_t^{\delta\pm}) = \frac{N(P_b^+) - N(P_b^-)}{N(P_b^+) + N(P_b^-)}. \quad (29)$$

Здесь величины отсчетов $N(P_b^+)$ и $N(P_b^-)$ нормированы с учетом интенсивности исходного пучка нейтронов, измеряемой первым монитором. Полагая $|P_b^+| = |P_b^-|$ в (27)–(29) и учитывая принцип Паули ($A_{00n0} = A_{000n}$), получаем

$$\varepsilon(P_t^{\delta\pm}) = \frac{P_b(\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{n})A_{00n0} + P_t \sum_{\gamma\delta=s,k,n} A_{00\gamma\delta}}{1 + (\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{n})A_{00n0}}. \quad (30)$$

Полученные величины асимметрий $\varepsilon(P_t^{\delta\pm})$ уже не содержат зависимость от $\eta(E_n, \theta_n, \varphi)$ и L и представляют собой в общем случае набор восьми трехпараметрических уравнений для определения пяти величин спиновых наблюдаемых $A_{00n0}, A_{00nn}, A_{00ss}, A_{00kk}, A_{00sk}$. Чтобы получить значения указанных спиновых наблюдаемых, нами были осуществлены в совокупности четыре серии экспериментов с разными ориентациями спинов как нейтронов пучка, так и протонов мишени.

Вклад фоновых событий при обработке учитывался как эффект «растворения» поляризованных протонов в других компонентах вещества мишени и ее окружения, рассеяние на которых приводит к появлению фоновых событий. Количественно вклад фоновых событий учитывался с помощью коэффициента «растворения» f . Коэффициент $f = [N_{\text{фон.м}}K]/[N_{\text{пол.м}}]$ получался из числа зарегистрированных событий в экспериментах с фоновой $N_{\text{фон.м}}$ и поляризованной $N_{\text{пол.м}}$ мишенью соответственно. Здесь фактор $K = \sum_{\text{эф}} / \sum_{\text{фон}}$ является коэффициентом нормировки истинных и фоновых спектров (снятых с фоновой мишенью), рассчитанный из суммарной статистики событий $\sum_{\text{эф}}$ и $\sum_{\text{фон}}$ в обоих спектрах. Дифференциальное сечение рассеяния поляризованных нейтронов на фоновой мишени (полагая $P_t = 0$) можно представить как

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\text{фон}) = I_{0000}\{1 + P_b(\mathbf{P}_b \cdot \mathbf{n})A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n)\}$. Для определения величин

$A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n)$ анализировались асимметрии $\varepsilon_{\text{фон}}$:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{фон}} = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi)_{\text{фон}} &= \frac{N_{\text{фон}}(P_b^+) - N_{\text{фон}}(P_b^-)}{N_{\text{фон}}(P_b^+) + N_{\text{фон}}(P_b^-)} \\ &= P_b(\mathbf{p}_b \cdot \mathbf{n})A_{\text{фон}}(E_n, \theta_n).\end{aligned}\quad (31)$$

С учетом фоновых событий дифференциальное сечение рассеяния поляризованных нейтронов на поляризованной протонной мишени можно записать как

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{эксп}} = (1-f)\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{пол. прот}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{фон}}, \quad (32)$$

и выражение (32) принимает вид

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} &= I_{0000}\{1 + P_b(\mathbf{p}_b \cdot \mathbf{n})[(1-f)A_{00n0} + fA_{\text{фон}}] + \\ &\quad + P_t(\mathbf{p}_t \cdot \mathbf{n})(1-f)A_{000n} + P_b P_t(1-f)A_{00\gamma\delta}\}.\end{aligned}\quad (33)$$

В этом случае для определения спиновых наблюдаемых A_{00n0} , A_{00nn} , A_{00kk} , A_{00ss} , A_{00sk} получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}\varepsilon(P_t^{\delta\pm}) = \varepsilon(E_n, \theta_n, \varphi, P_t^{\delta\pm}) &= \frac{N(P_b^+)_{\text{эксп}} - N(P_b^-)_{\text{эксп}}}{N(P_b^+)_{\text{эксп}} + N(P_b^-)_{\text{эксп}}}, \\ &= P_b(\mathbf{p}_b \cdot \mathbf{n}) \frac{(1-f)A_{00n0} + fA_{\text{фон}} + P_b P_t(1-f)A_{00\gamma\delta}}{1 + P_t(\mathbf{p}_t \cdot \mathbf{n})(1-f)A_{00n0}},\end{aligned}\quad (34)$$

где $\gamma, \delta = s, k, n$. При этом в уравнениях (33) коэффициенты у искомым величин A_{00n0} , A_{00nn} , A_{00kk} , A_{00ss} , A_{00sk} зависят от азимутального угла φ и выражаются через функции $\sin \varphi$, $\cos \varphi$, $\sin \varphi \cos \varphi$, $\sin^2 \varphi$ и $\cos^2 \varphi$. Применение анализа Фурье является удобным методом для определения из (33) искомым величин спиновых наблюдаемых. Заменяя при анализе Фурье соответствующие интегралы по переменной φ при фиксированных значениях E_n и θ_n (с. п. м.) суммами событий в соответствующих ячейках гистограммирования по энергии E_n и полярному углу рассеяния θ_n (с. п. м.),

$$\langle \sin \varphi \rangle, \langle \cos \varphi \rangle, \langle \sin \varphi \cos \varphi \rangle, \langle \sin^2 \varphi \rangle \text{ и } \langle \cos^2 \varphi \rangle, \quad (35)$$

коэффициенты при величинах спиновых наблюдаемых можно выразить в (33), не прибегая к гистограммированию по φ . Решая систему уравнений, полученную таким образом из (33), получаем хорошие аппроксиматоры для величин A_{00n0} , A_{00nn} , A_{00kk} , A_{00ss} и A_{00sk} .

Эффективные статистические аппроксиматоры для компонент вектора поляризации и протонов отдачи, аппроксиматоры для коэффициентов деполаризации $D_{0\beta0\delta}$, коэффициентов передачи поляризации $K_{0\beta\gamma0}$ и трехчастичных коэффициентов $N_{0\beta\gamma\delta}$. Для получения величин спиновых наблюдаемых $D_{0\beta0\delta}$, $K_{0\beta\gamma0}$ и $N_{0\beta\gamma\delta}$ в эксперименте необходимо определить спиновое состояние протонов отдачи. Для анализа спинового состояния протонов отдачи нами использовался метод их рассеяния на углеродном рассеивателе МППК поляриметра. Число регистрируемых событий рассеяния частиц со спином $1/2$ и поляризацией \mathbf{P} (в нашем случае протон) на неполяризованных ядрах (углерод) получаем из (27), где дифференциальное сечение как функция энергии протонов отдачи и полярного θ_C и азимутального φ_C углов рассеяния имеет вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_C = I_{0000}\{1 + A_C(E_p, \theta_C)P_n \cos \varphi_C - A_C(E_p, \theta_C)P_s \sin \varphi_C\}$$

или

(36)

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_C = I_C \left\{1 + \varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) \cos \varphi_C + \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) \sin \varphi_C\right\}.$$

Здесь $\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C)$ и $\varepsilon_s^C(E_p, \theta_C)$ — асимметрии, зависящие от анализирующей способности углеродного поляриметра $A_C(E_p, \theta_C)$ и компонент вектора поляризации P_n и P_s соответственно:

$$\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) = A_C(E_p, \theta_C)P_n, \quad \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) = -A_C(E_p, \theta_C)P_s. \quad (37)$$

Число событий, отвечающих рассеянию протонов отдачи на углеродном рассеивателе, таким образом, равно

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_C \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)L, \quad (38)$$

где $\eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)$ — акцептанс и эффективность детектора и L — светимость системы. Из (36)–(38) получаем

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = I_C \{1 + \varepsilon_n^C(E_p, \theta_C) \cos \varphi_C + \varepsilon_s^C(E_p, \theta_C) \sin \varphi_C\} \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)L$$

или

(39)

$$N(E_p, \theta_C, \varphi_C) = I_C \{1 + A_C(E_p, \theta_C)P_n \cos \varphi_C - A_C(E_p, \theta_C)P_s \sin \varphi_C\} \eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)L.$$

Решая систему уравнений (39), получаем асимметрии $\varepsilon_n^C(E_p, \theta_C)$ и $\varepsilon_s^C(E_p, \theta_C)$. Когда анализирующая способность $A_C(E_p, \theta_C)$ известна, то решение уравнений (39) позволяет определить прямым образом величины поляризации P_n и P_s . Если функция эффективности акцептанса $\eta(E_p, \theta_C, \varphi_C)$ в (38) имеет период симметрии π по азимутальному углу φ , то анализ Фурье из (38) дает для аппроксиматоров поляризации $\langle P_n \rangle$ и $\langle P_s \rangle$ систему уравнений

$$\begin{pmatrix} \sum_{\text{cob}} A_C \cos \varphi \\ \sum_{\text{cob}} A_C \sin \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{\text{cob}} A_C^2 \cos^2 \varphi, & \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi \\ \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi, & \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin^2 \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle P_n \rangle \\ \langle P_s \rangle \end{pmatrix}, \quad (40)$$

или в матричной форме

$$\mathbf{V} = \mathbf{F} \cdot \langle \mathbf{P} \rangle \text{ или } \langle \mathbf{P} \rangle = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{V}. \quad (41)$$

Здесь \mathbf{V} , \mathbf{F} и $\langle \mathbf{P} \rangle$ определяются как матрицы:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \sum_{\text{cob}} A_C \cos \varphi \\ \sum_{\text{cob}} A_C \sin \varphi \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \sum_{\text{cob}} A_C^2 \cos^2 \varphi, & \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi \\ \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi, & \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin^2 \varphi \end{pmatrix} \text{ и } \langle \mathbf{P} \rangle = \begin{pmatrix} \langle P_n \rangle \\ \langle P_s \rangle \end{pmatrix}.$$

Суммы в (40) вычисляются для каждой ячейки гистограммирования по всем азимутальным углам $\varphi = \varphi_C$ соответствующих событий:

$$\begin{aligned} & \sum_{\text{cob}} A_C \cos \varphi, \quad \sum_{\text{cob}} A_C \sin \varphi, \quad \sum_{\text{cob}} A_C^2 \cos^2 \varphi, \\ & \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin^2 \varphi, \quad \sum_{\text{cob}} A_C^2 \sin \varphi \cos \varphi. \end{aligned} \quad (42)$$

Применяемый здесь метод принято называть *методом взвешенных сумм*, в котором роль весов играют анализирующие способности $A_C(E_p, \theta_C)$. Для матрицы ошибок имеем $\mathbf{V}(\mathbf{P}) = \mathbf{F}^{-1}$.

Использование аппроксиматоров асимметрий поляризаций $\langle \mathbf{P} \rangle$ (40), (41), полученных методом взвешенных сумм, удобно также для учета фона, который в общем случае может иметь другое угловое распределение, чем истинные события. Вычет фона в этом случае удобно проводить на уровне сумм (42) и не на уровне поляризаций $\langle \mathbf{P} \rangle$. Из экспериментальных данных, полученных в измерениях фоновых событий с фоновой мишенью, методом вычисления соответствующих сумм (40) получаем такие же матрицы $\mathbf{V}_{\text{фон}}$ и $\mathbf{F}_{\text{фон}}$ (см. (43)), как и матрицы $\mathbf{V}_{\text{миш}}$ и $\mathbf{F}_{\text{миш}}$ (см. (41)) для суммарных событий, полученных с поляризованной мишенью, включающих как эффект, так и фон. В этом случае, матрицы \mathbf{V} и \mathbf{F} (41), отвечающие истинным событиям, можно записать как

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{\text{миш}} - K \cdot \mathbf{V}_{\text{фон}} \text{ и } \mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{миш}} - K \cdot \mathbf{F}_{\text{фон}}, \quad (43)$$

где фактор нормировки фоновых событий $K = \sum_{\text{эф}} / \sum_{\text{фон}}$. Матрица ошибок поляризации в этом случае вычисляется как $\mathbf{V}(\mathbf{P}) = \mathbf{F}^{-1}(\mathbf{F}_{\text{миш}} + K^2 \cdot \mathbf{F}_{\text{фон}})\mathbf{F}^{-1}$.

Решая для каждой ячейки гистограммирования $(E^i, \theta_{\text{сцм}}^i)$ систему уравнений (41) с данными (43), полученными в измерениях с нормальной и фоновой мишенью, получаем значения аппроксиматоров $\langle P_n \rangle$ и $\langle P_s \rangle$ компонент P_n и P_s вектора поляризации протонов отдачи (39) соответственно. Из найденных значений величин $\langle P_n \rangle$ и $\langle P_s \rangle$ получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \langle P_n \rangle = & \{ P_{0n00} + P_{bn}K_{0nn0} + P_{tn}D_{0n0n} + P_{bn}P_{tn}N_{0nnn} + \\ & + P_{bs}P_{ts}N_{0nss} + P_{bk}P_{tk}N_{0nkk} + P_{bs}P_{tk}N_{0nsk} + P_{bk}P_{ts}N_{0nks} \} \times \\ & \times \left\{ 1 + P_{bn}A_{00n0} + P_{tn}A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{b\gamma}P_{t\delta}A_{00\gamma\delta} \right\}^{-1}, \\ \langle P_s \rangle = & \{ P_{bs}K_{0s''s0} + P_{bk}K_{0s''k0} + P_{ts}D_{0s''0s} + P_{tk}D_{0s''0k} + \\ & + P_{bs}P_{tn}N_{0s''sn} + P_{bn}P_{ts}N_{0s''ns} + P_{bk}P_{tn}N_{0s''kn} + P_{bn}P_{tk}N_{0s''nk} \} \times \\ & \times \left\{ 1 + P_{bn}A_{00n0} + P_{tn}A_{000n} + \sum_{\gamma\delta=k,n,s} P_{b\gamma}P_{t\delta}A_{00\gamma\delta} \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (44)$$

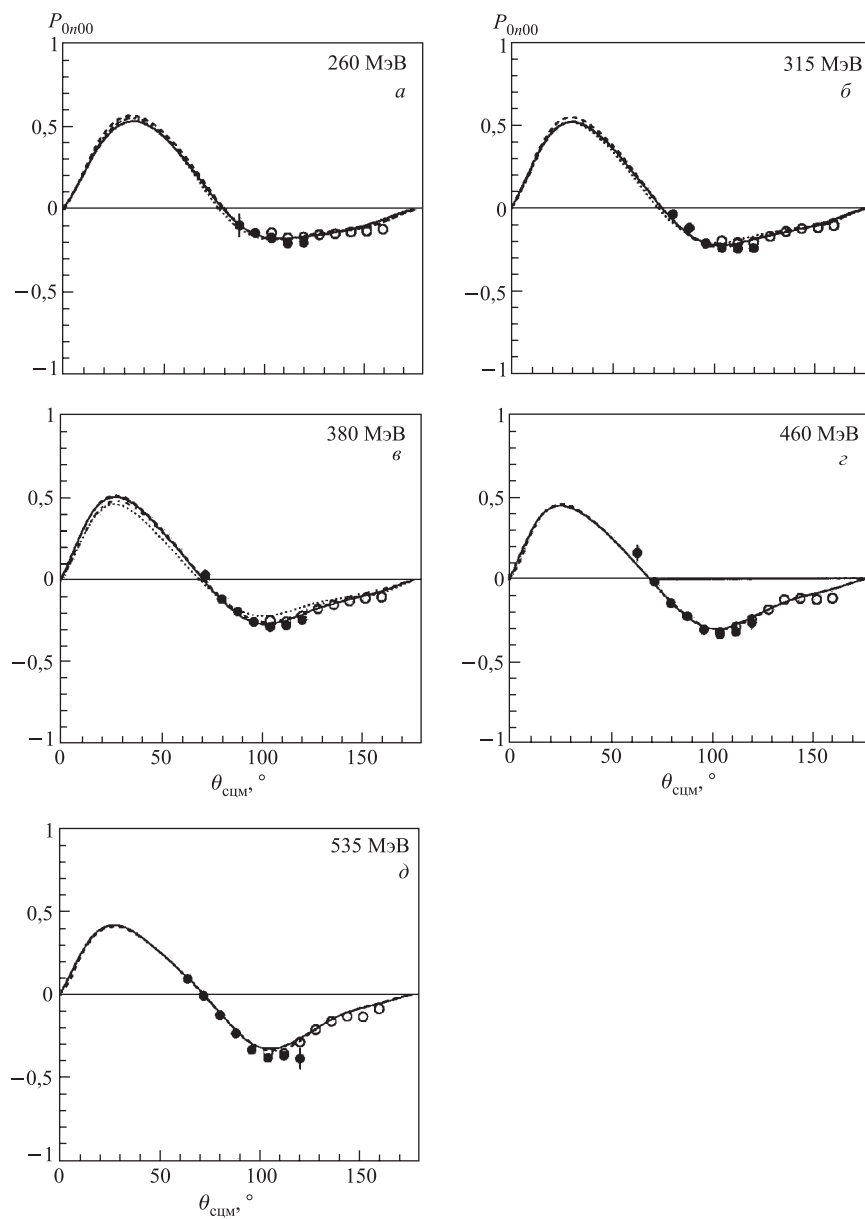
решение которой, с привлечением результатов по определению коэффициентов корреляции поляризации (34), позволяет определить спиновые наблюдаемые $D_{0\beta0\delta}$, $K_{0\beta\gamma0}$ и $N_{0\beta\gamma\delta}$. Проводя измерения при разных значениях исходных направлений поляризации нейтронного пучка и протонов поляризованной мишени, из (44) для каждой заданной ячейки гистограммирования $(E^i, \theta_{\text{сцм}}^i)$ получаем систему взаимно связанных линейных уравнений для спиновых наблюдаемых $X_{srbt}(E^i, \theta_{\text{сцм}}^i)$. В (44) спиновые наблюдаемые $D_{0\beta0\delta}$,

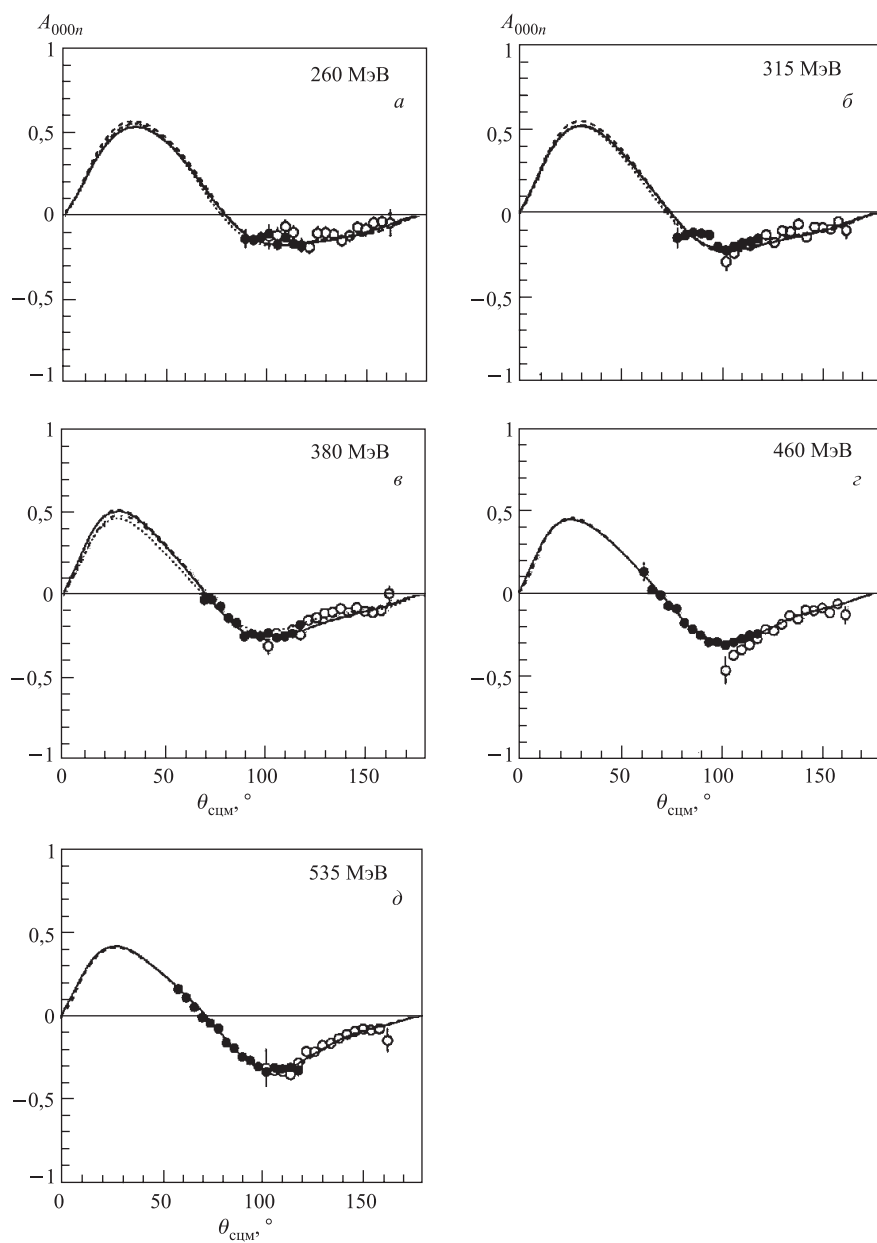
$K_{0\beta\gamma 0}$ и $N_{0\beta\gamma\delta}$ выступают всегда в сумме с коэффициентами, которые определены в каждом отдельном случае поляризационными условиями постановки эксперимента.

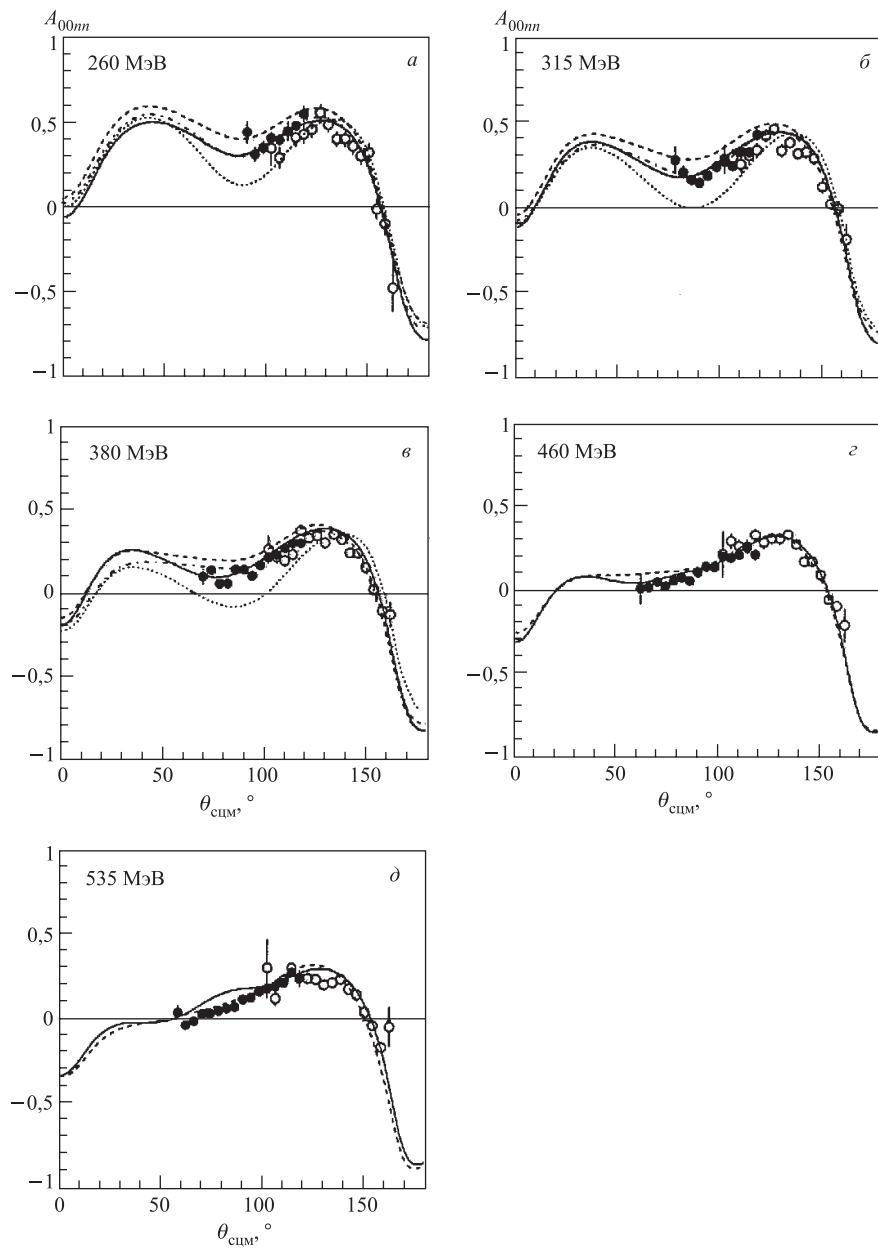
4. СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В УПРУГОМ np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 200–600 МэВ

В результате экспериментов по упругому np -взаимодействию в PSI с использованием поляризованных пучков нейтронов с энергией 200–590 МэВ и мишеней поляризованных и неполяризованных протонов было получено 16 величин спиновых наблюдаемых: анализирующая способность A_{00n0} [22, 23], двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} [23], A_{00ss} [23], A_{00sk} [23], A_{00kk} [23], двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} [22, 24], K_{0ss0} [22, 24], K_{0sk0} [22, 24], двухспиновые коэффициенты деполаризации D_{0n0n} [24], D_{0s0s} [24], D_{0s0k} [24] и трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} [24], N_{0skn} [24], N_{0ssn} [24] и N_{0sns} [24], а также значение поляризации частиц отдачи P_{0n00} [22–32] в области энергий 200–590 МэВ и углов рассеяния в с. ц. м. 60–164°. В экспериментах по упругому np -взаимодействию в области энергий 200–600 МэВ, проведенных в других лабораториях, получены значения величин спиновых наблюдаемых A_{00n0} [44], A_{00nn} [34–36], A_{00ss} [35], A_{00sk} [35], A_{00kk} [35, 37], D_{0n0n} [38–41], K_{0nn0} [43, 46, 48, 49], K_{0ss0} [34, 42, 45, 46, 48, 49], K_{0sk0} [42, 47, 49]. Имеющиеся в настоящее время данные о спиновых наблюдаемых X_{srbt} в области энергий 200–600 МэВ представлены в графической форме на рис. 8–31.

Данные, полученные в экспериментах в PSI, существенно расширили базу данных по спиновым наблюдаемым в упругом нейтрон-протонном взаимодействии, и в большинстве своем они ранее не измерялись. Для покрытия максимального телесного угла измерения в PSI [20–30] проводились с установлением плеч спектрометра для детектирования нейтронов рассеяния и протонов отдачи в двух разных положениях. В первом положении «А» угол измерений составлял 60–124° с. ц. м. Во втором положении «В» угол измерений составлял 100–164° с. ц. м. На рис. 8–10, 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, 26–31 данные, полученные в измерениях со спектрометром, установленным в положение «А», показаны темными кружками, данные, полученные в измерениях со спектрометром, установленным в положение «В», — светлыми кружками. Для каждого заданного набора поляризационных состояний нейтронного пучка и протонной мишени набиралось приблизительно одинаковое число событий ($1-3 \cdot 10^7$), такое, чтобы обеспечить хорошую статистическую точность результатов. Для проведения фоновых измерений использовалась неполяризованная мишень из шариков тефлона. Как при измерениях эффекта, так и в фоновых измерениях использовалось одинаковое удерживающее магнитное поле

Рис. 8. Поляризация частиц отдачи P_{0n00} [22–32]

Рис. 9. Анализирующая способность A_{00n0} [22, 23]

Рис. 10. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} [23]

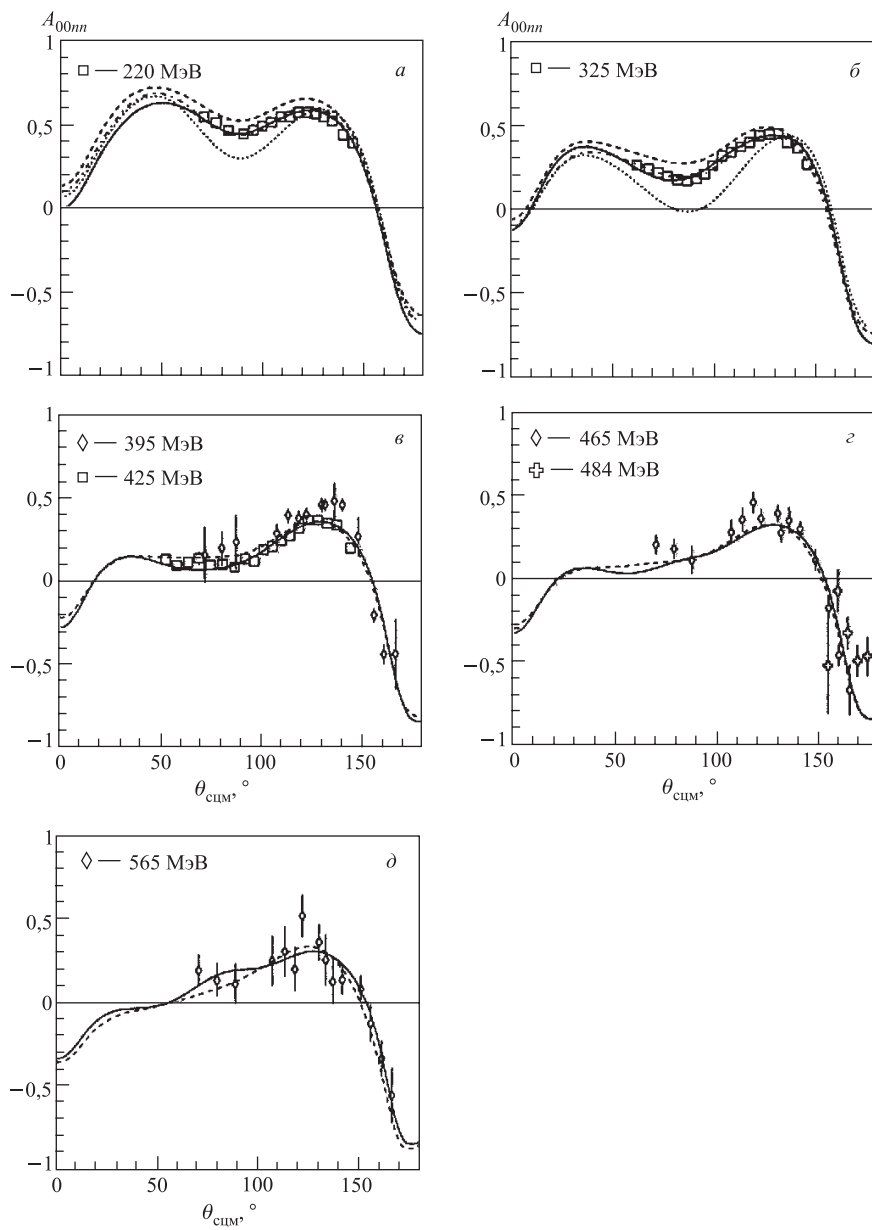
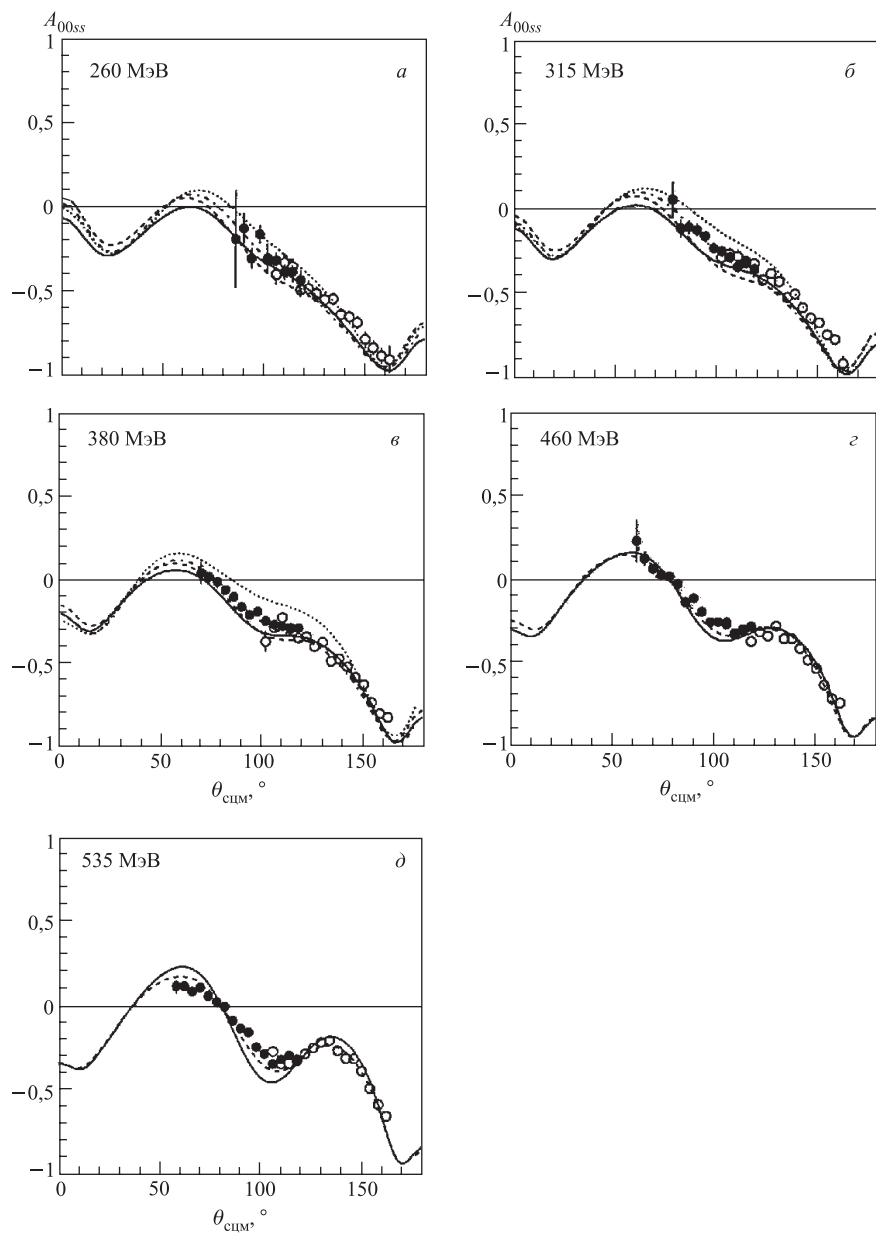


Рис. 11. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} : \square — [34]; \boxtimes — [35]; \diamond — [36]

Рис. 12. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00ss} [23]

мишени. На практике число событий, которые регистрировались в фоновых измерениях, представляло около одной трети событий, зарегистрированных при измерениях с поляризованной мишенью.

Для получения аппроксиматоров величин спиновых наблюдаемых гистограммирование проводилось по ячейкам с шириной по энергии E в 20 МэВ и по углу рассеяния $\theta_{\text{ц.м.}}$ в системе центра масс с шириной в 4° . Для по-

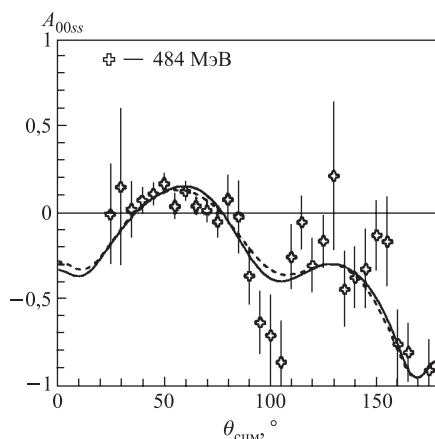
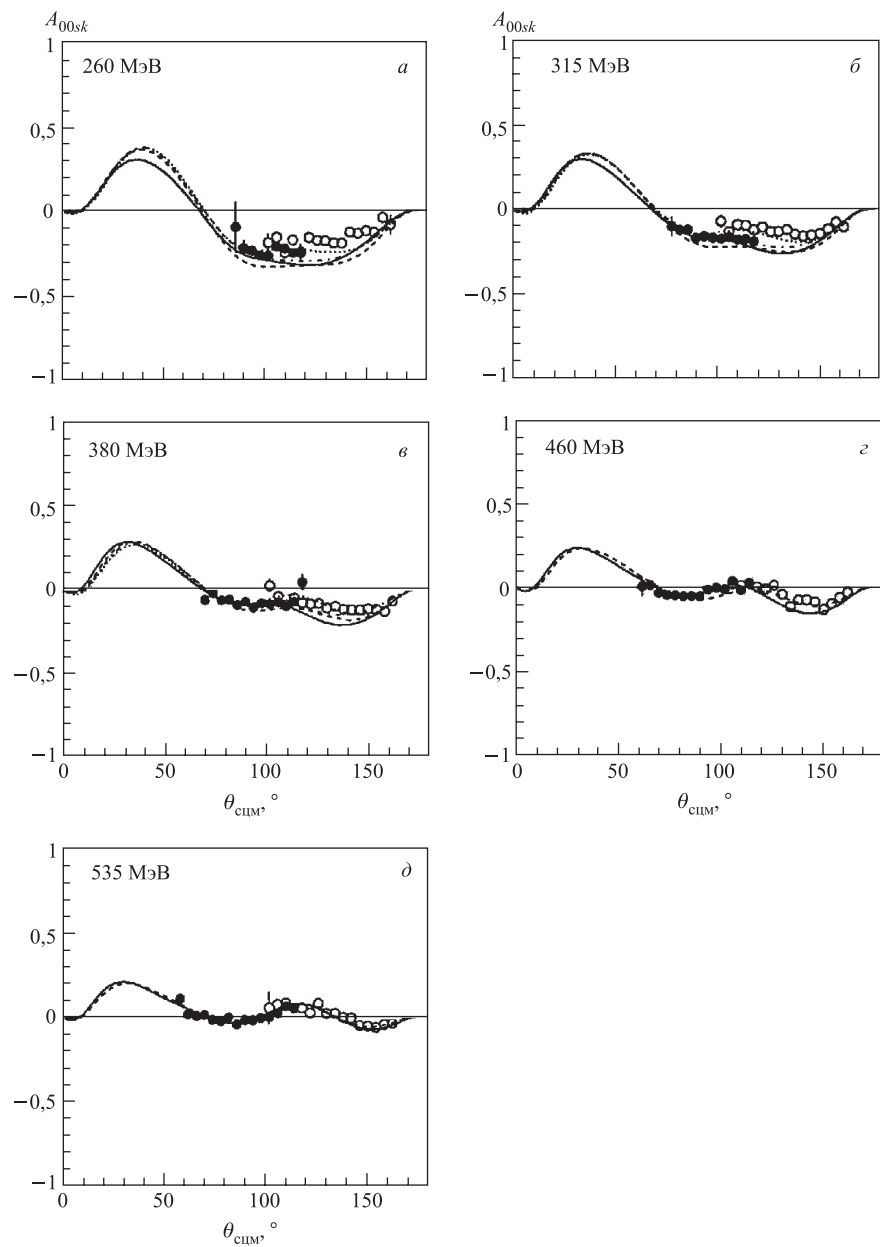


Рис. 13. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00ss} (\oplus — [35])

лучения окончательных результатов экспериментальные данные были далее сгруппированы в пять ячеек гистограммирования по начальной энергии пучка нейтронов со средними значениями 260, 315, 380, 460 и 535 МэВ и в восемь ячеек гистограммирования по углу рассеяния шириной 8° , средним значением в измерениях со спектрометром в положении «А» 64, 72, 80, 88, 96, 104, 112 и 120° с. ц. м. и средним значением в измерениях со спектрометром в положении «В» 104, 112, 120, 128, 136, 144, 152 и 160° с. ц. м. Указанные на рис. 8–31 ошибки только статистические. В случае определения параметров корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} и A_{00kk} , когда спиновое состояние протонов отдачи не анализируется, статистика наблюдаемых событий очень высокая и статистические ошибки в определении параметров корреляции поляризации самые маленькие.

Статистические ошибки в определении значений двух- и трехспиновых наблюдаемых K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} , N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} и N_{0sns} больше, так как в этом случае необходимо анализировать спиновое состояние протонов отдачи. Это приводит к понижению суммарной статистики зарегистрированных событий по сравнению со случаем, когда спиновое состояние протонов отдачи не проводится.

Рис. 14. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00sk} [23]

Значения величин односпиновых наблюдаемых A_{000n} и P_{0n00} можно также получить из анализируемого эксперимента в PSI. При анализе, однако, значения этих величин использовались как известные входные данные, полученные с большой точностью на основе обработки всей совокупности проведенных экспериментов с разными поляризационными состояниями нейтронного пучка и протонов мишени. Возможные систематические ошибки коэффициентов, полученных в экспериментах для разных энергий и углов рассеяния, подробно дискутируются в оригинальных работах, и они находятся в пределах от одного до нескольких процентов.

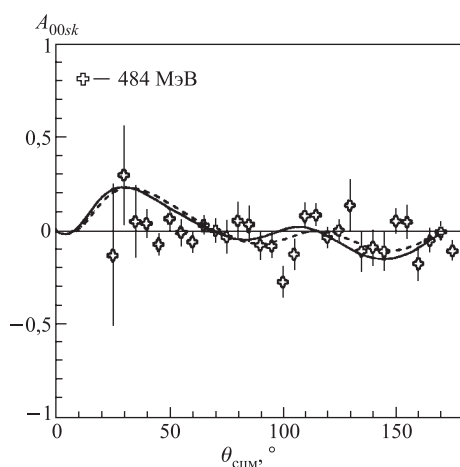
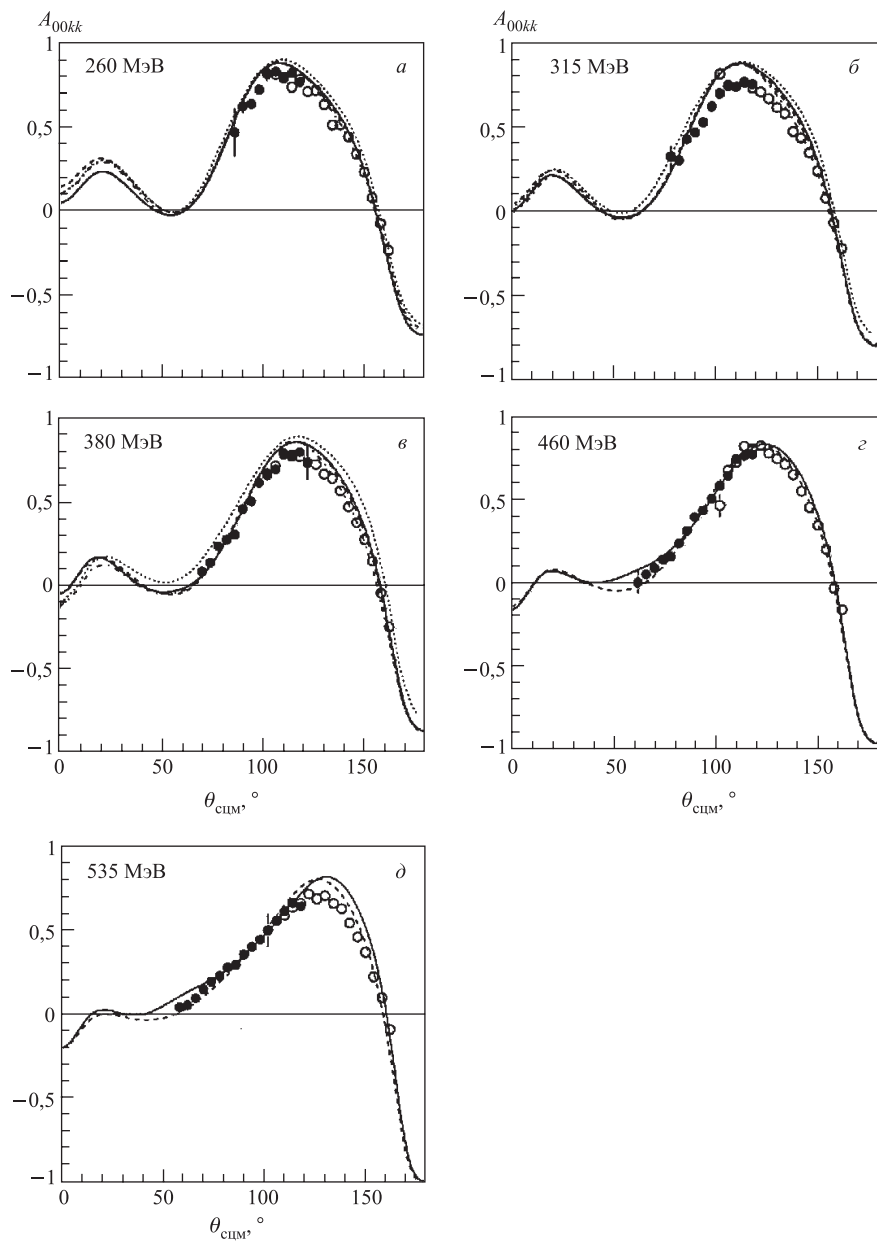


Рис. 15. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00sk} (\diamond — [35])

На рис. 8–31 наряду с полученными экспериментальными данными также показаны соответствующие предсказания измеряемых наблюдаемых, полученные на основе феноменологических моделей. Сплошной линией указаны результаты фазового анализа группы Сакле–Женева [27, 51] и штриховой линией — результаты фазового анализа группы Арндта [52–55]. В проведенном фазовом анализе [27, 51–55] данные работ из PSI [22–32] пока не учитывались. Хотя согласие указанных предсказаний фазового анализа с новыми данными PSI неплохое, включение совокупности полученных новых данных позволит существенно дополнить соответствующую базу данных, что, в свою очередь, приведет в некоторых случаях к существенному изменению в предсказаниях фазового анализа. Пунктирной линией на рис. 8–31 показаны предсказания расчетов, проведенных на основе «парижского потенциала» [56, 57], и штрихпунктирной линией — предсказания на основе «боннского потенциала» [58–60]. Сравнение предсказаний значений спиновых наблюдаемых, полученных на основе перечисленных выше моделей потенциалов, с экспе-

Рис. 16. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00kk} [23]

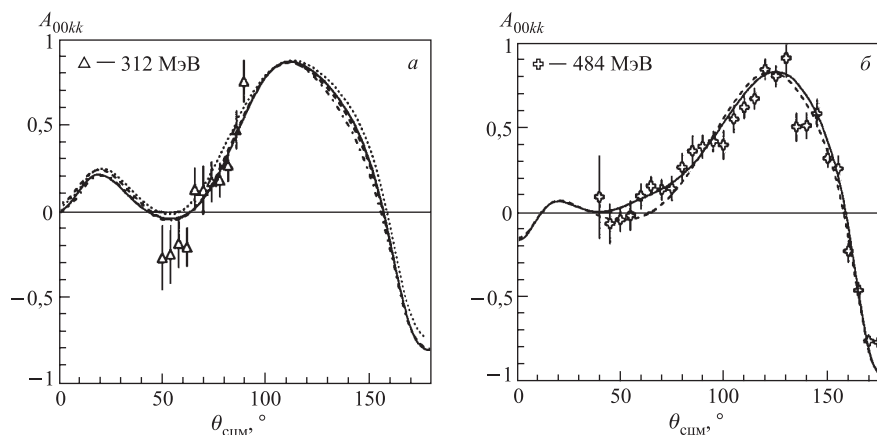


Рис. 17. Двухспиновые коэффициенты корреляции поляризации A_{00kk} : \diamond — [35]; \triangle — [37]

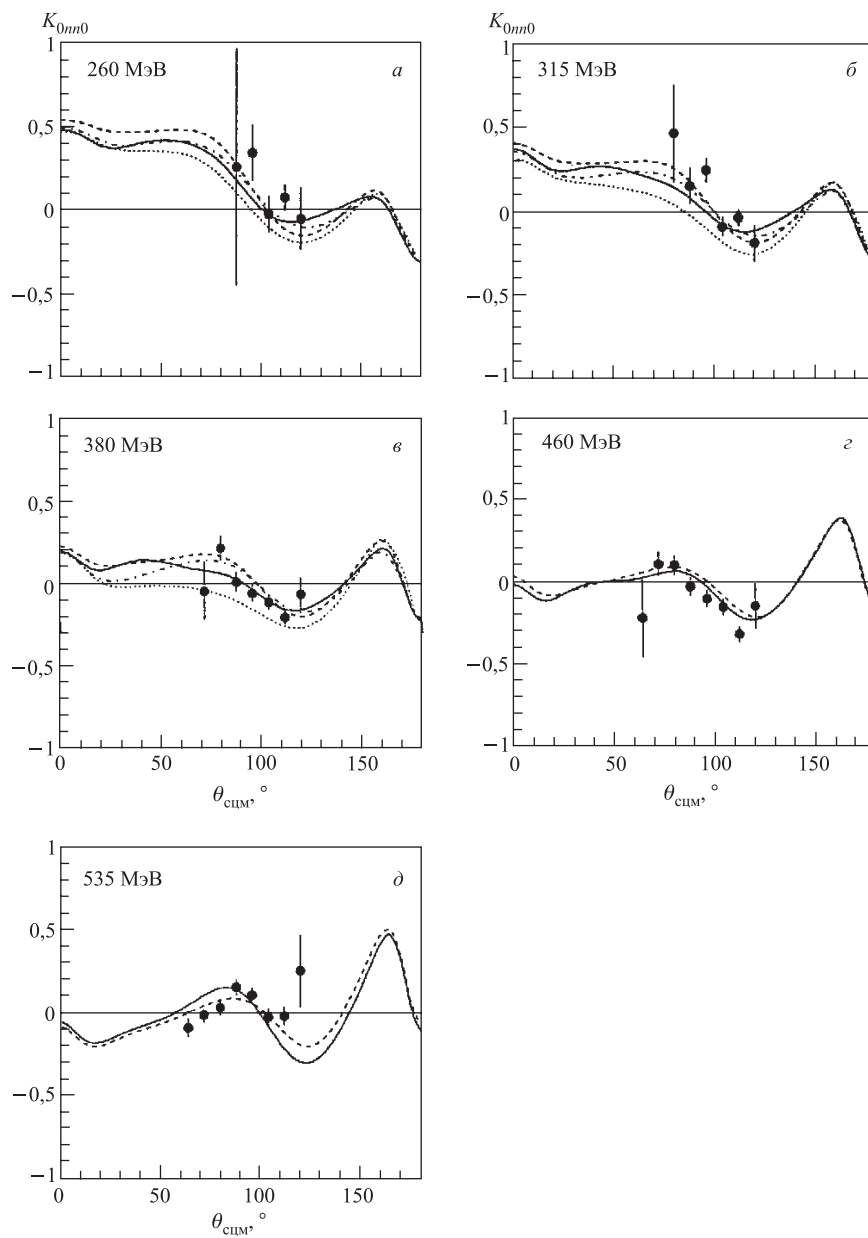
риментальными данными показывает худшее согласие, чем согласие, наблюдаемое в случае фазового анализа. Имеющиеся здесь разногласия экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями смогут, в свою очередь, стимулировать дальнейшее развитие теоретических подходов к объяснению всей совокупности имеющихся в настоящее время экспериментальных данных.

Вся имеющаяся в настоящее время совокупность результатов по измерению величин спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном рассеянии совместно с данными, полученными в экспериментах по изучению спиновых наблюдаемых в протон-протонном упругом взаимодействии, позволит существенным образом улучшить знание амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния, в частности, восстановить параметры матрицы рассеяния для $I = 0$ и, таким образом, завершить анализ *полного эксперимента в упругом NN-рассеянии* в области энергий 200–600 МэВ и углов рассеяния 60–164° в системе центра масс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дан обзор полученных экспериментальных данных по измерению величин спиновых наблюдаемых в упругом нейтрон-протонном (np) взаимодействии в области энергий нейтронов 200–600 МэВ.

Большие достижения в получении поляризованных пучков протонов, дейтронов и нейтронов в широкой области энергий, разработка и создание поляризованных мишеней и значительный прогресс в развитии детектирующей

Рис. 18. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} [22, 24]

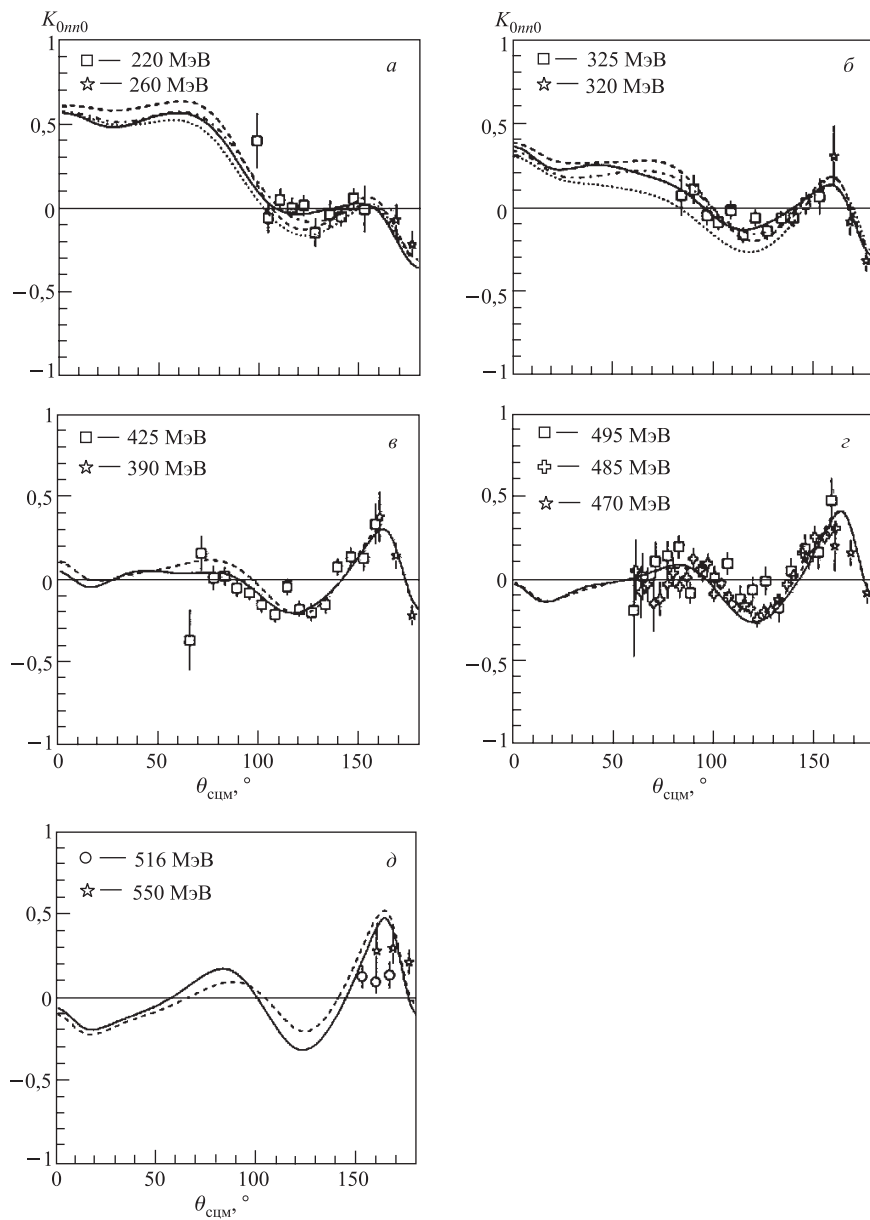
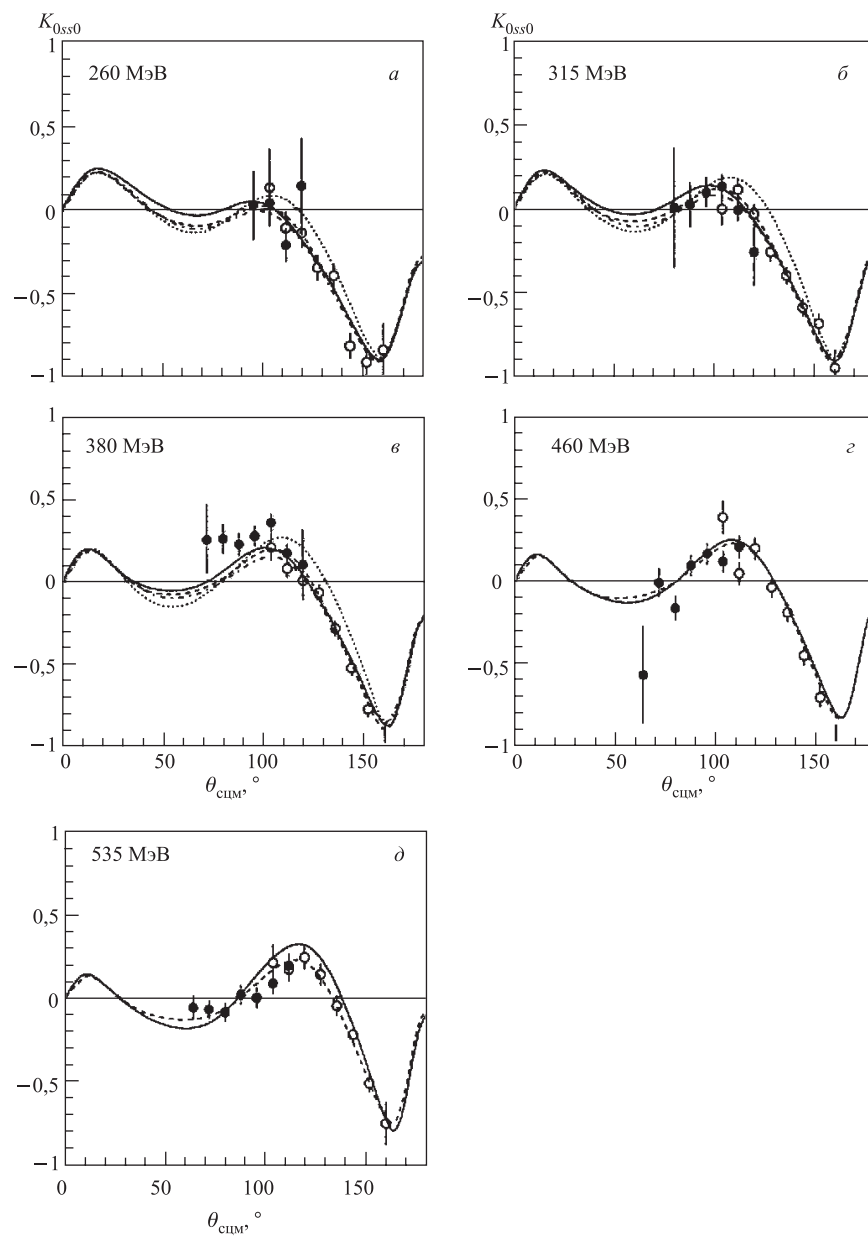


Рис. 19. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} : \oplus — [43]; \square — [46]; \circ — [48]; \star — [49]

Рис. 20. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0ss0} [22, 24]

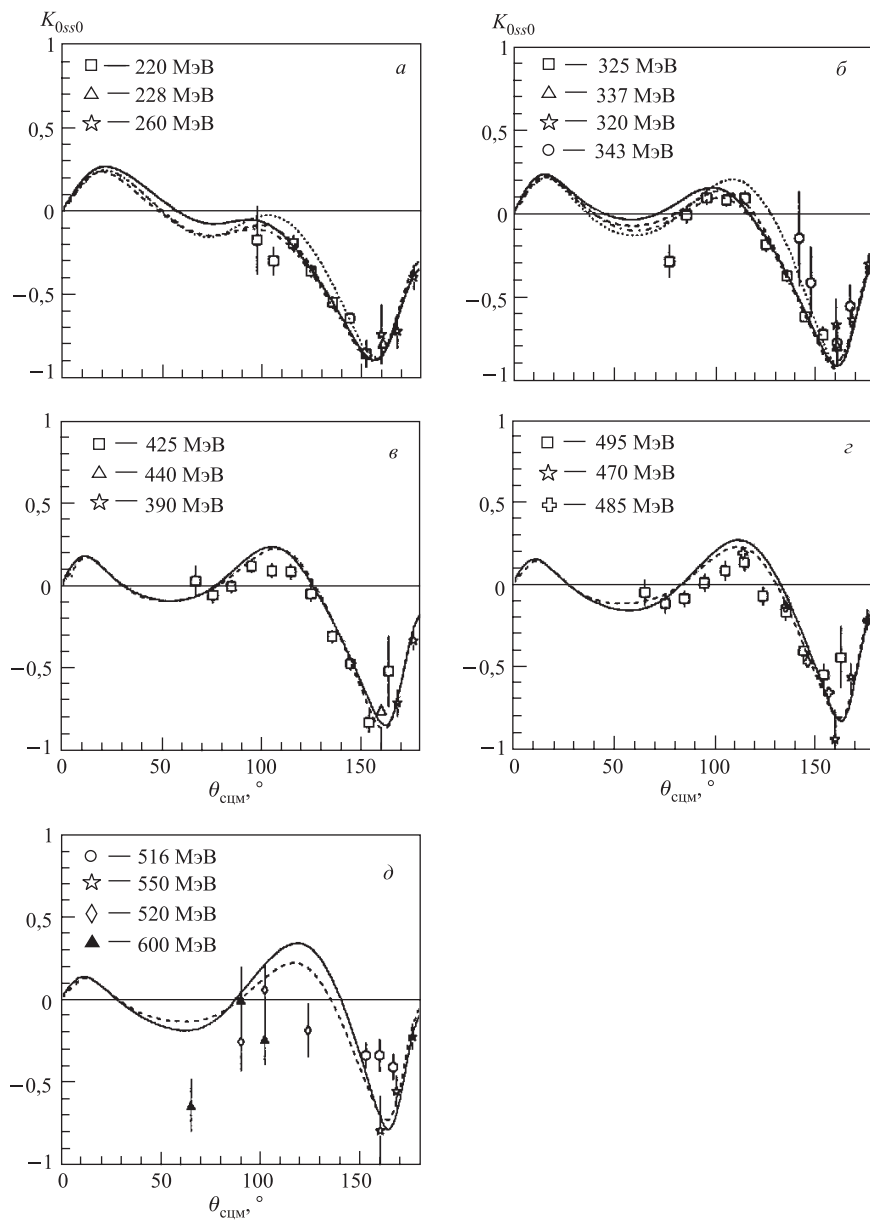
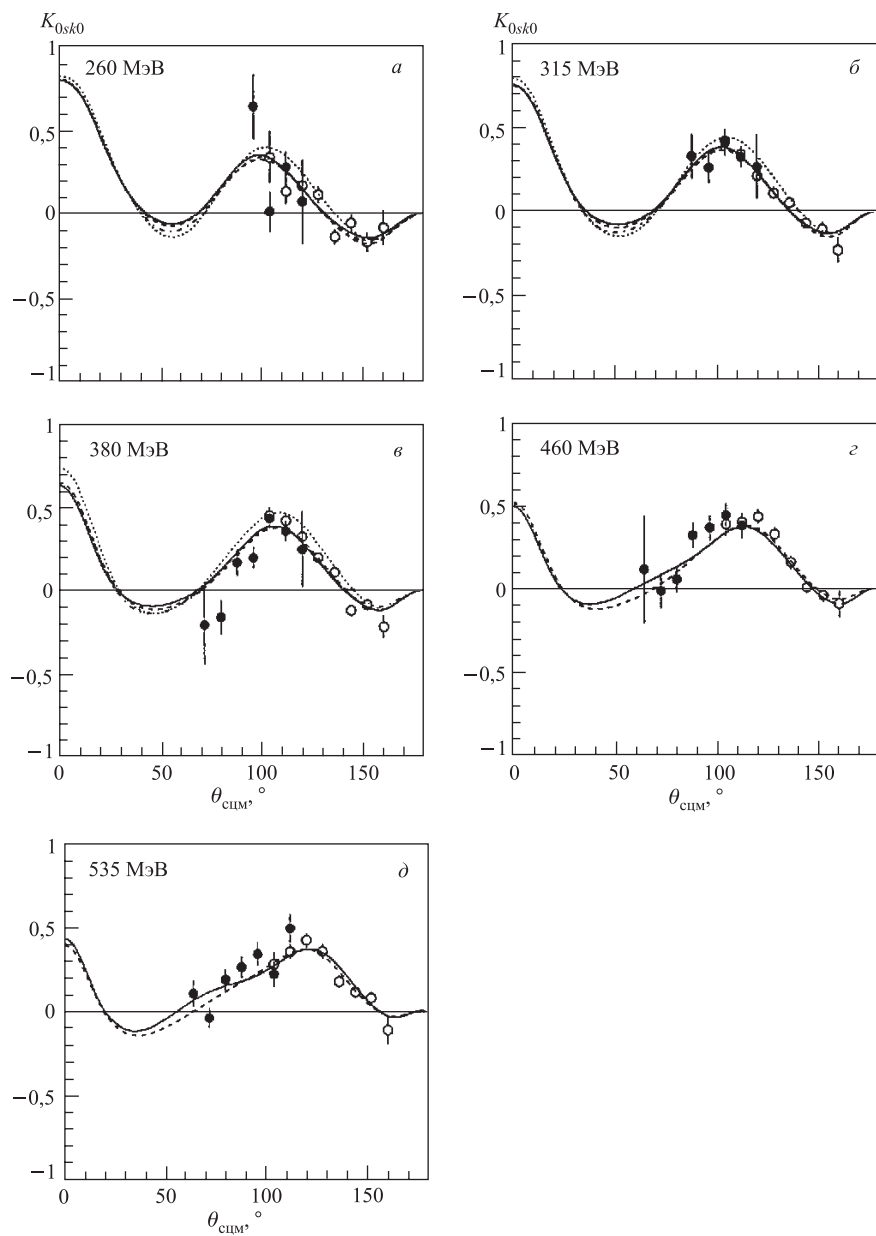


Рис. 21. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0ss0} : \triangle — [34]; \oplus — [42]; \diamond — [45]; \square — [46]; \circ — [48]; \star — [49]

Рис. 22. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0sk0} [22, 24]

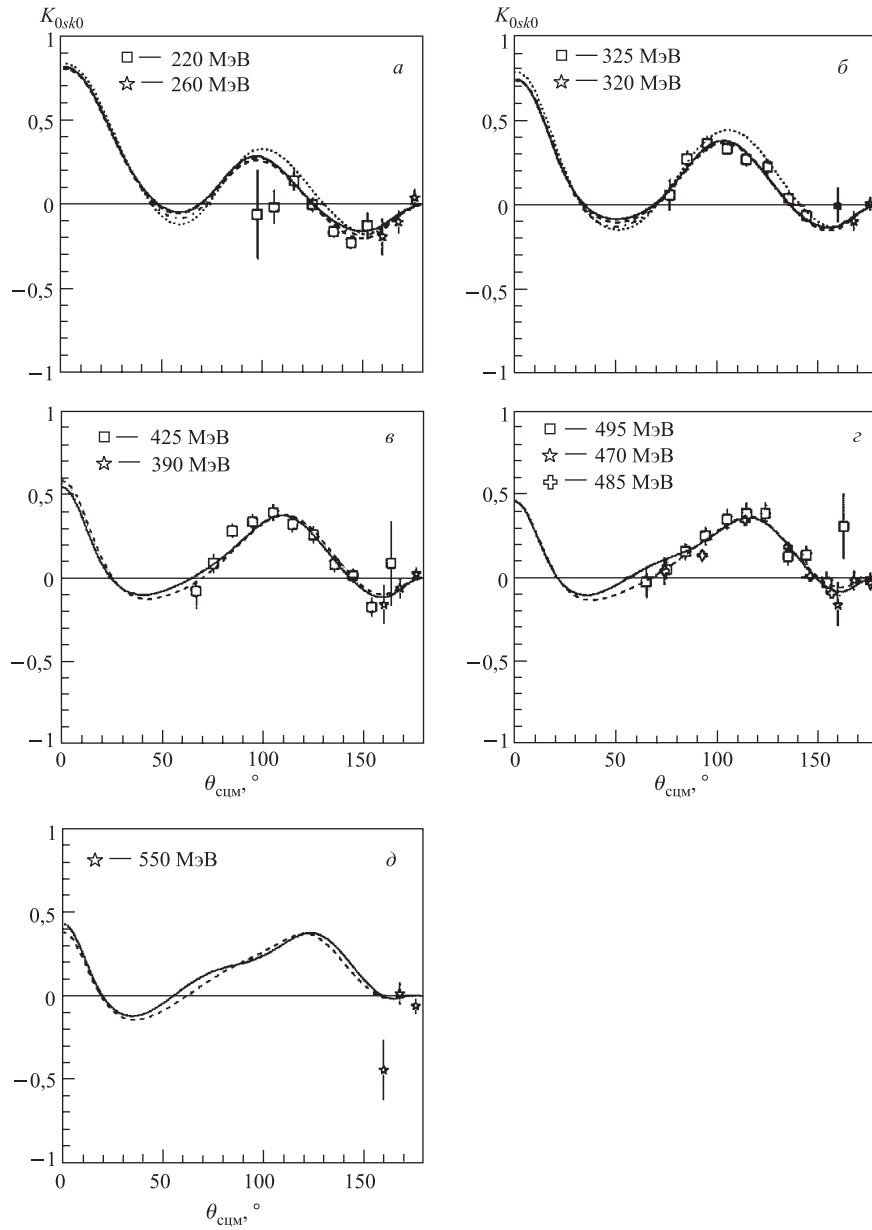
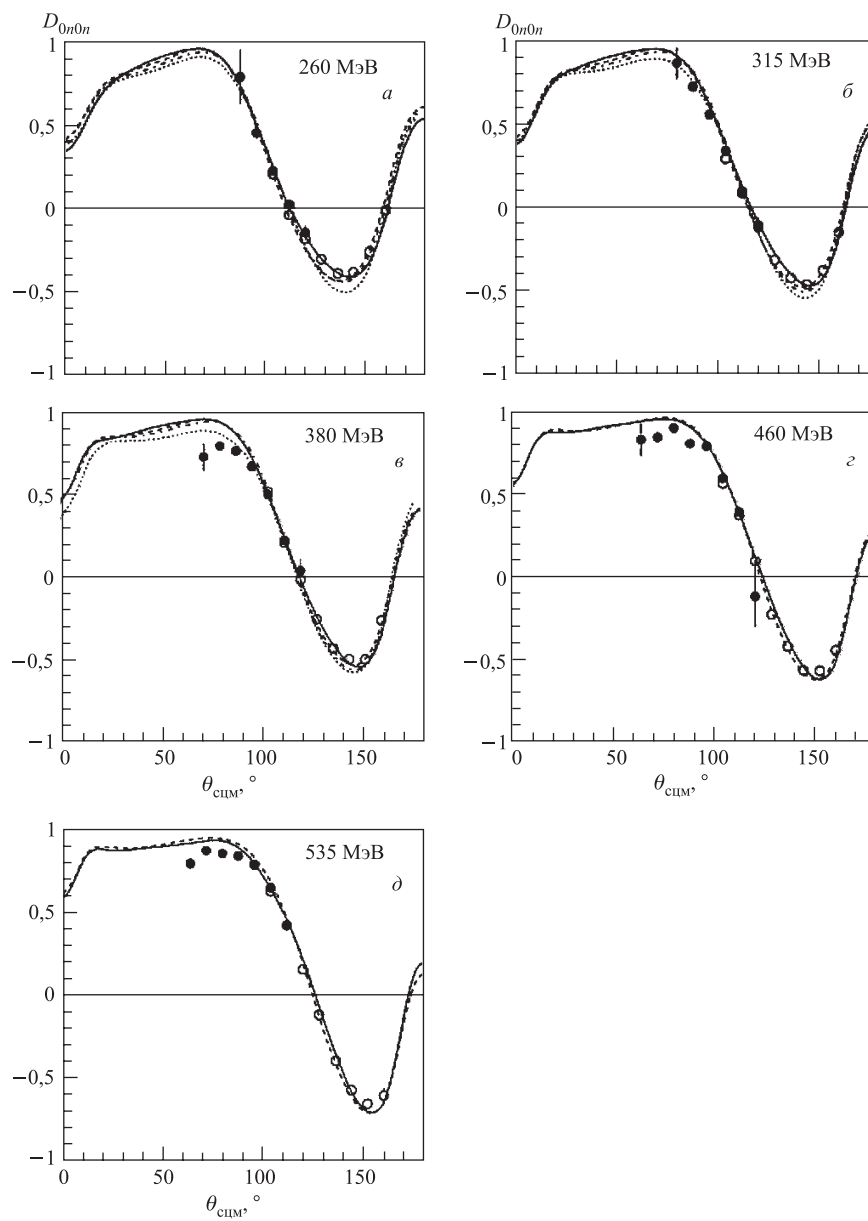


Рис. 23. Двухспиновые коэффициенты передачи поляризации K_{0sk0} : \diamond — [42]; \square — [47]; \star — [49]

Рис. 24. Двухспиновые коэффициенты деполаризации D_{0n0n} [24]

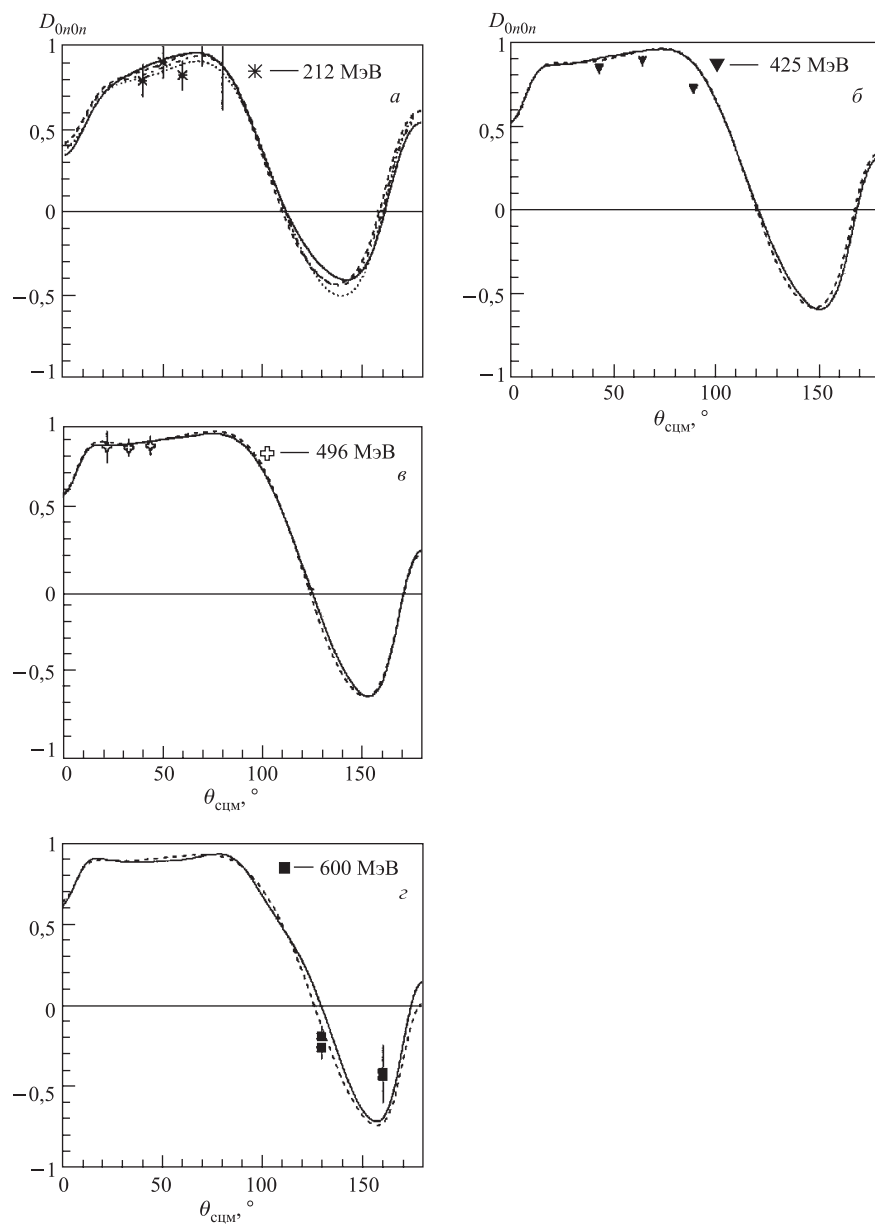
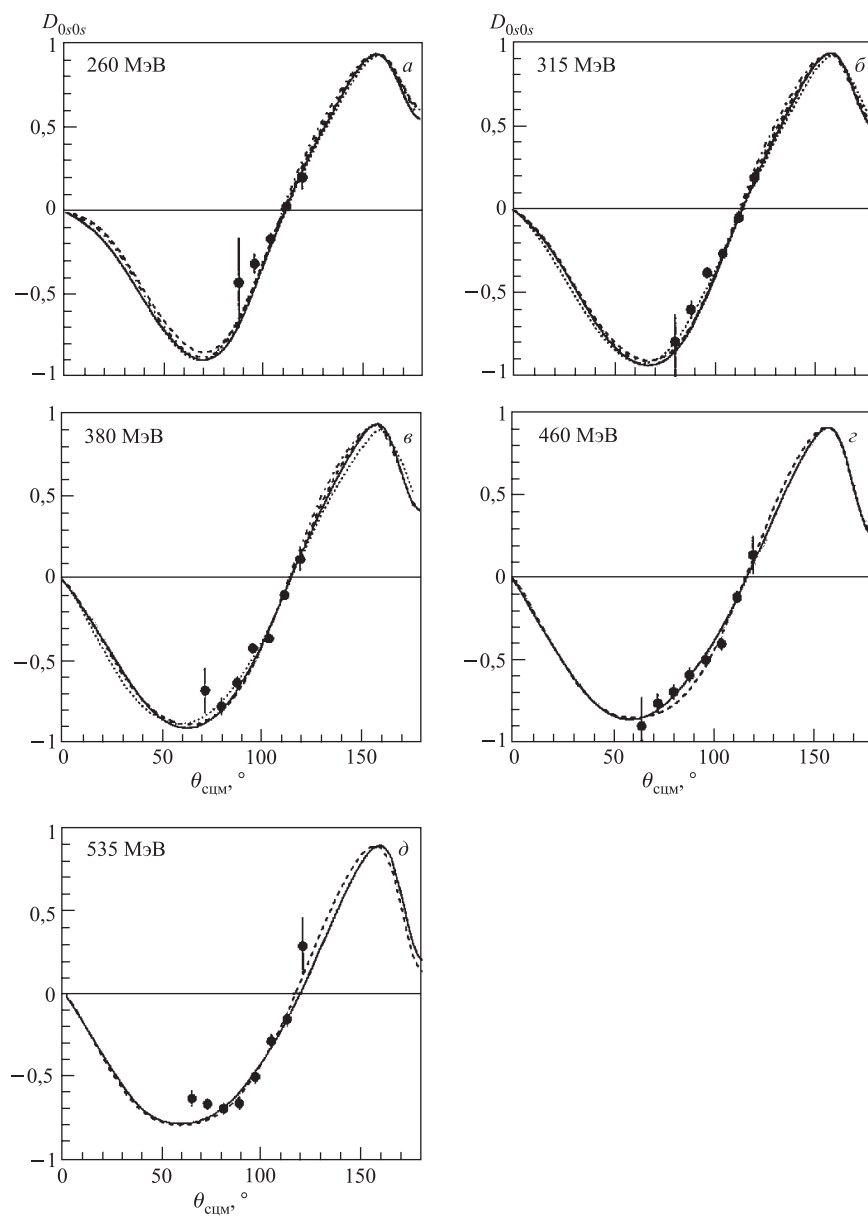
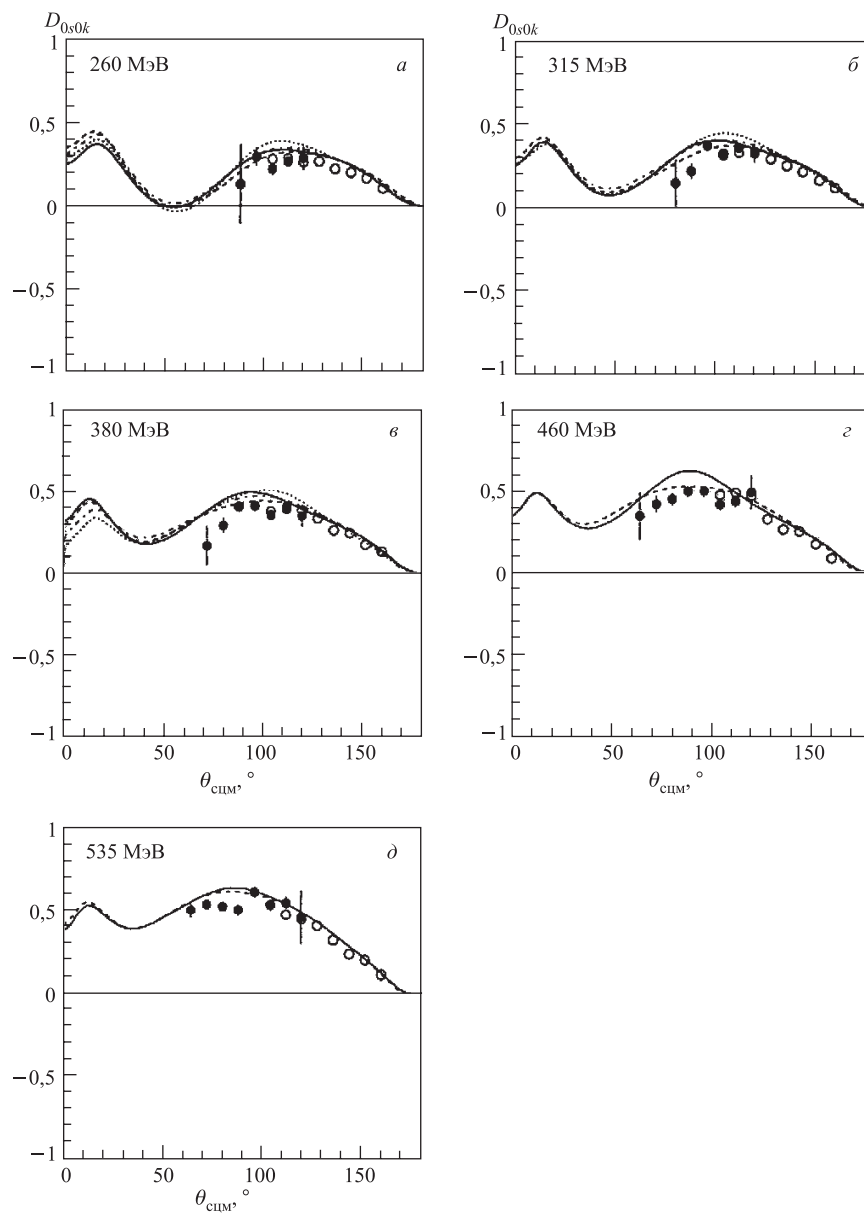
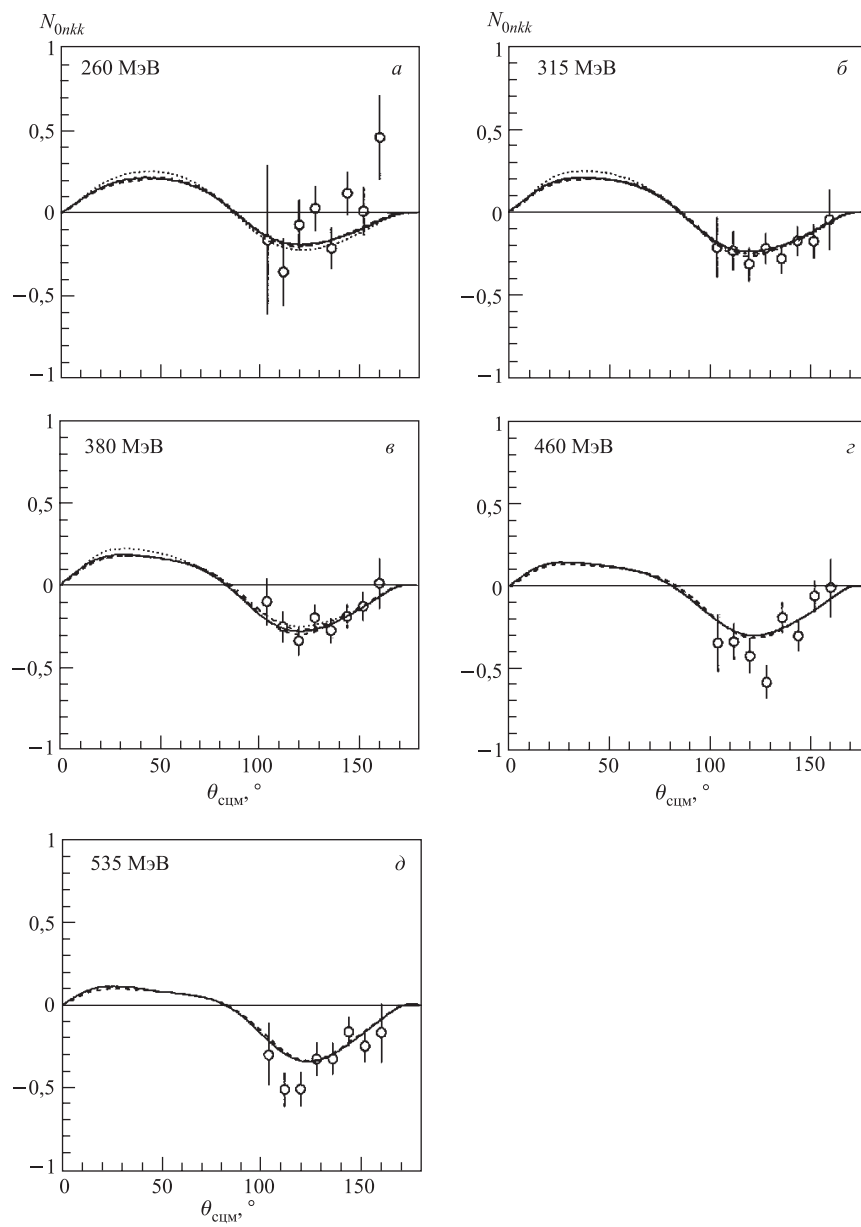
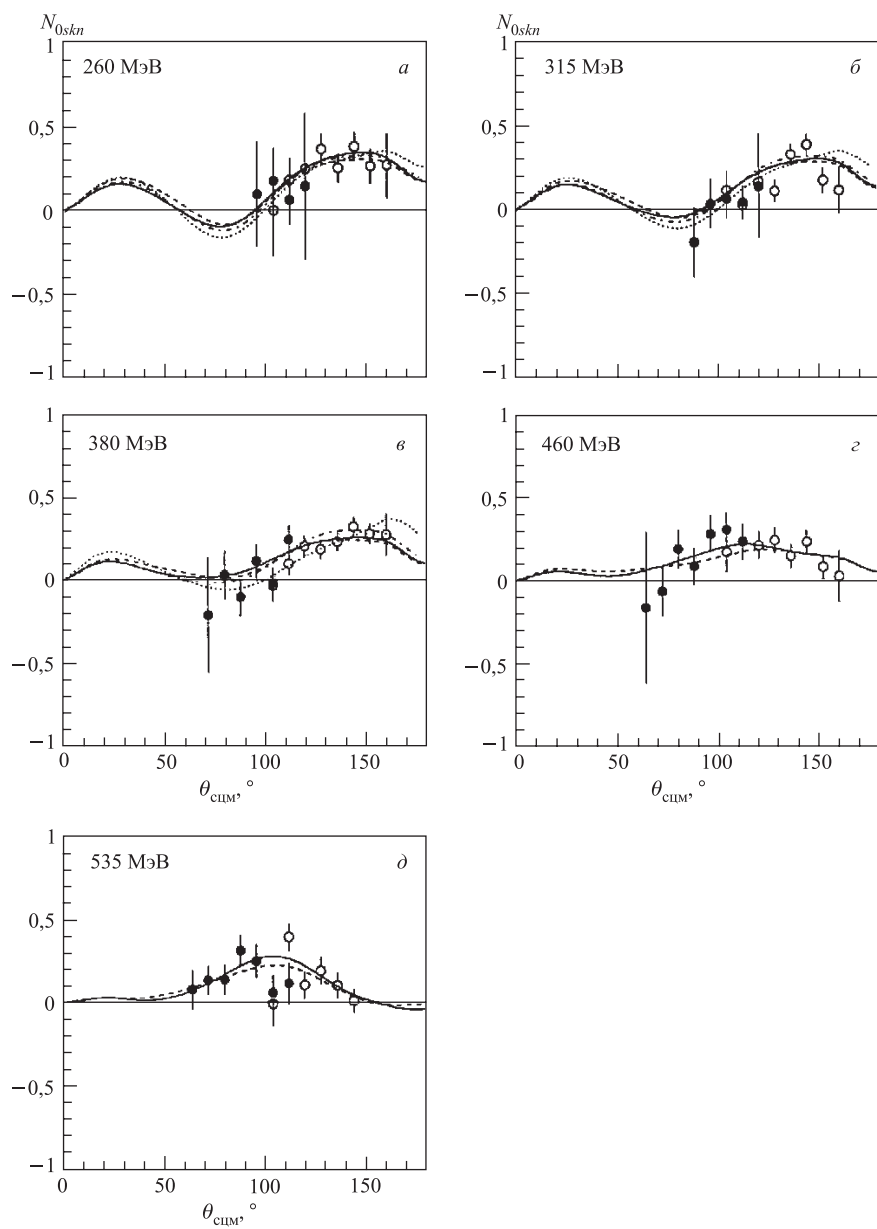


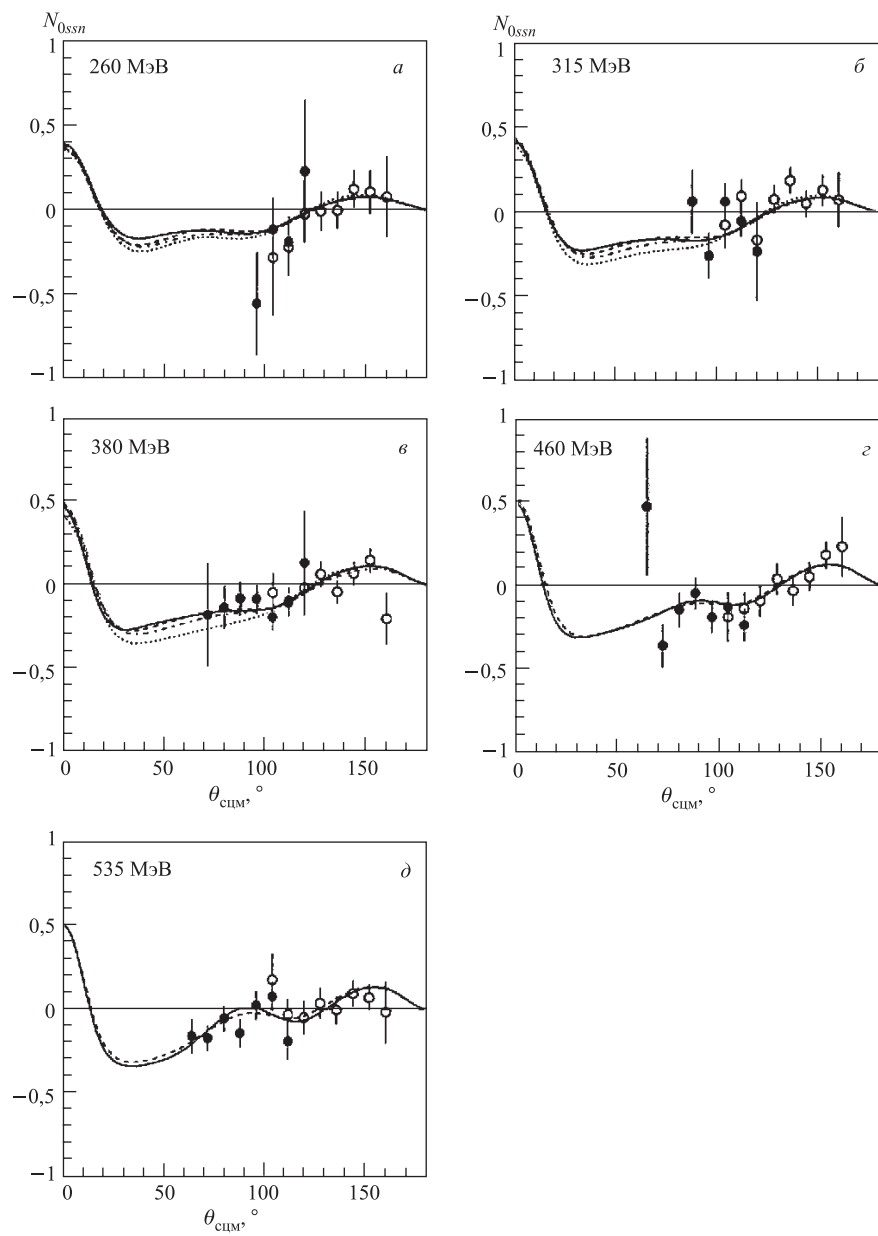
Рис. 25. Двухспиновые коэффициенты деполаризации D_{0n0n} : \oplus — [38]; \blacksquare — [39]; \blacktriangledown — [40]; $*$ — [41]

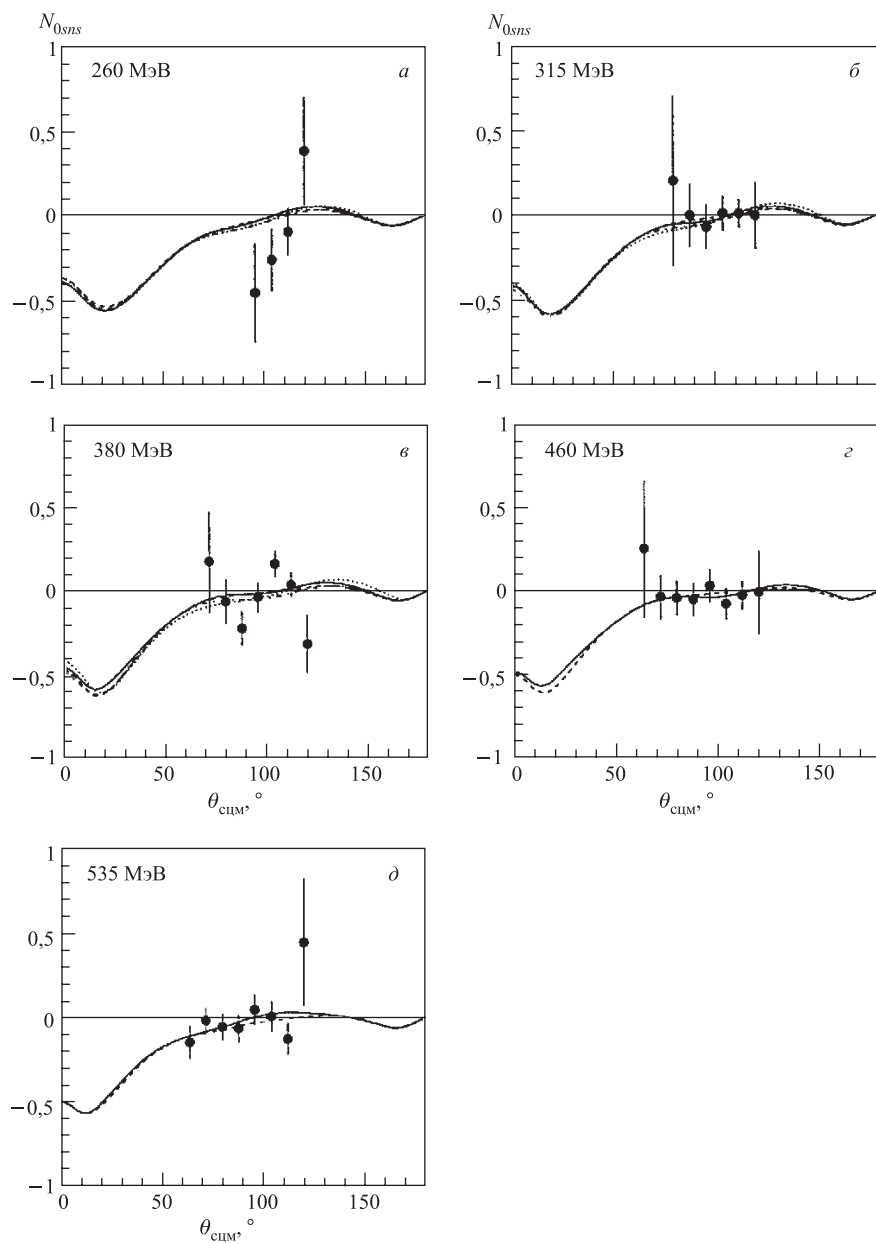
Рис. 26. Двухспиновые коэффициенты деполаризации D_{0s0s} [24]

Рис. 27. Двухспиновые коэффициенты деполаризации D_{0s0k} [24]

Рис. 28. Трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} [24]

Рис. 29. Трехспиновые коэффициенты N_{0skn} [24]

Рис. 30. Трехспиновые коэффициенты N_{0ssn} [24]

Рис. 31. Трехспиновые коэффициенты N_{0sns} [24]

техники и техники для сбора и обработки данных позволили в нескольких лабораториях приступить к осуществлению полных опытов как в упругом pp -рассеянии, так и в упругом np -рассеянии в широкой области энергий.

Создание в Институте им. П. Шеррера физического комплекса для проведения поляризационных экспериментов с использованием высокоинтенсивных пучков поляризованных нейтронов и низкотемпературных твердотельных поляризованных протонных мишеней позволило поставить задачу завершения полного эксперимента в упругом нуклон-нуклонном взаимодействии. В результате осуществленной экспериментальной программы получено 16 спиновых наблюдаемых: поляризация частиц отдачи P_{0n00} , анализирующая способность A_{00n0} , коэффициенты корреляции поляризации A_{00nn} , A_{00ss} , A_{00sk} , A_{00kk} , коэффициенты передачи поляризации K_{0nn0} , K_{0ss0} , K_{0sk0} , коэффициенты деполаризации D_{0n0n} , D_{0s0s} , D_{0s0k} и трехспиновые коэффициенты N_{0nkk} , N_{0skn} , N_{0ssn} и N_{0sns} для энергий 200–590 МэВ и углов рассеяния в с. ц. м. 60–164°. Экспериментальные данные, полученные в экспериментах в PSI, существенно расширили базу данных по спиновым наблюдаемым в упругом нейтрон-протонном взаимодействии, в большинстве своем они ранее не измерялись.

Полученные экспериментальные данные по спиновым наблюдаемым в упругом np -рассеянии представляют полный набор точных данных, который совместно с полным набором данных для упругого протон-протонного (pp) рассеяния, полученным ранее, позволят определить амплитуды матрицы рассеяния упругого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия для канала $I = 0$ и, таким образом, описать процесс NN -взаимодействия модельно-независимым образом и завершить осуществление полного эксперимента в упругом NN -взаимодействии в данной области энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Puzikov L. et al. // Nucl. Phys. 1957. V. 3. P. 436.
2. Bystricky J. et al. // J. Phys. (France). 1978. V. 39. P. 1.
3. Lechanoine-Leluc C. et al. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65, No. 1. P. 47.
4. Мещеряков М. Г. и др. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 361.
5. Мещеряков М. Г. и др. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 37.
6. Кумекин Ю. П. и др. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1398.
7. Кумекин Ю. П. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1451.
8. Кумекин Ю. П. и др. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 1665.
9. Кумекин Ю. П. и др. // ЖЭТФ. 1963. Т. 46. С. 50.
10. Головин Б. М. и др. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 433.

11. Кумекин Ю. П. и др. // АЭ. 1963. Т. 14. С. 38.
12. Zulkarneev R. Ya. et al. // Phys. Lett. 1963. V. 3. P. 265.
13. Ажгирей Л. С. и др. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1174.
14. Azhgirey L. S. et al. // Phys. Lett. 1963. V. 6. P. 196.
15. Казаринов Ю. М. и др. // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 567.
16. Неганов Б. С. и др. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1445.
17. Bystricky J. et al. // Czech. J. Phys. 1970. V. 20. P. 381.
18. Aprile E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1047.
19. Aprile E. et al. // Phys. Rev. D. 1989. V. 40. P. 22.
20. Lac C. D. et al. // J. Phys. (France). 1990. V. 51. P. 2689.
21. Eidelman E. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
22. Ahmidouch A. et al. // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2, No. 4. P. 627.
23. Arnold J. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 17. P. 67.
24. Arnold J. et al. // Ibid. P. 83.
25. Arnold J. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 211.
26. Naef N. PhD Thesis. Univ. of Geneva, 1996. No. 2832.
27. Teglia A. PhD Thesis. Univ. of Geneva, 1997. No. 2948.
28. Arnold J. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 411.
29. Binz R. et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 231. P. 323.
30. van den Brandt B. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 356. P. 53.
31. Ahmidouch A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 326. P. 538.
32. Besset D. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 166. P. 515.
33. Фунгер М. // Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т. 4, № 6(142). С. 840–846.
34. Bandyopaduya D. et al. // Phys. Rev. C. V. 40. P. 2684–2696.
35. Carlson V. et al. // Phys. Rep. D. 1996. V. 53. P. 3506.
36. Bhatia T. et al. // Proc. of the AIP Conf. «Polarization Phenomena in Nuclear Physics», Santa Fe, 1980. World Sci., 1981. P. 123–125.
37. Ball J. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 574. P. 697.
38. Marshall J. A. et al. // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 1433.
39. Bagaturiyana Yu. S. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V. 33. P. 659.
40. Wright S. C. et al. // Phys. Rev. 1968. V. 175. P. 1704.
41. Warner R. E. et al. // Phys. Rev. 1962. V. 125. P. 1028.
42. McNaughton H. K. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 47.
43. McNaughton H. K. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 256.

44. *McNaughton H. K. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1092.
45. *Kwok-chu Leung.* PhD Thesis. 1970. UCRL-19705.
46. *Clough A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 988.
47. *Axen D. et al.* // Ibid. P. 998.
48. *Amsler C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. V. 144. P. 401.
49. *Arnold J.* PhD Thesis. Univ. of Freiburg, 1995.
50. *Leung.* PhD Thesis. UCRL-19705. 1970.
51. *Bystricky J. et al.* // J. Phys. (France). 1987. V. 48. P. 199.
52. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 28. P. 97.
53. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1987. V. 35. P. 128.
54. *Arndt R. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 3995.
55. *Arndt R. A. et al.* SAID, <http://clsaid.phys.vt.edu/~CAPS/FA95solution>
56. *Lacombe M. et al.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1495.
57. *Lacombe M. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 861.
58. *Machleidt R. et al.* // Phys. Rep. 1987. V. 149. P. 1.
59. *Elster C. et al.* // Phys. Rep. C. 1988. V. 37. P. 1647.
60. *Elster C. et al.* // Ibid. V. 38. P. 1828.