

ЛУЧАН Любомир

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННОГО ФОРМФАКТОРА F_1^V
ПРИ ЗНАЧЕНИЯХ ВРЕМЕНИПОДОБНОГО
ПЕРЕДАВАЕМОГО ЧЕТЫРЕХИМПУЛЬСА
 $K^2 = 0,09; 0,13; 0,15$ И $0,22$ (ГэВ/с)²
ПО СЕЧЕНИЮ РЕАКЦИИ $\pi^+ + {}^7\text{Li} \rightarrow e^+ + e^- + X$

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук

А. В. Купцов

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
профессор
доктор физико-математических наук

В. А. Мещеряков
Ю. В. Требуховский

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ (Москва).

Защита диссертации состоится "____" _____ 1989 г.
в _____ часов на заседании специализированного совета Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

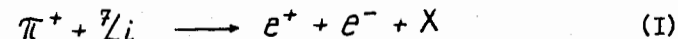
Автореферат разослан "____" _____ 1989 г.

Ученый секретарь специализированного совета
доктор физико-математических наук

Ю. А. Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию реакции обратного электророждения пионов (ОЭП) на ядре ${}^7\text{Li}$



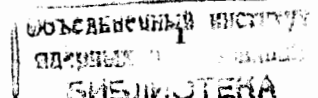
при кинетической энергии пионов 380 МэВ и определению электромагнитного формфактора нуклона F_1^V в интервале времениподобных передаваемых четырехимпульсов ($K^2 > 0$) от 0,09 до 0,22 (ГэВ/с)².

Актуальность проблемы. Реакция ОЭП является единственным источником информации о формфакторах нуклона в интервале $0 < K^2 < M_N^2$. Ранее из экспериментов по ОЭП на водороде был определен формфактор F_1^V в интервале K^2 от 0,06 до 0,12 (ГэВ/с)². Из эксперимента на углероде формфактор F_1^V был определен при $K^2 = 0,055$ (ГэВ/с)². Получение данных о формфакторе F_1^V при больших значениях K^2 и сравнение их с теорией представляет несомненный интерес. Эксперименты по ОЭП на ядрах интересны тем, что из них могут быть получены сведения как о формфакторах нуклонов, так и о формфакторах ядер в области $K^2 > 0$. Данные о формфакторах ядер при $K^2 > 0$ в настоящее время отсутствуют.

Основная цель работы. Изучение реакции ОЭП на ядре ${}^7\text{Li}$ было проведено с целью существенного продвижения в область больших переданных импульсов K^2 и детального физического анализа, позволившего определить формфактор нуклона F_1^V в зависимости от K^2 .

Научная новизна и практическая ценность. Создана экспериментальная установка, содержащая, в частности, спинтиллиационные и черенковские счетчики с нетрадиционной схемой светосбора, позволившей получить хорошее амплитудное разрешение. Проведен эксперимент по регистрации ОЭП на ядре ${}^7\text{Li}$. По измеренному сечению процесса ОЭП получены данные по формфактору нуклона F_1^V в неисследованной ранее области передаваемых четырехимпульсов. Согласие экспериментальных значений формфакторов с теорией в широкой области передаваемых четырехимпульсов подтверждает правильность использованных подходов при получении данных о формфакторе нуклона из эксперимента по ОЭП на ядрах.

Апробация работы. Материалы, вошедшие в диссертацию /I-5/, докладывались и обсуждались на научных семинарах ЛЯП ОИЯИ, на сессии



Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, ноябрь 1986 г.), на международной конференции (ЧССР, сентябрь 1988 г.), изданы в виде сообщений ОИЯИ, опубликованы в периодических изданиях "Приборы и техника эксперимента" и "Ядерная физика".

Объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения; она содержит 113 страниц машинописного текста, 37 рисунков, 10 таблиц и библиографический список из 97 названий.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении рассмотрены основные методы, которые применяются при определении формфакторов нуклона. Особое внимание уделено экспериментальным работам по изучению ОЭП на протонах и легких ядрах с точки зрения получения формфакторов нуклона. Дана краткая характеристика диссертации.

В первой главе описывается экспериментальная установка /1/ (рис.1), которая была создана для проведения исследований ОЭП на ядрах. Установка расположена на П-мезонном канале синхротрона У-1000 ЛЯФ АН СССР и состоит из мониторингового телескопа Т1 и двух боковых телескопов Т2 и Т3.

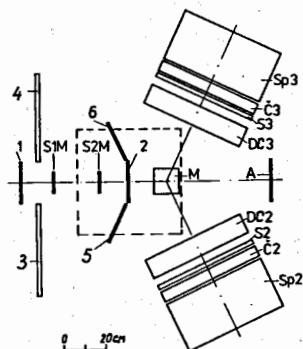


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
S1M, *S2M* – мониторные сцинтилляционные счетчики совпадений; *A* – счетчик антисовпадений; *I+6* – охраняющие счетчики; *M* – мишень; *DC2*, *DC3* – дрейфовые камеры; *S2*, *S3* – сцинтилляционные счетчики; *C2*, *C3* – водяные черенковские счетчики; *SP2*, *SP3* – стеклянные ливневые спектрометры.

Мониторный телескоп содержит два сцинтилляционных счетчика *S1M* и *S2M*, которые включены на совпадения, и семь счетчиков (*I-6, A*), включенных на антисовпадения.

Боковые телескопы предназначены для регистрации электронов и позитронов, измерения их энергии и углов вылета и содержат одинаковые наборы детекторов с апертурой 500x500 мм²: дрейфовые камеры *DC2*, *DC3*, сцинтилляционные счетчики *S2*, *S3*, водяные черенковские счетчики *C2*, *C3* и черенковские ливневые спектрометры *SP2*, *SP3*. Телескопы расположены под углами 65° к пучку.

Важными критериями при выделении событий ОЭП являются критерии на амплитуды импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках. Поэтому были разработаны счетчики с хорошим амплитудным разрешением. Особенностью конструкции счетчиков является способ соединения световодов и фотоумножителей. Световод, входное окно ФЭУ и фотокатод образуют оптическую систему, в которой свет из-за многократных отражений может возвращаться на фотокатод, что приводит к увеличению эффективного квантового выхода фотокатода.

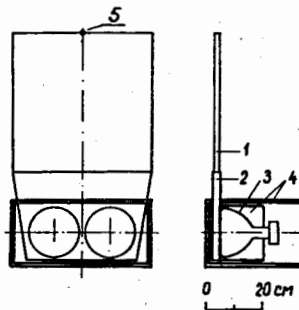


Рис.2. Конструкция сцинтилляционного счетчика:
 1 – сцинтиллятор; 2 – световод; 3 – ФЭУ, 4 – магнитная защита; 5 – светодиод.

Кoeffициент светосбора определялся также моделированием (9%). При моделировании учитывалось поглощение света на пути от центра сцинтиллятора до фотокатодов и коэффициент отражения от алюминированного лавсана.

Однородность счетчика определялась при помощи двухкоординатной дрейфовой камеры на пучке П-мезонов с малой угловой расходимостью, облучавшем практически весь счетчик. Амплитудная неоднородность счетчика составила ±15%.

Конструкция черенковского счетчика /3/ (рис.3) аналогична конструкции сцинтилляционного счетчика. Радиатором счетчика служит дистиллированная вода, которая находится в контейнере из плексигласа с внутренним размером по пучку 44 мм. Верхняя и боковые грани контейнера и световод изготовлены из одного бруска полированного плексигласа. Большие грани изготовлены из листов плексигласа толщиной 3 мм и приклеены дихлорэтаном. Три фотоумножителя типа ФЭУ-49Б размещены на большой грани световода.

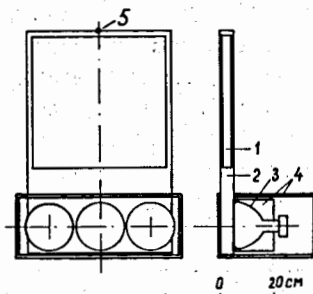


Рис. 3. Конструкция черенковского счетчика: 1 - радиатор, 2 - световод, 3 - ФЭУ, 4 - магнитная защита, 5 - светодиод.

Для смещения ультрафиолетовой части спектра черенковского излучения в область чувствительности фотокатодов ФЭУ в воде растворялась аминок-Г-кислота (АГК). Зависимость амплитуды импульсов от concentra-

ции АГК измерялась на пучке пионов с $\beta = 0,9$. После растворения в воде 30 мг/л АГК амплитуда импульсов увеличивается в 8 раз и при дальнейшем увеличении концентрации не изменяется. В качестве рабочей была взята концентрация АГК 80 мг/л.

Амплитудное разрешение измерялось на пучке релятивистских электронов и получилось равным $\sim 50\%$. С течением времени амплитудное разрешение счетчиков несколько ухудшалось (на $\sim 30\%$ за 2,5 года) и снова восстанавливалось после смены раствора.

Радиатор спектрометра состоит из стекла ТФ-1 толщиной 242 мм (~ 10 радиационных длин) и просматривается девятью фотомножителями ФЭУ-49. Магнитная защита состоит из стали и пермаллоя. Для устранения остаточного намагничивания экранов на спектрометрах устанавливались размагничивающие катушки. Зависимость амплитудного разрешения от энергии электронов для одного из спектрометров описывается выражением $\Delta\% = 460/(E-26)$, где E - энергия в МэВ.

Система дрейфовых камер состоит из двух пакетов по шесть однокоординатных камер в каждом. Анодные проволоки диаметром 50 мкм намотаны с шагом 10 мм, катодные проволоки намотаны через 2 мм, расстояние между анодом и катодом составляет 8 мм. Камеры продуваются газовой смесью из аргона, метана и метилала и работают в режиме самогасящегося стримерного разряда. Для съема информации номера проволок кодировались в коде Грея, а для измерения времени дрейфа применялся один преобразователь время-код на плоскость. Максимальное время дрейфа равно $\sim 0,5$ мкс.

При регистрации события записывались 44 параметра: амплитуды счетчиков мониторингового телескопа $S1M$, $S2M$ и A , амплитуды и временное положение импульсов детекторов S , \bar{C} и SP , номера сработавших проволок и соответствующие времена дрейфа. Информация передавалась на ЭВМ PDP-II (или CM-4) и далее на ЕС-1030 и записывалась на магнитные ленты.

Во второй главе описаны измерения и обработка статистического материала. Результатом этой главы являются экспериментальные распределения по квадрату недостающей массы M_x^2 кандидатов в события ОЭП.

Были проведены две экспозиции (эксп.1 и эксп.2) с различающимися условиями наборов. Импульс Π^+ -мезонов был равен 500 МэВ/с ($T=380$ МэВ). Использовались мишени из Zr диаметром 121 мм: короткая в эксп.1 (122 мм, $5,65 \cdot 10^{23}$ ядер/см²) и длинная в эксп.2 (250 мм, $11,6 \cdot 10^{23}$ ядер/см²). Средняя интенсивность пучка в эксп.1 (эксп.2) составляла $1,6 \cdot 10^6$ частиц/с ($0,9 \cdot 10^6$ частиц/с). За время набора через мониторинный телескоп пропущено $6,3 \cdot 10^{10}$ ($5,5 \cdot 10^{10}$) частиц. На магнитные ленты записана информация о $1,23 \cdot 10^5$ ($4,58 \cdot 10^5$) событиях.

Для выделения событий ОЭП проводилась геометрическая реконструкция, вводились критерии на амплитуды и временное положение импульсов с детекторов и проводился кинематический анализ событий.

На этапе геометрической реконструкции событий проводились треки через дрейфовые камеры (для одной проекции $\chi^2 \leq 6,6$), определялась точка взаимодействия (отбирались события с минимальным расстоянием между треками $R_{min} \leq 10$ мм), проверялась ее принадлежность мишени. Оставлялись только события, у которых частицы регистрировались на расстоянии больше 50 мм от края спектрометров и длина треков в радиаторе спектрометра составляла не менее 100 мм.

Так как пучок Π -мезонов имел микроструктуру с шириной банчей меньше 7 нс, то установкой могли выделяться случайные совпадения от двух рассеянных Π -мезонов из одного банча. Для подавления такого фона дополнительно к критерию $R_{min} \leq 10$ мм вводился критерий на амплитуды импульсов в мониторинных счетчиках: отбирались события, в которых $A_{мон} \leq 1,63 A_{вер}^{\Pi}$.

После введения геометрических критериев и критериев на амплитуды импульсов мониторинных счетчиков среди оставшихся событий имеются события с большими амплитудами импульсов в спинтилляционных счетчиках боковых телескопов и с малыми амплитудами в черенковских счетчиках по сравнению с амплитудами импульсов, полученными во время калибровок на пучке позитронов. Это фоновые события, которые, по-видимому, связаны с регистрацией процессов, содержащих в конечном состоянии нейтральные и заряженные Π -мезоны. Для дальнейшего анализа отбирались события, у которых амплитуды импульсов в спинтилляционных и черенковских счетчиках одновременно удовлетворяли критериям: $A_S \leq 1,6 A_{вер}^e$ и $A_C \geq 0,6 A_{вер}^e$, где $A_{вер}^e$ - наиболее вероятная амплитуда импульсов от релятивистских электронов.

Часть фона связана с процессами, характеризующимися малым энерговыделением в спектрометрах. Поэтому для анализа оставлялись события с энергией электрона и позитрона $E_2, E_3 \geq 70$ МэВ и с суммарным энерговыделением $E_2 + E_3 \geq 200$ МэВ.

Для определения потерь статистики при введении критериев использовались распределения (геометрические, амплитудные, временные); полученные в соответствующих калибровках. Поправочные коэффициенты, использованные при вычислении сечения ОЭП, несколько отличались в эксп.1 и эксп.2. К наиболее существенным потерям приводят следующие критерии: проведение треков (эффективность дрейфовых камер) $\epsilon_{DC} = \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 = 0,83$, $\epsilon_R (R_{min} \leq 10 \text{ мм}) = 0,87$, $\epsilon_S (A_S \leq 1,6 A_{\text{вер}}^{\text{в}}) = 0,67$, $\epsilon_C (A_C \geq 0,6 A_{\text{вер}}^{\text{в}}) = 0,82$, произведение коэффициентов ϵ_0 в эксп.1 и эксп.2 соответственно равно 0,366 и 0,358.

Потери при введении критериев на амплитуды импульсов в мониторинговых счетчиках (поправочный коэффициент равен 0,79) были учтены при вычислении эффективного потока Π -мезонов.

В результате обработки в эксп.1 и эксп.2 было выделено 122 и 154 кандидата в события ОЭП соответственно. Чтобы выделить процесс ОЭП, анализировались распределения кандидатов по квадрату недостающей массы M_X^2 . При вычислении M_X^2 учитывались ионизационные потери пионов в мишени на пути до точки взаимодействия. На рис.4 приведены распределения кандидатов по M_X^2 . Стрелкой помечено положение квадрата массы

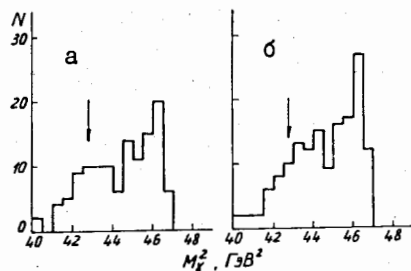


Рис.4. Распределения кандидатов ОЭП по квадрату недостающей массы M_X^2 : а) эксп.1, б) эксп.2. Стрелкой показано значение квадрата массы ${}^7\text{Be}$ ($42,72 \text{ ГэВ}^2$).

($A_S > 1,6 A_{\text{вер}}^{\text{в}}$) - фон Φ_S , и события, у которых хотя бы в одном из черенковских счетчиков была небольшая амплитуда импульсов ($A_C < 0,6 A_{\text{вер}}^{\text{в}}$) - фон Φ_C . Распределения фоновых событий приведены на рис.5. Распределения фона содержат примесь событий ОЭП.

ядра ${}^7\text{Be}$. Из распределений видно, что имеются события, недостающая масса которых близка к массе ${}^7\text{Be}$. В интервале $M_X^2 < 44,75 \text{ ГэВ}^2$, соответствующем событиям ОЭП, регистрируются (как видно из амплитудных распределений импульсов черенковских счетчиков), в основном, электроны, тогда как в интервале $M_X^2 > 44,75 \text{ ГэВ}^2$ регистрируются и другие частицы, соответствующие фоновым процессам.

Распределения событий фона по M_X^2 использовались для разделения кандидатов на фон и эффект. В качестве фоновых использовались события, у которых хотя бы в одном из сцинтилляционных счетчиков была большая амплитуда импульсов

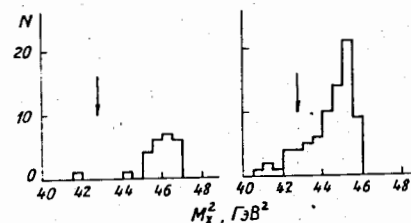
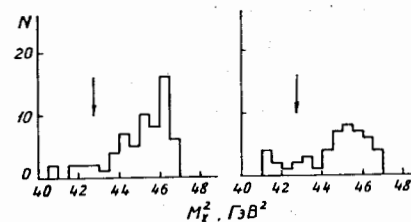
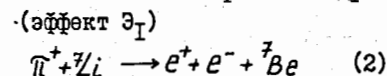


Рис.5. Распределения фоновых событий (эффект \mathcal{E}_1) по M_X^2 , полученные в эксп.1 (верхний ряд) и в эксп.2 (нижний ряд). Слева - события Φ_C , справа - события Φ_S .

В третьей главе описана процедура выделения событий ОЭП из кандидатов. Получено сечение реакции ОЭП на ${}^7\text{Li}$. По сечению реакции определен формфактор нуклона F_1^v для K^2 в интервале от 0,09 до 0,22 $(\text{ГэВ}/c)^2 / 4,5/$.

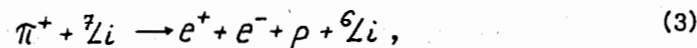
Чтобы выделить события ОЭП, распределения кандидатов аппроксимировались четырьмя распределениями: событиями без развала ядра, с развалом ядра и фоновыми распределениями Φ_S и Φ_C (рис.5).

Для получения распределения событий без развала ядра



использовался фазовый объем, но учитывалось, что сечение процесса зависит от массы виртуального фотона как K^{-4} .

Для получения распределения событий с развалом ядра (эффект \mathcal{E}_2) был использован матричный элемент реакции



где ядерная вершина рассчитывалась в модели нуклонных ассоциаций. Заметим, что форма распределения практически не зависит от модели, описывающей ядерную вершину, а также заметно не изменяется, если предположить, что в конечном состоянии образуется (${}^6\text{Be} + n$) или (${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$). Распределения для процессов (2) и (3) приведены на рис.6.

Выделение эффекта проводилось отдельно для каждой экспозиции. Количество выделенных событий ОЭП без развала ядра получилось равным $N_1 = 66 \pm 16$, с развалом ядра - $N_2 = 60 \pm 21$, полное число событий составило $N_t = N_1 + N_2 = 126 \pm 26$.

Однако ошибка в N_t , полученная квадратичным сложением ошибок в N_1 и N_2 , является завышенной из-за существенного перекрытия распределений \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 . Поэтому ошибка в N_t была получена при фитировании экспериментального распределения тремя распределениями:

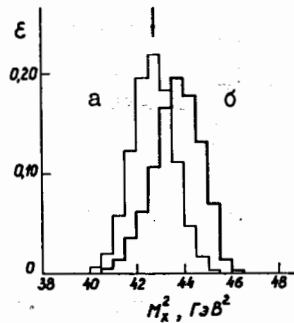


Рис.6. Моделированные распределения по квадрату недостатка массы M_x^2 : а) без развала ядра, б) с развалом ядра. Стрелкой показано положение квадрата массы ${}^7\text{Be}$.

($\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$), Φ_s и Φ_c . Окончательно было получено $N_t = 126 \pm 16$. Величина N_t и ошибка в N_t практически не зависят от изменения в разумных пределах соотношения вкладов \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 .

При вычислении сечения использовался эффективный поток Π -мезонов: учитывалась примесь протонов, μ -мезонов и позитронов, поглощение Π -мезонов в мишени, учитывались потери, связанные с введением критериев на амплитуды импульсов в мониторинных счетчиках, и потери, связанные с микроструктурой пучка (в одном микробанче могут оказаться две частицы, одна из которых провзаимодействует в мишени, а вторая пройдет через антисовпадательный счетчик и выключит это событие). Произведение поправок для эксп.1 (эксп.2) составило 0,582 (0,510), а эффективный поток Π -мезонов получился равным $3,69 \cdot 10^{10}$ ($2,82 \cdot 10^{10}$).

В результате на основании 126 ± 16 событий было определено полное сечение $\Delta\sigma_t$ процесса ОЭП, регистрируемое установкой: $\Delta\sigma_t = (6,3 \pm 10,9) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Это сечение соответствует регистрации электронов и позитронов с энергией $E_2, E_3 > 70 \text{ МэВ}$ в телесном угле $0,2 \text{ ср}^2$ под углами $\sim 65^\circ$ к пучку Π -мезонов.

Для определения формфактора был использован весь статистический материал, полученный на данной установке. Статистический материал, полученный ранее ^ж, был обработан заново с использованием матричного элемента реакции (3) (ранее для получения распределения событий с развалом ядра использовался фазовый объем). В результате вместо ранее опубликованного сечения $\Delta\sigma_t = (5,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ было получено $\Delta\sigma_t = (6,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$.

Полное число событий, использованное для определения формфактора, составило 262 ± 22 . Распределение этих событий по M_x^2 приведено на рис.7.

Сечения без развала, с развалом ядра и полное, определенные по всей статистике, равны $\Delta\sigma_1 = (3,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, $\Delta\sigma_2 = (2,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, $\Delta\sigma_t = (6,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Для определения формфактора F_1^v использовались: а) все события ОЭП (262 ± 22) и б) события, принадлежащие процессу с развалом ядра (103 ± 27).

^ж Алексеев Г.Д. и др. ЯФ, 36 (1982), 322.

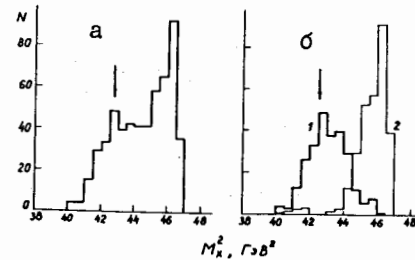


Рис.7. Суммарное распределение кандидатов по M_x^2 : а) исходное экспериментальное распределение; б) распределение событий ОЭП (1) и распределение фоновых событий (2) после разделения.

на ядре состоит из сечения на отдельных нейтронах. Эффективное число нейтронов в ядре ${}^Z\text{Li}$ равно $N_{эфф} = 3,64 \pm 0,08$ ^{жж}. Теоретическое сечение для каждого интервала K^2 записывалось в виде $\Delta\sigma(\pi^+ {}^Z\text{Li}) = N_{эфф} \cdot \Delta\sigma(\pi^+ n)$, где $\Delta\sigma(\pi^+ n)$ - сечение процесса

$$\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p. \quad (4)$$

Таблица

№	Интервал K^2 (ГэВ/с) ²	\bar{K}^2 (ГэВ/с) ²	N_t	$\Delta\sigma_t$ (10^{-33} см^2)	F_1^v	F_{1th}^v
1.	0,02+0,12	0,09	93 ± 26	$2,43 \pm 0,70$	$1,60 \pm 0,18$ $-0,21$	1,38
2.	0,12+0,18	0,15	85 ± 10	$2,14 \pm 0,29$	$1,53 \pm 0,08$ $-0,09$	1,60
3.	0,18+0,40	0,22	84 ± 10	$2,05 \pm 0,27$	$1,88 \pm 0,10$ $-0,10$	1,92

Реакция (4) моделировалась для каждого интервала K^2 в условиях реального эксперимента в рамках дисперсионной модели ^{жжж}. При моделировании учитывалось движение нейтрона в ядре.

Сечение процесса $\Delta\sigma(\pi^+ n)$ для каждого интервала по K^2 представлялось в виде квадратичной формы, зависящей от F_1^v , коэффициенты которой содержат слабую зависимость от формфакторов F_2^v , F_1^s и F_2^s .

^ж Nohler G., Pietarinen E. Nucl.Phys., B95 (1975), 210.

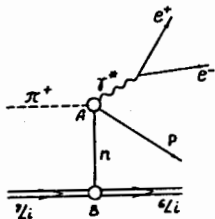
^{жж} Курочкин В.П., Купцов А.В. Сообщение ОИЯИ Р4-87-70, Дубна, 1987.

^{жжж} Блохинцева Т.Д., Суровцев Ю.С., Ткебучава Ф.Г. ЯФ, 21 (1975), 850.

которые вычислялись по дипольной формуле. Формфактор π -мезона F_{π}^V записывался в виде $F_{\pi}^V(K^2) = F_1^V(K^2) - \delta(K^2)$, где $\delta(K^2)$ рассчитано по работам ^ж.

б) Сечение ОЭП с развалом ядра $\Delta\sigma_2$ также использовалось для получения формфактора F_1^V . Среднее значение K^2 составляло $K^2 = 0,13$ (ГэВ/с)².

Рис.8. Диаграмма, описывающая процесс $\pi^+ + {}^7\text{Li} \rightarrow e^+ + e^- + p + {}^6\text{Li}$ в полюсном приближении.



При теоретическом анализе были сделаны следующие предположения ^{жж}: события с развалом ядра принадлежат процессу (3) и этот процесс описывается полюсной диаграммой (рис.8).

Сечение представлялось в виде $\Delta\sigma = K \cdot \Delta\sigma(\pi^+ n) \cdot |M_B|^2$, где K - множитель, зависящий от кинематических переменных; $|M_B|^2$

- квадрат матричного элемента, описывающего ядерную вершину, $\Delta\sigma(\pi^+ n)$ - сечение процесса (4). Ядерная вершина рассматривалась в модели нуклонных ассоциаций (МНА) и в модели оболочек (МО).

Моделированием были получены теоретические сечения, зависящие только от F_1^V . Приравниванием их к экспериментальному сечению было получено следующее значение нуклонного формфактора при $K^2 = 0,13$ (ГэВ/с)²: $F_1^V = 1,63 \pm 0,22$ (МНА) и $F_1^V = 1,46 \pm 0,22$ (МО). Теоретическое значение $F_1^V = 1,53$.

Все полученные в настоящей работе формфакторы F_1^V приведены на рис.9.

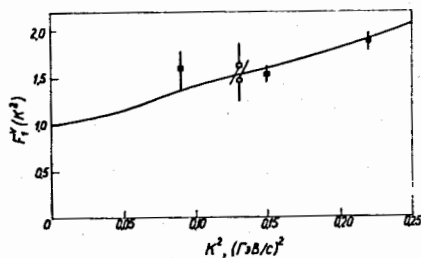


Рис.9. Величины формфактора F_1^V , полученные в настоящей работе: ■ - по полному сечению реакции ОЭП на ${}^7\text{Li}$; □ - по части сечения с развалом ядра. Сплошная кривая рассчитана в соответствии с работами ^ж.

^ж Hohler G., Pietarinen E. Nucl.Phys., B95 (1975), 210;

Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. Phys.Lett., 64B (1976), 30

^{жж} Аваков Г.В. и др. ЯФ, 44 (1986), 1471.

По полученным результатам можно заключить, что изучение процесса ОЭП на легких ядрах при промежуточных энергиях позволяет определить формфакторы нуклонов с хорошей точностью.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработаны и исследованы широкоапертурные сцинтилляционные счетчики с хорошим амплитудным разрешением ($\sim 31\%$).
2. Разработаны и исследованы водяные пороговые черенковские счетчики со сместителем спектра черенковского излучения и амплитудным разрешением на релятивистских электронах $\sim 50\%$.
3. Создана установка для экспериментов по изучению ОЭП, состоящая из сцинтилляционных счетчиков, водяных черенковских счетчиков, черенковских спектрометров и дрейфовых камер. Размеры чувствительной области детекторов составляют (0,5x0,5) м.
4. Выполнен эксперимент по регистрации процесса ОЭП на ${}^7\text{Li}$ при энергии π^+ -мезонов 380 МэВ, выделено 126 ± 16 событий этого процесса и проведена совместная обработка всей полученной на данной установке статистики по ОЭП на ${}^7\text{Li}$ (262 ± 22 событий). Получено сечение процесса без развала ядра $\Delta\sigma_1$, с развалом ядра $\Delta\sigma_2$ и полное сечение $\Delta\sigma_t = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2$: $\Delta\sigma_1 = 3,9 \pm 0,6$, $\Delta\sigma_2 = 2,6 \pm 0,7$, $\Delta\sigma_t = 6,5 \pm 0,7$ в единицах 10^{-33} см². Сечения соответствуют регистрации электронов и позитронов с энергией > 70 МэВ в телесном угле $0,2$ ср² под углом к пучку $\sim 65^\circ$.
5. По полному сечению $\Delta\sigma_t$ определен изовекторный формфактор нуклона F_1^V для трех значений квадрата переданного четырехимпульса K^2 (ГэВ/с)²: $F_1^V(K^2=0,09) = 1,60^{+0,18}_{-0,21}$, $F_1^V(K^2=0,15) = 1,53^{+0,08}_{-0,09}$, $F_1^V(K^2=0,22) = 1,88^{+0,10}_{-0,10}$.
6. Определен нуклонный формфактор F_1^V по сечению $\Delta\sigma_2$ при среднем значении $K^2 = 0,13$ (ГэВ/с)² в двух моделях - в модели нуклонных ассоциаций (МНА) и в модели оболочек (МО): $F_1^V = 1,63 \pm 0,22$ (МНА) и $F_1^V = 1,46 \pm 0,22$ (МО).
7. Изучение процесса ОЭП на ${}^7\text{Li}$ позволило примерно в два раза расширить область переданных импульсов, в которой определен формфактор нуклона F_1^V . Полученные величины формфактора F_1^V согласуются с теоретическими расчетами.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Алексеев Г.Д., Ганичев В.И., Горчаков О.Е., Желамков А.В., Карпухин В.В., Кравцов А.В., Крутлов В.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л., Неможенко О.Н., Хазинс Д.М., Чвыров А.С.,

Щетковский А.И. Установка для изучения обратного электророждения пионов на протонах и ядрах. - Сообщение ОИЯИ Р13-81-848, Дубна, 1981.

2. Горчаков О.Е., Кушцов А.В., Лучан Л. Широкоапертурный сцинтилляционный счетчик на двух ФЭУ-49. - ПТЭ, 6 (1985), 45.
3. Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л. Черенковский счетчик с радиатором из водного раствора аминок-Г-кислоты. - ПТЭ, I (1984), 79.
4. Батурин В.Н., Блохинцева Т.Д., Кравцов А.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л., Пустыльник Ж.П. Определение нуклонного фактора из данных по реакции $\pi^+ + {}^Z_i \rightarrow e^+ + e^- + X$ при кинетической энергии пионов 380 МэВ. - ЯФ, 47 (1988), 708.
5. Алексеев Г.Д., Ализаде В.В., Батурин В.Н., Блохинцева Т.Д., Горчаков О.Е., Карпухин В.В., Кравцов А.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л., Пустыльник Ж.П. Анализ данных по реакции $\pi^+ + {}^Z_i \rightarrow e^+ + e^- + X$ при кинетической энергии пионов 380 МэВ. - Сообщение ОИЯИ Р1-86-300, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1989 года.