

Поиск динейтрона в процессе $nd \rightarrow p(nn)$ перезарядки при энергии $T_n = 0.5\nabla \cdot 2.0$ ГэВ

Р. А. Шиндин, Д. К. Гурьев, А. Н. Ливанов, И. П. Юдин

*Лаборатория физики высоких энергий
Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, д. 6, Дубна, Московская область, Россия, 141980*

Наши результаты по измерению дифференциальных сечений упругой $np \rightarrow pn$ и квазиупругой $nd \rightarrow p(nn)$ реакций перезарядки при рассеянии вторичных протонов под нулём в диапазоне энергий $T_n = 0.5\nabla \cdot 2.0$ ГэВ позволили определить их отношение R_{dp} и с помощью теоремы Дина разделить Flip и Non-Flip части дифференциального сечения свободного процесса $np \rightarrow pn$ под нулевым углом. Главную роль здесь играет принцип запрета Паули для двух медленных нейтронов и количественное отличие упругой и квазиупругой np -реакций. Однако они различаются и качественно, поскольку в реакции $nd \rightarrow p(nn)$ дейтрон переходит в пару нейтронов, и взаимодействие не является абсолютно упругим. Для учёта неупругости оказалось недостаточно внести поправку на энергию связи $\varepsilon_{св} = 2.3$ МэВ. Это приводит к предположению, что два нейтрона переходят в некоторое промежуточное состояние, со своим собственным распределением по импульсам Ферми, которое не совпадает ни с решением Хюльтена для дейтрона, ни с гипотезой о существовании динейтрона с массой порядка $2m_n$.

Ключевые слова: перезарядка, квазиупругая реакция, динейтрон, энергия импульса Ферми, выражение Хюльтена.

1. Введение

Главная цель эксперимента Дельта-Сигма – полный опыт [1] определения трёх амплитуд NN -рассеяния под нулём в диапазоне энергий $T_n = 1.2\nabla \cdot 3.7$ ГэВ. Для исключения знаковой неоднозначности в процедуре прямого восстановления амплитуд начиная с 2002 г. мы провели измерения наблюдаемой R_{dp} – отношения выходов вторичных протонов квазиупругой $nd \rightarrow p(nn)$ и упругой $np \rightarrow pn$ реакций перезарядки под нулём в диапазоне энергий $T_n = 0.5\nabla \cdot 2.0$ ГэВ. В теории данное отношение выражается формулой Дина [2]:

$$R_{dp}(0) = \frac{d\sigma(0)}{dt}_{nd \rightarrow p(nn)} \bigg/ \frac{d\sigma(0)}{dt}_{np \rightarrow pn} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{1 + r_{np \rightarrow pn}^{nfl/fl}(0)} \quad (1)$$

Главную роль здесь (1) играет количественное отличие упругой и квазиупругой реакций, что детерминирует отношение $r_{np \rightarrow pn}^{nfl/fl}(0)$ между Flip и Non-Flip частями дифференциального сечения реакции упругой $np \rightarrow pn$ перезарядки на свободном протоне [3]. Однако упругий и квазиупругий процессы должны различаться и качественно хотя бы потому, что в реакции $nd \rightarrow p(nn)$ дейтрон переходит в пару нейтронов, и взаимодействие не является абсолютно упругим. На первый взгляд, для учёта неупругости достаточно компенсировать энергию связи $\varepsilon_{св} = 2.3$ МэВ нуклонов ядра дейтерия, чтобы сделать их свободными, но это не покрывает тех изменений, которые наблюдаются в спектре импульсов вторичных протонов.

Статья поступила в редакцию 25 марта 2015 г.

Значительный вклад в это исследование был внесён теми, кого уже нет рядом с нами, профессорами Л. Н. Струновым, Ф. Легаром и В. Л. Любошицем. Мы выражаем благодарность научным сотрудникам Объединённого Института Ядерных Исследований Ю. Н. Узикову и С. С. Шиманскому за помощь и теоретические консультации. Наш эксперимент был поддержан Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 02-02-17129 и № 07-02-01025.

2. Смещение квазиупругого пика

Наиболее ярко особенность квазиупругой реакции видна при энергиях, где неупругими событиями, связанными с возбуждением резонанса $\Delta(1232)$, можно пренебречь. Например, при $T_n = 0.8$ ГэВ спектры вторичных протонов практически свободны от примесей и представляют чистые процессы $np \rightarrow pn$ и $nd \rightarrow p(nn)$. Они имеют одну и ту же форму (см. рис. 1), но спектр протонов перезарядки на дейтерии смещён почти на 6 МэВ/с в сторону меньших значений.

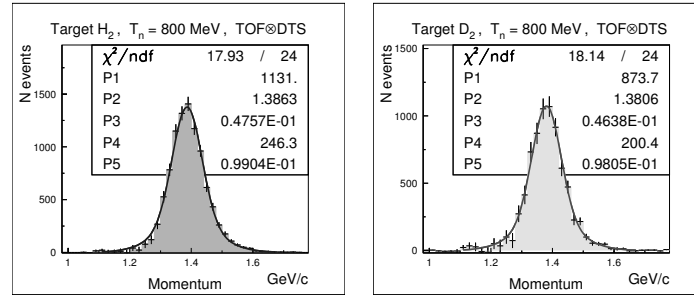


Рис. 1. Слева спектр импульсов протонов $np \rightarrow pn$ перезарядки под нулём градусов при энергии $T_n = 0.8$ ГэВ. Справа представлен спектр квазиупругой реакции $nd \rightarrow p(nn)$. Оба спектра аппроксимируются функцией двойного нормального распределения (2). Параметры фита определены следующим образом: p1 – высота первого Гаусса; p2 – позиция центра; p3 – ср. кв. отклонение первого Гаусса; p4 – высота второго Гаусса, и p5 – его ср. кв. отклонение. Хорошо виден сдвиг спектра протонов квазиупругой реакции рассеяния на дейтерии относительно спектра протонов упругой перезарядки на водороде в сторону меньших значений импульса. Величина сдвига равняется $\delta P = 5.7 \pm 2.4$ МэВ/с

Это нельзя объяснить уходом энергии пучка нейтронов, поскольку вещество мишени менялось периодически каждые 3 часа по схеме: $CH_2 \rightarrow CD_2 \rightarrow C$, то есть набор шёл при одних и тех же условиях и систематическая ошибка исключена. Ширина бина в гистограммах равняется 20 МэВ/с при том, что разрешение спектрометра для энергии $T_n = 0.8$ ГэВ не хуже 10 МэВ/с. Спектры упругой и квазиупругой реакций фитируется функцией двойного нормального распределения:

$$f(p) = C_1 \exp\left(\frac{-(p-M)^2}{2\sigma_1^2}\right) + C_2 \exp\left(\frac{-(p-M)^2}{2\sigma_2^2}\right) . \quad (2)$$

Оба Гаусса (2) имеют одинаковые математические ожидания, и всего фит определяет 5 свободных параметров с $\chi^2 \approx 1$ (см. рис. 1, 2). Значение сдвига между пиками упругой и квазиупругой реакций находится как разность положений их центров $\delta P = M_{H_2} - M_{D_2}$. При больших энергиях нейтронов, например при $T_n = 1.8$ ГэВ, уже не удаётся пренебречь примесью неупругих (см. рис. 2).

В спектре протонов от H₂-мишени фит функцией (2) ограничен слева, чтобы уменьшить влияние неупругих событий. В спектре от D₂-мишени ситуация усложняется, так как вклад неупругих растёт, а выход «упругих» снижается, поэтому левая грань фита стягивается ещё ближе к центру. Сдвиг между пиками определяется на уровне $\delta P = 11 \pm 3.4$ МэВ/с. Но это значение заведомо завышено, поскольку неупругие события образуют склон под квазиупругим пиком, что смещает влево его наивысшую точку.

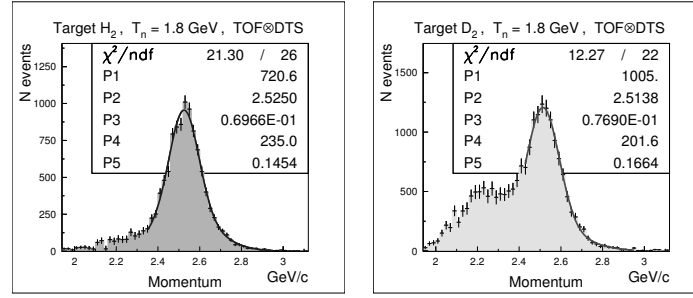


Рис. 2. То же самое, что и на рисунке 1, но при большей энергии $T_n = 1.8$ ГэВ.

3. Метод параметризации сдвига

Возникла идея — искать сдвиг δP , используя сами спектры протонов реакции $n \rightarrow p$ перезарядки на водородной и дейтериевой мишенях, не прибегая к аппроксимации упругого и квазиупругого пиков. Задача решается так: поскольку пики имеют одинаковую¹ форму (см. рис. 1), если разделить их друг на друга, за счёт сдвига δP на результирующей гистограмме появится наклон (см. рис. 3, слева).

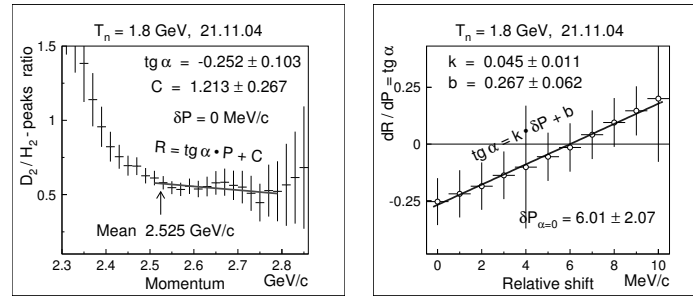


Рис. 3. Гистограмма слева представляет D_2/H_2 -отношение выходов протонов перезарядки на дейтерии и водороде (см. рис. 2) при рассеянии под нулём при энергии $T_n = 1.8$ ГэВ. Из-за событий неупругих реакций наблюдается быстрый подъём слева от центрального значения $Mean \approx 2.53$ ГэВ/с. Чтобы уменьшить влияние этого фона, область фита начинается справа от центра и составляет $\Delta P \approx 300$ МэВ/с. Значения параметра наклона $tg \alpha_i$ определяются для каждого сдвига δP_i и собираются во второй гистограмме. Линейная аппроксимация позволяет найти точку, в которой $tg \alpha$ обращается в ноль: $\delta P_{\alpha=0} = 6.01$ МэВ/с

Причину этого легко понять из расчётов:

$$R(p) = \frac{\text{Гаусс}_{D_2}}{\text{Гаусс}_{H_2}} = \exp \left\{ \left[\frac{(p - M_{H_2})^2}{2 \sigma_{H_2}^2} - \frac{(p - M_{D_2})^2}{2 \sigma_{D_2}^2} \right] \right\} \simeq \exp \left\{ \frac{-(p - M_{H_2}) \delta P}{2 \sigma_{H_2}^2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь приняты определения: $\delta P = M_{H_2} - M_{D_2}$ и $\sigma_{D_2} = \sigma_{H_2}$. В тех случаях, когда $\delta P \ll \sigma$, а на практике так и есть, поскольку ср. кв. отклонение десятикратно превосходит сдвиг, распределение $R(p)$ вблизи M_{H_2} будет подобно прямой линии,

¹Данные при энергиях $T_n = 0.55$ и 0.8 ГэВ, где фоном неупругих событий можно пренебречь, показали, что упругий и квазиупругий спектры почти изоморфны, хотя ширина пика на дейтерии может оказаться больше за счёт размывки по импульсам Ферми внутри ядра.

наклон которой пропорционален самому сдвигу:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dR}{dp} \simeq -\delta P \cdot C, \quad \text{где: } C = \frac{1}{2\sigma_{H_2}^2}. \quad (4)$$

В принципе, для пиков любой гладкой формы при малых относительных смещениях будет то же самое, и если сдвига нет, то и наклон окажется нулевым. Чтобы найти величину δP , константу C знать необязательно. Достаточно сместить один из спектров и снова провести деление. Чтобы снизить систематику разбиения событий по бинам гистограмм, метод использует 10 перемещений с шагом 1 МэВ/с. По значениям $\{\operatorname{tg} \alpha_i\}$ делается экстраполяция в точку $\delta P_{\alpha=0}$, где производная dR/dp обращается в ноль (см. рис. 3, справа), что и определяет реальный сдвиг между спектрами. Данная методика позволяет избежать влияния фона неупругих реакций, для чего достаточно начинать фит гистограммы D_2/H_2 -отношения от центра упругого спектра M_{H_2} , так как правые половины обоих пиков (упругого и квазиупругого) практически свободны от неупругих событий, вследствие кинематического предела рождения $\Delta(1232)$.

4. Экспериментальные данные и обсуждение эффекта

По результатам измерения реакции перезарядки нейтрона на водородной и дейтериевой мишенях в диапазоне энергий $T_n = 0.55 \nabla \cdot 2.0$ ГэВ при рассеянии под нулём градусов и проведённого анализа спектров вторичных протонов оказалось, что смещение квазиупругого пика в сторону меньших значений от центра упругого составляет порядка 6.5 МэВ/с (см. таб. 1 и рис. 4). Наблюдается хорошее согласие двух способов определения величины этого сдвига δP , если фон неупругих процессов невелик, например, при $T_n = 0.55$ и 0.8 ГэВ. Для больших энергий пучка нейтронов значения сдвигов, полученные с помощью фита функцией (2), имеют тенденцию к завышению. Так как второй способ параметризации сдвига δP снижает влияние неупругих, мы будем считать эти результаты более надёжными. Оценки ошибок в обоих методах почти одинаковые.

Таблица 1

Относительные сдвиги между упругим и квазиупругим пиками в спектрах протонов. Величины сдвигов и их ошибки измерены в единицах МэВ/с

T_n , ГэВ	δP_{2G}	$\delta P_{\alpha=0}$	$\sigma(\delta P)$
0.55	10.0 ± 3.7	9.24	3.82
0.8	5.7 ± 2.4	6.42	2.51
1.0	9.6 ± 1.6	8.79	1.32
1.2	10.5 ± 1.5	6.45	1.28
1.4	8.1 ± 4.2	3.96	2.45
1.7	10.0 ± 2.5	7.82	1.31
1.8	11.2 ± 3.4	6.01	3.06
2.0	12.7 ± 4.2	6.57	3.10

Значения δP_{2G} получены с помощью аппроксимации пиков функцией (2).

Важно отметить, что сдвиг на 6 МэВ/с в спектре импульсов означает почти такое же смещение по энергии. Например, при $T_n = 800$ МэВ, находим:

$$EdE = PdP \quad \Rightarrow \quad \delta E \Big|_{800 \text{ МэВ}} \approx 5.4 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

и эта величина дважды превышает энергию связи ядра дейтерия $\varepsilon_{\text{св}} \approx 2.3$ МэВ. Весьма интересна история наблюдения этого эффекта в прошлом, о чём впервые упоминается в статье группы из Лос-Аламоса [4]. Измерения отношения R_{dp} проходили при двух энергиях 647 и 800 МэВ/с. Авторы говорят, что спектр квазиупругой реакции оказался смещён по энергии на $\delta E \sim 7$ МэВ в меньшую сторону относительно центрального значения энергии первичного пучка. В то же время никаких попыток объяснить данный феномен не делается. Во второй статье [5] той же группы говорится о повторном измерении квазиупругого процесса $nd \rightarrow p + (nn)$ при энергии $T_n = 794$ МэВ. Хотя эффект смещения квазиупругого пика не обсуждается, тем не менее, авторы сообщают, что начальная энергия частиц от ускорителя была 800 МэВ, т. е. потеря по шкале импульсов, была опять порядка тех же 6–7 МэВ/с.

Трудность вычисления части энергии $\delta E = E_n - E_p$, которая теряется в ходе реакции $nd \rightarrow p(nn)$, связана с невозможностью взять табличную массу нейтронной пары, поскольку такой частицы просто не существует. Если бы перезарядка нейтрона происходила, например, на гелии ${}^3\text{He}$ и в результате получался тритий ${}^3\text{H}$, таких вопросов, конечно, не возникало. Достаточно использовать законы сохранения энергии и импульса:

$$\sqrt{m_n^2 + P_n^2} + m_{\text{зHe}} = \sqrt{m_p^2 + P_p^2} + \sqrt{m_{\text{зH}}^2 + q^2}, \quad \vec{q} = \vec{P}_n - \vec{P}_p. \quad (6)$$

Если угол рассеяния $\theta = 0$, то потеря импульса составляет $q = \delta P = P_n - P_p$ и находится решением алгебраического уравнения (6). Возвращаясь к нашему случаю, необходимо убрать лишний протон-спектатор:

$$\sqrt{m_n^2 + P_n^2} + m_d = \sqrt{m_p^2 + P_p^2} + \sqrt{m_{nn}^2 + q^2}. \quad (7)$$

Масса m_{nn} — это энергия двух нейтронов в их собственной системе центра масс, которую можно представить в виде суммы: $m_{nn} = 2m_n + \varepsilon_{\text{св}}$, где $\varepsilon_{\text{св}} \approx 2.3$ МэВ выполняет роль кинетической энергии. Можно считать также, что сразу в момент перезарядки $d \rightarrow nn$ каждый из нейтронов имеет тот же Ферми-импульс P_F , которым обладали нуклоны ядра дейтерия, поэтому: $m_{nn} = 2\sqrt{m_n^2 + P_F^2}$. Эти определения эквивалентны, если положить $P_F = \sqrt{m_n \varepsilon_{\text{св}}} \approx 45.7$ МэВ/с. Подстановка m_{nn} в уравнение (7) позволяет оценить сдвиг¹ δP квази-упругого пика.

Для большей точности мы учли, что относительное движение нейтронов изменяется на величину переданного импульса \vec{q} , и поэтому в системе центра масс одному из нейтронов, который в nd -взаимодействии является частицей отдачи, сообщается импульс $\vec{q}/2$, а спектарному нейтрону следует прибавить $-\vec{q}/2$. Это немного меняет инвариантную массу и полную энергию двух нейтронов:

$$m_{nn} = 2\sqrt{m_n^2 + \left(\vec{P}_F + \vec{q}/2\right)^2}, \quad E_{nn} = \sqrt{4m_n^2 + 4\left(\vec{P}_F + \vec{q}/2\right)^2 + q^2}. \quad (8)$$

На самом деле нуклоны дейтрона не имеют фиксированных значений кинетической энергии и импульса. Величина P_F , которая достаётся частице в момент развала ядра, носит случайный характер. Распределение по внутренним импульсам можно описать функцией Хюльтена [6]:

$$\Psi_H(p) = \frac{\sqrt{\hbar\alpha\beta(\alpha + \beta)}}{\pi|\alpha - \beta|} \left[\frac{1}{(\alpha\hbar)^2 + p^2} - \frac{1}{(\beta\hbar)^2 + p^2} \right], \quad (9)$$

¹Мы находим величину абсолютного сдвига пика квазиупругой реакции $nd \rightarrow p(nn)$ относительно центрального значения импульса P_n пучка нейтронов. Чтобы найти величину сдвига относительно пика упругой реакции перезарядки $np \rightarrow pn$, необходимо учитывать разницу масс нейтрона и протона, но эта поправка составляет порядка 0.1 МэВ/с, чем можно пренебречь.

где $\alpha = 45.7 \text{ МэВ}/\hbar c$ и $\beta = 260 \text{ МэВ}/\hbar c$. Среднее значение Ферми-импульса составляет $\bar{P}_F \approx 86 \text{ МэВ}/c$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [7] по развалу дейтрона, где \bar{P}_F определяется на уровне $\approx 80 \text{ МэВ}/c$. Используя данный подход, было разыграно Монте-Карло и для каждого события уравнение (7) решалось отдельно при заданных значениях P_n и P_F . Направление \vec{P}_F полагалось сферически симметричным относительно вектора \vec{q} . Характеристики пучка нейтронов закладывались исходя из экспериментальных данных. Вычисления были проведены для всего диапазона энергий $T_n = 0.5 \nabla \cdot 2.0 \text{ ГэВ}$, но оказалось, что решение Хюльтена даёт в два раза большее значение $\delta P \approx 14 \text{ МэВ}/c$, нежели реальная величина этого эффекта (см. рис. 4). Данное расхождение показывает необходимость другой волновой функции, отличной от решения Хюльтена. Система из двух нейтронов должна иметь своё собственное Ферми-распределение, где среднее значение импульсов меньше $86 \text{ МэВ}/c$. Даже упрощенный метод с подстановкой $P_F = 45.7 \text{ МэВ}/c$ оказывается в лучшем согласии с экспериментальными данными (см. рис. 4). Оптимальное значение P_F определяется на уровне $60 \text{ МэВ}/c$, то есть инвариантная масса nn -пары оказывается больше двух нейтронов на величину $\sim 4 \text{ МэВ}$ и связанным такое состояние быть не может. По крайней мере, вклада динейтронов с массой $m_{nn} \approx 2m_n$ наблюдать пока не удалось. Для более надёжных результатов необходимо измерять сдвиг δP с большей точностью либо снимать спектр импульсов самих нейтронов с погрешностью не более $10 \text{ МэВ}/c$, что также возможно при современном уровне развития техники.

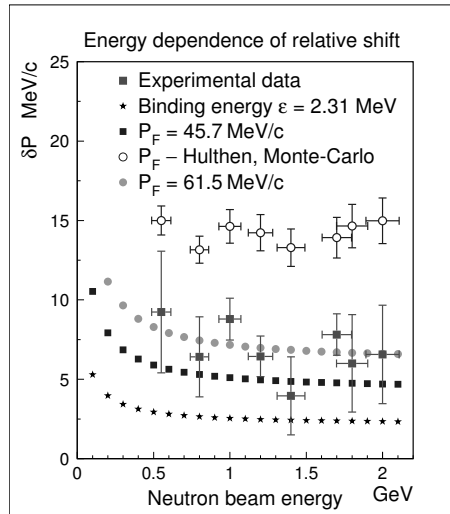


Рис. 4. Энергетическая зависимость величины относительного сдвига между спектрами упругой $np \rightarrow pn$ и квазиупругой $nd \rightarrow p(nn)$ реакций перезарядки в диапазоне энергий $T_n = 0.5 \nabla \cdot 2.0 \text{ ГэВ}$. Представлены экспериментальные данные, полученные методом *Двигать и Делить*, а также 4 варианта расчётных значений: в первом смещении δP вычисляется в предположении, что энергетические потери связаны только с компенсацией энергии связи $\varepsilon = 2.31 \text{ МэВ}$; второй случай соответствует решению уравнения (7) с постоянным значением $P_F = 45.7 \text{ МэВ}/c$; в третьем используется Монте-Карло модель, в которой внутреннее движение нейтронов nn -пары задаётся функцией Хюльтена (9); четвёртый вариант повторяет второй с другим значением $P_F = 61.5 \text{ МэВ}/c$.

5. Заключение

1. Представлены данные наблюдаемого смещения спектра импульсов протонов квазиупругой реакции $nd \rightarrow p(nn)$ относительно спектра упругой реакции $np \rightarrow pn$ в сторону меньших значений при энергиях $T_n = 0.5 \nabla \cdot 2.0$ ГэВ. Величина этого сдвига составляет $\delta P \approx 6.5 \pm 2.5$ МэВ/с.
2. Проведена проверка различных моделей, предлагающих описание двух медленных нейтронов в конечном состоянии реакции $nd \rightarrow p(nn)$. Показано, что расчёты, в основе которых лежит решение Хюльтена, приводят к смещению спектра на величину $\delta P \approx 14$ МэВ/с, что плохо согласуется с экспериментальными данными. В то же время более грубые вычисления, где состояние nn -пары задаётся Ферми-импульсом $P_F \approx 60$ МэВ/с, дают значение $\delta P \approx 7$ МэВ/с, что совпадает с наблюдаемым эффектом.

Литература

1. *Lehar F. et al.* The Movable Polarized Target as a Basic Equipment for High Energy Spin Physics Experiments at the JINR-Dubna Accelerator Complex // Nucl. Instr. Meth. A. — 1995. — Vol. 356. — Pp. 58–61.
2. *Dean N. W.* Inelastic Scattering from Deuteron in the Impulse Approximation // Phys. Rev. D. — 1972. — Vol. 5, No 11. — Pp. 2832–2835.
3. Разделение дифференциального сечения перезарядки $np \rightarrow pn$ на Flip и Non-Flip части при энергии $T_n = 0.5 - 2.0$ ГэВ. / Р. А. Шиндин, Д. К. Гурьев, А. А. Морозов и др. // Письма в ЭЧАЯ. — 2011. — Т. 8, № 2 (165). — С. 157–168.
4. Neutron Spectra at 0° from p-p and p-d Collisions at 647 and 800 MeV Incident Energies / C. W. Bjork, P. J. Riley, B. E. Bonner et al. // Phys. Lett. — 1976. — Vol. B, No 63. — Pp. 31–34.
5. Quasielastic charge exchange in $n^2\text{H} \rightarrow pnn$ at 794 MeV. / B. E. Bonner, J. E. Simmons, J. M. Wallace et al. // Phys. Rev. — 1978. — Vol. C, No 17. — Pp. 664–670.
6. *Hulthén L., Sugawara M.* The Two-Nucleon Problem // *Structure of Atomic nuclei* in ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS. / Ed. by S. Flugge. — Springer-Verlag, Berlin, 1957. — Vol. 39. — Pp. 32–33, 76, 92.
7. *Atanasov I., Sitnik I. M. et al.* The Measurements of the Polarization Transfer Coefficient in (d,p) Reaction at Fixed Proton Momentum of 4.5 GeV/c and the Deuteron Momentum in Range 6.0-9.0 GeV/c // 11th Int. Seminar on High Energy Phys. Problem / Ed. by A. M. Baldin, V. V. Burov; JINR. — Dubna: 1994. — P. 443.

UDC 539.171.11

Searches for a dineutron in the $nd \rightarrow p(nn)$ charge-exchange process at energy $T_n = 0.5 \nabla \cdot 2.0$ GeV

R. A. Shindin, D. K. Guriev, A. N. Livanov, I. P. Yudin

*Veksler and Baldin Laboratory of High Energies
Joint Institute for Nuclear Research
6, Joliot-Curie str., Dubna, Moscow region, Russia, 141980*

Our measurements of differential cross-sections of both $np \rightarrow pn$ elastic and $nd \rightarrow p(nn)$ quasielastic charge-exchange reactions under 0° over the energy range $T_n = 0.5 \nabla \cdot 2.0$ GeV allowed to define the ration R_{dp} between them and it separates two Flip and Non-Flip parts of the free $np \rightarrow pn$ process using the Dean theorem. The main idea of this theorem calculations is based on the Pauli principle for two slow neutrons in the final state that allowed to express the quantitative difference between the elastic and quasielastic np -reactions. However they should also differ in their quality because the deuteron is converted to the nn -pair and the

nd -interaction becomes non absolutely elastic. In the first view we can take into account the binding energy $\varepsilon \approx 2.3$ MeV but this simple correction can not explain all features which are observed in the momentum spectrum of the secondaries protons. We need to suppose that two slow neutrons in the final state form the intermediate system which has own distribution of internal Fermi momentum and it cannot be described by the suitable Hulthen expression or using other approaches for deuteron. Also it cannot be explained by the hypoteisis of quasi particle dineutron with mass about of $2m_n$.

Key words and phrases: charge-exchange, quasielastic reaction, dineutron, binding energy, Fermi-momentum, Hulthen expression.

References

1. F. Lehar, et al., The Movable Polarized Target as a Basic Equipment for High Energy Spin Physics Experiments at the JINR-Dubna Accelerator Complex, Nucl. Instr. Meth. A 356 (1995) 58–61.
2. N. W. Dean, Inelastic Scattering from Deuteron in the Impulse Approximation, Phys. Rev. D 5 (11) (1972) 2832–2835.
3. R. A. Shindin, D. K. Guriev, A. A. Morozov, et al., Separation of Differential $np \rightarrow pn$ Charge-Exchange Cross Section into Flip and Nonflip Parts at $T_n = 0.5 - 2.0$ GeV, PEPAN Letters 8 (2 (165)) (2011) 90–96.
4. C. W. Bjork, P. J. Riley, B. E. Bonner, et al., Neutron Spectra at 0° from p-p and p-d Collisions at 647 and 800 MeV Incident Energies, Phys. Lett. B (63) (1976) 31–34.
5. B. E. Bonner, J. E. Simmons, J. M. Wallace, et al., Quasielastic Charge Exchange in $n^2\text{H} \rightarrow pnn$ at 794 MeV, Phys. Rev. C (17) (1978) 664–670.
6. L. Hulthén, M. Sugavara, The Two-Nucleon Problem, Vol. 39, Springer-Verlag, Berlin, 1957, pp. 32–33, 76, 92.
7. I. Atanasov, I. M. Sitnik, et al., The Measurements of the Polarization Transfer Coefficient in (d,p) Reaction at Fixed Proton Momentum of 4.5 GeV/c and the Deuteron Momentum in Range 6.0-9.0 GeV/c, in: A. M. Baldin, V. V. Burov (Eds.), 11th Int. Seminar on High Energy Phys. Problem, JINR, Dubna, 1994, p. 443.