

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ И ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостокский, А.А.Воробьев, Г.А.Королев,
Д.М.Селиверстов, А.В.Ханзадеев

Введение

Начиная с известных экспериментов Резерфорда по рассеянию α -частиц атомными ядрами, рассеяние частиц широко используется для изучения свойств ядер. Очень плодотворными в этом отношении явились, в частности, эксперименты по рассеянию быстрых электронов, позволяющие исследовать зарядовые распределения в ядрах. Для изучения же распределений ядерной материи (включающей как протоны, так и нейтроны) необходимо применять сильновзаимодействующие частицы. До 1972 года для этого, в основном, использовались частицы относительно низкой энергии. К сожалению, механизм рассеяния частиц при низкой энергии весьма сложен, и до настоящего времени отсутствует теория рассеяния, которая позволила бы из анализа данных получить достаточно точную количественную информацию о распределении ядерной материи. Ситуация меняется при увеличении энергии частиц, когда рассеяние приобретает дифракционный характер. Механизм рассеяния становится здесь весьма простым, и оказывается возможным сформулировать теорию дифракционного многократного рассеяния, достаточно точную для извлечения количественной информации о характеристиках ядерных распределений. Оптимальной энергией протонов как пробных частиц для изучения ядерных распределений является энергия около 1 ГэВ. Именно при этой энергии поправки к теории многократного рассеяния (к теории Глаубера-Ситенко) малы. Выбор энергии 1 ГэВ оказался удачным еще и потому, что при этой энергии спин-спиновые члены амплитуды протон-нуклонного взаимодействия при малых углах рассеяния также относительно малы, что упрощает анализ экспериментальных данных и уменьшает неопределенности в параметрах искомых плотностей. Первые эксперименты по рассеянию протонов высокой энергии (1 ГэВ) на ядрах (^4He , ^{12}C и ^{16}O) были выполнены в 1967 году в Брукхэвене Палевским и др., однако точность измерений была низка, что не позволило поставить вопрос об изучении ядерных плотностей.

Первые прецизионные измерения сечений упругого рассеяния протонов на ядрах при энергии ~ 1 ГэВ были выполнены в ПИЯФ (ЛИЯФ) в 1972 году авторами данной работы. Было показано, что методом упругого рассеяния быстрых протонов можно получать информацию о распределении ядерной материи с точностью, сопоставимой с той, которая ранее достигалась при исследовании зарядового распределения ядер методом упругого рассеяния электронов. Эти работы вызвали большой интерес и были продолжены другими группами в 1973 году в Сакле (Франция) ($E_p=1$ ГэВ) и с 1977 года в Лос-Аламосе (США) ($E_p=0.8$ ГэВ). Таким образом, в дальнейшем сложилось новое направление в ядерной физике – изучение дифракционного рассеяния протонов с энергией около 1 ГэВ на ядрах. Отметим, что наиболее точная информация о распределении ядерной материи к настоящему времени получена именно из экспериментов по дифракционному рассеянию протонов с энергией ~ 1 ГэВ. В то время как упругое рассеяние протонов на ядрах позволяет получать информацию о распределении ядерной материи в основном состоянии ядра, неупругое рассеяние (сопровожаемое возбуждением ядра на дискретные уровни) дает возможность

получать информацию о переходных ядерных плотностях. Недавно метод упругого рассеяния протонов был применен в "инверсной кинематике" для изучения распределений ядерной плотности в экзотических нестабильных ядрах.

Метод измерения дифференциальных сечений

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния протонов на стабильных ядрах обычно измеряют в экспериментах в "прямой" кинематике. Быстрые протоны (в данных экспериментах $E_p=1$ ГэВ) рассеиваются на ядрах мишени, и измеряется угол рассеяния протонов. Основная сложность проведения таких экспериментов состоит в выделении канала рассеяния. Недостаточно измерить лишь угол рассеяния, необходимо еще установить, произошло ли упругое или неупругое рассеяние, в частности, с возбуждением конкретных уровней в ядре. Канал рассеяния определяется по величине потери энергии рассеиваемой частицы. Поскольку энергия рассеиваемого протона составляет 1 ГэВ, а потеря энергии, связанная с возбуждением ядра, имеет значение порядка 1 МэВ или меньше, то это означает, что необходим спектрометр высокого разрешения. В ПИЯФ такой спектрометр был создан (рис.1).

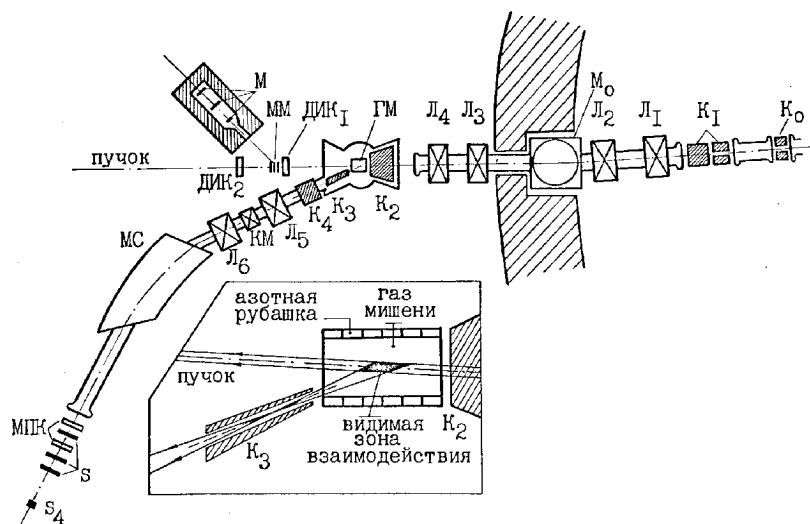


Рис.1. Схематическое изображение магнитного спектрометра для исследования упругого и неупругого рассеяний протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах.

$K_0 - K_4$ — коллиматоры, $L_1 - L_6$ — магнитные квадрупольные линзы, M_0 — магнит, управляющий направлением пучка протонов, MC — основной магнит спектрометра, KM — корректирующий магнит, $S_1 - S_4$ — сцинтилляционные счетчики, $МПК$ — проволочные пропорциональные камеры, $ГМ$ — мишень с исследуемыми ядрами (изображен вариант газовой мишени), $ММ$ — мишень монитора, $ДИК_1$ и $ДИК_2$ — дифференциальные ионизационные камеры, $М$ — счетчики монитора.

Энергия рассеянных частиц определяется по величине их отклонения в магнитном поле. Фокусировка частиц осуществляется двумя квадрупольными линзами и частично краевым полем магнита. Общая длина спектрометра от мишени до фокальной плоскости, где регистрируются рассеянные частицы с помощью сцинтилляционных счетчиков

и проволочных пропорциональных камер, составляет примерно 12 м. Спектрометр может поворачиваться вокруг оси, проходящей через мишень рассеяния. Угол рассеяния определяется с точностью выше 1 мрад. Энергетическое разрешение спектрометра $\sim 0.1\%$, т.е. 1 МэВ. Посредством этого спектрометра были исследованы нуклонные распределения у ряда ядер. Отметим, что разделение каналов рассеяния с помощью такого спектрометра возможно лишь в случае, если достаточно точно известна начальная энергия рассеиваемых протонов. У выведенного же пучка протонов из синхроциклотрона ПИЯФ энергетический разброс протонов составляет величину близкую к 10 МэВ, в то время как в самых благоприятных случаях расстояние между каналами упругого и неупругого рассеяния протонов на ядрах составляет величину 2-4 МэВ. Поэтому непосредственное использование такого пучка, казалось бы, не позволяло разделять каналы рассеяния. Однако, как было выяснено, энергия протонов в выведенном пучке коррелирует с временным моментом их вывода из ускорителя, а именно, она нарастает от начала вывода к концу. Это обстоятельство позволило простым способом "монохроматизировать" протонный пучок посредством временной привязки исследуемых событий к частотной программе синхроциклотрона [1]. Вклад энергетического разброса выведенного пучка в разрешение спектрометра был доведен таким образом до 0.3 МэВ без уменьшения интенсивности используемого пучка.

Применение теории многократного рассеяния к описанию дифракционного рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах

Успешное использование метода упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах для исследования ядерных распределений оказалось возможным благодаря существованию при этой энергии достаточно точной теории рассеяния, позволяющей вполне однозначно определять искомые параметры ядерных распределений по величинам измеренных дифференциальных сечений. В настоящее время для описания дифракционного рассеяния быстрых частиц на ядрах используется несколько вариантов теории многократного рассеяния. Это теория, сформулированная Глаубером и Ситенко (в зарубежной литературе именуемая как теория Глаубера), теория Кермана, Мак-Мануса и Талера, а также релятивистское импульсное приближение. Можно отметить, что первоначально теория Глаубера-Ситенко была сформулирована только для описания малоуглового рассеяния быстрых частиц на ядрах. Впоследствии оказалось, что область применимости этой теории на самом деле гораздо шире. Она дает неплохие результаты не только при энергии $E_p \approx 1$ ГэВ, но и при более низкой энергии, а также достаточно хорошо описывает процесс рассеяния в весьма широком угловом диапазоне. Обоснованию теории Глаубера-Ситенко, выяснению точности и возможности ее улучшения посвящено большое число теоретических работ. Выяснилось, что ведущие поправки к теории (поправки кинематические, на неэйконалность и на фермиевское движение) имеют один и тот же порядок малости и разный знак, так что они в значительной степени сокращают друг друга. В результате теория Глаубера-Ситенко, несмотря на свою кажущуюся простоту, является достаточно точной. Важно, что по точности описания дифференциальных сечений теория Глаубера-Ситенко (которая и использовалась в данной работе) не уступает другим более сложным вариантам теории многократного рассеяния.

В соответствии с теорией Глаубера-Ситенко, амплитуда протон-ядерного рассеяния

задается следующей формулой:

$$F_{fi}(\vec{q}) = (ik/2\pi) \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f | 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)] | i \rangle d^2\vec{b}, \quad (1)$$

где i и f – начальное и конечное состояния ядра, \vec{q} – переданный импульс, \vec{b} – прицельный параметр, \vec{s}_j – поперечные координаты нуклонов ядра, k – величина волнового вектора рассеиваемых протонов. Протон-нуклонная профиль-функция $\gamma_j(\vec{b})$, входящая в (1), связана с протон-нуклонной амплитудой свободного рассеяния соотношением

$$\gamma_j(\vec{b}) = (1/2\pi ik) \int e^{-i\vec{q}\vec{b}} f_j(\vec{q}) d^2\vec{q}. \quad (2)$$

Вклад спин-спинового взаимодействия при рассеянии протонов на малые углы при энергии 1 ГэВ, как отмечалось, мал, и им можно пренебречь. Что касается спин-орбитального взаимодействия, то раньше предполагалось, что его влияние на расчетные сечения довольно значительно. В данной работе впервые была измерена поляризация в протон-ядерном рассеянии при энергии 1 ГэВ (с помощью поляриметра, установленного в фокальной плоскости описанного ранее магнитного спектрометра) и были определены параметры спин-орбитальной амплитуды протон-нуклонного взаимодействия непосредственно из полученных данных. При этом было использовано то обстоятельство, что поляризация упруго рассеянных на ядрах протонов чувствительным образом зависит от спин-орбитального нуклон-нуклонного взаимодействия. В результате измерений оказалось, что при энергии 1 ГэВ спин-орбитальное нуклон-нуклонное взаимодействие относительно мало и его учет слабо сказывается на искомым параметрах распределений ядерной материи [2]. Таким образом, сечения рассеяния протонов на ядрах практически целиком определяются скалярным протон-нуклонным взаимодействием, амплитуда которого параметризовалась в виде

$$f_c(q) = (k\sigma/4\pi)(i + \epsilon_c) \exp(-\beta_c q^2/2), \quad (3)$$

где σ , ϵ_c и β_c – известные параметры (на расчетные сечения небольшое влияние оказывает кулоновское взаимодействие, которое учитывалось обычным способом). Как было показано авторами [2], в сечениях упругого рассеяния протонов на ядрах, а также в сечениях неупругого рассеяния, сопровождаемого возбуждением низших 2^+ и 3^- состояний, эффекты нуклонных корреляций относительно малы и ими в первом приближении можно пренебречь. В соответствии с этим многочастичная переходная плотность $\rho_{fi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_A) \equiv \Psi_f^* \Psi_i$, входящая в выражение (1), представлялась в виде

$$\rho_{ii}(\vec{r}_1, \dots \vec{r}_A) = \prod_{j=1}^A \rho_o(\vec{r}_j) \quad (4)$$

для упругого рассеяния и

$$\rho_{fi}(\vec{r}_1, \dots \vec{r}_A) = \sum_{j=1}^A \rho_{fi}(\vec{r}_j) \prod_{k \neq j}^A \rho_o(\vec{r}_k) \quad (5)$$

для неупругого рассеяния, где $\rho_o(\vec{r}_j)$ и $\rho_{fi}(\vec{r}_j)$ – одночастичная плотность основного состояния ядра и одночастичная переходная плотность, соответственно.

Плотности $\rho_o(\vec{r}_j)$ задавались трехпараметрическими распределениями Ферми:

$$\rho_o^{(j)}(\vec{r}) \sim [1 + w_j(r/R_j)^2][1 + \exp((r - R_j)/a_j)]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь $\rho_o^{(j)}(r)$ при $j = p$ и n означает, соответственно, одночастичные протонную и нейтронную плотности.

Одночастичная переходная плотность для переходов из основного состояния ядра со спином 0^+ в состояния со спином L , проекцией спина M и четностью $(-1)^L$ может быть представлена в виде

$$\rho_{fi}(\vec{r}) = \rho_L(r)Y_{LM}^*(\vec{r}/r), \quad (7)$$

где $\rho_L(r)$ — так называемая радиальная переходная плотность, а $Y_{LM}(\vec{r}/r)$ — шаровая функция.

Экспериментальная проверка точности описания дифференциальных сечений с помощью теории Глаубера-Ситенко была выполнена для случая упругого рассеяния протонов на относительно легких магических ядрах ^{16}O и ^{40}Ca . В этих ядрах распределения протонов и нейтронов должны быть практически одинаковыми. Как показано в работе [3], дифференциальные сечения упругого рассеяния, рассчитанные в рамках теории Глаубера-Ситенко в предположении, что нейтронные плотности совпадают с протонными, хорошо согласуются с измеренными сечениями. При этом параметры распределения были взяты из известных экспериментов по рассеянию электронов. На рис.2 проводится такое сопоставление для случая ядра ^{40}Ca .

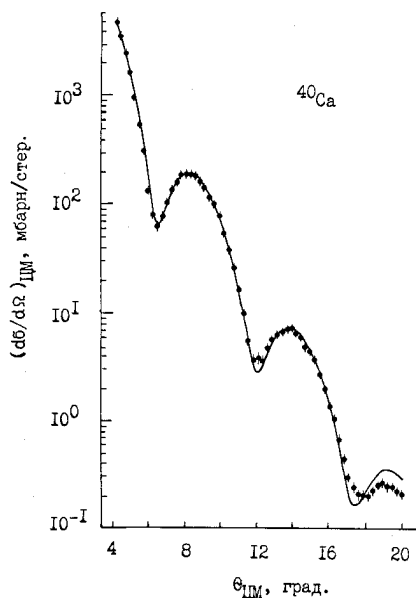


Рис.2. Сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{40}Ca .

Точки — экспериментальные данные; сплошная линия — результат расчета сечений, выполненного по формулам теории Глаубера-Ситенко без единого свободного параметра.

Видно, что при увеличении угла рассеяния сечение падает больше, чем на 4 порядка, и во всем этом диапазоне расчетная кривая (расчет без единого свободного параметра!) идет практически по экспериментальным точкам. Согласие расчета с экспериментом (при максимальных углах рассеяния) может быть улучшено, если параметры нейтронных распределений рассматривать как свободные. Однако найденные в результате такого анализа данные нейтронные плотности практически совпадают с протонными. Разница в величине среднеквадратичных радиусов (с.к.р.) нейтронного и протонного распределений оказалась равной нулю в пределах ошибок эксперимента (± 0.05 Фм). На основании этого был сделан вывод о применимости теории многократного рассеяния для анализа процесса рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах и о допустимости сделанных в теории приближений.

Упругое рассеяние протонов на ядрах и пространственные распределения нейтронов и ядерной материи

Нуклонные распределения основных состояний ядер и переходные ядерные плотности являются фундаментальными характеристиками ядра, изучение которых имеет большое познавательное значение и необходимо для решения ряда ядерных задач. Экспериментальная информация о ядерных переходных плотностях может использоваться как критичный тест ядерных моделей.

Изучение распределения нуклонов в магических ядрах представляется наиболее интересным. В данном цикле работ измерены распределения нейтронов во всех магических ядрах [3,4]. Параметры нейтронных распределений находились из условия наилучшего согласия расчетных дифференциальных сечений упругого рассеяния с экспериментальными (рис.3).

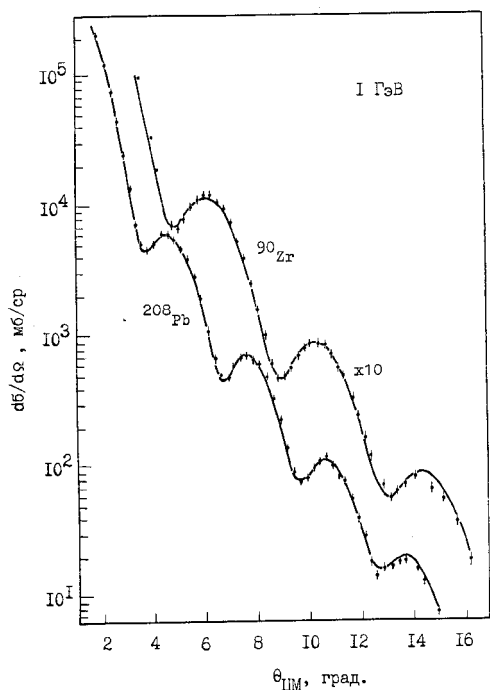


Рис.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb .

Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — сечения, рассчитанные по теории Глаубера-Ситенко.

Параметры протонных распределений были взяты из известных экспериментов по рассеянию электронов. Как уже отмечалось, в ядрах ^{16}O и ^{40}Ca распределения нейтронов и протонов оказались практически одинаковыми. Близкая к этому ситуация наблюдается и в других легких ядрах [3,5] (см. таблицу). В то же время в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb обнаружено заметное различие между распределениями нейтронов и протонов (рис.4).

Параметры нейтронных плотностей (формула 6) для ядер с $A \geq 16$, найденные в результате анализа сечений упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ. Параметры протонных распределений взяты из работ по рассеянию электронов.

Ядро	R_p , ФМ	a_p , ФМ	$W_n = W_p$	R_n , ФМ	a_n	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$, ФМ	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$, ФМ
^{16}O	2.61	0.51	-0.05	2.48	0.55	2.73	2.74
^{28}Si	3.21	0.57	-0.12	3.13	0.61	3.14	3.15
^{32}S	3.44	0.62	-0.21	3.51	0.61	3.24	3.27
^{39}K	3.74	0.59	-0.20	3.75	0.58	3.41	3.41
^{40}Ca	3.71	0.59	-0.13	3.70	0.59	3.49	3.48
^{48}Ca	3.81	0.53	-0.08	4.06	0.52	3.48	3.64
^{90}Zr	4.86	0.57	-0.09	5.09	0.57	4.26	4.41
^{208}Pb	6.72	0.51	-0.06	6.69	0.57	5.50	5.56

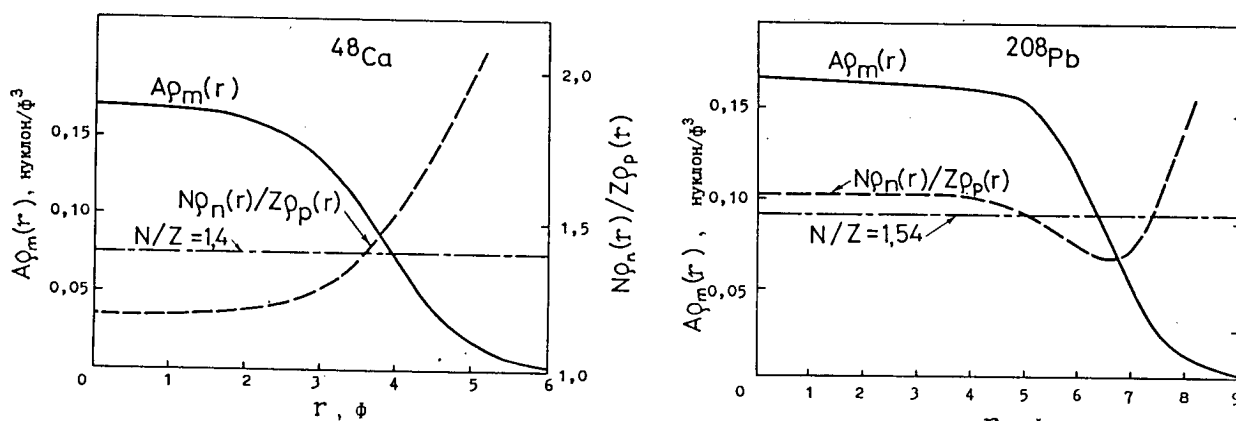


Рис.4. Отношения плотности нейтронов $N\rho_n(r)$ к плотности протонов $Z\rho_p(r)$ в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb в зависимости от расстояния r от центра ядра.

Поверхность ядра ^{48}Ca ($r > 4$ ФМ) оказалась обогащенной нейтронами. Напротив, в ядре ^{208}Pb на поверхности ядра ($5 < r < 7$ ФМ) наблюдается относительный избыток протонов, что может быть результатом кулоновского расталкивания протонов в этом ядре. Однако с увеличением расстояния от центра ядра плотность протонов убывает значительно быстрее, чем плотность нейтронов. В результате далекая периферия ядра ($r > 7.5$ ФМ) также оказывается обогащенной нейтронами. Для близких по атомному числу магических ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca получено наиболее точное значение разности между с.к.р. нейтронных распределений $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} |_{48} - \langle r^2 \rangle_n^{1/2} |_{40} = 0.15 \pm 0.02$ ФМ. В контрольном эксперименте, выполненном авторами на другой установке (в Сакле), этот результат был подтвержден. То же значение (0.16 ± 0.05 ФМ) было получено позднее и американскими физиками.

Измеренные сечения могут служить эффективным средством проверки правильности теоретических предсказаний в отношении нуклонных распределений. С экспериментом хорошо согласуются сечения, рассчитанные с плотностями, полученными в теории конечных ферми-систем методом "частичного" самосогласования [6]. Сечения же, рассчитанные

с плотностями, полученными методом Хартри-Фока, заметно отличаются от экспериментальных. Характер этих расхождений свидетельствует о том, что плотности, полученные методом Хартри-Фока, слишком круто спадают на поверхности ядра, т.е. они имеют заниженную толщину поверхностного слоя. Теория также, как правило (за исключением некоторых последних работ), дает завышенные значения разностей между с.к.р. нейтронных и протонных распределений. Отметим, что очень хорошее согласие расчетных сечений с экспериментальными было достигнуто в работе Саперштейна и Стародубского [7], использовавших квазичастичный метод Лагранжа. На основании сравнения расчетных сечений с экспериментальными, авторы упомянутой работы исключили гипотезу разбухания нуклонов в ядрах, высказывавшуюся ранее для объяснения так называемого ЕМС-эффекта, и получили ограничение на величину возможного увеличения эффективного размера нуклона в ядре: $\Delta r_N/r_N \leq 5\%$.

Неупругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ и переходные ядерные плотности

Данные по неупругому рассеянию протонов можно использовать для изучения переходных ядерных плотностей, характеризующих изменение плотности ядра при переходе его из основного состояния в возбужденное. Отметим, что экспериментально не только нейтронные, но и протонные переходные плотности изучены хуже, чем плотности основного состояния. Сравнение расчетных сечений с измеренными позволяет сделать выбор теоретической модели, в лучшей степени согласующейся с экспериментальными данными. Полученные здесь результаты свидетельствуют о том, что переходная плотность модели Бора-Моттельсона позволяет удовлетворительно описать измеренные сечения [8], в то время как довольно "популярная" модель Тасси находится в резком разногласии с экспериментальными данными (рис.5).

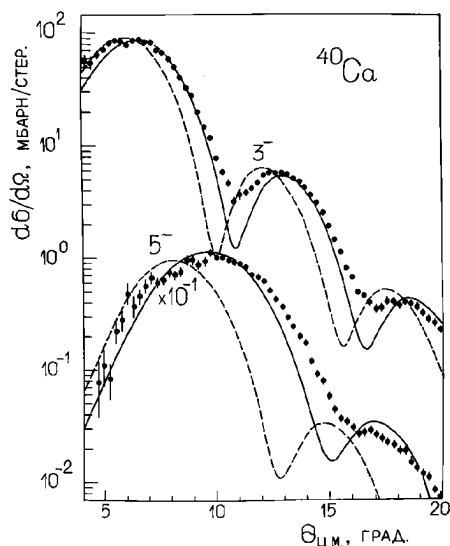


Рис.5. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{40}Ca . Расчеты проведены с переходными плотностями моделей Бора-Моттельсона (сплошные линии) и Тасси (пунктирные). Видно, что модель Бора-Моттельсона существенно лучше согласуется с экспериментом.

Сечения неупругого рассеяния протонов на ядрах могут быть использованы для определения характеристик возбужденного состояния ядра (для определения величины и знака деформации ядра в возбужденном состоянии, для выяснения природы возбужденного состояния — имеет ли оно однофононную или двухфононную природу).

Анализ данных по неупругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах изотопов Ni (эти данные были получены в совместном эксперименте в Сакле) впервые позволил провести детальное сопоставление изоскалярных переходных плотностей с протонными переходными плотностями (для $0^+ \rightarrow 2^+$ переходов на низшие коллективные состояния [8] – см. рис.6.

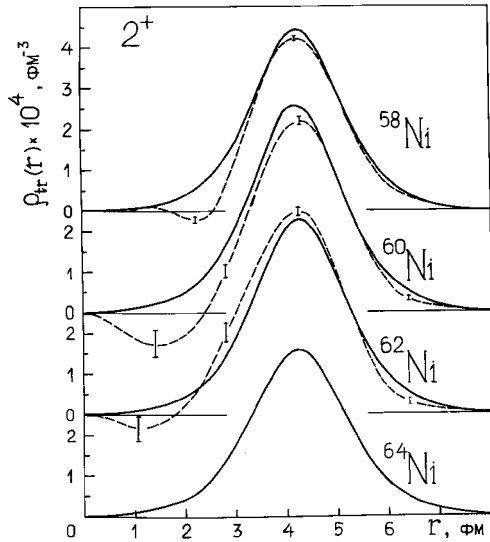


Рис.6. Сравнение одночастичных изоскалярных переходных плотностей, полученных из данных по неупругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ, (сплошные линии) с зарядовыми плотностями, полученными из данных по неупругому рассеянию электронов (штриховые линии). Рассмотрены $0^+ \rightarrow 2^+$ переходы в ядрах изотопов Ni.

Различия между изоскалярными и протонными плотностями в рассмотренных переходах оказались весьма малы. Полученный результат свидетельствует о сильной изовекторной квадрупольной поляризации внешними нуклонами остова возбужденного ядра. Анализ данных по неупругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах впервые позволил также [8] провести сравнение изоскалярных переходных радиусов с электромагнитными.

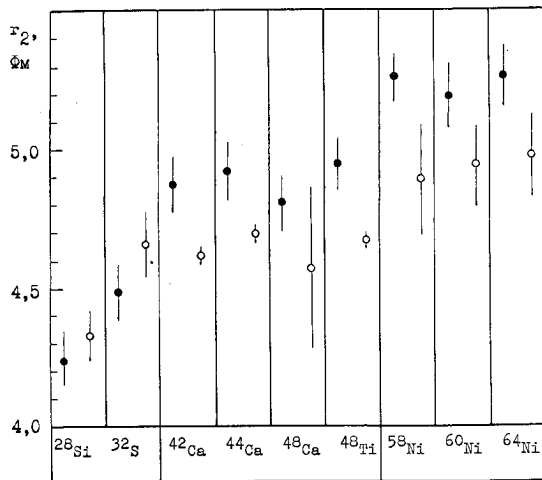


Рис.7. Сравнение изоскалярных переходных радиусов, полученных из данных по неупругому рассеянию протонов (сплошные кружки), с зарядовыми радиусами, полученными из данных по рассеянию электронов (полые кружки). Рассмотрены $0^+ \rightarrow 2^+$ переходы на низшие 2^+ -состояния.

Из рис.7 видно, что в ядрах с $N=Z$ изоскалярный переходный радиус несколько меньше электромагнитного, хотя наблюдаемое различие лежит в пределах ошибок измерений. В ядрах же с $N>Z$ наблюдается систематическое превышение изоскалярного радиуса над электромагнитным.

Исследование экзотических ядер методом упругого рассеяния протонов промежуточной энергии

Одним из наиболее значительных событий в ядерной физике в последнее время было обнаружение легких нейтроноизбыточных ядер с нейтронным гало (таких как ^{11}Li или ^{14}Be). Как уже надежно установлено, структура этих ядер существенно отличается от структуры стабильных ядер. Они состоят из кора с обычным ядерным размером и рыхлого нейтронного гало, окружающего кор, причем размер гало может быть значительно больше размера кора. Как здесь уже обсуждалось, наиболее точные сведения о распределении ядерной материи можно получать из экспериментов по упругому рассеянию протонов с энергией около 1 ГэВ. Поскольку мишень достаточной массы из короткоживущих экзотических ядер сделать невозможно, то здесь проводить эксперимент можно только в "инверсной" кинематике, в которой быстрый пучок экзотических ядер рассеивается на водородной мишени. Вследствие того, что интенсивность вторичных пучков радиоактивных ядер относительно низка, измерить дифференциальные сечения с достаточной статистической точностью при больших углах рассеяния представляется затруднительным. Однако, как следует из теоретического рассмотрения, анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния даже в ограниченном диапазоне малых углов – при условии, что сечения измерены достаточно точно – позволяет получить информацию не только о среднеквадратичном радиусе ядра, но и о форме радиального распределения ядерной материи.

Первый эксперимент по упругому рассеянию протонов промежуточной энергии на экзотических ядрах в инверсной кинематике был выполнен на вторичных пучках ускорителя тяжелых ионов в ГСИ (Дармштадт) с помощью детектора ядер отдачи ИКАР [9], разработанного в ПИЯФ и использовавшегося ранее для изучения малоуглового рассеяния адронов. В этом эксперименте исследовались нейтроноизбыточные изотопы ядер гелия: ядра ^6He и ^8He . Вторичные пучки ядер ^6He и ^8He с энергией ~ 0.7 ГэВ/нуклон взаимодействовали с ядрами водорода в наполненной водородом ионизационной камере ИКАР. Водород в ИКАРе служил одновременно мишенью и рабочим газом ионизационной камеры. Величина переданного при рассеянии импульса определялась по энергии протона отдачи, измерявшейся с помощью ионизационной камеры, или по величине угла рассеяния первичной частицы (^6He , ^8He), который измерялся с помощью проволочных пропорциональных камер, установленных спереди и сзади детектора ИКАР. Для контроля было измерено также сечение $p^4\text{He}$ -рассеяния. Измеренные сечения (в зависимости от квадрата переданного импульса) приведены на рис.8 [10].

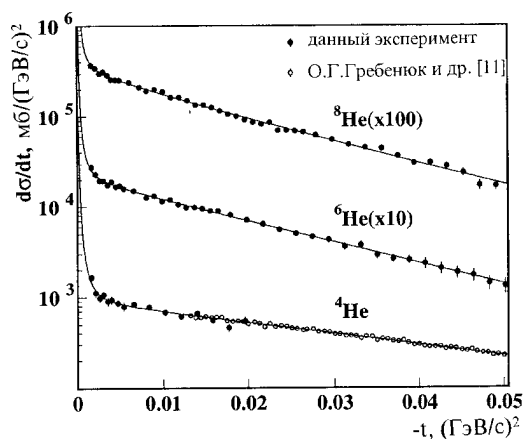


Рис.8. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 0.7 ГэВ на ядрах изотопов He, измеренные в инверсной кинематике ("сплошные" точки), в зависимости от квадрата переданного импульса. "Полые" точки – данные предыдущего эксперимента, выполненного в прямой кинематике. Сплошные линии – сечения, рассчитанные по теории Глаубера-Ситенко.

В случае $p^4\text{He}$ рассеяния сечения, измеренные в "обратной" кинематике, хорошо согласуются с данными, полученными ранее в "прямой" кинематике [11]. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ^6He и ^8He анализировались с помощью теории Глаубера-Ситенко (рис.8). При этом для описания нуклонных распределений в этих ядрах использовалось несколько различных двух-параметрических выражений. Оказалось, что найденные плотности для этих ядер (рис.9) относительно слабо зависят от конкретного выбора параметризации распределения плотности (за исключением центральной части ядра и далекой периферии, где плотности малы).

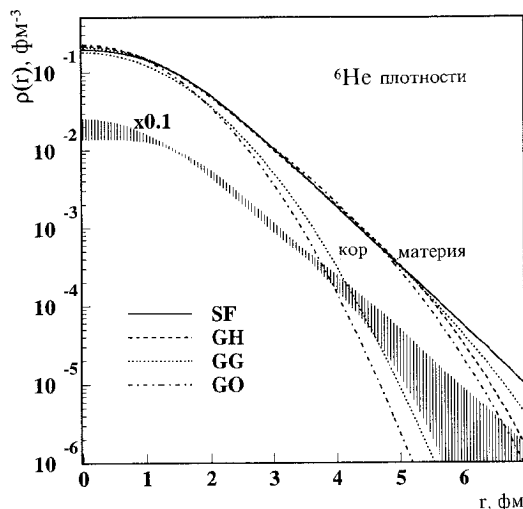


Рис.9. Распределения ядерной плотности кора и всей ядерной материи в ядре ^6He , полученные из данных по упругому рассеянию протонов с использованием различных ядерных моделей (SF, GH, GG и GO). Ширина заштрихованного коридора отображает величину статистических и модельных неопределенностей извлечения плотности.

Найденные среднеквадратичные радиусы распределений ядерной материи также слабо зависят от используемой ядерной модели и равны $R_m = 2.30 \pm 0.10$ Фм для ^6He и $R_m = 2.45 \pm 0.10$ Фм для ^8He . Полученные результаты согласуются с концепцией, что эти ядра состоят из кора из 4 нуклонов (альфа-кластер) с радиусом 1.6–1.9 Фм и значительной нейтронной "шубы" с толщиной 0.6÷1.1 Фм.

Данный эксперимент продемонстрировал, что упругое рассеяние протонов промежуточной энергии в инверсной кинематике может служить эффективным средством изучения экзотических ядер. Следующий этап эксперимента – исследование ядер тяжелых изотопов Li, включая ядро ^{11}Li .

Список литературы

- [1] С.Л.Белостоцкий, Г.Д.Алхазов, Г.М.Амальский, А.А.Воробьев, Ю.В.Доценко. // Письма в ЖЭТФ, 1973. Т.17. С.101–102.
- [2] G.D.Alkhazov, S.L.Belostotsky and A.A.Vorobyov. // Phys.Reports, 1978. V.42. P.89–144.
- [3] G.D.Alkhazov, S.L.Belostotsky, O.A.Domchenkov, Yu.V.Dotsenko, N.P.Kuropatkin, V.N.Nikulin, M.A.Shuvaev, A.A.Vorobyov. // Nucl.Phys., 1982. V.A381. P.430–444.
- [4] Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, Ю.В.Доценко, О.А.Домченков, Н.П.Куропаткин, В.Н.Никулин. // Ядерная физика, 1985. Т.41. С.561–572.
- [5] Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьев, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куропаткин, В.Н.Никулин. // Ядерная физика, 1985. Т.42. С.8–19.

- [6] *Г.Д.Алхазов, Б.Л.Бирбраир, С.И.Глезер, Л.П.Лапина, В.А.Садовникова.* // Ядерная физика, 1978. Т.27. С.333–334.
- [7] *Э.Е.Санерштейн, В.Е.Стародубский.* // Ядерная физика, 1987. Т.46. С.69–79.
- [8] *Г.Д.Алхазов.* // Ядерная физика, 1988. Т.47. С.920–932.
- [9] *A.A.Vorobyov, G.A.Korolev, V.A.Schegelsky, G.Ye.Solyakin, G.L.Sokolov, Yu.K.Zalite.* //Nucl.Instr., 1974. V.119. P.509–519.
- [10] *G.D.Alkhazov, M.N.Andronenko, A.V.Dobrovolsky, G.E.Gavrilov, A.V.Khazadeev, G.A.Korolev, A.A.Lobodenko, D.M.Seliverstov, N.A.Timofeev, A.A.Vorobyov, V.I.Yatsoura et al.* PNPI Research Report, 1994–1995.
- [11] *O.G.Grebenyuk, A.V.Khazadeev, G.A.Korolev, S.I.Manayenkov, J.Saudinos, G.N.Velichko and A.A.Vorobyov.* // Nucl.Phys., 1989. V.A500. P.637–652.