Глава 3

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

§ 3.1. Характеристики ядер в упругом рассеянии электронов

При упругом рассеянии энергия возбуждения ядра $\omega = E_{возб} = 0$, а начальное состояние ядра $|J_i\ T_i\ \alpha_i>$ совпадает с конечным. Из формулы (2.52) следует, что при $J_i = J_f = J_0$ и $T_i = T_f = T_0$, величина $J+\eta$ всегда четная и поэтому в упругое рассеяние могут давать вклады лишь те мультиполи, которые удовлетворяют этому условию. Для кулоновского (продольного) формфактора $\eta=0$ и J – четное число. Из правил отбора по моменту следует, что $J \leq 2J_0$. Следовательно, в суммарном кулоновском формфакторе при упругом рассеянии могут содержаться мультипольные формакторы ***C0, C2…, CJ****max*, где максимальное значение мультипольного момента $J_{max} = 2J_0$. Формфакторы $F_{cl}(q)$ связаны с распределением плотности заряда ядра, поэтому соответствующие им вклады в эффективное сечение называются вкладами упругого «зарядового» рассеяния.

Для вкладов поперечных формфакторов в упругое рассеяние $\eta=1$, откуда следует, что в поперечный формфактор при упругом рассеянии входят только мультиполи с нечетными J. Требование положительной четности оператора перехода $\pi = \pi_i = \pi_f = +1$ несовместимо с нечетностью J, поэтому электрические мультиполи EJ **не** могут принимать участие в упругом рассеянии. В поперечный формфактор упругого рассеяния могут входить только магнитные мультипольные формфакторы MJ с нечетными значениями J, причем $J \leq 2J_0$; это так называемое «магнитное» упругое рассеяние.

Эффективное сечение упругого рассеяния, таким образом, связано только с кулоновскими (или зарядовыми), и магнитными мультипольными формфакторами:

$$\left(\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{d}\Omega}\right)_{\mathbf{el}} = \frac{\mathbf{Z}^2\sigma_{\mathbf{M}}}{\eta_{\mathbf{R}}}\left[\sum_{\mathbf{J}=0,2,4...}^{\mathbf{J_{MAX}}} \mathbf{F}_{\mathbf{CJ}}^2(\mathbf{q}) + \left(\frac{1}{2} + \mathbf{tg}^2\frac{\vartheta}{2}\right)\sum_{\mathbf{J}=1,3...}^{\mathbf{J_{MAX}}} \mathbf{F}_{\mathbf{MJ}}^2(\mathbf{q})\right], \tag{3.1}$$

где $\boldsymbol{J_{max}\leq 2J_0}$; $\boldsymbol{J_0}$ – спин основного состояния ядра.

Величины магнитных мультипольных формфакторов значительно меньше кулоновских формфакторов, поэтому их определение требует проведение экспериментов под большими углами рассеяния, желательно при $\theta=180^\circ$, когда вклад зарядового рассеяния в сечение равен нулю. При малых углах доминирует зарядовое рассеяние, которое является основным источником знаний о размерах ядер, форме потенциальной ямы ядерных сил и распределении плотности заряда в ядре.

§ 3.2. Зарядовое рассеяние.

Формфактор упругого зарядового рассеяния

$$\mathbf{F}_{\mathbf{L}}^2(\mathbf{q}) \equiv \mathbf{F}_{\mathbf{CJ}}^2(\mathbf{q}) = \frac{4\pi}{\mathbf{Z}^2(2\mathbf{J}_0+1)}\sum_{\mathbf{J}=0,2...}^{\mathbf{J_{MAX}}} \left|\left\langle \mathbf{J}_0 \left\| \mathbf{M}_{\mathbf{J}}^{\mathbf{coul}}(\mathbf{q}) \right\| \mathbf{J}_0 \right\rangle\right|^2 . \tag{3.2}$$

При рассеянии на четно-четном ядре $\boldsymbol{J_0=0}$ и в рассеянии участвует только монопольный член C0:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{C0}} = \frac{1}{\mathbf{Z}}\int_0^\infty \left\langle 0\left|\hat{\rho}(\mathbf{r})\right|0\right\rangle \mathbf{j}_0(\mathbf{qr})\mathbf{r}^2\mathbf{dr} = \frac{1}{\mathbf{Z}}\rho(\mathbf{q}). \tag{3.3}$$

Из § 2.1, следует, что

$$\begin{aligned}\rho(\boldsymbol{q}) &= \left\langle 0\left|\hat{\rho}(\boldsymbol{q})\right|0\right\rangle = \int \left\langle 0\left\|\hat{\rho}(\vec{\boldsymbol{r}})\right\|0\right\rangle \boldsymbol{e}^{-\boldsymbol{i}\vec{\boldsymbol{q}}\vec{\boldsymbol{r}}}\boldsymbol{d}^3\boldsymbol{r} = \\ &= \boldsymbol{Z}\int \left|\psi_0(\boldsymbol{r})\right|^2 \mathbf{exp}(-\boldsymbol{i}\vec{\boldsymbol{q}}\vec{\boldsymbol{r}})\boldsymbol{d}^3\boldsymbol{r}\end{aligned} \tag{3.4}$$

и формфактор

$$F_{C0}(q) = \int \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \left|\psi_0(\vec{r})\right|^2 d^3 r \,. \qquad (3.5)$$

При этом для q=0 F_{C0}=1. Формулы (3.3)-(3.5) связывают формфакторы и сечение упругого рассеяния с волновой функцией ядра в основном состоянии. Из (3.5) следует возможность расчета формфакторов в модельных приближениях для волновых функций основных состояний ядер ψ_0(r). Например, при рассеянии электрона на точечных частицах, когда $|\psi_0(r)|^2=\delta(r)$, формфактор $F_{C0}(q)=1$. Поэтому обнаружение в рассеянии электронов высоких энергий на протонах поведения формфактора $F_L(q)\rightarrow$const при высоких значениях переданного импульса q привело к открытию ***партонов*** **–** точечных частиц, входящих в структуру протона. Эти частицы были впоследствии отождествлены с кварками и глюонами.

Анализ экспериментальных данных по упругому зарядовому рассеянию, как правило, включает сравнение с результатами модельных теоретических расчетов. Такое сравнение позволяет объяснить основные особенности структуры сечения рассеяния и, с другой стороны, позволяет выявить ограниченность и недостатки использованной модели и сделать следующий шаг в понимании структуры ядра. Например, упругое рассеяние на ядре ^{16}O имеет эффективное сечение, показанное на рисунке 3.1.

Интерпретация зависимости зарядового формфактора от переданного импульса q в микроскопической теории ядра может быть предпринята в простейшей версии одночастичной модели оболочек, так называемой «предельной» модели, когда все состояния 1s и 1p оболочек считаются заполненными, а все состояния более высоких оболочек вакантны.

Если одновременно считать, что в качестве волновых функций нуклонов в ядре ^{16}O можно использовать волновые функции гармонического осциллятора (ВФГО), то расчет зарядового формфактора становится сравнительно несложной задачей:

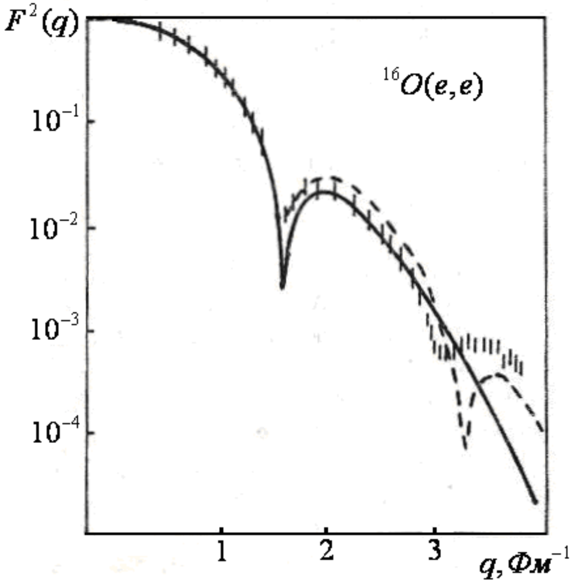

Рис.3.1. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ^{16}O

$$\psi_0(r_1,...,r_{16}) = \frac{1}{\sqrt{16}} Det\left|\psi_{1S}(1)...\psi_{1S}(4)\psi_{1P}(1)\psi_{1P}(12)\right| ;$$

$$\left\langle 0\left\|\widehat{\rho}(\boldsymbol{r})\right\|0\right\rangle = \sum_{\boldsymbol{i}=1} \int \boldsymbol{d}^3\boldsymbol{r}_1...\boldsymbol{d}^3\boldsymbol{r}_{16}\psi_0^*\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\boldsymbol{i}})\frac{1+\tau_{3i}}{2}\psi_0 ;$$

$$\mathbf{F}_{C0}(\mathbf{q}) = \frac{1}{\mathbf{Z}}\int \mathbf{exp}(-\mathbf{i}\vec{\mathbf{q}}\vec{\mathbf{r}})\left\langle 0\left\|\widehat{\rho}(\mathbf{r})\right\|0\right\rangle \mathbf{d}^3\mathbf{r} = (1-\frac{\mathbf{q}^2\mathbf{b}^2}{8})\mathbf{exp}(-\frac{\mathbf{q}^2\mathbf{b}^2}{4}) . \quad (3.6)$$

Результат этого расчета изображен на рис. 3.1 в виде сплошной кривой. Параметр $b = \sqrt{\hbar / \mu\omega}$ осцилляторного потенциала получают из условия совпадения минимума теоретического формфактора с положением экспериментального первого минимума в зависимости сечения от переданного импульса. В случае ядра ^{16}O это дает b=1.77 Фм. Из сравнения теоретического и экспериментального формфакторов на рис. 3.1 следует, что использованная теоретическая модель неплохо воспроизводит общий ход экспериментального формфактора примерно до $q \leq 400$ MeV/c. Область более высоких переданных импульсов этим приближением описана быть не может. Более реалистическая картина формфактора может быть получена при условии использования волновых функций ядра в яме конечной глубины.

Для ядер, близких к сферическим, удовлетворительное согласие с экспериментальными данными о зарядовом рассеянии достигается при предположении о фермиевском двухпараметрическом распределении заряда

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r - R}{a})}. \qquad (3.7)$$

В этом распределении $\rho_0 A/Z$=const для всех ядер с $\boldsymbol{J}=0$ от A=20 до A=208. $R=r_0 A^{1/3}$, причем $\rho(R)=\rho_0/2$; толщина поверхностного слоя t ядра не зависит от A и равна $4a \cdot \boldsymbol{ln}3$.

Распределению заряда (3.7) соответствует потенциальная яма конечной глубины (потенциал Вудса-Саксона):

$$V(r) = -V_0 \rho(r) / \rho_0 . \qquad (3.8)$$

Расчет зарядового формфактора ядра ^{16}O с волновыми функциями в потенциале Вудса-Саксона приведен на рис.3.1 в виде штриховой линии; этот результат несколько ближе к экспериментальной картине, чем итог расчета с ВФГО.

Экспериментальные данные о распределении заряда в ядрах, полученные в последнее десятилетие в упругом рассеянии электронов, свидетельствуют, что параметры распределения заряда зависят от эффектов оболочечной структуры. На рис. 3.2а представлены экспериментальные данные о среднеквадратичном радиусе распределения заряда $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (Точки, относящиеся к изотопам одного элемента, соединены прямыми линиями).

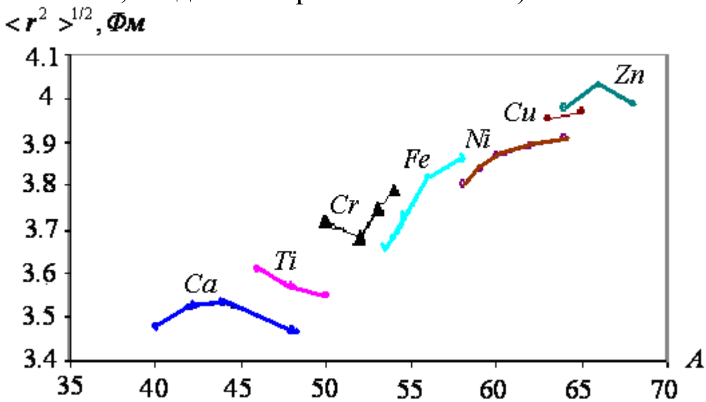

Рис. 3.2 а. Среднеквадратичный радиус распределения заряда $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в ядрах по результатам упругого рассеяния электронов .[6]

Рис.3.2б отражает изменения толщины поверхностного слоя ядер рис. 3.1а

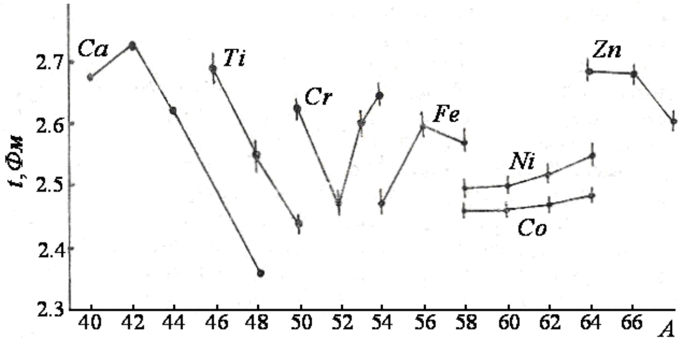

Рис. 3.2. б - Толщина поверхностного слоя ядер.[6]

Из этих результатов, полученных на ускорителях электронов, следует, что закон $\langle r^2\rangle^{1/2}=r_0A^{1/3}$ является весьма приближенным, он выполняется лишь как общая тенденция. Отклонения от этого закона видны, например, для изотопов *Ca*: ядро ^{48}Ca имеет меньший среднеквадратичный радиус распределения заряда, чем ядро ^{40}Ca. У изотопов титана среднеквадратичный радиус падает с ростом А нуклонов в ядре. Для ядра ^{58}Ni $\langle r^2\rangle^{1/2}\ll\langle r^2\rangle^{1/2}$ ^{58}Fe, хотя у ядер железа число протонов на два меньше, чем у ядер никеля. Эти эффекты связаны с особенностью оболочечной структуры ядер. Например, ядро ^{48}Ca содержит сверх кора - ядра ^{40}Ca- еще 8 нейтронов, которые заполняют подоболочку $1f_{7/2}$. Из данных, приведенных на рисунках 3.2, следует, что по мере заполнения этой нейтронной подоболочки толщина поверхностного слоя ядра и среднеквадратичный радиус вначале увеличиваются, а затем резко падают. Возникает эффект сжатия протонного распределения в ядре. Соотношение радиусов ядер $^{58}_{28}Ni$ и $^{58}_{26}Fe$ связано с заполнением протонной $1f_{7/2}$ подоболочки в ядре ^{58}Ni.

Эксперименты по упругому (е,е) рассеянию дают сведения о распределении плотности заряда в ядрах.

Данные о распределении массы ядер можно получить из экспериментов по упругому рассеянию протонов (p,p). Сравнение данных (e,e) и (p,p) позволяет сделать вывод о параметрах распределения протонов и нейтронов в ядрах. Некоторые результаты таких исследований приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1.

Ядро	r_n	r_p	Δr_{np}
^{16}O	2,74	2,73	0,01
^{28}Si	3,15	3,14	0,01
^{40}Ca	3,48	3,49	-0,01
^{48}Ca	3,64	3,48	0,16
^{208}Pb	5,56	5,50	0,06

Из таблицы следует, что поверхность ядра ^{48}Ca обогащена нейтронами. В ядре ^{208}Pb по данным (e,e) и (p,p) экспериментов, вблизи поверхности наблюдается относительный переизбыток протонов, однако на поверхности ядра, при $r>8$ Фм, плотность нейтронов резко возрастает.

Типичные картины зависимости сечения упругого рассеяния от переданного импульса приведены на рис. 3.1 и 3.4 для ядер ^{16}O и ^{208}Pb. Увеличение переданного импульса выше 2 Фм$^{-1}$ позволяет получить более точную информацию о распределении заряда вблизи центра ядра.

На рис. 3.3 показан результат экспериментальных исследований распределения заряда для семи четно-четных ядер на ускорителях в Сакле, Дармштадте, Майнце, Стенфорде, Амстердаме и Вашингтоне (NBS), проведенных в течение тридцати лет [7]. Эта информация о распределении заряда в основном состоянии ядер потребовала больших экспериментальных усилий для измерения малых сечений упругого рассеяния при больших переданных импульсах. Для всех приведенных на рис. 3.3 ядер, кроме ^{4}He, распределение заряда было получено путем сравнения экспериментальных результатов упругого (е,е) рассеяния с данными экспериментов с мюонами.

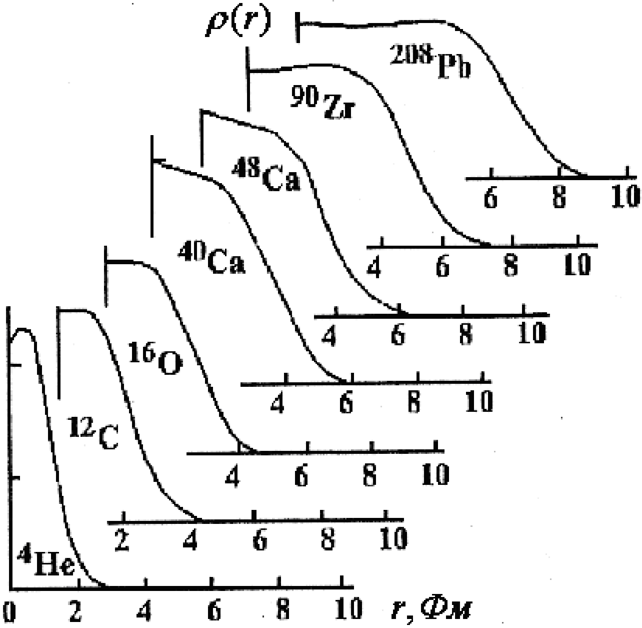

Рис.3.3. Экспериментальные распределения плотностей заряда в магических ядрах [7].

Теоретические расчеты распределения заряда, как правило, предсказывают более сильные колебания плотности, особенно в центре ядра, чем экспериментальные данные. Пример этой ситуации показан на рис. 3.4 для упругого рассеянии электронов на ядре ^{208}Pb . Теоретическая модель, использованная в расчете для этого ядра, соответствует представлению о независимых частицах, находящихся в среднем самосогласованном ядерном поле. Это приближение, казалось бы, должно наилучшим способом описывать результаты для тяжелого ядра ^{208}Pb, стабильного относительно деформаций и имеющего замкнутые протонные и нейтронные оболочки. Из данных, полученных в реакции ^{208}Pb(e,e), следует, что описание волновой функции состояния как полностью соответствующей замкнутым по протонам и нейтронам оболочкам, не соответствует опыту. Отклонение теоретических расчетов от эксперимента особенно велико для больших переданных импульсов, что соответствует исследованию плотности заряда вблизи центра ядра.

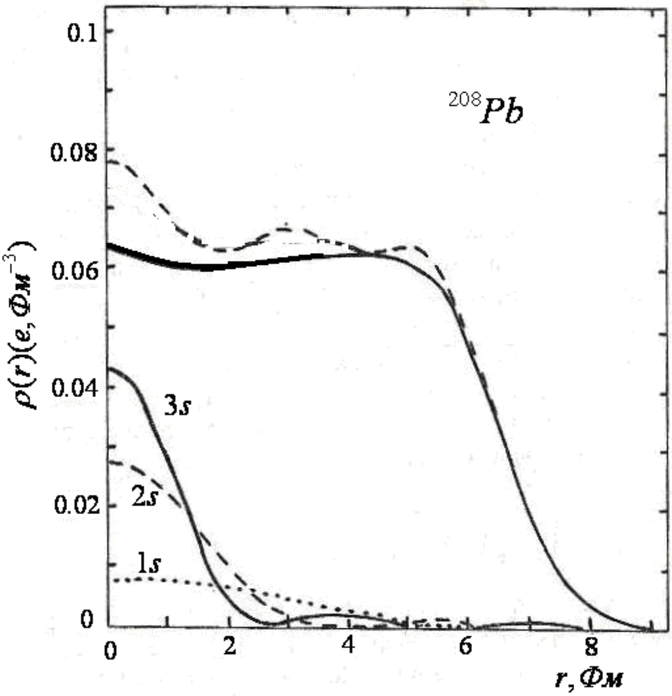

Рис.3.4. Плотность распределения заряда в ядре ^{208}Pb. Сплошная линия – эксперимент. Указаны вклады плотностей распределения 1s, 2s и 3s (точечных) протонов. Штриховая линия – результат расчета.

Это расхождение теории и эксперимента является, первую очередь, результатом того, что в теоретической модели не были учтены нуклон-нуклонные корреляции на малых расстояниях. В модельных расчетах предполагалось, что корреляции нейтрализуются действием принципа Паули в ядрах с полностью заполненными низшими по энергиям оболочкам. Корреляции не могут привести к рассеянию нуклонов друг на друге, так как нуклон не может перейти в уже занятое состояние. На этом и основана гипотеза среднего поля, практическая ценность которой доказана хорошим соответствием большого объема экспериментальных данных предсказаниям теории. Однако можно показать, что в приближении эффективного потенциала среднего поля не могут быть исчерпывающим образом учтены корреляции на малых расстояниях. Основным, хотя и не единственным, источником корреляций являются силы спаривания. Вопрос о степени справедливости приближения, при котором точная волновая функция ψ заменяется на волновую функцию φ модели среднего поля, будет ниже рассмотрен на примере ядра ^{208}Pb. Рассмотрим подробнее плотность распределения заряда в ядре ^{208}Pb вблизи центра ядра. В формировании плотности распределения заряда ядра ^{208}Pb вблизи нуля могут участвовать только 6 протонов, находящихся в одном из трех возможных состояний 1s, 2s или 3s. Волновые функции остальных 76 протонов ядра ^{208}Pb с орбитальным моментом $l \geq 1$равны нулю в начале координат. Волновые функции 1s и 2s протонов слишком сглажены, чтобы образовать заметный максимум в точке $r = 0$. Поэтому возрастание функции $\rho(r)$ при $r \to 0$ для ядра ^{208}Pb связано с протонами в 3s состоянии (рис. 3.4). Однако в отличие от результатов теории, экспериментальная картина плотности заряда почти лишена структуры, что показывает, что остаточные взаимодействия влияют на заселенность состояний. Чтобы выяснить роль 3s протонов в формировании плотности заряда, можно использовать тот факт, что 3s протоны присутствуют в валентной оболочке изотопов ^{206}Pb и ^{205}Tl. Исследование сечений упругого рассеяния электронов на соседних ядрах позволяет получить разность распределений зарядов этих ядер (еще интересней было бы исследовать разность распределения заряда ядер ^{208}Pb и ^{207}Tl, но последнее ядро нестабильно и не годится для изготовления мишени). Протоны 3s состояния дают вклад в сечение рассеяния при значительно больших переданных импульсах, чем протоны в других квантовых состояниях. Форма волновой функции 3s состояния близка к форме сферической функции Бесселя $j_0\ (qr)$, причем область их перекрытия в интеграле

$$\int \left|\psi_0(r)\right|^2 j_0(qr) r^2 dr$$

велика вблизи q = 2 Фм$^{-1}$.На рис. 3.5 показаны экспериментальные результаты сравнения сечений упругого рассеяния электронов на ядрах ^{206}Pb и ^{205}Tl, полученные на ускорителях в Майнце и Сакле и проанализированные в обзоре [7]. Экспериментальные точки для отношения сечений на ядрах ^{205}Tl и ^{206}Pb близки к результатам расчета в модели независимых частиц. Пик при q = 2 Фм$^{-1}$ соответствует вкладу лишнего протона в 3s состоянии в валентную оболочку ядра ^{206}Pb. Однако теоретическое значение превышает экспериментальный результат примерно на 30-35%. Анализ показывает, что при этих переданных импульсах вклад протонов, находящихся в других состояниях, не влияет на отношение сечений, показанное на рис. 3.5.

Эффекты поляризации также слабо сказываются на форме распределения 3s протонов.

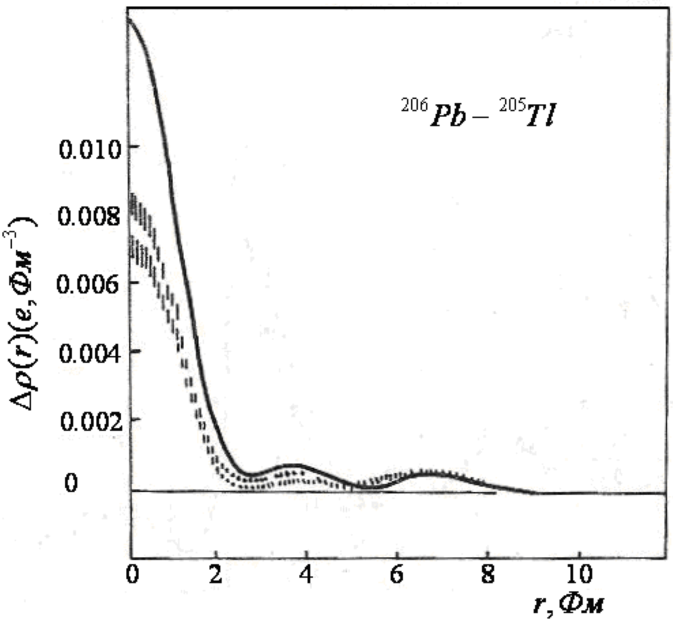

Рис. 3.5. Разность распределений зарядов в ядрах ^{208}Pb и ^{205}Tl..Сплошная кривая – расчет с максимальным числом заполнения $3s_{1/2}$ состояния[7].

Использование разных форм эффективных потенциалов практически не влияет на этот результат. Разность распределений плотностей заряда в ядрах ^{206}Pb и ^{205}Tl (рис. 3.5) показывает, что во внутренней области ядра эксперимент и теория имеют такое же подобие, что и в зависимости отношения сечений от импульса q. Однако распределение $\Delta\rho(r)$ позволяет убедиться, что в силу сохранения заряда, снижение – относительно теории –

функции $\Delta\rho(r)$ в центре ядра приводит к превышению в области $r \geq 5$ Фм.

Снижение плотности распределения в центре относительно теоретических предсказаний связано с тем, что числа заполнения 3s состояний в ядре ^{206}Pb (либо в обоих ядрах) не соответствуют гипотезе, что все состояния ниже поверхности Ферми полностью заполнены, а выше ее – вакантны. Если предположить, что 3s состояния заполнены только на 65-70%, результат расчета будет очень близок к экспериментальным распределениям.

Этот результат не соответствует привычным представлениям о магических ядрах как ядрах с полностью заполненными оболочками. Экспериментальные данные по упругому рассеянию электронов показывают степень точности этого приближения.

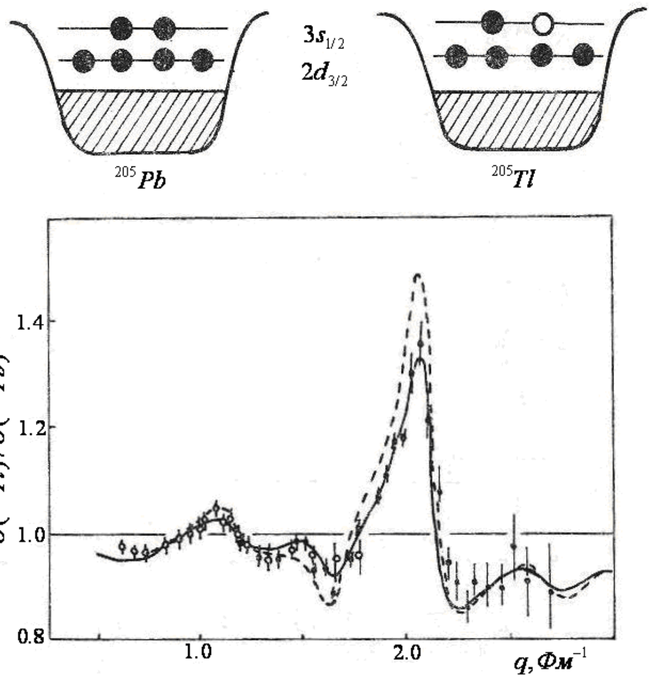

Рис. 3.6. Вверху – схематическая картина распределения протонов в ядрах ^{206}Pb и ^{205}Tl в подоболочках $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ вблизи поверхности Ферми при максимальных числах заполнения. Внизу – отношение эффективных сечений упругого рассеяния на ядрах ^{206}Pb и ^{205}Tl. Точки – экспериментальные данные, штриховая линия – результат расчета с максимальным числом заполнения 3s подоболочки,
сплошная – с 70% заполнением [7].

§ 3.3. Упругое магнитное рассеяние.

Если упругое зарядовое рассеяние позволяет создать картину распределения плотности заряда ядра, упругое магнитное рассеяние выявляет детали распределения ядерного тока и намагничения в основном состоянии ядра. Поскольку магнитные моменты в основном состоянии, как правило, определяются валентным нуклоном, упругое магнитное рассеяние позволяет исследовать свойства валентных нуклонов основного состояния. В отличие от зарядового рассеяния, в упругое магнитное рассеяние дают вклад, помимо протонов, также и нейтроны, участвующие в формировании спиновой части ядерного тока.

Рассмотрим упругое магнитное рассеяние на ядре с $J_i = J_0 \neq 0$. Упругий поперечный формфактор

$$F_T^2(q) = \frac{1}{2J_0+1} \sum_{J=1,3,5...} \left| \left\langle J_0 \left\| \widehat{T}_J^{mag} \right\| J_0 \right\rangle \right|^2 \qquad (3.9)$$

состоит из вкладов матричных элементов мультипольных операторов $\widehat{T}_{JM}^{mag}$ с нечетными значениями $\boldsymbol{J}$. Величина поперечного формфактора может быть определена в экспериментах при углах рассеяния 180°, когда только поперечный формфактор формирует сечение рассеяния (2.41). Матричные элементы мультипольных операторов с разными J имеют различную зависимость от переданного импульса q. В длинноволновом пределе $q \to 0$ доминирующим матричным элементом будет $\left\langle J_0 \left\| \widehat{T}_1 \right\| J_0 \right\rangle$, так же, как это имеет место для реальных фотонов. Поперечный формфактор, соответствующий оператору $\widehat{\boldsymbol{T}}_1^{\boldsymbol{mag}}$, при малых q пропорционален магнитному моменту ядра.

$$F_{M1}^2(q) \xrightarrow[q\to 0]{} \frac{J_0+1}{J_0} \left(\frac{q}{2M} \right)^2 \cdot \frac{\mu^2}{6\pi} \quad . \qquad (3.10)$$

Количество мультиполей (мультипольных формфакторов), которое дает вклад в суммарный формфактор (3.9), зависит от спина основного состояния ядра, поскольку $J \leq 2J_0$. Для ядер с $J_0 = 1/2$ в магнитном упругом рассеянии принимает участие только магнитный дипольный член M1. В ядрах с $J_0 = 3/2$, например ^{7}Li и ^{11}B, в магнитное рассеяние дают вклады M1 и M3 мультипольные формфакторы, которые имеют максимумы при разных q. Зависимость мультипольных формфакторов от переданного импульса q позволяет с помощью использования теоретических расчетов матричных элементов $\left\langle J_0 \left\| \widehat{T}_J^{mag} \right\| J_0 \right\rangle$ разделить вклады отдельных F_{MJ} мультипольных формфакторов. Изучение магнитного упругого рассеяния является удобным методом исследования распределения спиновой компоненты ядерного тока, поскольку вклады ядерного намагничения в формфакторы (3.9), как правило, доминируют над вкладами конвекционного ядерного тока. Поэтому магнитное рассеяние, в отличие от зарядового, чувствительно как к протонам, так и нейтронам как частицам с одинаковыми по порядку величины магнитными моментами.

Нуклоны, содержащиеся в ядерном коре, т.е. в полностью замкнутых оболочках, не принимают прямого участия в магнитном рассеянии, которое дает информацию о внешних нуклонах ядра. В этом отношении магнитное рассеяние сходно с исследованием ядра в адронных взаимодействиях. Сравнение результатов магнитного (е,е) рассеяния и реакций с адронами является перспективным методом выделения спектроскопических эффектов, связанных с механизмом взаимодействия пробной частицы с ядром.

Ядерный ток, распределение которого формирует сечение магнитного упругого рассеяния, может содержать значительные вклады мезонных обменных токов. Поэтому изучение магнитных мультипольных формфакторов F_{MJ}

(q) является также средством исследования ненуклонных степеней свободы ядра.

Возможность исследования конфигурационной структуры внешних подоболочек с помощью магнитного упругого рассеяния иллюстрируется на примере ядра ^{28}Si, спин основного состояния которого $J_0 = 1/2^+$ В магнитное (e,e) рассеяние на ^{29}Si дает вклад только F_{M1}. В "предельной" оболочечной модели ядро ^{28}Si представляет собой полностью замкнутую систему, соответствующую конфигурации
$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4(1d_{5/2})^{12}$; тогда ядро ^{29}Si отличается от ^{28}Si одним нейтроном в 2s подоболочке.

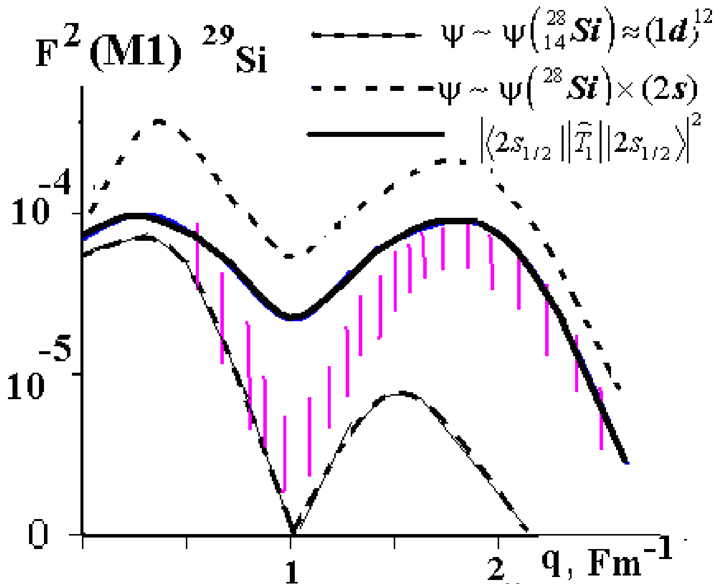

Рис.3.7. Поперечный формфактор ^{29}Si(e,e) реакции: результаты расчетов с двумя волновыми функциями и экспериментальные данные[8].

На рис.3.7 показаны экспериментальные результаты измерений формфактора упругого магнитного рассеяния и результат расчета в “предельной” модели с волновыми функциями нейтрона в потенциале Вудса-Саксона (пунктирная кривая). Видно, что “предельная” модель сильно завышает значение $F^2_{M1}(q)$ во всей области переданных импульсов. На этом же рисунке показан вклад матричного элемента $\left|\left\langle 2s_{1/2}\left\|\widehat{T}_1\right\|2s_{1/2}\right\rangle\right|^2$ (сплошная линия), рассчитанного с волновыми функциями в потенциале конечной глубины. Расчет указывает на роль 2s нейтронов в создании второго максимума M1 формфактора.

Исследование магнитного упругого рассеяния показало, что так называемый фактор подавления, т.е. отношение экспериментальной величины формфактора F^2_{M1} к результату расчета в “предельной” модели, зависит от мультипольности J (S<1)

$$S = (F^2_{MJ})_{эксп} / (F^2_{MJ})_{теор}\,. \qquad (3.11)$$

Зависимость фактора подавления от J можно проследить на примере упругого рассеяния электронов на угол 180° на ядре ^{17}O [9] (рис. 3.8). Поперечный магнитный формфактор для ядра с $J_0 = 5/2^+$ является суммой трех мультипольных формфакторов:

$$F^2_T = F^2_{M1} + F^2_{M3} + F^2_{M5}\,.$$

На рис. 3.8 показаны, помимо экспериментальных данных, также результаты расчета мультипольных формфакторов M1, M3 и M5 и результат их суммирования. Нормировка теоретических результатов с помощью фактора подавления S для области малых q дает одновременно неплохое согласие с экспериментом при q $\cong 2.0$ Фм$^{-1}$, но область средних переданных импульсов

$q \approx 1{,}0$ Фм$^{-1}$, где доминирует М3 формфактор, оказывается при этом сильно завышенной.

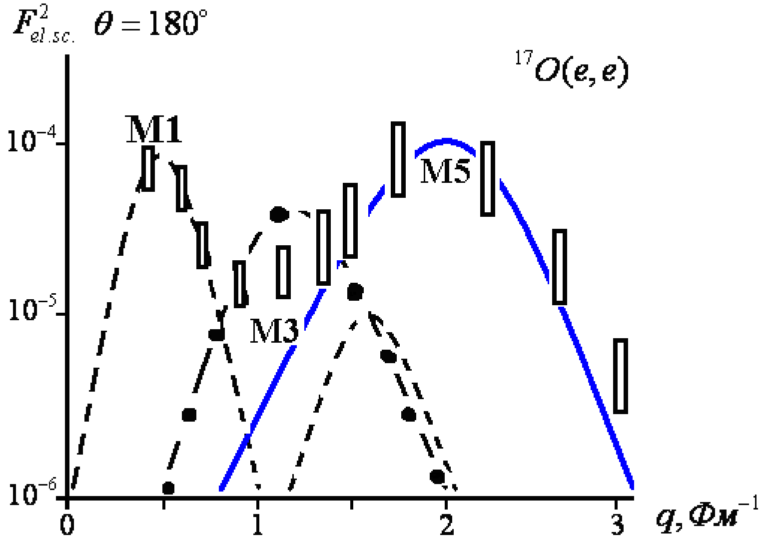

Рис.3.8. Поперечный формфактор ^{16}О (е,е) реакции и вклады M1, M3 и M5 мультипольных формфакторов [9].

Эксперимент указывает на более сильное подавление мультипольного формфактора М3 по сравнению с М1 и М5. Аналогичная ситуация наблюдалась для упругого магнитного рассеяния на других ядрах. Например, эксперименты по исследованию ^{51}V (е,е) реакции [9] показали более сильное подавление М3 и М5 мультиполей, чем М1 и М7. Указанная особенность эффекта подавления может быть объяснена поляризацией кора, вызванной остаточным взаимодействием между нуклонами. Например, в случае ядра ^{17}О взаимодействие нуклонов кора и нейтрона в $1d_{5/2}$ состоянии выше, если они находятся в синглетном спиновом состоянии, т.е. валентный нейтрон со спином вверх сильно взаимодействует с нейтронами со спином вниз, заселяющими состояния кора. Это должно приводить к увеличению вероятности заселения состояний со спином вниз и, в итоге, к снижению среднего значения проекции магнитного момента.

Результаты расчета поперечных формфакторов $F_{MJ}(q)$ проявляют высокую чувствительность к форме радиальных волновых функций валентных нуклонов. Например, более высокий среднеквадратичный радиус валентной орбиты приводит к более быстрому спаду при больших q. Поэтому изучение экспериментальных данных магнитного (е,е) рассеяния позволяет определить среднеквадратичные радиусы внешних орбит с высокой точностью, порядка 1%. Чувствительность результата расчета к смешиванию конфигураций препятствует получению точных данных о радиусах орбит. Однако это не относится к случаю, когда в магнитное рассеяние может давать вклад только конфигурация с $j = l+1/2$. Такая ситуация имеет место для высшего по моменту мультиполя F_{MJ}, где $J = = 2j = 2l+1$. Эта мультипольность соответствует перевороту спина неспаренного нуклона. Нуклоны с $j' < j$ не могут давать вклады в этот формфактор и поэтому смешивание конфигураций не может повлиять на результат. Главные поправки к результату расчета формфактора максимальной мультипольности F_{MJ} являются результатом учета ненуклонных степеней свободы ядра. Вклады мезонных обменных токов в формфактор могут дать неопределенность в среднеквадратичном радиусе около 1%.

Вклад формфактора максимальной мультипольности в полное сечение можно выделить из данных (е,е) экспериментов при больших q. Извлеченные из этих экспериментальных результатов радиусы валентных нуклонных орбит для ряда ядер приведены в табл. 3.2 по данным [8].

Таблица 3.2.

Ядро	Орбита	Среднеквадратичный радиус, Фм
^{49}Ti	$(1f_{7/2})_n$	4,042 ± 0,014
^{51}V	$(1f_{7/2})_p$	4,063 ± 0,010
^{87}Sr	$(1g_{9/2})_n$	4,824 ± 0,050
^{93}Nb	$(1g_{9/2})_p$	4,946 ± 0,020

Среднеквадратичные радиусы валентных орбит, полученные в теории, оказываются заниженными по сравнению с экспериментальными данными, хотя расчетные параметры выбирают, как правило, из условий наилучшего совпадения с результатами зарядового рассеяния. Это систематическое расхождение теории и эксперимента является, по-видимому, следствием недооценки взаимодействия валентного нуклона со сложными *npnh* конфигурациями кора.

Исследование сечения упругого магнитного рассеяния в области, где оно определяется вкладом формфактора максимальной мультипольности, является надежным методом определения чисел заполнения оболочек и, как следствие этого, получения информации о нуклон-нуклоных корреляциях на малых расстояниях.