

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР МЕТОДОМ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ НУКЛОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ

А. А. Воробьев, Ю. В. Доценко

В настоящее время в теории ядра широко используется микроскопический подход, где ядро рассматривается как динамическая система взаимодействующих нуклонов. Поэтому исследование одночастичных аспектов внутриядерной динамики нуклонов традиционно считается актуальной проблемой ядерной физики, причём одним из наиболее информативных методов её экспериментальной разработки остаётся квазиупругое рассеяние нуклонов при высокой энергии.

На синхротронном ПИЯФ при энергии 1 ГэВ с помощью корреляционного спектрометра недостающей массы, способного одновременно детектировать протоны и нейтроны от реакций $(p, 2p)$ и (p, np) в кинематически полных опытах изучены ядра ${}^2\text{H}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24,25,26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28,29,30}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32,34}\text{S}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{208}\text{Pb}$ [1–7]. Акцент делался на исследовании нейтронных параметров, которые в подавляющем большинстве были не известны. В ряде случаев отсутствовали и протонные параметры, либо они нуждались в уточнении, особенно касающиеся состояний с большой энергией связи.

На первом этапе были выявлены самые общие закономерности эволюции ядерных параметров в функции от массового числа и получены эмпирические формулы, адекватно описывающие эффект насыщения ядерных сил, спин-орбитальное расщепление оболочек и изовекторные различия в энергетике уровней [7]. Всё это стало возможным лишь с получением информации о нейтронных оболочках и глубоких состояниях в тяжёлых магических ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{208}\text{Pb}$, где путём специального подбора кинематических условий удалось получить данные обо всех оболочках вплоть до $1s_{1/2}$. Последнее сыграло решающее значение в установлении законов асимптотического поведения ядерных параметров. В дальнейшем основное внимание было сконцентрировано на изучении тонкой структуры энергетических спектров. Структура появляется уже в нейтронном спектре ядра ${}^9\text{Be}$, где помимо пиков, которые можно идентифицировать как $1s$ - и $1p$ -состояния, присутствует дополнительный пик с очень малой энергией связи, что даёт основание говорить о расщеплении $1p_{3/2}$ -оболочки на два уровня (рис.1).

Аналогичное расщепление $1p$ -оболочки отчётливо видно и в спектрах ядер изотопов бора, а также ядра ${}^{12}\text{C}$, причём здесь расщеплёнными оказываются как протонные, так нейтронные оболочки.

Ещё более наглядная картина получена в случае ядер $2s$ - $1d$ -оболочек (рис. 1, 2), где, помимо упомянутого расщепления $1p_{3/2}$ -оболочки, в спектрах наблюдается фрагментация $1d_{5/2}$ -оболочки на три состояния, в каждом из которых содержится по две тождественных частицы.

При формировании $2s_{1/2}$ -оболочки (ядра ${}^{29,30}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32,34}\text{S}$) расщепления нет, но сохраняется попарный порядок независимого заполнения протонных и нейтронных уровней. С увеличением массы ядра энергетические зазоры между уровнями расщеплённых оболочек уменьшаются, так что в ядре ${}^{39}\text{K}$ на достигнутом уровне точности тонкая структура спектров практически не наблюдается.

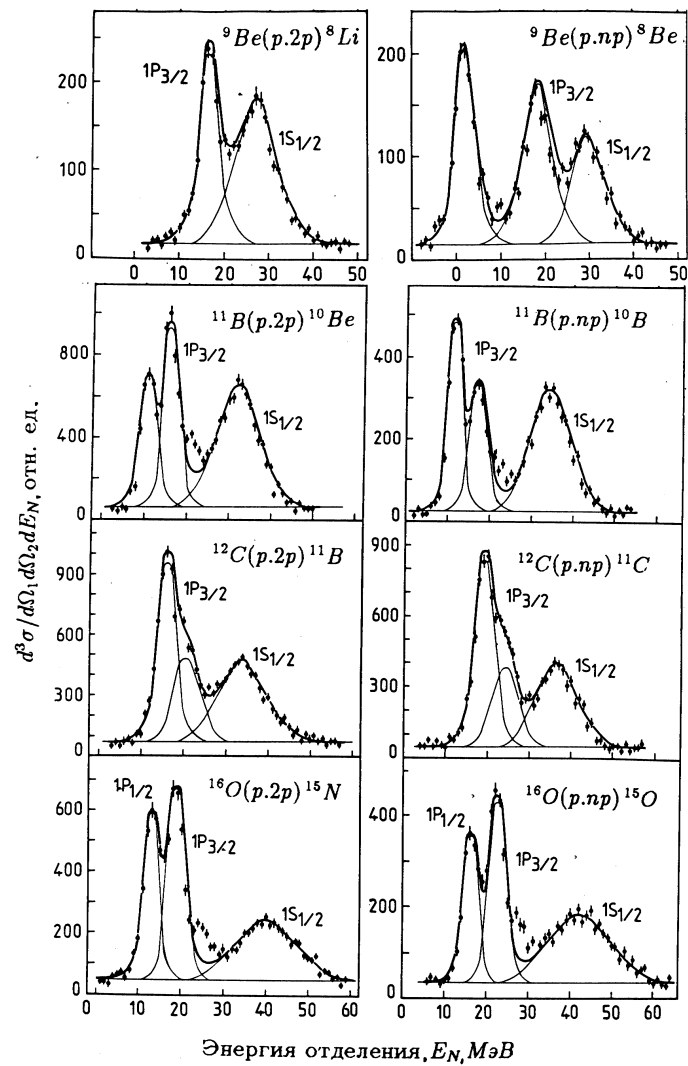


Рис. 1а. Спектры энергий связи нуклонов в ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$.

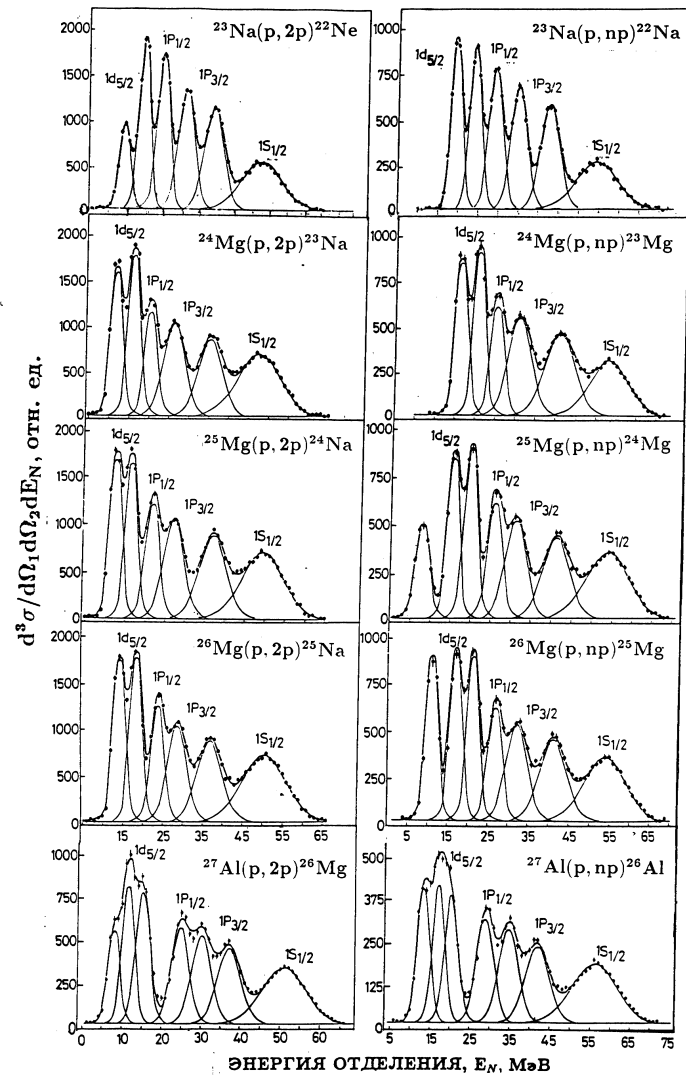


Рис. 1б. Спектры энергий связи нуклонов в ядрах ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24,25,26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$.

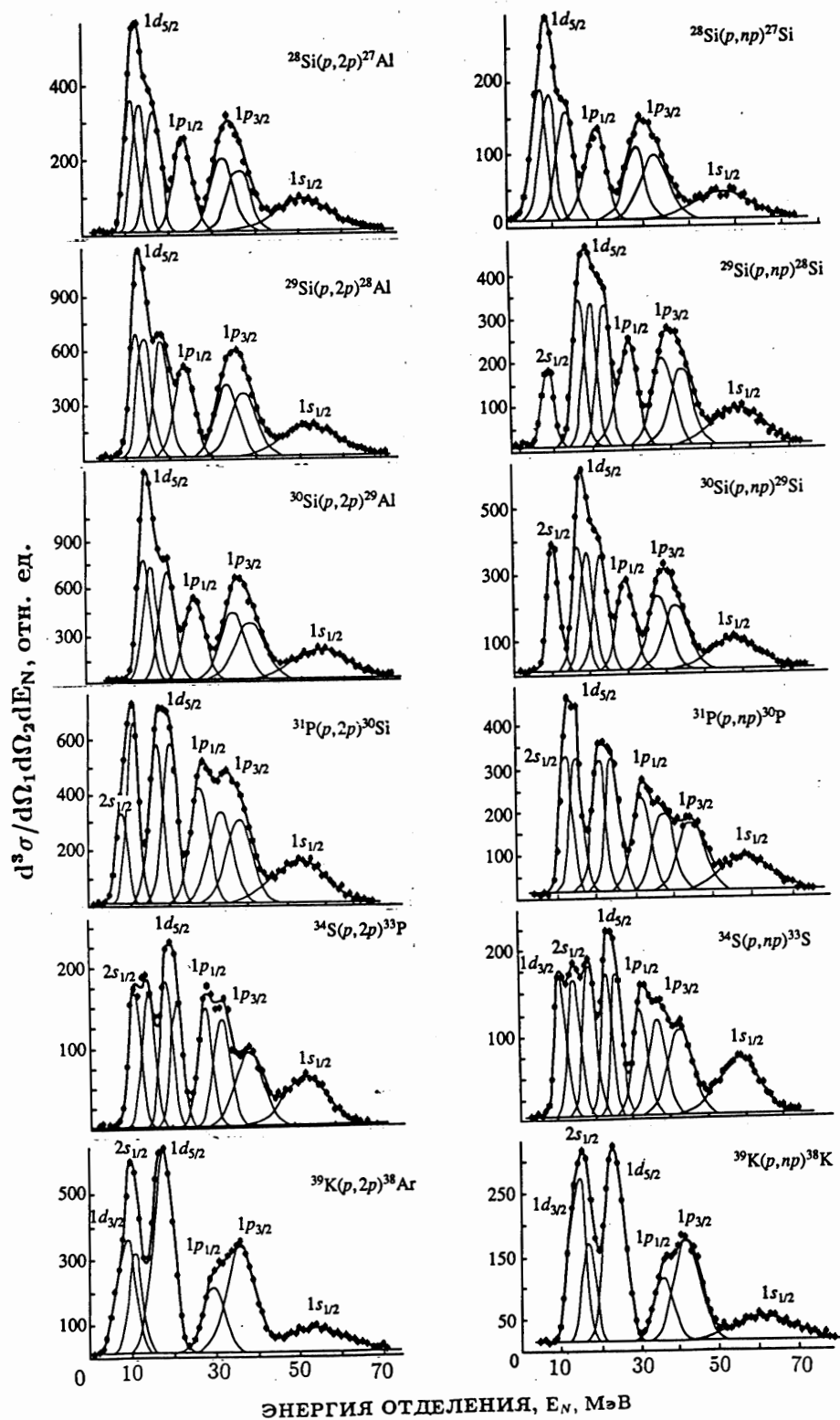


Рис. 2. Спектры энергий связи нуклонов в ядрах $^{28,29,30}\text{Si}$, ^{31}P , $^{32,34}\text{S}$, ^{39}K .

Наконец, в магических ядрах ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb все уровни связанных состояний протонов и нейтронов имеют кратность вырождения $(2j + 1)$, что отвечает основным положениям простой оболочечной модели.

Таким образом, в большинстве изученных ядер (за исключением магических и, возможно, ядра ^{39}K) наблюдается тонкая структура $1p$ - и $1d$ -оболочек, которую можно интерпретировать в терминах деформационной модели ядра. В аксиально-деформированном ядерном поле сохраняются проекции момента количества движения нуклонов на ось симметрии ядра. Отсюда возникает квантование уровней по числу возможных значений Ω^π . Иными словами, такие оболочки, как $1p_{3/2}$ и $1d_{5/2}$, распадаются, соответственно, на 2 и 3 состояния с числами заполнения $\eta_p = \eta_n = 2$. Энергия состояния при этом зависит от величины и знака параметра несферичности, что позволяет объяснить и более тонкие эффекты, нежели простое расщепление оболочек. В частности, из общей картины выпадают спектры, касающиеся ядер $^{28,29,30}\text{Si}$, где изолированными оказываются $2s_{1/2}$ - и $1p_{1/2}$ -оболочки, а зазор между первой парой уровней расщеплённой $1d$ -оболочки вдвое больше, чем между двумя другими состояниями. В более типичных случаях наблюдается обратная тенденция – равномерная плотность уровней в пределах терма, образующего $1p$ -оболочку. Всё это является прямым отражением специфики поведения орбит в области положительных и отрицательных значений параметров деформации (рис. 3), что позволяет визуально наблюдать такой тонкий эффект, как изменение формы ядра, и открывает уникальную возможность независимого определения протонных и нейтронных моментов квадрупольной деформации из реакций $(p, 2p)$ и (p, np) .

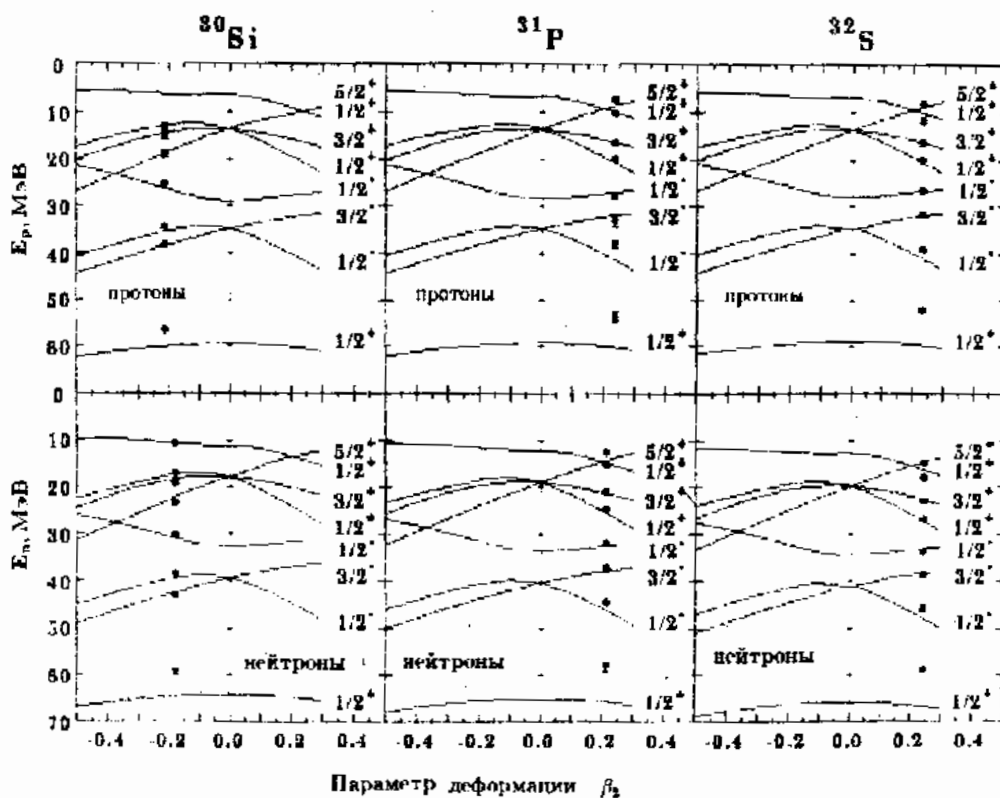


Рис. 3. Орбитали одночастичных состояний протонов и нейтронов в деформированных ядрах ^{30}Si , ^{31}P , ^{32}S . Точками показаны экспериментальные значения положения максимумов в спектре энергий отделения протонов.

Такая возможность была реализована в частично-самосогласованной модели ядра, построенной на базе метода Хартри-Фока с силами Скирма [2], где гамильтониан разбивался на две части, из которых одна описывала состояния сферически-симметричного остова, а другая — статическую деформацию, определяемую мультипольными параметрами несферичности ядерного поля. Последние находились методом последовательных приближений из условия наилучшего описания структуры спектров (рис. 3), причём делалось это независимо для протонных и нейтронных состояний. Одночастичные волновые функции, отвечающие найденным значениям параметров деформации, использовались затем для построения детерминанта Слетера и определения квадрупольных моментов распределения протонов и нейтронов как средних значений соответствующих операторов. В основном, интересовали нейтронные моменты, прямым методом измерения которых не существовало. За меру модельной неопределённости была принята степень согласия полученных нами значений зарядовых квадрупольных моментов Q_{2p} с соответствующими значениями Q_{ch} , найденными традиционными методами (Q_{ch} , таблица [М. П. Авотина, А. В. Золотавин. Моменты основных и возбуждённых состояний ядер, Л., 1976.]).

Таблица

Собственные квадрупольные моменты распределения протонов, нейтронов и ядерной материи в ядрах $1p$ - и $2s-1d$ -оболочек

Ядра	Q_{2p} Фм ²	Q_{ch} Фм ²	Q_{2n} Фм ²	Q_{2m} Фм ²
⁶ Li	+2.6 (1.7)	+1.3 (1.3)	+2.5 (1.8)	+5.1 (2.5)
⁷ Li	+7.2 (2.1)	+7.2 (2.5)	+12.3 (2.5)	+19.8 (3.3)
⁹ Be	+15.8 (2.6)	+16.5 (2.5)	+17.3 (2.7)	+33.1 (3.6)
¹⁰ B	+15.5 (3.2)	+16.2 (3.1)	+15.7 (3.0)	+31.2 (4.5)
¹¹ B	+11.6 (3.5)	+18.0 (3.5)	+11.0 (3.6)	+22.6 (4.9)
¹² C	-18.5 (5.1)	-20.5 (1.5)	-19.0 (5.2)	-37.5 (7.1)
²³ Na	+45.3 (3.2)		+43.0 (4.0)	+88.3 (6.3)
²⁴ Mg	+45.8 (5.0)	+53.5 (2.1)	+50.7 (4.9)	+96.5 (7.0)
²⁵ Mg	+48.9 (4.8)	+57.3	+52.8 (5.1)	+101.7 (7.0)
²⁶ Mg	+49.6 (4.6)	+44.0 (3.0)	+63.9 (4.5)	+113.5 (5.3)
²⁷ Al	+33.4 (4.2)	+24.5	+32.5 (4.7)	+65.9 (5.3)
²⁸ Si	-48.5 (6.1)	-47.0 (2.0)	-49.3 (6.9)	-98.8 (8.1)
²⁹ Si	-47.7 (2.4)		-43.4 (2.7)	-91.1 (3.6)
³⁰ Si	-48.9 (3.2)		-48.0 (3.8)	-86.9 (4.8)
³¹ P	+54.3 (2.4)		+53.9 (2.4)	+108.2 (2.4)
³² S	+58.7 (5.5)	+53.0	+59.9 (4.6)	+118.6 (7.0)
³⁴ S	+50.4 (5.0)		+48.2 (4.9)	+98.6 (7.0)

Результаты сравнения показали, что противоречий нет (см. таблицу). Правильные изовекторные свойства ядерных потенциалов и стереотипный порядок определения протонных и нейтронных параметров деформации в рамках одной и той же процедуры позволяют заключить, что и неизвестные до этого нейтронные квадрупольные моменты найдены с той же достоверностью, что и протонные.

Теоретический анализ экспериментальных данных был выполнен методом Хартри-Фока с силами Скирма, который позволяет при ограниченном числе универсальных параметров с микроскопических позиций воспроизвести полную энергию связи и с. к. р. широкого класса ядер, сохранив при этом адекватное описание свойств бесконечной ядерной материи. Однако при этом нелокальность нуклон-нуклонного потенциала фиксируется неоднозначно. Этот произвол можно уменьшить, если в качестве дополнительного критерия использовать спектры одночастичных состояний нуклонов, которые обладают высокой критичностью к параметрам самосогласованного поля. Оказалось, что оптимальными с точки зрения описания энергетики глубоких уровней и воспроизведения деформационных эффектов являются силы, нелокальность которых характеризуется эффективной массой нуклонов $m^*/m \simeq 0.5 - 0.6$ (рис. 4). Однако универсального варианта нет, и в этом проявляется принципиальный недостаток теории, которая при использовании сил Скирма не в состоянии описать всю систему уровней при фиксированном значении нелокальности взаимодействия. Возможно большего успеха можно добиться с потенциалами, зависящими от энергии или нелинейно зависящими от ядерной плотности (MDI).

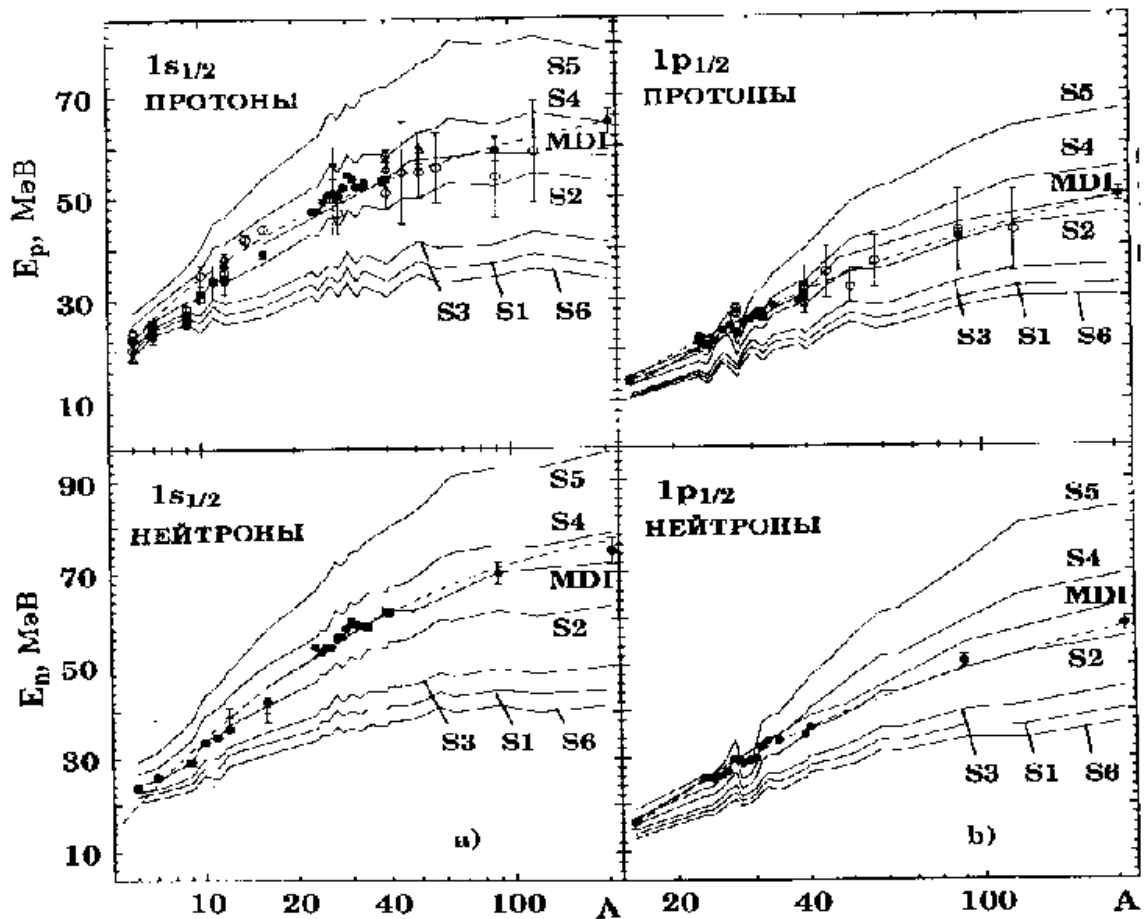


Рис. 4. A -зависимости энергий связи нуклонов на разных оболочках.

● — результаты настоящей работы, ○, Δ — результаты ранних опытов по $(p, 2p)$ - и $(e, e'p)$ -рассеянию. Сплошные линии — результат расчёта методом Хартри-Фока с различными вариантами сил Скирма (S1–S6) и с силами, нелинейно зависящими от плотности (MDI). Для наглядности экспериментальные точки соединены пунктиром.

Анализ дифференциальных сечений (p, Np) -реакций сводился к вычислению интегралов перекрытия от искажённых волновых функций нуклонов в начальном и конечном состояниях с хартри-фоковской волновой функцией нуклонов в ядре. Для нахождения искажённой волновой функции выбитого нуклона использовался метод парциальных волн. Искажения волновых функций налетающего и рассеянного протонов рассчитывались в рамках дифракционной теории Глаубера, что обеспечивало адекватное описание механизма поглощения волн, который в данном случае является основным.

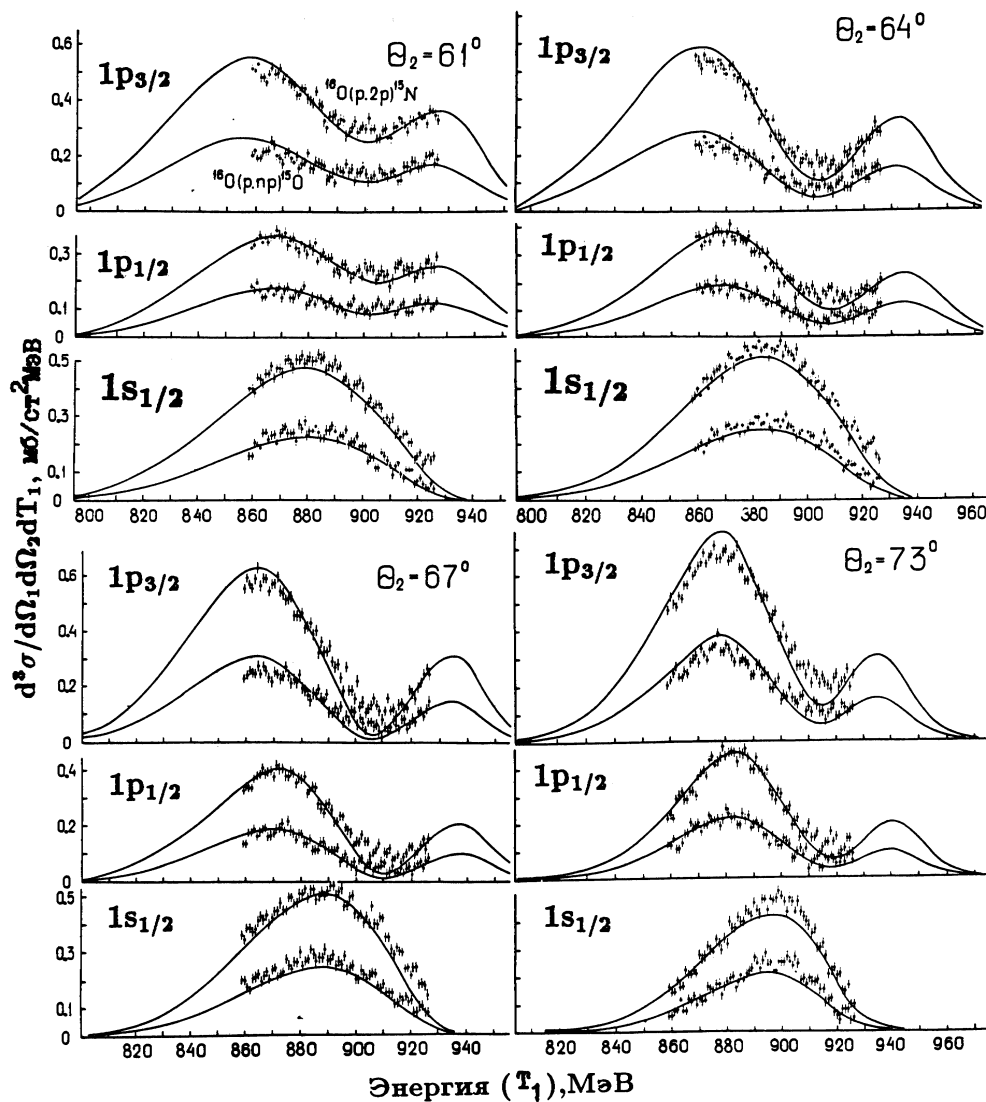


Рис. 5. Дифференциальные сечения (p, Np) -реакций на ядрах ^{16}O .

Расчёты, выполненные для ядер ^{16}O (рис.5) и ^{40}Ca , где одночастичные волновые функции реалистичны, показали, что форма дифференциальных сечений, относительные выходы нуклонов в реакциях $(p, 2p)$ и (p, np) , а также изменения в характере поведения сечений, обусловленные вариацией углов рассеяния и переходами от одной ядерной оболочки к другой, воспроизводятся теорией вполне удовлетворительно, то есть правильно учтён механизм искажения волн и справедливо импульсное приближение.

При переходе к ядру ^{12}C (рис.6) возникают некоторые расхождения с теорией, проявляющиеся в относительно высоком наблюдаемом выходе нейтронов.

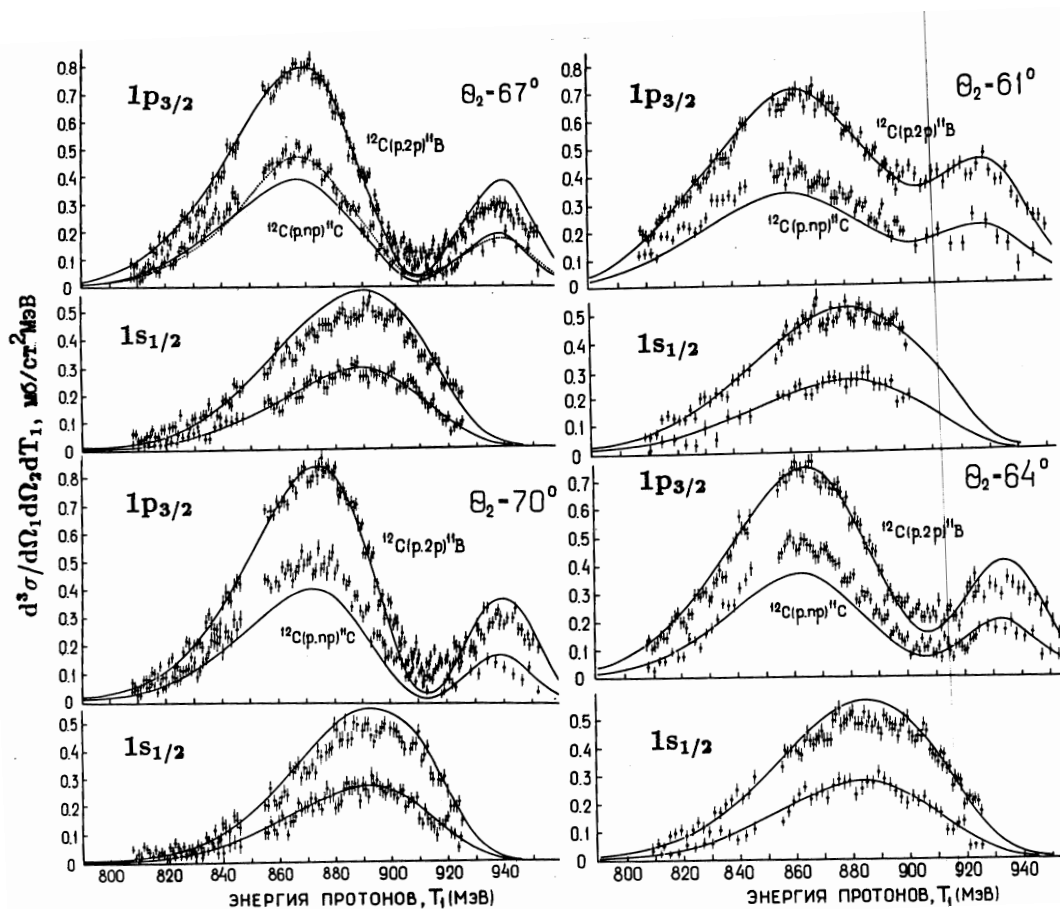


Рис. 6. Дифференциальные сечения (p, Np) -реакций на ядре ^{12}C .

Для анализа этих расхождений было целесообразно перейти к относительным структурно-корреляционным функциям $R_A(T)$, определив их как отношение дифференциальных сечений (p, np) - и $(p, 2p)$ -реакций, приведённых к сечениям свободного рассеяния нуклонов. Такая функция, с учётом специфики определения эффективности регистрации нейтронов ($\varepsilon_n = ([N^d]_{p,np}/[N^d]_{p,2p}) \times [d\sigma/d\Omega]_{p,p}/[d\sigma/d\Omega]_{p,n}$), представляет собой отношение выходов нуклонов с различных оболочек ядра и в (p, Np) -реакциях на дейтерии.

Эта величина не содержит систематических ошибок эксперимента, а в теоретическом плане сводится к отношению интегралов перекрытия от искажающих факторов и волновых функций нуклонов в ядре. Поскольку искажения волн в реакциях (p, np) и $(p, 2p)$ примерно одинаковы, то на передний план выступают изовекторные различия структуры ядра. В частности, величина и знак $R_A(T)$ зависят от соотношения протонных и нейтронных с. к. р. ядерных оболочек, причём при малых значениях импульсов ядерных нуклонов степень корреляции между абсолютной величиной отклонения от единицы и отношением с. к. р., согласно расчётам в PWIA, составляет $(2l + 3)$, где l — орбитальный момент нуклона. Численные расчёты с хартри-фоковскими функциями и последовательным учётом искажения волн подтвердили правильность выводов, сделанных в PWIA. Более того, искажения волн подчеркивают периферический характер (p, Np) -реакций, так что степень корреляции между отношением радиусов и выходов нуклонов даже усиливается.

Первоначально высказанные соображения были проверены на магических ядрах ^{16}O и ^{40}Ca , где в хартри-фоковских волновых функциях отражена информация о протонных и нейтронных уровнях и с. к. р. Анализ показал, что характер отклонения относительных структурно-корреляционных функций от единицы однозначно указывает на то, что в этих ядрах нейтронная энергия связи больше протонной, а с. к. р. нейтронных оболочек меньше протонных, причём отношению $\langle r_n^2 \rangle_n^{1/2} / \langle r_p^2 \rangle_p^{1/2} \simeq 0.99$ соответствуют отклонения от единицы $\sim 20\%$, что говорит о высокой чувствительности величины $R_A(T)$ к изовекторным характеристикам ядерного поля.

Качественно иная картина возникает при переходе к ядру ^{12}C , где аналогичные расчёты функций $R_A(T_1)$ не согласуются с экспериментом, особенно в случае $1p_{3/2}$ -оболочки, где экспериментальная зависимость $R_A = f(T_1)$ является, по сути дела, зеркальным отражением теоретической кривой относительно $R_A(T_1) = 1$ (рис. 7.).

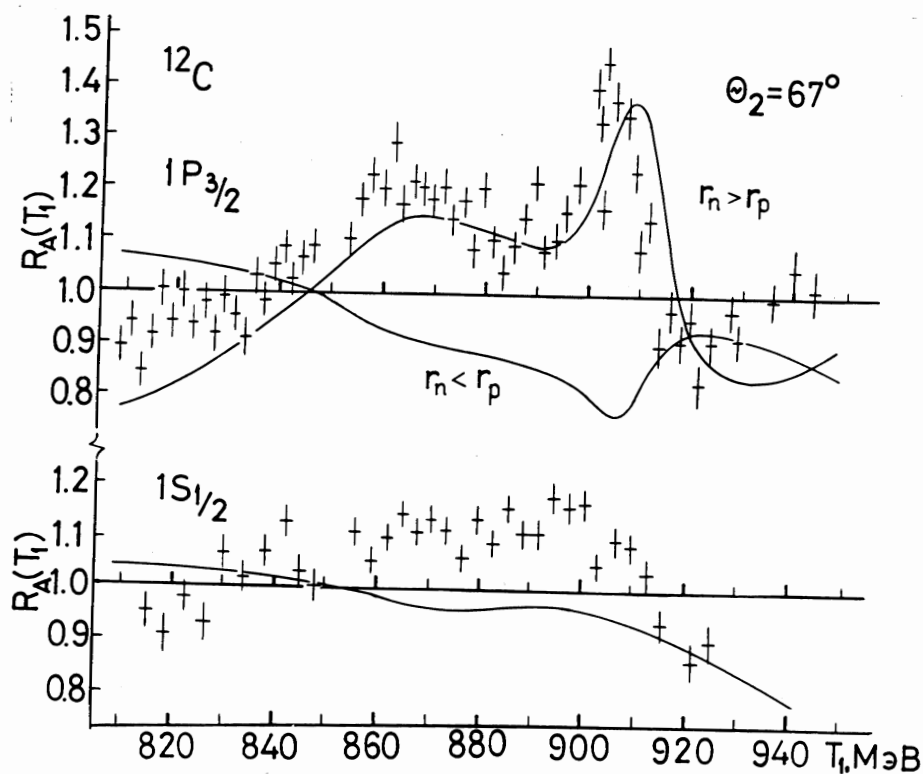


Рис. 7. Экспериментальные и теоретические относительные структурно-корреляционные функции нуклонов в ядре ^{12}C .

Такое поведение $R_A(T_1)$ типично для состояний, где нейтронный радиус оболочки превышает протонный, что может быть следствием деформации отрицательного типа. То есть помимо различия в сферически-симметричных монополярных плотностях распределения протонов и нейтронов, которые учтены в поведении теоретических кривых, следует принять во внимание и различия в пространственном распределении квадрупольных компонент $\rho_{2n}(r)$ и $\rho_{2p}(r)$. Изовекторная составляющая квадрупольной плотности $\rho_{21} = \rho_{2n}(r) - \rho_{2p}(r)$ ядра ^{12}C в области $1.8 \leq 3.8$ Фм, где радиальные волновые функции одночастичных состояний нуклонов дают максимальный вклад в интегралы перекрытия, положительна, что и проявляется в поведении дифференциальных сечений как

некоторое относительное усиление выхода нейтронов над протонами. Учитывая, что обсуждаются очень малые различия в пространственном распределении протонов и нейтронов, масштаб которых задаёт кулоновское взаимодействие, легко привести в соответствие расчётные и экспериментальные выходы нуклонов из состояний p -оболочки. Для этого достаточно лишь допустить 5%-ное превышение нейтронного с. к. р. над протонным: $\langle r_\nu^2 \rangle_n^{1/2} / \langle r_\nu^2 \rangle_p^{1/2} \simeq 1.05$ (рис.7, кривая $r_n > r_p$ и рис.6, $\Theta_2 = 67$ град., точечная кривая). Таким образом, исследование относительных структурно-корреляционных функций можно считать прецизионным методом изучения изовекторных характеристик ядерного поля.

Подводя итог, можно отметить, что одновременное изучение процессов $(p, 2p)$ и (p, np) не только расширяет объём получаемой информации, но и открывает новые пути в исследовании структуры ядер. Спектры связанных состояний нуклонов в ядрах непосредственно отражают симметрию ядерного поля, что даёт возможность изучения сферической и несферической компоненты плотности методом квазиупругого рассеяния нуклонов. Основной целью здесь может быть получение нейтронных квадрупольных моментов, прямых методов измерения которых не существует. Дифференциальные сечения и относительные структурно-корреляционные функции могут быть использованы для измерения малых различий в протонных и нейтронных с. к. р. оболочек. Всё это в целом делает (p, Np) -реакции перспективными с точки зрения изучения размеров, формы и оболочечной структуры ядер. Полученная информация является критическим тестом при построении согласованной теории ядра.

Список литературы

- [1] С.Л.Белостоцкий, С.С.Волков, А.А.Воробьев, Ю.В.Доценко, Л.Г.Кудин, Н.П.Куropаткин, О.В.Миклухо, В.Н.Никулин, О.Е.Прокофьев. // Ядерная физика, 1985. Т.41. С.1425.
- [2] Ю.В.Доценко, В.Е.Стародубский. // Ядерная физика, 1985. Т.42. С.107.
- [3] S.L.Belostotsky, Yu.V.Dotsenko, N.P.Kuropatkin, O.V.Mikluho, V.N.Nikulin, O.E.Prokofiev, Yu.A.Scheglov, V.E.Starodubsky, A.Yu.Tsaregorodtsev, A.A.Vorobyov, M.B.Zhalov. // Proc. Int. Symp. on Mod. Develop. in Nucl. Phys., Novosibirsk, 1987. P.191.
- [4] Yu.V.Dotsenko, J.A.Chakchalyan, O.A.Domchenkov, N.P.Kuropatkin, A.A.Lobodenko, O.V.Mikluho, Yu.A.Scheglov, V.E.Starodubsky, A.Yu.Tsaregorodtsev, S.S.Volkov, A.A.Vorobyov. // Conf. on Selected Top. in Nucl. Struct., Dubna, 1989. V.2. P.28.
- [5] С.С.Волков, А.А.Воробьев, О.Я.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куropаткин, А.А.Лободенко, О.В.Миклухо, В.Н.Никулин, В.Е.Стародубский, А.Ю.Царегородцев, Ж.А.Чахалян, Ю.А.Щеглов. // Ядерная физика, 1990. Т.52. С.1339.
- [6] А.А.Воробьев, Ю.В.Доценко, А.А.Лободенко, О.В.Миклухо, И.И.Ткач, Л.Н.Уваров, А.Ю.Царегородцев, Ж.А.Чахалян, Ю.А.Щеглов. // Ядерная физика, 1994. Т.57. С.3.
- [7] А.А.Воробьев, Ю.В.Доценко, А.А.Лободенко, О.В.Миклухо, И.И.Ткач, А.Ю.Царегородцев, Ж.А.Чахалян, Ю.А.Щеглов. // Ядерная физика, 1995. Т.58. С.1923.