

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР НА УСТАНОВКЕ С АКТИВНОЙ МИШЕНЬЮ ИКАР МЕТОДОМ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ В ИНВЕРСНОЙ КИНЕМАТИКЕ

Г. Д. Алхазов, А. А. Воробьев, А. В. Добровольский,
Г. А. Королев, А. В. Ханзадеев*

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

Представлен обзор работ по изучению пространственной структуры легких экзотических ядер коллаборацией ПИЯФ–GSI. В Центре по исследованиям с тяжелыми ионами им. Г. Гельмгольца (GSI, Дармштадт) проведен цикл экспериментов на пучках радиоактивных ядер с энергией 0,7 ГэВ/нуклон по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на малые углы в инверсной кинематике с помощью созданного в ПИЯФ ионизационного спектрометра ИКАР. Анализ измеренных сечений позволил найти распределения ядерной материи в исследованных ядрах изотопов He, Li, Be, B, C и определить размеры гало в ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^{15}\text{C}$.

This paper presents a review of studies on the spatial structure of light exotic nuclei performed by the PNPI–GSI collaboration. A series of experiments were carried out on beams of exotic nuclei with an energy of 0.7 GeV/u at the Helmholtz Centre for Heavy Ion Research (GSI, Darmstadt), in which the differential cross sections for proton–nucleus small-angle scattering in inverse kinematics were measured using the ionization spectrometer IKAR developed at PNPI. An analysis of the measured cross sections has allowed one to determine the nuclear matter distributions in the studied nuclei of the He, Li, Be, B, C isotopes and also to determine the halo sizes in ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ and ${}^{15}\text{C}$.

PACS: 21.10.Gv; 25.40.Cm; 29.40.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Появление ускорительных комплексов для получения достаточно интенсивных вторичных пучков радиоактивных ядер открыло возможность исследовать изменение структуры и свойств атомного ядра по мере удаления от дорожки β -стабильности. Эти исследования сопровождались

* E-mail: dobrovolsky_av@pnpi.nrcki.ru

совершенствованием методов и техники экспериментов. Были обнаружены новые свойства ядерной материи у нейтронно-избыточных ядер, расположенных вблизи границы нейтронной стабильности, существование нейтронной шубы (skin) и гало [1–4]. Нейтронная шуба характеризуется увеличением нейтронной плотности на поверхности ядер и количественно определяется как разница между нейтронным R_n и протонным R_p среднеквадратичными радиусами (с. к. р.) радиального распределения плотности нуклонов. Нейтронное гало возникает в результате туннельного проникновения слабосвязанного нейтрона (или нейтронов) через потенциальный барьер и проявляется как протяженное распределение ядерного вещества за пределами компактного ядра-кора.

Необходимым условием образования гало считается небольшая энергия отделения нейтрона ($S_n \lesssim 1$ МэВ). Именно при уменьшении энергии отделения валентного или нескольких валентных нуклонов у нейтронно-избыточных ядер происходит изменение формы ядра, в котором образуется гало. Другим важным критерием для появления гало является конфигурация валентного нуклона. Орбита, на которой он находится, должна иметь низкий угловой момент относительного движения ($l = 0, 1$). Существование нейтронного гало приводит к увеличению среднеквадратичного радиуса распределения ядерного вещества. Это проявляется в повышенном значении полного сечения реакции (σ_R), или сечения взаимодействия (σ_I), что и явилось первым признаком образования гало в экзотических ядрах, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{14}\text{Be}$ [1, 4]. Важным признаком гало-ядра является также узкое импульсное распределение продуктов реакции при фрагментации у экзотических ядер в сравнении со стабильными ядрами. Величина сечения выбивания одного нейтрона тоже может служить индикатором ядра с гало.

В ряде экспериментов и теоретических работ изучалась возможность существования протонной шубы и протонного гало в протонно-избыточных ядрах (в ядрах ${}^8\text{B}$, ${}^{17}\text{Ne}$).

В экспериментах по исследованию экзотических ядер трансмиссионным методом [4] измеряются полные сечения реакции (или сечения взаимодействия) на различных мишенях (C, Be, Al). Полученные сечения используются для определения радиусов материи (R_m) экзотических ядер в рамках модели Глаубера [3, 4].

Размеры ядра и форма радиального распределения ядерной материи являются фундаментальными характеристиками ядра и отражают основные свойства ядерных сил. Экспериментально определенные радиусы R_m и форма распределения ядерной материи служат для проверки теоретических моделей, описывающих ядерную структуру. Наиболее надежная информация о распределении ядерной материи в стабильных ядрах получена методом упругого рассеяния протонов промежуточной энергии (около 1 ГэВ) [3, 5]. При такой энергии процесс взаимодействия описывается теорией дифракционного рассеяния Глаубера, позволяющей достаточно точно связать измеренные сечения рассеяния с искомыми

распределениями ядерной плотности. Для исследования структуры экзотических ядер в ПИЯФ было предложено [6] проводить эксперимент в инверсной кинематике, при этом пучок экзотических ядер рассеивать на водородной мишени, в качестве которой использовать разработанный в ПИЯФ ионизационный спектрометр ИКАР. Экспериментальная установка с активной мишенью ИКАР [7, 8] ранее успешно применялась в исследованиях упругого рассеяния адронов на малые углы [9–12].

Целью экспериментов, выполненных на вторичных пучках ускорительного комплекса Центра по исследованиям с тяжелыми ионами им. Г. Гельмгольца (GSI) в Дармштадте на установке ИКАР, было измерение абсолютных дифференциальных сечений $d\sigma/dt$ малоуглового упругого рассеяния протонов на исследуемых ядрах. Анализ сечений в рамках теории Глаубера позволяет получить информацию не только о с. к. р. ядра, но и о форме радиального распределения ядерной материи. Рассеяние на нуклонах гало дает вклад в дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ в основном при малых переданных импульсах $|t|$, т. е. при малых углах рассеяния. Поэтому при определении размера гало особенно важной является область сечений $d\sigma/dt$ при малых переданных импульсах. Анализ формы измеренных сечений позволяет определить с. к. р. как ядерного кора R_c , так и валентного (гало) нуклона (валентных нуклонов) R_v (R_h). При этом с. к. р. ядерной материи определяется как

$$R_m = \left[\frac{A_c R_c^2 + A_v R_v^2}{A} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где A — число нуклонов ядра; A_c — число нуклонов кора; A_v — число валентных (гало) нуклонов; R_c и R_v — соответствующие радиусы в системе центра масс ядра.

В серии экспериментов, проведенных в GSI физиками коллаборации ПИЯФ–GSI, были измерены абсолютные сечения $d\sigma/dt$ упругого рассеяния протонов при энергии 0,7 ГэВ/нуклон в диапазоне переданных импульсов $0,002 \leq |t| \leq 0,05$ (ГэВ/с)² на нейтронно-избыточных ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ [13, 14], ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ [15], ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$ [16], ${}^{14}\text{C}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{17}\text{C}$ [17] и на протонно-избыточных ядрах ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ [18, 19]. Измерения на стабильных ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ [13, 15, 17], имеющих равное количество протонов (Z) и нейтронов (N), для которых предполагаются одинаковые распределения протонов и нейтронов, были проведены для проверки правильности работы использованной методики. Результаты анализа измеренных сечений показали наличие гало в ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^{15}\text{C}$.

В данном обзоре описывается экспериментальная установка с детектором ИКАР для исследования структуры экзотических ядер, обсуждается метод анализа экспериментальных данных и приводятся основные результаты выполненных исследований.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на ускорительном комплексе GSI, вторичные пучки которого обладают достаточно высокой интенсивностью, при энергии около 0,7 ГэВ/нуклон. Первичные пучки ионов (^{18}O или ^{22}Ne) с ускорителя SIS направлялись на бериллиевую мишень, расположенную на входе фрагмент-сепаратора (FRS). Система отклоняющих магнитов FRS в сочетании с поглотителем позволяла выделять вторичные пучки исследуемых изотопов, которые фокусировались в центре активной водородной мишени ИКАР. Средняя энергия вторичных пучков определялась с точностью $\sim 0,1\%$ при энергетическом разрешении пучка 1,1–1,3% (ширина на полувысоте).

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучки исследуемых ядер взаимодействовали с ядрами водорода ионизационной камеры ИКАР, наполненной водородом при давлении 10 атм. Спектрометр ИКАР являлся одновременно газовой мишенью и детектором протонов отдачи, т.е. активной мишенью. ИКАР состоит из шести одинаковых модулей, представляющих собой аксиальные ионизационные камеры (ИК) с сеткой, работающие на электронном собирании. Сигналы, получаемые с электродов, дают информацию об энергии протона отдачи T_R , его угле рассеяния Θ_R и точке взаимодействия Z_V в промежутке катод–сетка. Протоны отдачи регистрировались на совпадение с рассеянными частицами пучка. Угол рассеяния Θ_S налетающего ядра определялся с помощью системы многопроволочных пропорциональных камер

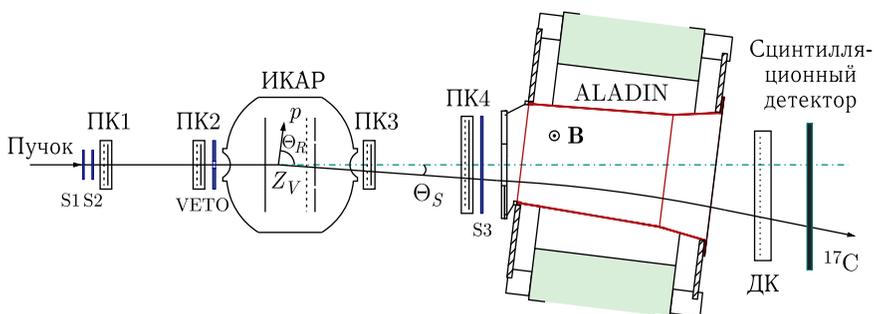


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки [17]. ИКАР — ионизационная камера, которая служит как водородная мишень и как детектор протонов отдачи. На рисунке показан только один из шести модулей ИКАР. Ионизационная камера ИКАР позволяет определять энергию T_R протона отдачи, его угол вылета Θ_R и координату Z_V вершины взаимодействия. ПК1–ПК4 — многопроволочные пропорциональные камеры, измеряющие угол рассеяния Θ_S налетающей частицы. S1–S3 и VETO — сцинтилляционные детекторы для идентификации частицы и триггерирования. Магнит ALADIN с дрейфовой камерой ДК и сцинтилляционным годоскопом служат для идентификации рассеянной частицы

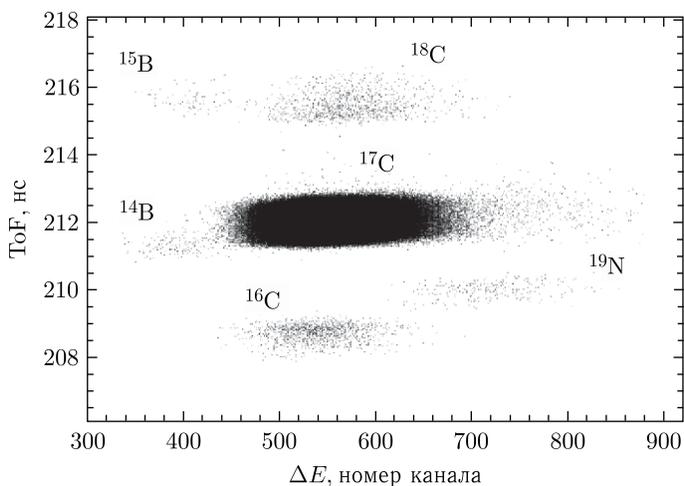


Рис. 2. Двумерное распределение событий по времени пролета (ToF) и потере энергии (ΔE) в сцинтилляционном детекторе S3 для случая частиц пучка ядер ^{17}C [17]

ПК1–ПК4, установленных спереди и сзади детектора ИКАР. Каждая из камер измеряла x - и y -координаты. Сцинтилляционные счетчики S1–S3 служили для идентификации частиц пучка по времени пролета и величине dE/dx . Сцинтилляционный детектор VETO, включенный на антисовпадения, отбирал только те пучковые частицы, которые проходили на расстоянии не более 10 мм от оси камеры. Качество выделения нужного изотопа показано на рис. 2 для случая вторичного пучка ядер ^{17}C . Присесь других изотопов составляла менее 0,1%. Расположенные в конце экспериментальной установки дипольный магнит ALADIN и система сцинтилляционных детекторов за ним позволяли выделять неупругие каналы с развалом рассеиваемых ядер в реакциях в рабочем объеме ионизационной камеры.

СПЕКТРОМЕТР ЯДЕР ОТДАЧИ ИКАР

Главным элементом экспериментальной установки являлся наполненный водородом спектрометр ядер отдачи ИКАР, который одновременно служил водородной мишенью и детектором ядер отдачи (рис. 3). В цилиндрическом корпусе из нержавеющей стали объемом 500 л размещены 6 одинаковых модулей плоских ИК с сеткой, аноды которых состоят из центрального А и кольцевых В и С электродов (рис. 4).

Сигналы регистрируются только с анодов А и В, анод С используется лишь для выравнивания электрического поля (для этой же цели выравнивания поля используется и потенциальный электрод катода). Рассеива-

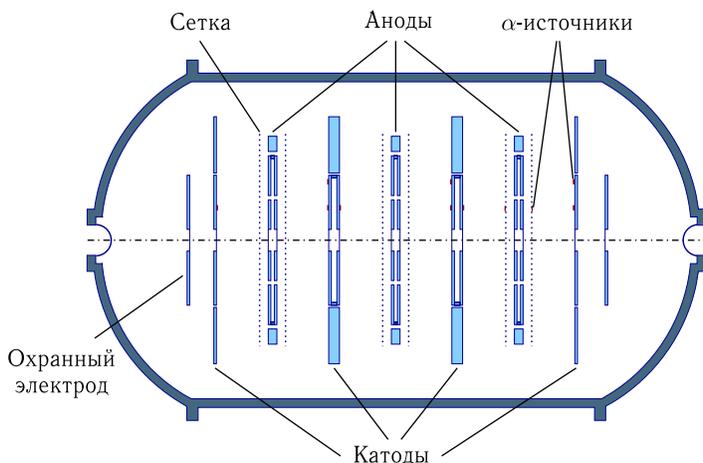


Рис. 3. Схематическое изображение ионизационной камеры ИКАР в продольном разрезе

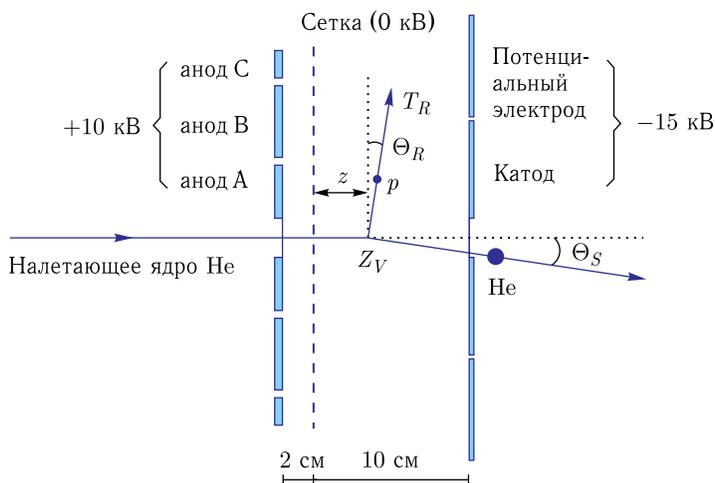


Рис. 4. Схематическое изображение одного из модулей ИКАР. Также представлен пример рассеяния налетающего ядра He на ядре атома водорода. Θ_S — угол рассеяния налетающего ядра He; T_R — кинетическая энергия протона отдачи; Θ_R — угол его рассеяния (отсчитываемый от плоскости анода)

емые частицы пересекают камеру вблизи ее оси перпендикулярно поверхности электродов. Регистрируются протоны отдачи, возникающие в рабочем объеме между катодом и сеткой. Протоны отдачи, соответствующие упругому рассеянию на малые углы, вылетают почти параллельно плоскости электродов. Образовавшиеся при ионизации электроны дрейфуют

к сетке, проходят через нее и собираются на аноде. Собранные заряды подаются на вход зарядово-чувствительного преусилителя, связанного с амплитудно-цифровым преобразователем. Анализ измеренных токовых сигналов [13] позволяет определить энергию протона отдачи T_R и угол его вылета Θ_R относительно плоскости электродов. Положение точки взаимодействия Z_V на оси камеры определяется по времени задержки появления анодного сигнала относительно быстрого триггерного сигнала от сцинтилляционных счетчиков S1–S3. Разделение анода на центральный А и кольцевой В позволяет получить дополнительную информацию о соотношении сигналов с этих электродов (рис. 5), используемую для отбора упругих событий. На рис. 6 показаны токовые сигналы, полученные с анодов А и В для события упругого рассеяния при энергии протона отдачи $T_R = 4,13$ МэВ. Принципы работы ИК с сеткой и конструкция камеры ИКАР детально описаны в работах [7, 8, 10, 13]. Здесь будут представлены основные рабочие характеристики детектора ИКАР.

Для наполнения камеры использовался чистый коммерческий водород N60, для которого общий уровень примесей составляет менее 1 ppm, в том числе уровень электроотрицательных примесей $H_2O < 0,5$ ppm и $O_2 < 0,1$ ppm. Наличие электроотрицательных примесей в газе приводит к потере электронов из-за «прилипания» к молекулам водорода в процессе их дрейфа и, следовательно, к уменьшению заряда, собранного на аноде. Другой причиной уменьшения сигнала на аноде является неполная экранировка анода сеткой [7]. Для энергетической калибровки зарядовых сигналов, создаваемых протонами отдачи, использовались сигналы от тонких α -источников ^{241}Am ($E_\alpha = 5,486$ МэВ), нанесенных на катоды и на сетки. Разница в положении α -пиков от сеточного и катодного α -источников использовалась для введения поправки, учитывающей потерю заряда из-за прилипания и неполную экранировку анода сеткой, а также служила для контроля чистоты газа в процессе эксперимен-

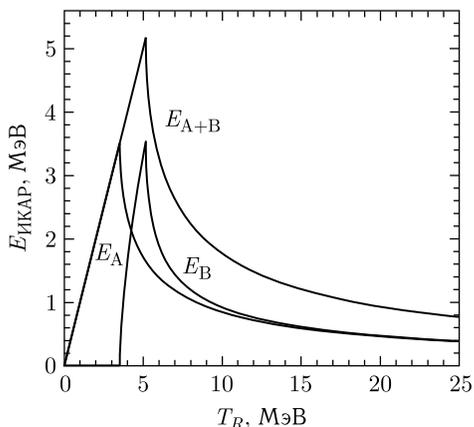


Рис. 5. Расчетные значения энергии протонов отдачи, которые можно зарегистрировать на анодах А и В ионизационной камеры ИКАР, в зависимости от энергии T_R [13]. Показана также суммарная энергия E_{A+B} . Расчет выполнен для событий упругого рассеяния ядер ^8He с энергией 0,7 ГэВ/нуклон в предположении, что пучок ядер ^8He идет по осевой линии ионизационной камеры ИКАР

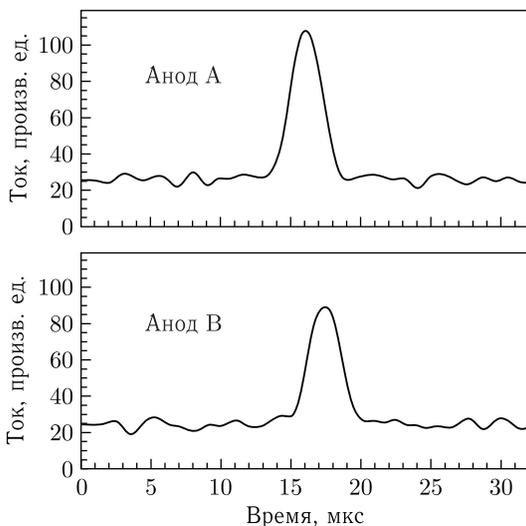


Рис. 6. Пример измеренных с помощью амплитудно-цифрового преобразователя токовых сигналов на анодах А и В второго модуля ионизационной камеры ИКАР [13]. Энергия протона отдачи $T_R = 4,13$ МэВ

та [13]. Энергетическое разрешение σ_E , полученное для α -линии на анодах, варьировалось в пределах 45–55 кэВ. Частицы пучка теряют в промежутке катод–сетка около $36 Z^2$ кэВ, где Z — заряд частицы. Время дрейфа электронов от катода до сетки составляет ~ 20 мкс. Для исключения возможности наложения сигналов от полезных событий была применена специальная электронная схема «разравнивания» для сигналов от пучковых частиц. Она исключала возможность регистрации второй частицы в течение $\tau = 25$ мкс как до, так и после прохождения зарегистрированной частицы.

Как газовая мишень ИКАР характеризуется плотностью ядер водорода ρ , которая вычислялась по результатам измерений давления и температуры газа в камере. При вычислении ρ нужно учитывать отклонение реальной сжимаемости от поведения идеального газа [20]:

$$\rho = 2N_L \frac{273,15 P}{T(1 + B_P(T) P)}, \quad (2)$$

где $N_L = 2,6867811(15) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ — число Лошмидта для идеального газа при $T = 273,15$ К и $P = 1$ атм = 101,323 кПа; P — давление в атм; T — температура в К. $B_P(T) = B_V(T)/RT$, где $B_V(T)$ — второй вириальный коэффициент, зависящий от температуры, $R = 82,057$ атм/К \times моль — газовая постоянная. Значение $B_V(T)$ взято из литературы. Наиболее точное экспериментальное значение $B_V(T)$ составляет вели-

чину $14,38(15) \text{ см}^3/\text{моль}$ при $T = 298,15 \text{ К}$ [21]. Недавно рассчитанное значение $B_V(T)$ [22] совпадает с этим экспериментальным результатом.

При $B_V(T) = 14,38 \text{ см}^3/\text{моль}$ значение $B_P(T)$ равно $0,000588 \text{ атм}^{-1}$ и рабочая формула, справедливая при температурах около 25°С , имеет вид

$$\rho = \frac{5,37356 \cdot 10^{19} \cdot 273,15 P}{T(1 + 0,000588 P)}. \quad (3)$$

В процессе работы на пучке проводилось несколько измерений давления и температуры газа в камере. Среднее значение полученных при этом по формуле (3) величин ρ использовалось в расчетах дифференциальных сечений. При давлении 10 атм общая толщина шести рабочих промежутков в ИК составляла около $3 \cdot 10^{22} \text{ протонов/см}^2$.

Контроль за линейностью и стабильностью каналов электроники осуществлялся с помощью генераторных сигналов, подаваемых на входы преусилителей.

Для того чтобы уменьшить количество вещества на пути пучка и минимизировать многократное кулоновское рассеяние налетающих частиц, входные и выходные окна ИК были изготовлены из бериллия в виде полусфер диаметром 7 см и толщиной $0,5 \text{ мм}$. Центральная часть электродов изготовлена из тонкой алюминиевой фольги общей толщиной 140 мкм . Кроме того, в промежутках между камерами ПК1 и ПК2, а также ПК3 и ПК4 установлены наполненные гелием трубы с тонкими майларовыми входными и выходными окнами.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Абсолютное дифференциальное сечение упругого рассеяния находилось по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\Delta N}{\Delta t B \rho \Delta L}. \quad (4)$$

Здесь ΔN — число событий упругого рассеяния в интервале Δt квадрата переданного 4-импульса t ; B — число частиц пучка, давших триггерный сигнал; ρ — плотность ядер водорода в камере; ΔL — использованная длина мишени.

Величина квадрата переданного 4-импульса t может быть определена двумя способами: либо с использованием информации об энергии протона отдачи T_R , полученной детектором ИКАР, по соотношению

$$-t = 2mT_R, \quad (5)$$

либо по углу рассеяния налетающей частицы Θ_S , определенному с помощью системы многопролочных пропорциональных камер,

$$-t = \frac{4p_i^2 \sin^2 \frac{\Theta_S}{2}}{1 + \frac{2E_i}{m} \sin^2 \frac{\Theta_S}{2}} \approx (p_i \Theta_S)^2, \quad (6)$$

где последнее (приближенное) равенство справедливо для малых значений угла Θ_S .

В этих выражениях m — масса протона; p_i и E_i — начальный импульс и начальная полная энергия налетающей частицы пучка. Заметим, что величины T_R и Θ_S связаны соотношением

$$T_R = \frac{2p_i^2 \sin^2 \frac{\Theta_S}{2}}{m + 2E_i \sin^2 \frac{\Theta_S}{2}}. \quad (7)$$

В ионизационной камере надежная регистрация протона отдачи возможна при $T_R \geq 0,5$ МэВ. При $T_R \geq 5,2$ МэВ длина пробега протона превышает величину внешнего радиуса анода В и при этом измеряется только часть полной энергии T_R . При малых переданных импульсах $|t| \leq 0,01$ (ГэВ/с)² t -шкала может калиброваться по данным с ИК в соответствии с формулой (5), при этом разрешение $\sigma_t \approx 0,0001$ (ГэВ/с)² и определяется энергетическим разрешением ИК. В полном диапазоне переданных импульсов t величина T_R может находиться по результатам измерения угла рассеяния Θ_S . При этом разрешение σ_t в таком методе

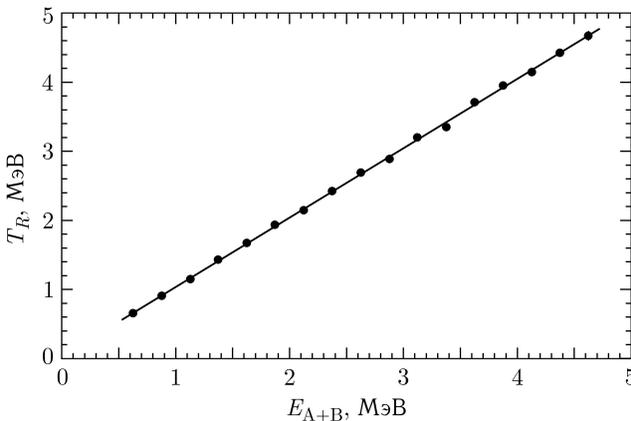


Рис. 7. Корреляция между энергией E_{A+B} , измеряемой ионизационной камерой ИКАР, и энергией протонов отдачи T_R , определяемой по формуле (7), при $T_R < 5$ МэВ для $p^{15}\text{C}$ -рассеяния

калибровки хуже, чем при измерении T_R в ИК. Оно определяется угловым разрешением σ_Θ , которое в проведенных экспериментах было не более чем ~ 1 мрад и находилось в калибровочных измерениях с пучком нерассеянных частиц [13]. В измеренных дифференциальных сечениях $d\sigma/dt$ t -шкала калибровалась по данным с ИК по формуле (5) в диапазоне $0,002 \leq |t| \leq 0,010$ (ГэВ/с)². В диапазоне $0,01 \leq |t| \leq 0,05$ (ГэВ/с)² была использована калибровка по углу Θ_S по формуле (6). Для проверки правильности калибровки t -шкалы проводилось сравнение результатов обеих калибровок в интервале малых значений $|t|$ (рис. 7). Ошибка в калибровке t -шкалы оценивается в 1,5 %

Отбор полезных событий упругого рассеяния осуществлялся в несколько этапов. Пучковые частицы нужного изотопа идентифицировались (см. рис. 2), после чего режектировались события развала в газе ИК, определяемые с помощью магнитного анализа. Корреляция между энергией протона E_{A+B} , измеренной в ИК, и углом рассеяния Θ_S налетающей частицы позволяла убрать фон случайных совпадений (рис. 8). Для отбора упругих событий использовалась также корреляция сигналов центрального А и кольцевого В анодов (рис. 9). Для того чтобы учесть потери полезных событий при установке границ на двумерных матрицах распределений событий на рис. 8 и 9 и ввести необходимые поправки, использовалась имитация распределения событий упругого рассеяния, проведенная по методу Монте-Карло. Такие потери были только в области малых значений энергий E_A и E_B , т.е. при большой энергии протонов отдачи ($T_R \gtrsim 20$ МэВ), и не превышали 5–7 %.

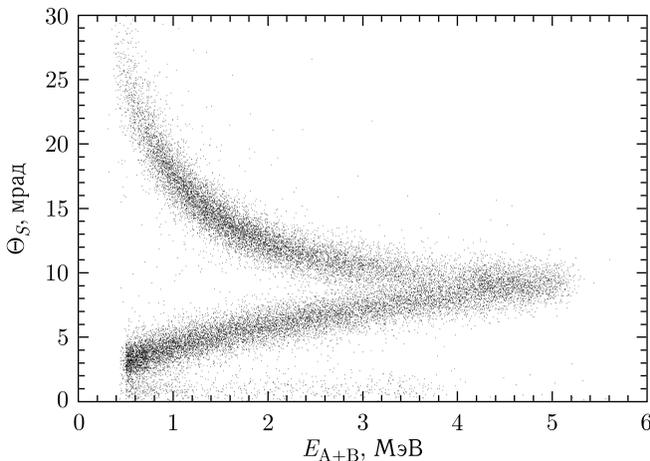


Рис. 8. Корреляция между углом рассеяния Θ_S налетающего ядра ^8B и энергией E_{A+B} , определяемой по величине заряда, собираемого в ИКАР на электродах А и В [19]

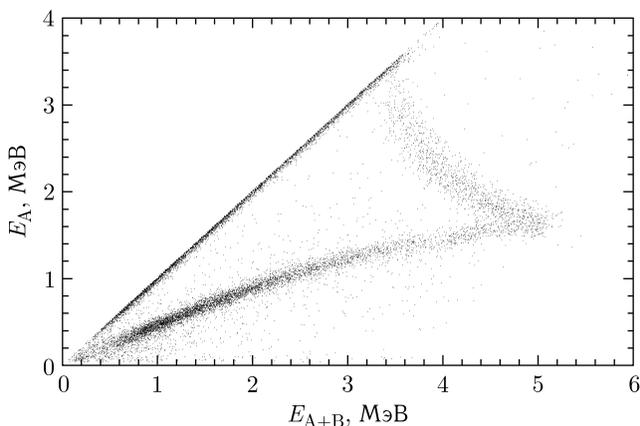


Рис. 9. Корреляция между энергией E_A , определяемой по величине заряда, собранного электродом А, и энергией E_{A+B} , определяемой по величине заряда, собранного на электродах А и В, для событий упругого $p^8\text{He}$ -рассеяния [13]. Левая узкая полоса соответствует событиям, когда протон отдачи останавливается в пределах электрода А. Верхняя полоса событий справа, для которых $3,4 \lesssim E_{A+B} \lesssim 5,2$ МэВ, соответствует протонам, останавливающимся в пределах электрода В, а нижняя полоса соответствует протонам с энергией больше 5,2 МэВ, останавливающимся за пределами активного объема ИКАР

Для некоторых из исследованных изотопов в измеренных сечениях возможен вклад неупругого рассеяния с возбуждением налетающего ядра. Проведенные расчеты показали, что в области рассеяния на малые углы вклад неупругих событий в измеряемое сечение незначителен.

Для определения положения точки взаимодействия Z_V в промежутке катод–сетка нужно перевести полученную в эксперименте информацию о временном распределении сигналов с анодов ИК в информацию об их пространственном распределении по оси Z камеры. Для такой калибровки использовались сигналы от прошедших через ИКАР нерассеянных частиц. На рис. 10 представлен суммарный токовый сигнал от нескольких тысяч прошедших нерассеянных частиц в первом модуле детектора ИКАР. Начальный подъем суммарного сигнала связан со сбором электронов ионизации в промежутке анод–сетка, затем следует плато сигнала по мере того как электроны, образованные в области сетка–катод, дрейфуют к аноду, проходят через сетку. Форма измеренного суммарного сигнала аппроксимировалась аналитической функцией, описывающей сигнал, индуцированный на аноде (показана пунктирной линией на рис. 10). В результате для каждого из шести модулей определялось положение временных каналов, соответствующих моменту, когда электроны, образованные в плоскостях катода и сетки, прибывают на анод. Разница между номерами этих каналов соотносится с точно известным геометрическим зазором сетка–катод $s = (100,0 \pm 0,1)$ мм и служит для калибровки вре-

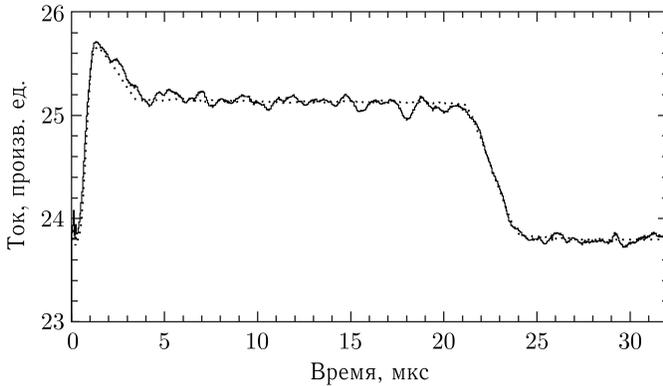


Рис. 10. Усредненный токовый сигнал на аноде одного из модулей ИКАР от большого числа нерассеянных пролетевших ионов ${}^8\text{He}$ [13]. Пунктирная линия — результат аппроксимации (см. текст). Правая часть сигнала (время > 24 мкс) обусловлена шумом электроники

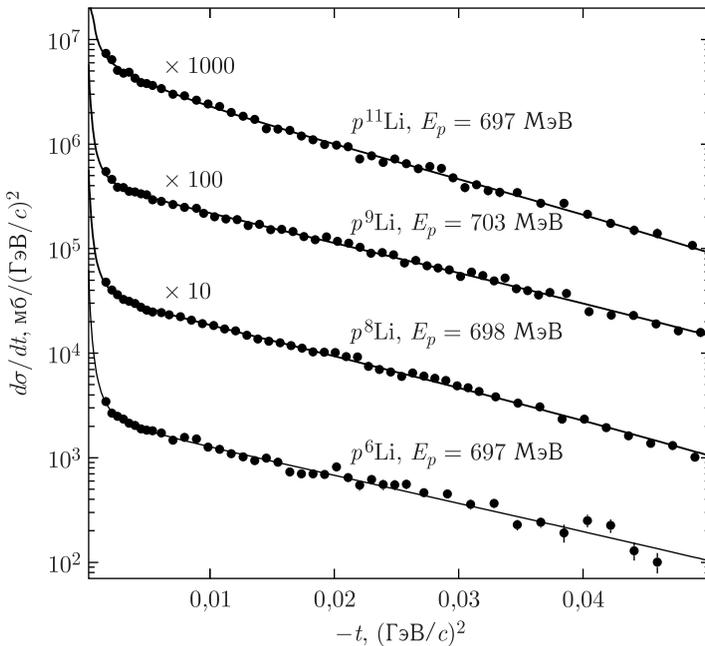


Рис. 11. Дифференциальные сечения рассеяния протонов на ядрах ${}^{6,8,9,11}\text{Li}$ в зависимости от квадрата передаваемого 4-импульса $-t$ [15]. Указанные энергии E_p соответствуют эквивалентным энергиям протонов в прямой кинематике эксперимента. Сплошные линии — результаты расчетов сечений при использовании распределений ядерной материи GO с подогнанными параметрами R_c и R_v

менной шкалы сигналов в единицах длины. В итоге в такой калибровке была найдена величина w скорости дрейфа электронов в промежутке катод–сетка. Получено значение $w = (0,493 \pm 0,002)$ см/мкс при напряженности электрического поля $E/p = 0,203$ (В/см · мм Нг). Результат этого измерения хорошо согласуется с данными работы [23]. Проведенная калибровка использовалась для определения координат Z_V положения точек, где произошло упругое рассеяние, и для определения эффективной длины газовой мишени ΔL . В случае событий рассеяния, происходящего вблизи катода и сетки, протоны отдачи могут прозаимодействовать с материалом электрода, и в результате регистрируется уменьшенный сигнал. Чтобы исключить такие события, в анализе данных использовалась длина газовой мишени ΔL несколько меньше промежутка катод–сетка. Ошибка в определении рабочего объема ИК оценивалась в 1%.

Полученные по формуле (4) абсолютные дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах изотопов ${}^{6,8,9,11}\text{Li}$, измеренные в инверсной кинематике при энергии около 0,7 ГэВ/нуклон [15], представлены на рис. 11. Подобные же сечения были получены для изотопов ${}^{4,6,8}\text{He}$ [13], ${}^7\text{Be}$ [19], ${}^{12,14}\text{Be}$ [16], ${}^8\text{B}$ [18, 19] и ${}^{12,14,15,16,17}\text{C}$ [17].

РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

В соответствии с теорией Глаубера амплитуда упругого рассеяния протонов на ядре рассчитывается по следующей формуле:

$$F(\mathbf{q}) = (ik/2\pi) \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left\{ 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \gamma_{pN}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)] \right\} \times \\ \times \rho_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) d^3 \mathbf{r}_1 d^3 \mathbf{r}_2 \dots d^3 \mathbf{r}_A d^2 \mathbf{b}. \quad (8)$$

Здесь \mathbf{q} — передаваемый импульс (квадрат передаваемого 4-импульса t равен $t = -q^2$); k — величина волнового вектора налетающего протона; \mathbf{b} — прицельный вектор; $\gamma_{pN}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)$ — спин-независящая профиль-функция протон-нуклонного (pN , $N = p, n$) взаимодействия; A — полное число нуклонов в ядре; \mathbf{s}_i ($i = 1, 2, \dots, A$) — поперечные нуклонные координаты [$\mathbf{r}_i = (\mathbf{s}_i, z_i)$], $\rho_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A)$ — ядерная многочастичная плотность. Профиль-функция $\gamma_{pN}(\mathbf{b})$ параметризуется, как обычно, при промежуточной энергии в виде

$$\gamma_{pN}(\mathbf{b}) = \frac{\sigma_{pN}}{4\pi\beta_{pN}} (1 - i\varepsilon_{pN}) \exp\left(\frac{-\mathbf{b}^2}{2\beta_{pN}}\right), \quad (9)$$

где σ_{pN} — полное сечение pN -взаимодействия; β_{pN} — параметр наклона амплитуды pN -взаимодействия, а ε_{pN} — отношение реальной к мнимой части амплитуды pN -взаимодействия. Величины сечений σ_{pN} и отношений ε_{pN} задавались на основании экспериментальных данных и фазовых

анализов свободного протон-протонного (pp) и протон-нейтронного (pn) рассеяния. Параметр β_{pN} был выбран равным $\beta_{pN} = 0,17 \text{ фм}^2$ [14].

Вклад спин-спинового и спин-орбитального pN -взаимодействий в сечение протон-ядерного рассеяния при малых передаваемых импульсах при промежуточной энергии относительно мал, и в первом приближении им можно пренебречь. Эффект от корреляций ядерных нуклонов в сечениях протон-ядерного рассеяния при малых передаваемых импульсах также мал, и поэтому многочастичную ядерную плотность $\rho_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A)$, входящую в формулу (8), можно представить как произведение одночастичных нуклонных плотностей. При очень малых значениях переданного импульса существенным становится вклад кулоновского взаимодействия, который учитывался обычным способом [5].

Для того чтобы уменьшить модельную зависимость в искомым распределениях материи в исследуемых ядрах, использовалось несколько феноменологических параметризаций ядерной материи. В основном использовались четыре параметризации, обозначенные как SF (Symmetrized Fermi), GH (Gaussian-Halo), GG (Gaussian-Gaussian) и GO (Gaussian-Oscillator) [14–19]. Каждое из этих распределений содержит два свободных параметра. В SF-распределении [24] свободными параметрами являются «радиус половинной плотности» R_0 и параметр диффузности a . Распределение GH [14] задается формфактором $S(t) = (1 + \alpha z^2) \exp(z)$, где $z = tR_m^2/6$, а параметр α лежит в пределах $0 \leq \alpha \leq 0,4$. При $\alpha = 0$ распределение GH совпадает с гауссовским, а при $\alpha = 0,4$ это распределение включает значительный гало-компонент. В то время как в случае параметризаций SF и GH предполагается, что все нуклоны ядра описываются одинаковыми распределениями, в случае параметризаций GG и GO [14] предполагается, что ядра состоят из нуклонов кора и валентных нуклонов (нуклонов гало) с разными распределениями материи. Нуклоны кора в обеих параметризациях описываются гауссовскими распределениями, а валентные нуклоны (нуклоны гало) описываются гауссовским распределением в GG-параметризации и распределением гармонического осциллятора $1p$ -оболочки в GO-параметризации. Явные выражения для использовавшихся параметризаций распределений ядерной плотности приводятся в работе [14]. Свободными параметрами в распределениях GG и GO являются с.к.р. кора R_c и с.к.р. валентных нуклонов R_v . В исследовавшихся ядрах рассматривалась возможность существования гало из одного или нескольких нуклонов. При этом предполагалось, что коры в ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{16}\text{C}$ и ${}^{17}\text{C}$ имеют такой же нуклонный состав, как соответственно в ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{Be}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$ и ${}^{16}\text{C}$. В случае ядра ${}^{14}\text{Be}$ рассматривалась также его возможная структура из кора ${}^{10}\text{Be}$ и гало из четырех нейтронов.

На рис. 12 приводятся результаты расчетов дифференциального сечения рассеяния протонов с энергией 0,7 ГэВ на ядре ${}^{11}\text{Li}$, демонстрирующие чувствительность расчетного сечения к предполагаемому размеру

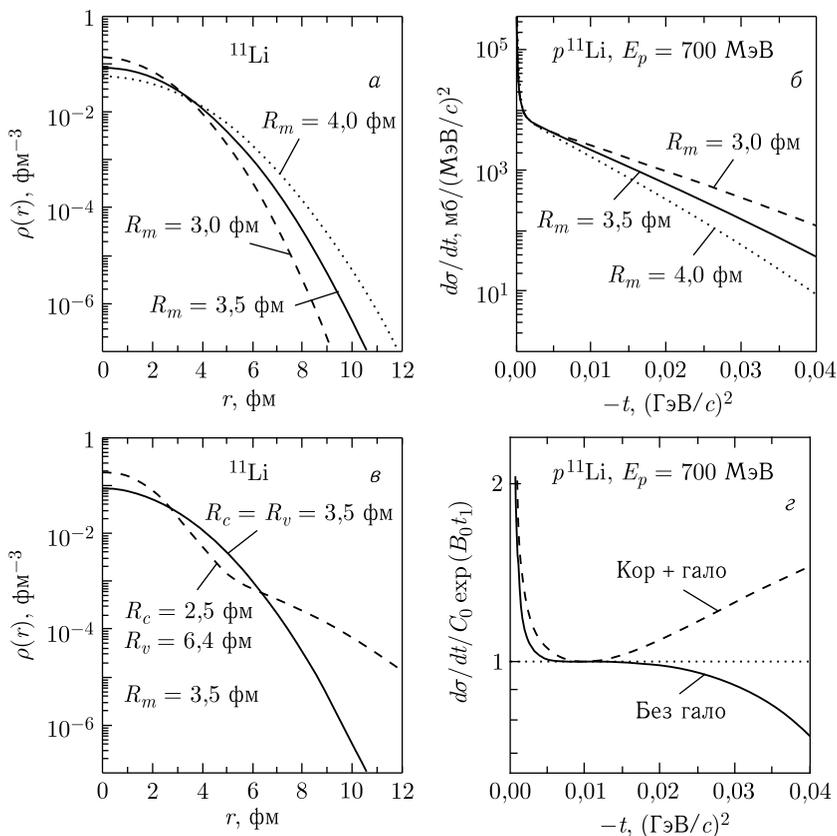


Рис. 12. Расчеты, демонстрирующие чувствительность дифференциального сечения малоуглового упругого $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния к размеру ядра и к форме распределения ядерной плотности [15]. а) Гауссовские распределения ядерной плотности с $R_m = 3,0, 3,5$ и $4,0$ фм; б) сечения, рассчитанные с плотностями, показанными на рис. а; в) предполагаемые распределения ядерной плотности с гало ($R_c = 2,5$ фм, $R_v = 6,4$ фм, $R_m = 3,5$ фм) и без гало ($R_c = R_v = 3,5$ фм); з) сечения, соответствующие плотностям, показанным на рис. в, эти сечения поделены на экспоненциальные функции, как это объясняется в тексте

ядра и к форме его радиального распределения. Дифференциальные сечения малоуглового упругого рассеяния протонов на ядрах ^{11}Li , рассчитанные с гауссовским распределением ядерной материи с разными значениями с. к. р. ядерной материи R_m (рис. 12, а), показаны на рис. 12, б как функции квадрата переданного 4-импульса $-t$. Видна корреляция между радиусом R_m и наклоном дифференциального сечения. С ростом размера R_m увеличивается наклон сечения рассеяния, построенного в логарифмическом масштабе.

Рис. 12, *в* и *г* демонстрируют чувствительность расчетного сечения к форме радиального распределения ядерной материи. На рис. 12, *в* показаны распределения плотности ядерной материи, с которыми проводились расчеты сечений. В одном расчете предполагалось, что все нуклоны в ядре ^{11}Li описываются гауссовским распределением с с. к. р. ядерной материи $R_m = 3,5$ фм, а в другом предполагалось, что ядро ^{11}Li состоит из кора из 9 нуклонов с с. к. р. $R_c = 2,5$ фм и двух валентных нейтронов, образующих гало с с. к. р. $R_v = 6,4$ фм, причем здесь также $R_m = 3,5$ фм. На рис. 12, *г* изображены в логарифмическом масштабе сечения, рассчитанные с этими распределениями ядерной материи. Для того чтобы лучше были видны различия в форме вычисленных сечений, они поделены на экспоненциальные функции $C_0 \exp(B_0 t_1)$, где $t_1 = t - t^*$, $t^* = -0,01$ (ГэВ/с) 2 , а C_0 и B_0 — это величины дифференциальных сечений и параметры их наклона при переданных импульсах $t = t^*$ для двух вариантов расчетов. Видим, что формы рассчитанных сечений существенно различны. (Резкое увеличение сечений при уменьшении $|t|$ в области $|t| \leq 0,005$ (ГэВ/с) 2 обусловлено вкладом кулоновского рассеяния.) Проведенные расчеты показывают, что, анализируя форму дифференциальных сечений в рассматриваемом диапазоне переданных импульсов, можно не только определить с. к. р. ядерной материи, но и получить информацию о форме радиального распределения материи.

Параметры феноменологических распределений ядерной плотности находились из условия наилучшего согласия расчетных сечений с экспериментальными данными. Количественным критерием согласия расчетного сечения с экспериментальными данными служила величина χ^2 , которая вычислялась по следующей формуле:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{\text{pt}}} \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(t_j) - \sigma_{\text{th}}(t_j)/A_n}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(t_j)} \right]^2 + \left(\frac{A_n - 1}{\Delta A_{\text{exp}}} \right)^2. \quad (10)$$

Здесь N_{pt} — количество экспериментальных значений измеренных сечений $d\sigma/dt(t_j)_{\text{exp}}$; $\sigma_{\text{exp}}(t_j) \equiv [d\sigma/dt(t_j)]_{\text{exp}}$ и $\Delta\sigma_{\text{exp}}(t_j)$ — экспериментальное дифференциальное сечение при переданном импульсе t_j и его статистическая ошибка; $\sigma_{\text{th}}(t_j) \equiv [d\sigma/dt(t_j)]_{\text{th}}$ — рассчитанное сечение при переданном импульсе t_j ; A_n — нормировочный коэффициент, рассматриваемый как свободный параметр, а ΔA_{exp} — неопределенность в экспериментальной нормировке измеряемых сечений. Для всех исследованных ядер нормировочный коэффициент A_n отличался от единицы всего лишь на несколько процентов в соответствии с экспериментальной неопределенностью в этой величине ($\Delta A_{\text{exp}} = \pm 3\%$).

Свободные параметры феноменологических распределений ядерной плотности находились в результате минимизации величины χ^2 . В качестве примера на рис. 13 приводится зависимость величины χ^2 от параметров R_m , R_c и R_v при описании измеренных сечений ядерной плотностью ГО для случая $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния. Видим, что для величины χ^2 наблюдают-

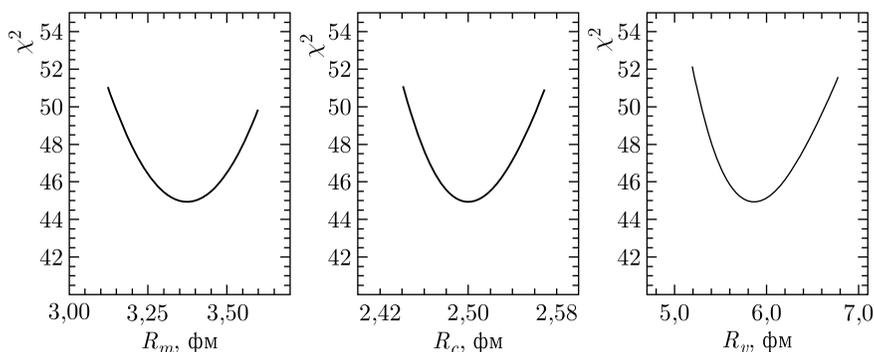


Рис. 13. Зависимость величины χ^2 от искомых параметров R_m , R_c и R_v с оптимальными значениями других параметров при описании дифференциального сечения $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния. Для распределения плотности ядра ^{11}Li здесь использовалась параметризация GO

ся хорошо выраженные минимумы при оптимальных значениях величин R_m , R_c и R_v .

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для получения информации о распределении ядерной плотности проводилось сравнение расчетных сечений с экспериментальными. В табл. 1 приведены параметры, полученные при сравнении расчетного дифференциального сечения упругого $p^6\text{Li}$ -рассеяния с экспериментальным для распределений ядерной плотности SF, GH, GG и GO [15]. Представленные параметры относятся к точечному распределению плотностей. Параметр A_n — коэффициент нормировки расчетного сечения; N_{df} — число степеней свободы. Параметры A_n , χ^2/N_{df} и α — безразмерные, остальные параметры даны в единицах фм. Радиусы R_c и R_v представлены в системе ц. м. ядра. Приводятся только статистические погрешности.

Для ядра ^6Li хорошее описание дифференциального сечения получено со всеми четырьмя параметризациями плотности, причем значения величины χ^2/N_{df} при описании экспериментальных данных близко к единице. Детальное описание анализа экспериментальных данных при-

Таблица 1. Параметры, полученные при сравнении расчетного дифференциального сечения упругого $p^6\text{Li}$ -рассеяния с экспериментальным [15]

Параметризация	χ^2/N_{df}	Результаты анализа данных			R_m
		A_n	Параметры плотности		
SF	44,9/40	0,97(2)	$R_0 = 1,78(47)$	$\alpha = 0,55(8)$	2,45(4)
GH	45,0/40	0,97(2)	$R_m = 2,44(6)$	$\alpha = 0,03(6)$	2,44(6)
GG	44,9/40	0,97(2)	$R_c = 2,19(13)$	$R_v = 2,89(38)$	2,44(6)
GO	44,9/40	0,98(1)	$R_c = 2,02(11)$	$R_v = 3,11(26)$	2,44(6)

ведено в работе [14]. Значение величины R_m определяется усреднением результатов, полученных с использованными параметризациями. Для ${}^6\text{Li}$ получено

$$R_m = (2,44 \pm 0,07) \text{ фм.}$$

Приведенная здесь ошибка включает как статистическую, так и систематическую ошибки [14, 15]. Систематическая ошибка появляется как результат неопределенности в нормировке экспериментальных сечений, ошибки в калибровке t -шкалы и ошибки, вносимой различными использованными параметризациями плотности. Кроме того, вклад в систематическую ошибку дают неопределенности параметров свободных pp - и pn -амплитуд рассеяния и ошибка возможных поправок при учете расчетного вклада в сечение неупругого рассеяния.

Величина R_c определяется как среднее для вариантов анализа данных с параметризациями GG и GO распределения ядерной плотности, а величина R_v находится из соотношения (1). Для ${}^6\text{Li}$ получены следующие значения с. к. р. кора и с. к. р. распределения плотности валентных нуклонов: $R_c = 2,11(17)$ фм и $R_v = 3,00(34)$ фм.

Кривые на рис. 11, изображающие сечения упругого $p\text{Li}$ -рассеяния, являются результатом расчета с параметризацией GO. На рис. 14 представлены те же сечения, деленные на экспоненциальные функции от t , как показано на рис. 12. В случае ядра ${}^{11}\text{Li}$ положительная кривизна в $\ln(d\sigma/dt)$ возникает из-за того, что вклад в сечение от рассеяния на нейтронах гало этого ядра с ростом $|t|$ спадает быстрее, чем сечение рассеяния на нуклонах кора. Подобная форма сечения, указывающая на наличие гало, имеет место и в случае ядер ${}^6\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. В результате анализа данных найдены распределения плотности и с. к. р. ядерной материи всех исследовавшихся ядер. Для ряда ядер определены с. к. р. ядерного кора R_c и с. к. р. валентных нуклонов R_v . На рис. 15 приведены радиальные распределения ядерной плотности $\rho(r)$ компактного ядра ${}^6\text{Li}$ и гало ядра ${}^{11}\text{Li}$. Для ядра ${}^6\text{Li}$ параметризации SF, GH, GG и GO дают близкие результаты [15], поэтому на рис. 15, *a* показано только распределение материи GG. Для сравнения приводится одночастичное точечное распределение протонов, полученное по результатам измерения сечения рассеяния электронов на ядре ${}^6\text{Li}$ [25]. Известно, что для ядер с равным числом нейтронов и протонов ($N/Z = 1$) распределения нейтронов и протонов практически одинаковы. Наблюдаемое хорошее согласие этих распределений в ядре ${}^6\text{Li}$ свидетельствует об адекватности использованного метода.

Распределения ядерной материи SF, GH, GG и GO позволили хорошо описать сечения рассеяния протонов на всех исследованных ядрах, кроме ${}^{11}\text{Li}$. В случае ядра ${}^{11}\text{Li}$ не удалось удовлетворительно описать измеренное сечение с распределением SF. Последнее объясняется наличием у ядра ${}^{11}\text{Li}$ большого нейтронного гало. Наилучшее описание экспериментального сечения здесь было достигнуто с параметризациями ядерной

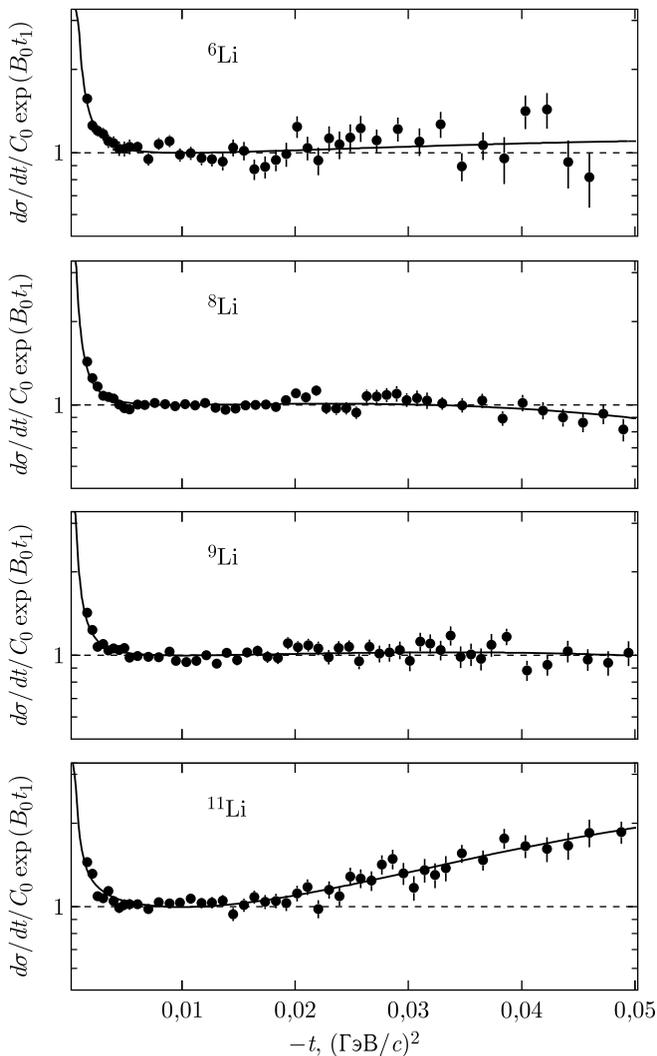


Рис. 14. Дифференциальные сечения рассеяния протонов на ядрах ${}^{6,8,9,11}\text{Li}$ в зависимости от квадрата передаваемого 4-импульса t , деленные на экспоненциальные функции (см. текст) [15]

плотности GG и GO (рис. 14 и 15, б). В анализе экспериментальных данных с использованием этих параметризаций распределения ядерной материи были определены как с. к. р. материи R_m , так и с. к. р. кора R_c и с. к. р. гало (с. к. р. распределения валентных нуклонов R_v). Итоговые результаты суммированы в табл. 2. В ней приводятся также значения

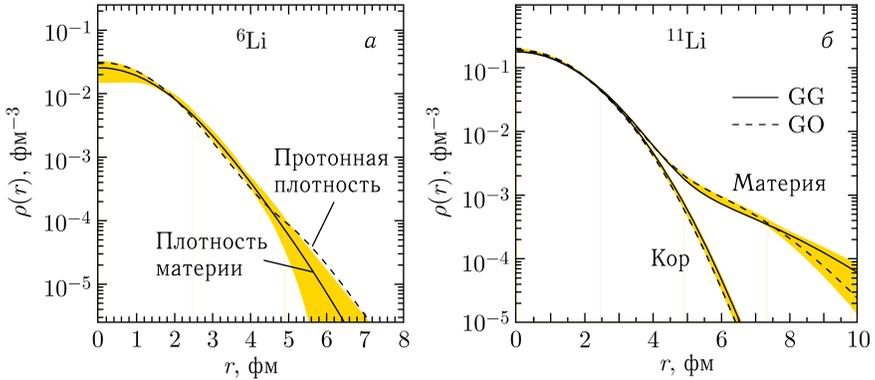


Рис. 15. а) Сравнение одночастичной плотности распределения протонов в ядре ${}^6\text{Li}$, полученной в результате анализа данных по рассеянию на ядрах ${}^6\text{Li}$ электронов [25] (штриховая кривая), и одночастичной плотности ядерной материи (протонов и нейтронов), полученной в результате анализа данных p - ${}^6\text{Li}$ -рассеяния [15] (сплошная кривая). Заштрихованная область отражает ошибки анализа данных p - ${}^6\text{Li}$ -рассеяния. б) Распределение плотности ядерного коры и всей материи (кора + гало) в ядре ${}^{11}\text{Li}$, полученное в результате анализа данных по p - ${}^{11}\text{Li}$ -рассеянию с использованием параметризаций ядерной плотности GG и GO [15]. Заштрихованная область отражает ошибки анализа данных p - ${}^{11}\text{Li}$ -рассеяния

R_m , полученные в экспериментах по измерению сечений реакции (σ_R) или сечения взаимодействия (σ_I). Эти данные взяты из обзоров [3, 4], а также из работ [26–28]. Для изотопов углерода приводятся результаты работы [26], в которой данные для R_m из [4] пересчитаны с учетом значений R_p , полученных в анализе измеренных в работе [26] сечений зарядово-обменных реакций σ_{cc} .

С использованием с. к. р. ядерной материи R_m , полученных данным методом, и известных значений с. к. р. протонных распределений R_p , которые были определены из величин зарядовых радиусов R_{ch} , найдены с. к. р. нейтронных распределений R_n по формуле

$$R_n = \left[\frac{AR_m^2 - ZR_p^2}{N} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

В табл. 2 приведены также величины нейтронной шубы $\delta_{np} = R_n - R_p$, найденные с использованием значений с. к. р. протонных распределений R_p , определенных из зарядовых с. к. р. R_{ch} для ядер изотопов ${}^4,6,8\text{He}$ [29], ${}^6,8,9,11\text{Li}$ [29], ${}^7,12\text{Be}$ [29], ${}^{14}\text{Be}$ [30], ${}^{12,14}\text{C}$ [31], ${}^{15,16,17}\text{C}$ [26].

Впервые с помощью ионизационного спектрометра ИКАР сечения упругого рассеяния протонов на экзотических ядрах были измерены в 1994 г. [32]. Полученные сечения p -He-рассеяния при малых переданных импульсах [13, 33] были использованы в анализе [14], результаты

Таблица 2. Результаты, полученные для ядер изотопов He [13, 14], Li [15], Be [16, 19], B [18, 19] и C [17]. Величина δ_{np} для ${}^8\text{B}$ получена в предположении о том, что в этом ядре $R_n = R_c$. Приведенные ошибки включают как статистические, так и систематические неопределенности

Ядро	Упругое рассеяние протонов				Сечение реакции
	R_m , фм	R_c , фм	R_v , фм	δ_{np} , фм	R_m , фм
${}^4\text{He}$	1,49 (3)	—	—	0,06 (6)	1,57 (4) [4]
${}^6\text{He}$	2,45 (10)	1,88 (12)	3,31 (28)	0,74 (14)	2,50 (5) [3]
${}^8\text{He}$	2,53 (8)	1,55 (15)	3,22 (14)	0,83 (10)	2,52 (3) [4]
${}^6\text{Li}$	2,44 (7)	2,11 (17)	3,00 (34)	-0,02 (15)	2,36 (3) [3]
${}^8\text{Li}$	2,50 (6)	2,48 (7)	2,58 (48)	0,46 (12)	2,39 (6) [3]
${}^9\text{Li}$	2,44 (6)	2,20 (6)	3,12 (28)	0,48 (11)	2,34 (6) [3]
${}^{11}\text{Li}$	3,71 (20)	2,53 (3)	6,85 (58)	1,72 (26)	3,50 (9) [3]
${}^7\text{Be}$	2,42 (4)	1,86 (14)	3,01 (19)	-0,23 (10)	2,31 (2) [4], 2,36 (6) [27]
${}^{12}\text{Be}$	2,71 (6)	2,36 (6)	4,00 (28)	0,47 (9)	2,59 (6) [4]
${}^{14}\text{Be}$	3,25 (11)	2,77 (6)	5,28 (43)	1,12 (15)	3,10 (15) [4]
${}^8\text{B}$	2,58 (6)	2,25 (3)	4,24 (25)	-0,51 (9)	2,38 (4) [4], 2,61 (8) [28]
${}^{12}\text{C}$	2,34 (5)	—	—	0,00 (10)	2,35 (2) [26]
${}^{14}\text{C}$	2,42 (5)	—	—	0,07 (9)	2,33 (7) [26]
${}^{15}\text{C}$	2,59 (5)	2,41 (5)	4,36 (38)	0,36 (9)	2,54 (4) [26]
${}^{16}\text{C}$	2,70 (6)	2,41 (5)	4,20 (26)	0,46 (10)	2,74 (3) [26]
${}^{17}\text{C}$	2,68 (5)	2,57 (5)	4,05 (47)	0,39 (9)	2,76 (3) [26]

которого приведены в табл. 2. Позднее в GSI были измерены сечения упругого $p^6\text{He}$ - и $p^8\text{He}$ -рассеяния в области первого дифракционного минимума (при $0,05 < |t| < 0,125$ (ГэВ/с)²) [34]. Проведенный совместный анализ [35] сечений, полученных в работах [13] и [34], позволил найти величины $R_m = 2,44(7)$ фм для ${}^6\text{He}$ и $R_m = 2,50(8)$ фм для ${}^8\text{He}$. Эти значения R_m близки к полученным ранее [14] и приведенным в табл. 2.

В настоящее время нет общепринятого количественного определения гало-ядра. Поэтому, например, ядро ${}^8\text{He}$ рассматривается или как гало-ядро, или как ядро, имеющее большую нейтронную шубу [2, 3]. Характерной особенностью описываемого метода исследования экзотических ядер является возможность экспериментально определить размеры кора и гало. В работе Григоренко и др. [36] было предложено считать отношение $\kappa = R_v/R_c$ количественной характеристикой гало. Для легких ядер около дорожки β -стабильности теория предсказывает значения κ , близкие к 1,20–1,25 [2]. Авторы [36] предложили считать ядрами с гало-структурой случаи, когда отношение $\kappa = R_v/R_c$ достаточно велико, $\kappa \gtrsim 2$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значения R_m , полученные методом упругого рассеяния протонов, в пределах ошибок измерения в основном согласуются с результатами, найденными в анализе полных сечений рассеяния или взаимодействия (табл. 2). В случае ядра ${}^7\text{Be}$, которое считается кором ядра ${}^8\text{B}$, наше значение R_m существенно больше значения, полученного в работе [4], но не противоречит результату работы [27]. Для ядра ${}^8\text{B}$ существуют измерения величины R_m разными группами исследователей, при этом полученные результаты лежат в широком диапазоне значений от 2,38 (2) фм до 2,61 (8) фм. Наше значение $R_m = 2,58$ (6) фм подтверждает результат последнего анализа существующих полных сечений реакции [28].

Контрольные измерения были проведены с ядрами, у которых отношение $N/Z = 1$. В серии измерений с изотопами гелия для ядра ${}^4\text{He}$ найденная величина $R_m = 1,49$ (3) фм [14, 33] в пределах указанной ошибки согласуется с $R_p = 1,462$ (6) фм, определенным на основании экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов на гелии [29, 37]. В серии измерений на изотопах лития для ядра ${}^6\text{Li}$ найденное из данных по рассеянию протонов значение R_m равно 2,44 (7) фм, в то время как из данных по рассеянию на этом ядре электронов [29, 38] следует $R_p = 2,45$ (4) фм. В работе по измерению сечений рассеяния протонов на ядрах изотопов углерода [17] для ядра ${}^{12}\text{C}$ получено $R_m = 2,34$ (5) фм, тогда как соответствующая величина R_p равна 2,34 (1) фм [17, 31].

Из исследовавшихся ядер наибольшим нейтронным гало обладает ${}^{11}\text{Li}$, для которого получено максимальное значение $\kappa = 2,7$ (3). Нейтронное гало, и, соответственно, большое значение величины κ найдено также в ядрах ${}^6\text{He}$ [14], ${}^{14}\text{Be}$ [16] и ${}^{15}\text{C}$ [17]. Ядро ${}^8\text{He}$, которое обычно рассматривается как ядро с нейтронной шубой [3], в работе [14] анализировалось в рамках модели кор ${}^4\text{He} + 4$ валентных нейтрона, образующих нейтронную шубу, которой соответствует параметр $\kappa = 2,1$ (3).

Следует отметить, что экспериментальные данные по малоугловому рассеянию протонов на ядрах имеют слабую чувствительность к длинным «хвостам» в распределении плотности нуклонов гало, которые предсказывает теория для ядер с малой энергией связи. Такие «хвосты» содержат малое количество материи и слабо сказываются на рассчитываемых дифференциальных сечениях рассеяния, но в то же время они могут заметно влиять на с. к. р. ядерной материи. Учет хвостов распределения плотности существен для ядер, у которых количество нуклонов в гало сравнимо с числом нуклонов кора, а также для легких ядер с малой энергией связи валентных нуклонов, как это имеет место в случае ядра ${}^{11}\text{Li}$. Расчеты показали [14, 15], что учет обсуждаемых хвостов приводит к увеличению с. к. р. R_m на 0,1–0,2 фм для ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ и на 0,2–0,3 фм для ${}^{11}\text{Li}$.

В случае гало ядра ${}^{14}\text{Be}$ были рассмотрены две возможные модели: (кор ${}^{12}\text{Be} + 2$ нейтрона) и (кор ${}^{10}\text{Be} + 4$ нейтрона). В обоих случаях было

Таблица 3. Ядра, анализ которых проведен по модели (кор + 2n)

Ядро	S_{2n} , МэВ	$\kappa = R_v/R_c$	δ_{np} , фм
^{11}Li	0,369	2,7 (3)	1,72 (26)
^6He	0,973	1,8 (3)	0,74 (14)
^{14}Be	1,336	1,9 (2)	1,13 (15)
^{12}Be	3,670	1,7 (2)	0,47 (9)
^{16}C	5,470	1,7 (1)	0,46 (10)
^9Li	6,097	1,4 (2)	0,42 (11)

достигнуто удовлетворительное описание экспериментального сечения, но несколько лучшее описание экспериментальных данных было получено для ядра с гало, состоящим из двух нейтронов.

Для образования гало необходимым условием является небольшая энергия отделения валентных нуклонов и низкий угловой момент относительного движения. В табл. 3 приведены результаты анализа исследованных ядер в модели (кор + 2 нейтрона). Приводятся энергия отделения S_{2n} двух нейтронов, величина κ и размер нейтронной шубы $\delta_{np} = R_n - R_p$. Как и предсказывает теория [1, 3], размер гало (величина κ) растет с уменьшением S_{2n} . Для ядер ^{11}Li , ^6He и ^{14}Be , которые относят к гало-ядрам, еще характерно узкое импульсное распределение продуктов реакции при их фрагментации. Ядра ^{12}Be и ^{16}C , хотя и имеют заметную величину κ , но имеют большую энергию отделения S_{2n} двух нейтронов и достаточно широкое импульсное распределение продуктов реакции при фрагментации, что не позволяет считать их ядрами с гало. Эти ядра с большим избытком нейтронов, как и ядро ^9Li , обладают большой нейтронной шубой. Очевидно, что не существует четко определенной и количественно фиксированной границы между гало-ядрами и не гало-ядрами (которые обычно называют ядрами с большой нейтронной шубой). Поэтому иногда называют гало-ядрами и ^{12}Be , и ^{16}C .

Длинная цепочка изотопов углерода, получаемых в пучках радиоактивных ядер, оказалась удобной для изучения изменения ядерной структуры по мере удаления от дорожки стабильности. В сфере научного интереса оказались такие процессы, как изменение формы ядра с увеличением числа нейтронов, возникновение гало, изменение оболочечной структуры, обнаружение нового магического числа $Z = 6$ и т. п. Среди исследованных данным методом нейтронно-избыточных изотопов углерода $^{14-17}\text{C}$ значительное гало наблюдается у изотопа ^{15}C . Интересно провести сравнение структуры ядер изотопов ^{15}C и ^{17}C (табл. 4, рис. 16). Несмотря на то, что энергия связи S_n в ядре ^{17}C меньше, чем в ядре ^{15}C , величина κ , соответствующая существованию гало, определена для ^{15}C , а не для ^{17}C . Отсутствие гало в ядре ^{17}C объясняется тем, что валентный нейтрон находится в d -состоянии. Отметим, что импульсное распределение продуктов реакции при фрагментации ядра ^{15}C значительно уже, чем у ядра ^{17}C [39, 40]. Как уже отмечалось, небольшая энергия связи

Таблица 4. Сравнение структуры ядер ^{15}C и ^{17}C

Ядро	S_n , МэВ	$\kappa = R_v/R_c$	δ_{np} , фм
^{15}C	1,218	1,8 (2)	0,36 (9)
^{17}C	0,728	1,6 (2)	0,39 (9)

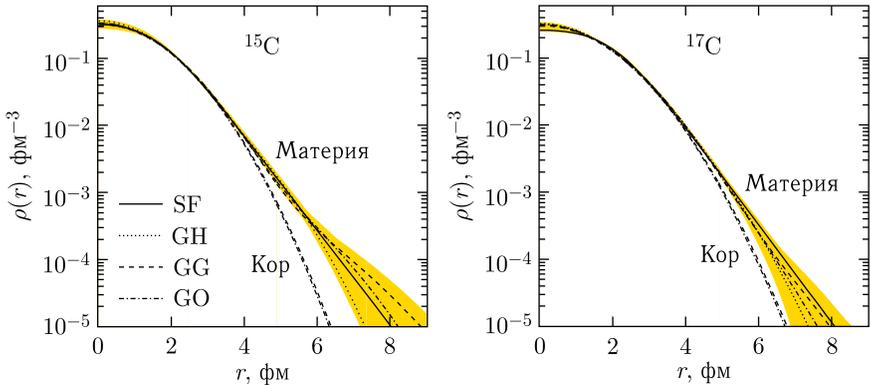


Рис. 16. Распределения ядерной материи кора и полной ядерной материи (кора + валентного нуклона) в ядрах ^{15}C и ^{17}C , полученные в анализах экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов с использованием феноменологических распределений плотности SF, GH, GG и GO [17]

валентного нуклона является необходимым, но не достаточным условием образования гало в ядре.

Вопрос о существовании гало в ядре ^8B интересен в связи с тем, что образованию протонного гало в ядре препятствует кулоновский барьер. Изучение структуры протонно-избыточных ядер ^8B и ^7Be важно также для ядерной астрофизики. Эти ядра играют существенную роль в образовании солнечных нейтрино. Ядра ^8B получаются на Солнце в реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ с испусканием нейтрино высокой энергии, которые могут быть зарегистрированы в наземных лабораториях. Скорость захвата протона в ^7Be зависит от структуры ^8B . Размер ядра ^8B и форма распределения в нем плотности протонов на больших расстояниях определяют величину скорости захвата протонов и могут быть использованы в теоретических расчетах потока солнечных нейтрино [41–43]. Структура ядра ^8B анализировалась в рамках модели (кор $^7\text{Be} + p$), а ядра ^7Be – (кор $^4\text{He} + ppn$). На рис. 17 представлено распределение плотности материи для ядер ^7Be и ^8B . Для ядра ^8B обнаружено существование протонного гало, причем размер его определяется величиной $\kappa = 1,9(1)$. Заметим, что протонное гало ядра ^8B сравнимо по величине с нейтронным гало в ядре ^{15}C .

В настоящее время не существует прямых экспериментальных определений величины зарядового радиуса R_{ch} или с. к. р. протонного рас-

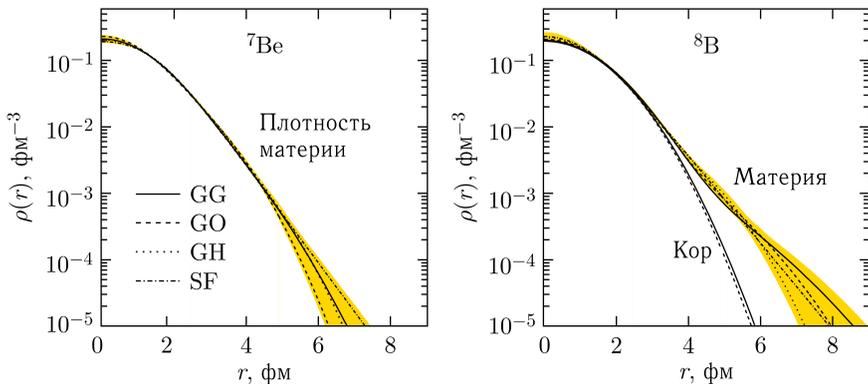


Рис. 17. Распределения ядерной материи кора и полной ядерной материи в ядрах ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, полученные в анализах экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов [19]

пределения плотности R_p в ядре ${}^8\text{B}$. Существуют только теоретические оценки этих величин. Поэтому представляет интерес оценка величины R_p для ${}^8\text{B}$ на основе наших измерений. Если предположить, что с. к. р. нейтронного распределения плотности равен измеренной величине кора в этом ядре, $R_n = R_c$, то расчет с использованием формулы (11) дает значение $R_p = (2,76 \pm 0,09)$ фм. Эта величина намного больше хорошо известных величин R_p для соседних ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ [18, 19, 31], что также подтверждает гало-структуру ядра ${}^8\text{B}$. При этом значение R_p является, вероятно, даже несколько заниженным, поскольку оно получено в предположении, что протонный и нейтронный среднеквадратичные радиусы в протонно-избыточном коре ядра ${}^8\text{B}$ одинаковы, в то время как в действительности протонный радиус может быть несколько больше нейтронного. Отметим, что полученные в наших работах значения R_m , R_c , R_v и R_p для ядра ${}^8\text{B}$ хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями работы Григоренко и др. [36].

Измеренные дифференциальные сечения могут быть использованы для тестирования теоретических моделей распределения плотности материи (волновых функций) ядра. Такие сравнения экспериментальных сечений с сечениями, рассчитанными с ядерными плотностями, полученными на базе теоретических моделей, были проведены для ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ [14] и ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$ [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре рассмотрен предложенный в ПИЯФ метод исследования экзотических ядер — малоугловое упругое рассеяние протонов промежуточной энергии на ядрах в инверсной кинематике — и обсуж-

даются основные результаты измерений. Эксперименты проводились на вторичных пучках ядер ускорительного комплекса GSI.

Основу экспериментальной установки составлял разработанный в ПИЯФ ионизационный спектрометр ИКАР, ранее успешно использовавшийся в экспериментах по исследованию малоуглового упругого pp - и pp -рассеяния. ИКАР служил одновременно мишенью и детектором протонов отдачи. Система многопроволочных пропорциональных камер использовалась для регистрации рассеянных частиц пучка с измерением угла их рассеяния. Это позволило уменьшить фон случайных совпадений и расширить диапазон измерения дифференциальных сечений $d\sigma/dt$. Система сцинтилляционных детекторов позволила осуществить мониторинг пучка и получить абсолютную нормировку сечений с точностью $\sim 2-3\%$. Для того чтобы исключить неупругие каналы с развалом рассеиваемых ядер в рабочем объеме ИКАР, использовался дипольный магнит ALADIN с системой детекторов за ним.

Цикл экспериментов был выполнен в период 1993–2011 гг. объединенной группой ПИЯФ–GSI. В результате были измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^4,6,8\text{He}$, ${}^{6,8,9,11}\text{Li}$, ${}^{7,12,14}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^{12,14,15,16,17}\text{C}$ при энергии около 0,7 ГэВ в диапазоне переданных импульсов $0,002 \leq |t| \leq 0,05$ (ГэВ/ c)². Измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на исследовавшихся ядрах могут быть использованы (и уже используются) для проверки различных теоретических распределений ядерной плотности.

В обсуждаемых работах анализ полученных дифференциальных сечений проводился в рамках теории многократного рассеяния Глаубера с использованием феноменологических радиальных распределений ядерной плотности с двумя свободными параметрами. В основном использовались четыре типа параметризаций: SF, GH, GG и GO. В случае параметризаций SF и GH все нуклоны ядра описываются одинаковыми распределениями плотности. Параметризации GG и GO основаны на предположении, что ядра состоят из нуклонов кора и валентных нуклонов.

Проведенный анализ показал, что измеренные дифференциальные сечения упругого протон-ядерного рассеяния (кроме сечения $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния) хорошо описываются при использовании каждого из упомянутых типов нуклонных распределений, причем все они дают близкие значения величин с.к.р. распределения нуклонов R_m . Хорошее описание $p^{11}\text{Li}$ -сечения достигнуто только в вариантах параметризаций GG, GO и GH, что связано с наличием большого нейтронного гало у ядра ${}^{11}\text{Li}$.

Для проверки адекватности метода были выполнены контрольные измерения с ядрами стабильных изотопов ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$, у которых $N/Z = 1$ и с.к.р. распределений протонов и нейтронов ожидаются практически одинаковыми. Зарядовые радиусы R_{ch} , а следовательно, и величины R_p для этих ядер известны с высокой точностью. Определенные в ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ величины R_m оказались близкими к R_p .

Проведено сравнение полученных в обсуждаемых работах с.к.р. распределений нуклонов R_m с величинами R_m , найденными в экспериментах, в которых измерялись сечения ядерных реакций с участием экзотических ядер. Показано, что оба метода дают совпадающие в пределах ошибок экспериментов (1–3%) значения R_m в большинстве исследованных ядер. Следует отметить, что совпадающие результаты получены двумя принципиально различными экспериментальными методами. Сравнение полученных значений R_m с имеющимися данными о радиусах R_p распределений протонов в ядрах дало возможность получить информацию о с.к.р. R_n распределений нейтронов в этих ядрах и определить размеры «нейтронной шубы» $\delta_{np} = R_n - R_p$. Показано, что все исследованные нейтронно-избыточные ядра (кроме ^{14}C) имеют значительную «нейтронную шубу» с величиной $\delta_{np} = 0,40\text{--}1,7$ фм, тогда как у нейтронно-дефицитного ядра ^7Be наблюдается небольшой избыток протонов на поверхности ядра: $\delta_{np} = -0,23(10)$ фм.

В настоящее время интенсивно разрабатываются ядерные модели нейтронно-избыточных легких ядер, предполагающие, что ядро состоит из компактного кора, окруженного валентными нуклонами. Важной особенностью метода малоуглового упругого рассеяния протонов на ядрах является возможность одновременного измерения двух параметров ядерной плотности, в частности, радиуса кора R_c и радиуса гало R_h (с.к.р. распределения валентных нуклонов R_v). Отношение $\kappa = R_v/R_c$ является количественной характеристикой относительного размера гало в случае его образования. Наибольшая величина нейтронного гало наблюдается у ядра ^{11}Li , рассматриваемого в виде кора ^9Li с двумя валентными нейтронами: $\kappa = 2,7(3)$. Образование большого гало в этом случае является следствием малой энергии связи валентных нейтронов $S_{2n} = 0,369$ МэВ. Менее выраженным оказалось гало в ^{14}Be ($\kappa = 1,9(2)$), ^6He ($\kappa = 1,8(3)$) и ^{15}C ($\kappa = 1,8(2)$). У этих ядер наблюдается узкое импульсное распределение продуктов реакции при фрагментации, что также свидетельствует об их гало-структуре. В других исследованных ядрах (за исключением ^8He) полученная величина параметра κ равна 1,7 и менее и образование гало не подтверждает. Что касается ^8He , то относительно большое значение величины κ для этого ядра объясняется наличием большой нейтронной шубы.

В протонно-избыточном ядре ^8B обнаружено наличие протонного гало с величиной $\kappa = 1,9(1)$. Структура этого ядра анализировалась в рамках модели «кор ^7Be + протон». Анализ полученных данных позволил сделать оценку с.к.р. протонного распределения R_p . Найденная в эксперименте структура ядра ^8B важна для вычисления скорости идущей на Солнце реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, являющейся одним из источников солнечных нейтрино.

Помимо авторов данной обзорной статьи, в подготовке к экспериментальным исследованиям с установкой ИКАР, в проведении измерений и

в анализе полученных данных на разных этапах выполнения экспериментальной программы принимали участие сотрудники Отделения физики высоких энергий ПИЯФ М. Н. Андроненко, Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. Г. Инглесси, О. А. Киселев*, А. А. Лободенко, Г. Е. Петров, Д. М. Селиверстов, Л. О. Сергеев, Н. А. Тимофеев, В. И. Яцюра, сотрудники GSI F. Aksouh, A. Bauchet, L. Chulkov, I. Dillmann, P. Egelhof, A. Estradé, F. Farinon, S. Fritz, H. Geissel, M. Gorska, C. Gross, S. Ilieva, H. Irnich, R. Kanungo, Y. Ke, G. Kraus, J. Kurcewicz, Yu. A. Litvinov, G. Münzenberg, S. R. Neumaier, F. Nickel, C. Nociforo, A. Prochazka, T. Schäfer, C. Scheidenberger, W. Schwab, H. Simon, T. Suzuki, M. Takechi, S. Tang, H. Weick, а также M. Mutterer, J. P. Theobald, V. A. Volkov (Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt) и G. Colò (Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano and INFN).

Авторы благодарят проф. Ю. Ц. Оганесяна, обратившего их внимание на возможность постановки экспериментов по измерению сечений упругого протон-ядерного рассеяния на пучках экзотических ядер в GSI.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanihata I.* Neutron Halo Nuclei // J. Phys. G. 1996. V. 22. P. 157.
2. *Jonson B.* Light Dripline Nuclei // Phys. Rep. 2004. V. 389. P. 1.
3. *Tanihata I., Savajols H., Kanungo R.* Recent Experimental Progress in Nuclear Halo Structure Studies // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215.
4. *Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I.* Nuclear Size and Related Topics // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 32.
5. *Alkhazov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A.* Scattering of 1 GeV Protons on Nuclei // Phys. Rep. C. 1978. V. 42. P. 89.
6. *Алхазов Г. Д., Лободенко А. А.* О возможности определения радиуса нейтронного гало в легких экзотических ядрах // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 377 (JETP Lett. 1992. V. 55. P. 379).
7. *Vorobyov A. A. et al.* A Method for Studies of Small-Angle Hadron-Proton Elastic Scattering in the Coulomb Interference Region // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 119. P. 509.
8. *Воробьев А. А. и др.* Ионизационный спектрометр ядер отдачи для исследования упругого рассеяния адронов на малые углы // ПТЭ. 1981. Т. 31. С. 31 (Instrum. Exp. Tech. 1982. V. 24. P. 1127).
9. *Dobrovolsky A. V. et al.* Small-Angle pp Scattering at Energies from 650 MeV to 1000 MeV // Nucl. Phys. B. 1983. V. 214. P. 1.
10. *Burq J. P. et al.* Soft π^-p and pp Elastic Scattering in the Energy Range from 30 GeV to 345 GeV // Ibid. V. 217. P. 285.
11. *Vorobyov A. A. et al.* Experimental Apparatus for the Study of Small-Angle Neutron-Proton Elastic Scattering at Intermediate Energies // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 270. P. 419.

* В настоящее время — сотрудник GSI.

12. *Grebenyuk O. G. et al.* Elastic pd and $p^4\text{He}$ Scattering at Intermediate Energies // Nucl. Phys. A. 1989. V. 500. P. 637.
13. *Neumaier S. R. et al.* Small-Angle Proton Elastic Scattering from the Neutron-Rich Isotopes ^6He and ^8He , and from ^4He , at 0.7 GeV in Inverse Kinematics // Nucl. Phys. A. 2002. V. 712. P. 247.
14. *Alkhazov G. D. et al.* Nuclear Matter Distributions in the ^6He and ^8He Nuclei from Differential Cross Sections for Small-Angle Proton Elastic Scattering at Intermediate Energy // Nucl. Phys. A. 2002. V. 712. P. 269.
15. *Dobrovolsky A. V. et al.* Study of the Nuclear Matter Distribution in Neutron-Rich Li Isotopes // Nucl. Phys. A. 2006. V. 766. P. 1.
16. *Ilieva S. et al.* Nuclear-Matter Density Distribution in the Neutron-Rich Nuclei $^{12,14}\text{Be}$ from Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // Nucl. Phys. A. 2012. V. 875. P. 8.
17. *Dobrovolsky A. V. et al.* Nuclear Matter Distributions in the Neutron-Rich Carbon Isotopes $^{14-17}\text{C}$ from Intermediate-Energy Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // Nucl. Phys. A. 2021. V. 1008. P. 122154.
18. *Korolev G. A. et al.* Halo Structure of ^8B Determined from Intermediate Energy Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // Phys. Lett. B. 2018. V. 780. P. 200.
19. *Dobrovolsky A. V. et al.* Nuclear-Matter Distribution in the Proton-Rich Nuclei ^7Be and ^8B from Intermediate Energy Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // Nucl. Phys. A. 2019. V. 989. P. 40.
20. *Гирифельдер Дж., Кертуисс Ч., Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
21. *Michels A., de Graaff W., Seldam C. A. T.* Virial Coefficients of Hydrogen and Deuterium at Temperatures between -175°C and $+150^\circ\text{C}$. Conclusions from the Second Virial Coefficient with Regards to the Intermolecular Potential // Physica. 1960. V. 26. P. 393.
22. *Garberoglio G., Jankowski P., Szalewicz K. J.* Second Virial Coefficients of H_2 and Its Isotopologues from a Six-Dimensional Potential // Chem. Phys. 2012. V. 137. P. 154308.
23. *Lowke J. J.* The Drift Velocity of Electrons in Hydrogen and Nitrogen // Austral. J. Phys. 1963. V. 16. P. 115.
24. *Елдышев Ю. Н., Лукьянов В. Н., Поль Ю. С.* Анализ упругого рассеяния электронов на легких ядрах на базе симметризованной ферми-плотности // ЯФ. 1973. Т. 56. С. 89.
25. *Li G. C. et al.* High-Energy Electron Scattering from ^6Li // Nucl. Phys. A. 1971. V. 162. P. 583.
26. *Kanungo R. et al.* Proton Distribution Radii of $^{12-19}\text{C}$ Illuminate Features of Neutron Halos // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 102501.
27. *Warner R. E. et al.* Total Reaction and Neutron-Removal Cross Sections of 30–60 A MeV Be Isotopes on Si and Pb // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 044611.
28. *Fan G. W. et al.* Density Distribution of ^8Li and ^8B and Capture Reaction at Low Energy // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 014614.
29. *Lu Z.-T. et al.* Laser Probing of Neutron-Rich Nuclei in Light Atoms // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 1383.
30. *Terashima S. et al.* Proton Radius of ^{14}Be from Measurement of Charge-Changing Cross Sections // Prog. Theor. Exp. Phys. 2014. V. 2014. P. 101D02.

31. *Angeli I., Marinova K.* Table of Experimental Nuclear Ground State Charge Radii: An Update // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 2013. V. 99. P. 69.
32. *Neumaier S. et al.* Study of the Nucleon Density Distribution of ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ by Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 583. P. 799; Preprint GSI-94-43. 1994.
33. *Alkhazov G. D. et al.* Nuclear Matter Distributions in ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ from Small Angle p -He Scattering in Inverse Kinematics at Intermediate Energy // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 2313.
34. *Kiselev O. A. et al.* A New Experimental Approach to Investigate Intermediate-Energy Proton Elastic Scattering and Breakup Reactions on Exotic Nuclei in Inverse Kinematics // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2011. V. 641. P. 72.
35. *Le Xuan Chung et al.* Elastic Proton Scattering at Intermediate Energies as a Probe of the ${}^{6,8}\text{He}$ Matter Densities // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 034608.
36. *Grigorenko L. V. et al.* Structure of the ${}^8\text{Li}$ and ${}^8\text{B}$ Nuclei in an Extended Three-Body Model and Astrophysical S_{17} Factor // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57. P. 2099(R).
37. *Sick I.* Precise Root-Mean-Square Radius of ${}^4\text{He}$ // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 041302(R).
38. *Nörtershäuser W. et al.* Charge Radii and Ground State Structure of Lithium Isotopes: Experiment and Theory Reexamined // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 024307.
39. *Bazin D. et al.* Probing the Halo Structure of ${}^{19,17,15}\text{C}$ and ${}^{14}\text{B}$ // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57. P. 2156.
40. *Sauvan E. et al.* One-Neutron Removal Reactions on Light Neutron-Rich Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 044603.
41. *Adelberger E. et al.* Solar Fusion Cross Sections. II. The pp Chain and CNO Cycles // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 195.
42. *Riisager K., Jensen A.* The Radius of ${}^8\text{B}$ and Solar Neutrinos // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 301. P. 6.
43. *Csótó A., Langanke K.* Effects of ${}^8\text{B}$ Size on the Low-Energy ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ Cross Section // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 636. P. 240.