УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

новые приборы и методы измерений

539.1.03

ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Н. В. Алексеев, У. Р. Арифханов, Н. А. Власов, В. В. Давыдов, Л. Н. Самойлов

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность поляризации нуклонов стала очевидной с тех пор, когда при изучении сверхтонкой структуры оптических линий было установлено, что спин нуклонов не равен нулю. Впервые поляризованные протоны были получены в опытах Штерна при измерении магнитного момента, поляризованные нейтроны — путем пропускания пучков через намагниченные образцы железа. В этих первых опытах для получения поляризованных нуклонов использовалась спиновая зависимость электромагнитных сил, действующих на нуклон, вследствие того, что со спином связан магнитный момент. Собственно измерение величины магнитного момента и было задачей этих первых опытов с поляризованными нуклонами.

Уже в 1934 г. Вигнер на основе анализа n - p-рассеяния установил спиновую зависимость ядерных сил, действующих между протоном и нейтроном. Исследование ядерных сил является главной проблемой ядерной физики. Для решения этой проблемы весьма существенна возможность использования поляризованных нуклонов. В опытах с неполяризованными нуклонами различные спиновые состояния неотличимы, а такие эффекты, как обмен спином в процессе взаимодействия, вообще ненаблюдаемы. Имея поляризованные нуклоны в пучках и в мишенях, можно отдельно наблюдать рассеяние либо в синглетных, либо в триплетных состояния ях, а наблюдая состояние поляризации после рассеяния, можно найти вероятность спинового обмена. Исследованию нуклон-нуклонного рассеяния с поляризованными пучками за последние годы посвящено большое количество работ. В настоящее время интенсивно разрабатываются методы получения мишеней с поляризованными протонами.

Зависимость ядерных сил от направления спина наблюдается не только в нуклон-нуклонных столкновениях, но и в столкновениях нуклона с ядрами. Если спин мишени отличен от нуля, то силы зависят прежде всего от взаимной ориентации спинов ядра и нуклона. Но и при столкновении нуклонов с ядрами нулевого спина наблюдается зависимость взаимодействия от ориентации спина нуклона относительно орбитального момента. Эта зависимость обусловлена спин-орбитальным ядерным взаимодействием, которое подобно электромагнитному спин-орбитальному взаимодействию, вызывающему тонкое расщепление термов атома. Известно, что энергетические уровни ядер испытывают спин-орбитальное расщепление по относительной величине значительно более сильное, чем атомное. Предположение о сильном спин-орбитальном ядерном взаимодействии позволило объяснить магические числа и построить схему ядерных оболочек. Поэтому спин-орбитальные силы оказываются для строения ядра более существенными, чем для строения атома. Спин-орбитальное расщепление ядерных уровней дает представление о большой всличине спинорбитальных ядерных сил. Детальное псследование этих сил требует постановки опытов по поляризации нуклонов при рассеянии.

Зависимость взаимодействия нуклона с ядром от суммарного спина может наблюдаться в опытах с поляризованными медленными нейтронами, полученными, например, путем отражения от намагниченных зеркал. Для наблюдения спин-орбитального взаимодействия необходимы быстрые нуклоны, испытывающие столкновения в состояниях с орбитальным моментом *l*, отличным от нуля.

В нуклон-нуклонных столкновениях состояния с l>0 становятся заметными лишь при большой энергии, поэтому большинство опытов по нуклон-нуклонному рассеянию с поляризованными пучками выполнено при энергии $E > 100 \, M$ эв. При меньшей энергии поляризационные эффекты малы и наблюдение их возможно лишь в опытах, позволяющих получить большую точность результатов. Наблюдение поляризации в нуклоннуклонном рассеянии при небольшой (<100 Mэв) энергии оказывается довольно существенным для фазового анализа ¹. Число фаз, дающих заметный вклад, при этом относительно невелико, поэтому анализ проще и надежнее.

В нуклон-ядерных столкновениях состояния с l > 0 проявляются уже при энергии нуклона ~ 1 *Мэв*, поэтому исследование спин-орбитального ядерного взаимодействия возможно вести в нуклон-ядерных столкновениях. Нуклоны с достаточной для этого энергией могут быть получены на самых распространенных и обычных ускорителях.

В настоящем обзоре рассматриваются преимущественно источники поляризованных нейтронов средних энергий. Несмотря на то, что первые опыты с поляризованными быстрыми нейтронами начались в 1952 г., до сих пор из-за трудности исследований полученные результаты довольно немногочисленны и разрознены. Однако интерес к работам с поляризованными нуклонами весьма велик; большое количество ядерно-физических лабораторий ведет интенсивную разработку источников и методов анализа поляризованных нуклонов. В 1960 г. в Базеле состоялась Первая Международная конференция по поляризационным явлениям². В последнее время число публикаций соответствующих работ быстро растет и обзор полученных результатов представляется вполне целесообразным.

Методически более просты, поэтому в настоящее время более многочисленны и результативны работы с поляризованными протонами. Можно указать, например, серию работ Розена и др.³, в которой исследована право-левая асимметрия упругого рассеяния поляризованных протонов с энергией до 17 *Мэв* на многих ядрах.

В последние годы поляризованные протоны получены на некоторых линейных ускорителях в Западной Европе ⁴ и в Америке⁵. Ведутся также работы по ускорению поляризованных протонов и дейтонов в циклотроне⁶. Однако лучшие возможности получения поляризованных протонов не исключают необходимости исследований с поляризованными нейтронами. В элементарных нуклон-нуклонных столкновениях нейтроны необходимы для изучения таких взаимодействий, которые нельзя изучать с протонными пучками. Например, для изучения n - p-рассеяния необходимы иучки нейтронов, так как мишеней из свободных нейтронов нет. В столкновениях со сложными ядрами взаимодействие протонов усложнено кулоновскими силами, и нейтроны также предпочтительны. Поэтому, несмотря

на успешное развитие методов ускорения поляризованных протонов, исследования с поляризованными нейтронами сохраняют важное значение и также успешно развиваются во многих лабораториях.

Первые источники поляризованных быстрых нейтронов (ПБН) были обнаружены уже давно. Это были реакцин D (d, n) He³ и Li⁷ (p, n) Be⁷. В них были получены ПБН с энергией от 0,3 до 2,5 Мэв и с ними проведены хорошо известные опыты Баршалла и др. ^{7, 8}, в которых изучалась асимметрия рассеяния на многих ядрах. Анализ этих результатов с целью определения спин-орбитального ядерного потенциала встретился с трудностью, связанной с эффектом упругого рассеяния через компаунд-ядро. В связи с этим естественно было исследовать возможности работы с нейтронами большей энергии. Увеличение энергии ПБН особенно существенно для анализа n - p-рассеяния. Поэтому поиски источников ПБН в широком интервале средних энергий составляют важную задачу современной экспериментальной ядерной физики, привлекающую внимание большого числа лабораторий.

В последние годы диапазон обследованных энергий ПБН существенно расширен. Обзор состояния работ с ПБН был сделан в феврале 1963 г. в докладах Хеберли⁹ и Баршалла¹⁰ на конференции в Хьюстоне. Позднее были получены дополнительные данные ^{11,12}, увеличившие обследованный диапазон энергий.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Методы исследований поляризации быстрых нейтронов довольно хорошо известны и не требуют детального обсуждения. В качестве анализатора ПБН используется упругое рассеяние либо ядерная реакция, дающие право-левую асимметрию продуктов, зависящую от степени поляризации в направлении, перпендикулярном к плоскости рассеяния или реакции. Поляризация нейтронов P_1 определяется по величине асимметрии є из равенства

$$\varepsilon = \frac{II - JI}{II + JI} = P_1 P_2.$$

Здесь П — интенсивность продуктов, наблюдаемых под некоторым углом справа, \mathcal{I} — то же слева, P_2 — поляризация нейтронов, которые получились бы в соответствующем направлении, если бы в анализаторе происходил обратный процесс, вызванный неполяризованными частицами. Равенство P₂ и асимметрии продуктов обратной реакции доказано в ряде работ ¹³. В общем случае для определения P₄ необходимо знать величину P2, свойственную анализатору. Баршалл указал 14, что если в качестве анализатора используется обратная реакция, то при некоторых углах $P_1 = P_2$, и тогда абсолютное значение поляризации определяется непосредственно в одном опыте без дополнительных данных. Практическое применение метода обратных реакций ограничено и выбором доступных наблюдению реакции, и условиями интенсивности, поэтому оно пока осуществлено в одной работе ¹⁵. В большинстве работ измеряется асимметрия упругого рассеяния. Наиболее широко используется рассеяние на Не⁴. Преимуществом гелиевого рассеивателя-анализатора является большая величина асимметрии под двумя значениями углов и слабая зависимость от энергии и самих углов максимальной асимметрии и ее величины. Свойства гелия как анализатора изучены более подробно, чем свойства других ядер (например, C¹², O¹⁶ и т. п.). Второе преимущество связано с относительно малой массой He⁴. Ядра отдачи, образующиеся при n — He⁴-рассеянии имеют достаточно большую энергию и могут быть зарегистрированы. В методе Левинтова ¹⁶ это обстоятельство использовано для выделения направления рассеяния. В других современных опытах оно используется для исключения фонов путем применения схем совпадений, регистрирующих одновременно и рассеянный нейтрон, и α-частипу отдачи.

На рис. 1 показана схема установки, используемой в Институте атомной энергии им. Курчатова для измерений поляризации. Гелий под давлением около 100 атм с примесью 3—5% Хе заполняет камеру-сцинтиллятор, окно которой примыкает к фотоэлектронному умножителю, регистрирующему а-частицы отдачи. Рассеянные под углом $\theta_2 = 123^{\circ}$ нейтроны регистрируются двумя счетчиками из пластических сцинтилляторов. Применение двух счетчиков вместо одного позволяет исключить



Рис. 1. Схема установки для измерения поляризации быстрых нейтронов.

нестабильности и, вообще говоря, работать без монитора. Существенной частью установки является соленоид Хилмана¹⁷, поворачивающий спин нейтрона на 90° в магнитном поле. Его использование сводит изменение направления наблюдения с правого на левое (и наоборот) к переключению направления тока и исключает погрешности ложной асимметрии, которые в опытах этого типа всегда существенны. При повороте спина на 90° счетчики устанавливаются не в плоскости реакции, а в перпендикулярной плоскости.

На рис. 2 показан один из результатов измерений. Точки изображают спектры импульсов α-частиц отдачи, совпадающих с отсчетами двух нейтронных счетчиков. Линия спектра соответствует моноэнергетическим нейтронам реакции D (d, n) He³, остальное — фон от нейтронов развала, деталей мишени и случайных совпадений. При изменении направления тока в соленоиде интенсивность линии в одном направлении убывает, в другом — растет, так как счетчик, бывший правым, становится левым, и наоборот. Аналогичные установки используются в других лабораториях.

В установках этого типа возможно одновременное измерение поляризации нейтронов довольно широкой области спектра. Ограничением в этом направлении являются спектрометрические свойства гелиевого сцинтиллятора. Энергетическое разрешение гелиевого сцинтиллятора в условиях измерений недостаточно высокое. Для улучшения разрешения установка может быть включена в схему спектрометра по времени пролета. Использование спектрометра устраняет также заметную долю фона.

Практически абсолютным является метод анализа поляризации, основанный на использовании электромагнитного (швингеровского) рассеяния нейтронов. Для расчета асимметрии рассеяния, кроме хорошо известного взаимодействия магнитного момента нейтрона с кулоновым полем ядра, необходимо знать только сечение ядерного рассеяния, которое относительно просто и достаточно точно измеряется. Трудности практического использования метода связаны с необходимостью вести наблюдения рассеяния на очень малые углы, около 1°, где асимметрия имеет заметную величину. Строгая коллимация пучков ведет к проигрышу в интенсивности и потере точности измерений. Несмотря на это, метод используется для



Рис. 2. Спектры α-частиц отдачи при совпадениях с двумя нейтронными счетчиками для противоположных направлений магнитного поля соленоида. Реакция D (d, n) Не³, E_d = 11,6 Мэс, θ₁ = 25°.

анализа поляризации нейтронов в широком интервале энергии ^{18, 19}. Двойное рассеяние, широко используемое для анализа поляризации протонов, требует очень интенсивных пучков, поэтому в работах с нейтронами используется очень редко ²⁰.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ

Проведенные до сих пор опыты показывают, что поляризация продуктов ядерных реакций, в частности нейтронов, явление обычное даже в тех случаях, когда реагирующие частицы неполяризованы. Наоборот, нулевая поляризация быстрых нейтронов является частным случаем, наблюдаемым лишь при некоторых специальных условиях. В этом нет ничего удивительного, так как спин-орбитальное взаимодействие играет существенную роль в ядерных столкновениях.

Можно ожидать, что любая нейтронообразующая реакция может служить источником ПБН. Однако предсказать величину поляризации пока нет возможности, и даже для выработки эмпирических правил приближенного предсказания данных пока очень мало, так как поляризация изучена лишь для небольшого числа реакций. Основные результаты измерений относятся к реакциям (p, n) и (d, n) на самых легких ядрах. Эти реакции использовались ранее как источники неполяризованных быстрых нейтронов. Действительно, поляризация нейтрона под углом $\theta_1 = 0^\circ$ и под некоторыми отдельными значениями других углов равна нулю. Вообще же нейтроны этих реакций поляризованы. Характер поляризации имеет некоторые черты, общие для одинаковых реакций на разных ядрах. На рис. З показано угловое распределение поляризации нейтронов реакций (p, n) на T, Li⁷ и Be⁹ при $E_p \approx 3-4 M_{36}$. Во всех случаях поляризация имеет положительный знак (по базельскому соглашению) и максимальное значение под углом от 45 до 90°. В рассеянии на бесспиновом ядре такой угловой ход поляризации соответствует интерференции в S- и P-состояниях. Положительный знак поляризации получается в случае, когда фаза $P_{3/2}$ больше, чем фаза $P_{1/2}$. По-видимому, в реакциях (p, n) при небольшой энергии характер поляризации определяется аналогичными условиями интерференции в состояниях, соответствующих наименьшим значениям l = 0 п 1. С увеличением энергии



Рис. 3. Угловая зависимость поляризации нейтронов реакцпй (p, n) при низких энергиях.

максимум поляризации под передними углами сохраняется, но знак ее меняется на отрицательный. На рис. 4 показана зависимость поляризации вблизи переднего максимума в реакциях T, Li⁷, Be⁹ (p, n) от энергии. Во всех случаях наблюдается перемена знака поляризации при $E_p = 4 - 6 M_{\partial \theta}$. При малых энергиях обнаруживаются резонансные эффекты в угловой и энергетической зависимостях поляризации (см., например, кривую для Li⁷ на рис. 4). С увеличением энергии резонансные эффекты сглаживаются и усредняются.

Зависимость поляризации нейтронов реакции T (p, n) He³ от энергии вполне согласуется с анализом возбужденных состояний ядра He⁴, основанном на рассмотрении резонанса при $E_p = 3~M$ эв и углового распределения нейтронов за пределами резонанса²¹. Из этого анализа следовало, что состоянию при $E^* = 22~M$ эв можно приписать момент и четность 2⁻, а при $E_p > 3~M$ эв большой вклад дает состояние 1⁻. Если в резонансе при $E_p = 3~M$ эв нейтрон испускается преимущественно в состоянии $P_{3/2}$, а при большей энергии преимущественно в состоянии $P_{3/2}$, а при большей энергии преимущественно в состоянии $P_{1/2}$, то при $E_p > 3~M$ эв должна наблюдаться перемена знака поляризации. Действительно, опыты Вальтера и др. ²² показали, что при $E_p = 3~M$ эв наблюдается максимум поляризации, а при $E_p \approx 5~M$ эв происходит изменение ее знака. Одинаковый характер зависимости поляризации от энергии для реакций (p, n) на Li⁷ и Be⁹ указывает на то, что разность фаз $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ в этих случаях испытывает аналогичные изменения.

Поляризация нейтронов в реакции (p, n) под углами $<60^{\circ}$ изучалась также при энергии протонов $>100 M_{36}$ ¹⁹. Практически из любой мишени при этой энергии испускаются нейтроны сплошного спектра. В широкой области спектра нейтроны имеют заметную поляризацию. Величина поляризации зависит от энергии нейтронов, и эта зависимость различна для разных мишеней, а также для разных толщин одной и той же мишени. Плавно меняющаяся в пределах 20—40% поляризация получена при



Рис. 4. Энергетпческая зависимость поляризации нейтронов реакций (p, n) в области переднего максимума.

 $E_p = 145 \, M$ эв для алюминиевой мишени толщиной 55 Mэв под углом 45°. Такая мишень была использована для получения поляризованных нейтронов с энергией 20—100 Mэв и изучения их рассеяния ²³.

Следовательно, реакция (p, n) может быть использована как источник ПБН в широкой области энергий. Однако с увеличением энергии выделение моноэнергетических групп нейтропов становится труднее, а работа с нейтронами сплошного спектра возможна лишь при использовании спектрометрии, например, методом времени пролета. Другие методы спектрометрии также возможны, но обычно ведут к потере эффективности регистрации нейтронов.

Из реакций (d, n) напболее подробно изучены реакции D (d, n) He³ и T (d, n) He⁴ и менее подробно реакции B¹¹ (d, n) C¹² и C¹² (d, n) N¹³. На рис. 5 показаны угловые распределения поляризации нейтронов реакции D (d, n) He³ в передней полусфере при нескольких значениях энергии бомбардирующих дейтонов. Поляризация имеет максимум под углом около 45° в с. ц. м. Это положение максимума сохраняется в очень широком интервале энергий. При максимальной энергии $E_d = 19,5$ Мэв угловое распределение не изучено, но проверено, что максимум не смещается в область малых углов ¹¹, как можно было ожидать из общих соображений. Однако знак поляризации в области максимума меняется при некоторой энергии. Относительно значения этой энергии и величины поляризации при $E_d > 2 \ M$ эв существующие данные очень противоречивы. На рис. 6 иоказана зависимость поляризации в области максимума от





энергии дейтонов, полученная в различных измерениях. Вся совокупность данных группируется вокруг двух кривых, расходящихся далеко за пределами ошибок измерений. Эти кривые были приведены в докладе Хеберли⁹. Они дополнены точками, полученными в ИАЭ им. Курчатова при энергии дейтонов от 11,6 до 19,5 Мэв. смежной области энергий B около 12 Мэв эти результаты удовлетворительно укладываются на кривую, снятую в Висконсине 24, и плавно продолжают ее в область больших энергий. Нам представляется более достоверной верхняя кривая,

хотя причины расхождений и неочевидны. Небольшие вариации в углах наблюдения различных авторов, по-видимому, не могут объяснить столь-



Рис. 6. Энергетическая зависимость поляризации нейтронов реакции D (d, n) He³ в области переднего максимума по данным (различных измерений.

 Δ — Пасма (47° лаб.)³⁹; [] — Левинтов и др. (49° лаб.)⁴⁰; × — Бейкер^{*и*}и Джонс (40° лаб.)⁴¹; **Ξ** — Авиньон и др. (40° лаб.)⁴²; \sim — Тростин и Смотряев (30° лаб.)⁴⁴; О — Дабелдам и Вальтер (45° ц. м.)²⁴; \heartsuit — Неводничанский и др. (45° ц. м.)²⁵; \bigoplus — наши данные (30° лаб.)¹¹.

больших разногласий, и они характеризуют скорее несовершенство измерений. Подтверждение верхней кривой получено в работе Неводничанского и др. в Кракове ²⁵.



Рис. 7. Угловая зависимость асимметрии рассеяния нейтронов реакции T(d, n) Не⁴ при $E_d = 5 M_{\mathscr{B}}, \ \theta_2 = 120^\circ$ и $E_d = 19 M_{\mathscr{B}}, \ \theta_2 = 123^\circ$.



Рис. 8. Энергетическая зависимость асимметрии рассеяния нейтронов реакции T(d, n)He⁴ под углом θ₁ = 30°.
 Стрелками указано положение резонансов реакции T(d, n)He⁴ и п — α-рассеяния.
 ○ — Перкинс и др. ²⁶, △, ◇, ▽ — Вальтер и др.²⁷, ● — наши данные ¹².



Рис. 9. Сводная диаграмма максимальной поляризации нейтронов различных исследованных источников.

Реакция Т (d, n) Не⁴ очень интересна как источник наиболее быстрых моноэнергетических нейтронов. Измерения поляризации этих нейтронов были проведены в Лос-Аламосе до $E_d = 7.7 \, M$ эв²⁶, при энергии 7.7 и 10 Мэв — в Висконсине²⁷ и в интервале энергий E_d от 9 до 19 Мэв в ИАЭ им. Курчатова¹². Следует заметить, что определение величины поляризации нейтронов с энергией >20 Мэв встречается с трудностью изза неопределенности свойств гелия как анализатора при этой энергии.



Рис. 10. Угловое распределение поляризации нейтронов в *n* — *p*-рассеянии. Кривые изображают различные варианты теоретического анализа. × — Бовен и др., *E* = 20 Мэв²²; ▲ — Баршалл и др., *E* = 24 Мэв²⁷; ● — Перкинс и Симмонс, *E* = 24 Мэв³⁶.

Считавшиеся наплучшими предсказания Гаммеля и Талера 28 не согласуются с недавними измерениями поляризации при рассеянии n—He⁴ при $\hat{E}_n = 24 M$ зв²⁷ и $p - \text{He}^4$ при $E_p = 38$ Мэв²⁹. Достоверного фазового анализа *n* — α-рассеяния, а следовательно, и свойств гелия как анализатора, пока нет, поэтому для реакции T (d, n) He⁴ coofmatrix значение измеренной асимметрии, а величина поляризации определяется условно путем сравнения с поляризацией протонов зеркальной реакции $\operatorname{He}^{3}(d, p)$ He^{4} или в предположении, что асимметрия в *п*-а-рассеянии та же, *p*---α-рассеянии. что и В Асимметрия в *р*-а-рассеянии измерена для некоторых значений энергии от 20 до 40 Мэв в английских опытах с поляризованными протонами ³⁰.

Измерения поляризации нейтронов реакции T(d, n) Не⁴ при E_d от 9 до 19 *Мэв*

обнаружили ¹² резонансные эффекты, связанные с возбужденным состоянием He⁵ при $E^* = 20 \ M$ эв. В связи с этим для фазового анализа $n-\alpha$ -рассеяния потребуются более детальные исследования при $E_n > 20 \ M$ эв. Угловое распределение наблюденной асимметрии показано на рис. 7. Значения асимметрии дают нижний предел значений поляризации. Поляризация имеет положительный максимум под углом $\theta_1 = 30^\circ$ как при $E_d = 5,5 \ M$ эв, так и при $E_d = 19 \ M$ эв. Зависимость поляризации в области максимума от энергии дейтонов показана на рис. 8.

Данных о поляризации в реакциях (d, n) на других ядрах пока очень мало. Реакция $C^{12}(d, n) N^{13}$ изучена при E_d от 2 до 3 *Мэв* н при 11,8 *Мэв* ³¹⁻³⁴. Поляризация нейтронов в реакции $B^{11}(d, n) C^{12}$ измерена для переходов как на основной уровень C^{12} , так и на первый возбужденный ³⁵ при $E_d = 9,3$ *Мэв*.

Сводные данные об изученных до сих пор источниках моноэнергетических ПБН представлены на рис. 9, где изображена максимальная наблюденная поляризация в зависимости от энергии нейтронов для различных реакций-источников. Там же указан лабораторный угол, под которым наблюдается максимальная поляризация.

Хотя число систематически изученных реакций до сих пор невелико, но уже полученные данные по основным лабораторным источникам быстрых нейтронов указывают на возможность получения нейтронов с поляризапией >20% в широком энергетическом интервале 0.3-35 Мэв. Ход энергетической зависимости поляризации нейтронов реакции T (d, n) He⁴ позволяет надеяться на получение в ней поляризованных нейтронов с еще большей энергией.

Поляризованные нейтроны этой реакции с энергией около 24 Мэв уже использованы в некоторых работах для изучения асимметрии n-pрассеяния ^{23, 27, 36} п рассеяния на сложных ядрах ⁴⁵. На рис. 10 показаны экспериментальные данные о поляризации в n-p-рассеянии, полученные в трех лабораториях ^{23, 27, 36} совместно с предсказаниями различных вариантов фазового анализа ^{1, 36-33}. Нейтроны с энергией 20 Мэв в Харуэлле ¹⁹ получены в реакции (p, n) и выделены из сплошного спектра по времени пролета. Наблюдаемая величина поляризации мала, поэтому результаты измерений недостаточно точны и для взаимного согласия, и для однозначного выбора вариантов фазового анализа. Так как с увеличением энергии нейтронов ожидается рост поляризации, то можно надеяться на получение более однозначных результатов в систематических исследованиях при разных энергиях, составляющих одну из первых задач будущих экспериментов. Существенной частью будущих экспериментов является абсолютное измерение поляризации нейтронов реакции T(d,n) He¹, которая остается пока неопределенной из-за неопределенности своиств гелиевого анализатора.

Измерения рассеяния поляризованных нейтронов с энергией 24 Мэв на различных ядрах 45 подтвердили ожидаемый знак спин-орбитального потенциала и в случае тяжелых ядер дали удовлетворительное согласие с расчетами по оптической модели. Абсолютная величина спин-орбитального потенциала в 25 раз больше томасовской и приблизительно согласуется с величиной, известной для протонов близкой энергии. В этом направлении также представляют интерес дальнейшие исследования с поляризованными нейтронами различных энергий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. М. Н. Ниll, F. A. McDonald, П. М. Ruppel, G. Breit, Phys. Rev. Letts. 8, 68 (1962); Ю. М. Казаринов, Диссертация (ОНЯИ, 1962).
- Letts. 8, 68 (1962); Ю. М. Казаринов, Диссертация (ОПЯИ, 1962).
 «Поляризация нуклонов», Труды Международной конференции по поляризационным явлениям в ядрах, М., Госатомиздат, 1962.
 L. Rosen, Proceedings of the International Conference on the Nuclear Optical Model, 1959, стр. 27.
 G. H. Stafford, J. M. Dickson, D. C. Salter, M. K. Craddock, Nucl. Instr. and Meth. 15, 146 (1962).
 G. Clausnitzer, Helv. Phys. Acta Suppl. 6, 35 (1961).
 J. Thirion, R. Beurte, A. Papineau, Helv. Phys. Acta Suppl. 6, (108) (1961); J. phys. et radium 22, 141A (1961); Nuovo cimento 19, Suppl. 2, 207 (1961).
 Г. Баршал, в сб. «Ндерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 132.
 L. Cran berg, International Conference on Nuclear Forces and the Few Nucleon Problems, Pergamon Press, London, 1960.

- Problems, Pergamon Press, London, 1960.
- W. Haeberli, Progress in Fast Neutron Physics, Villiam Marsh Rice University, 1963, crp. 321.
 H. H. Barschall, Progress in Fast Neutron Physics, William Marsh Rice
- 10. П. П. Батзенат, Подека практиченой тнукся, Winnam Marsh Кие University, 1963, стр. 303.
 11. Н. В. Алексеев, У. Р. Арифханов, Н. А. Власов, В. В. Давыдов, Л. Н. Самойлов, ЖЭТФ 45, 1416 (1963).
 12. Н. В. Алексеев, У. Р. Арифханов, Н. А. Власов, В. В. Давыдов, Л. Н. Самойлов, ЖЭТФ (в печати).

- А. Simon, Phys. Rev. 92, 1050 (1953).
 Н. Н. Barschall, Helv. Phys. Acta 29, 145 (1956).
 К. П. Артемов, Н. А. Власов, Л. Н. Самойлов, ЖЭТФ 37, 1183 (1959).
 И. И. Левинтов, А. В. Миллер, В. Н. Шамшев, ЖЭТФ 32, 274 (1957).
 Р. Hillman, G. H. Stafford, C. Whitehead, Nuovo Cimento 6, 67 (1956). (1956).
- Г. В. Горлов, Н. С. Лебедев, В. М. Морозов, в сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958.
 J. P. Scanlon, Proceedings of the International Symposium on Polarization
- Phenomena of Nucleous, Basel, 1960.
- 20. П. С. Отставнов, Г. Н. Ловчикова, В. И. Попов, ЖЭТФ 45, 1754 (1963).

- (1965).
 А. И. Базь, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ 27, 382 (1954).
 А. И. Базь, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ 27, 382 (1954).
 R. L. Walter, W. Benenson, P. S. Dubbeldam, T. H. May, Nucl. Phys. 30, 292 (1962).
 P. H. Bowen, G. C. Cox, G. B. Huxtable, A. Landsford, J. B. Scanlon, J. J. Threcher, Phys. Rev. Letts. 7, 248 (1961).
 P. S. Dubbeldam, R. L. Walter, Nucl. Phys. 28, 414 ((1961).
 H. Niewodniczanski, J. Szmider, J. Szymakowski, J. Phys. et radium, 4964
- et radium, 1964.
- 26. R. B. Perkins, J. E. Simmons, Phys. Rev. 24, 1153 (1961).
- T. H. May, R. L. Walter, H. H. Barschall, Nucl. Phys. 45, 17 (1963);
 R. L. Walter, W. Benenson, T. H. May, H. S. Mahajan, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 268 (1962); W. Benenson, R. L. Walter, T. H. May, Phys. Rev. 8, 6 (1962).
- 28. J. L. Gammel, R. M. Thaler, Phys. Rev. 109, 2041 (1958). 29. C. F. Hwang, D. H. Nordby, S. Suwa, J. H. Williams, Phys. Rev. 9, 104 (1962).
- 30. M. K. Croddock, R. C. Hanna, L. P. Robertson, B. W. Davies, Phys. Rev. 5, 335 (1963).

- W. Наеberli, W. W. Rolland, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, 234 (1957).
 И. И. Левинтов, И. С. Тростин, ЖЭТФ 40, 1570 (1961).
 А. Будзановский, К. Гротовский, Х. Неводничанский, Д. Нуржинский, М. Слапа, Поляризация нуклонов, М., Госатомиздат, 1962, стр. 19. 34. Н. П. Бабенко, И. О. Константинов, Ю. А. Немилов, ЖЭТФ 45,
- 1389 (1963). 35. В. А. Смотряев, И. С. Тростин, ЖЭТФ 46 (1964). 36. R. B. Perkins, J. E. Simmons, Phys. Rev. 130, 272 (1963).

- 37. J. L. G a m m e l, R. M. T h a l e r, Phys. Rev. 107, 291 (1957)

- 38. Т. Натаda, L. D. Johnston, Nucl. Phys. 34, 382 (1962). 39. Р. S. Разта, Nucl. Phys. 6, 141 (1958). 40. И. И. Левинтов, А. В. Миллер, Е. З. Тарумов, В. Н. Шамшев, Nucl. Phys. 3, 237 (1957). 41. J. A. Baicker, K. W. Jones, Nucl. Phys. 17, 424 (1960). 42. P. Avignon, J. Deschamps, L. Rosier, J. phys. et radium 22, 563
- (1961).
- 43. W. W. Dachnick, Phys. Rev. 115, 1008 (1959). 44. И. С. Тростян, В. А. Смотряев, ЖЭТФ 44, 1160 (1963).
- 45. C. Wong, J. D. Anderson, J. W. McClure, B. B. Walker, Phys. Rev. **128**, 2339 (1962).