

## Глава 7 ГЛУБОКО НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

### § 7.1. Квазиупругое рассеяние

Исследование ядер в рассеянии электронов при небольших энергиях возбуждения (область 1 на рис.1.1), обсуждавшаяся в главах 4-6, является источником информации о распределении ядерного заряда и тока, а также о свойствах коллективных и одночастичных мод ядерных возбуждений. Увеличение энергии возбуждения ядра (т.е. переданной энергии) позволяет изучать эффекты, чувствительные не к деталям структуры ядра, а к свойствам нуклонов в ядерной материи (см. рис.1.3-2). Это область глубоко неупругих процессов.

Область спектра возбуждений, соответствующая квазиупругому рассеянию электрона на ядре, отличается характерным широким пиком, центр которого находится при энергиях возбуждения

$$\omega = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \frac{q^2}{2M} + \bar{\varepsilon}, \quad (7.1)$$

где  $M$  - масса нуклона, а  $\bar{\varepsilon}$  - энергия отделения нуклона от мишени

Если рассмотреть ядро как совокупность свободных нуклонов в состоянии покоя, то в этой простейшей модели эффективное сечение неупругого рассеяния электрона на ядре будет представлять собой пик, близкий по форме  $\delta(\omega)$  при энергии (7.1), Однако нуклоны в ядре находятся в движении, причем максимальный импульс этого т.н. *фермиевского* движения равен импульсу Ферми. Поэтому пик  $\delta(\omega)$  будет «размазан» по области, ширина которой определяется как раз импульсом Ферми. Кроме того, нуклоны в ядре взаимодействуют и

представляют собой связанную систему частиц. Поэтому в квазиупругом процессе неупругого рассеяния электрон должен преодолеть среднюю энергию отделения нуклона от ядра  $\bar{\mathcal{E}}$ . Эти факторы определяют положение и ширину максимума широкого пика в сечении квазиупругого рассеяния [2].

На рис.7.1 показано распределение по переданным энергиям дифференциального сечения рассеяния электронов на ядре  $^{12}\text{C}$  при энергии пучка электронов около 150 МэВ и угле рассеяния  $135^\circ$ . При этой кинематике в резонансной области ( $E < 30$  МэВ) будут доминировать магнитные резонансы. Область выше 35 МэВ соответствует квазиупругому рассеянию электрона на нуклонах ядра. Ширина квазиупругого пика определена величиной импульса Ферми. В таблице приведены результаты оценок импульсов Ферми из квазиупругого рассеяния на ядрах от  $A=7$  до  $A=208$ . Точность оценки импульсов  $\pm 5$  МэВ [2].

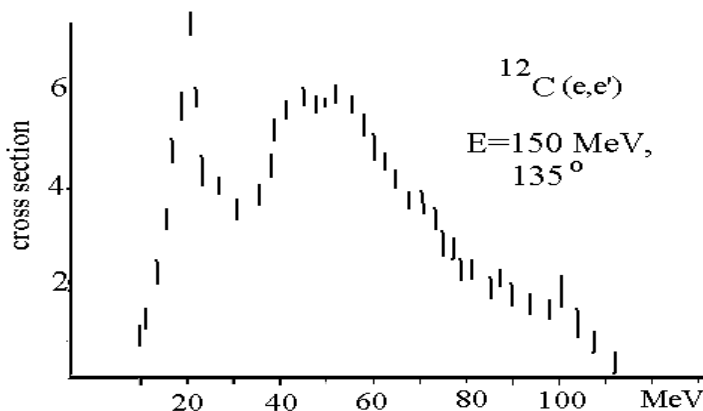


Рис.7.1. Сечение рассеяния электронов на ядре  $^{12}\text{C}$  в области переданных энергий 15 – 110 МэВ [2].

Оценки, приведенные в таблице 7.1, подтверждают справедливость вывода модели Ферми-газа о постоянстве

импульсов и энергий Ферми для всех средних и тяжелых ядер

Таблица 7.1

Ядро	Импульс Ферми, МэВ
${}^7_3\text{Li}$	169
${}^{12}\text{C}$	221
${}^{24}\text{Mg}$	235
${}^{40}\text{Ca}$	251
${}^{58}\text{Ni}$	260
${}^{89}\text{Y}$	254
${}^{118}\text{Sn}$	260
${}^{181}\text{Ta}$	265
${}^{208}\text{Pb}$	265

Согласно модели Ферми-газа, импульс Ферми зависит лишь от средней плотности материи в ядре (7.2).

$$K_F = \left( \frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{1/3} \quad (7.2)$$

Для средних и тяжелых ядер средняя плотность близка к константе, что и определяет для этих ядер независимость импульса и энергии Ферми от числа нуклонов  $A$  ядра.

### § 7.2. Скейлинг в рассеянии электронов на ядрах

Инклюзивное сечение рассеяния электронов является функцией кинематических характеристик и механизма реакции. Если механизм реакции не является слишком сложным, его кинематика проявляется в зависимости сечения от одного параметра, являющегося комбинацией кинематических переменных.

В рассеянии электронов высоких энергий ( $E > 20$  GeV) на протонах при высоких переданных импульсах  $q \gg 0,7$  GeV/c наблюдается т.н. “x-scaling” (скейлинг=масштабная

инвариантность), т.е. зависимость формфакторов мишени не от двух (энергия, импульс) а от одной безразмерной переменной  $x$ :

$$\text{at } E_e > 20\text{GeV} \Rightarrow F(q, \omega) \Rightarrow F(x); x = \frac{q^2}{2M_p v}; v = \frac{\bar{p}\bar{q}}{M}$$

$$q > 0.7\text{GeV}/c \Rightarrow q > \left(\frac{1}{d_{qq}}\right); d_{qq} \sim \frac{0.2\text{GeV} \cdot \text{Fm}}{0.7} \approx 0.3\text{Fm}.$$

$x$ - скейлинг является проявлением того факта, что рассеяние электрона при этих высоких энергиях происходит на бесструктурных частицах (партонах), находящихся внутри составной системы – протона.

Уже после обнаружения  $x$  – скейлинга при высоких энергиях падающих частиц был исследован т.н. **y-scaling**-масштабная инвариантность в рассеянии на ядрах, являющаяся следствием структуры ядра как системы нуклонов.

Рассмотрим кинематику выбивания частицы из ядра в реакции  $(e, e' C)$ . В начальном состоянии частица  $C$ -составляющая ядра- имела импульс  $k$ , кинетическую энергию  $E(k)$  и полную энергию  $E(k) + m$  (Рис.7.2).

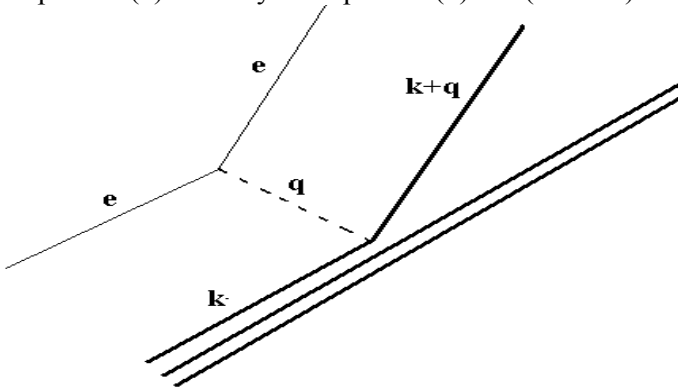


Рис.7.2 Схема реакции  $(e, e' C)$ .

Если пренебречь энергией отделения частицы С от ядра, то в результате передачи импульса  $\mathbf{q}$  и энергии  $\omega$  от виртуального фотона отделенная от ядра частица будет иметь импульс  $\vec{\mathbf{k}} + \vec{\mathbf{q}}$  и энергию  $E(\mathbf{k}) + \omega + m$ . Из закона сохранения

$$E(\mathbf{k}) + \omega + m = \sqrt{(\vec{\mathbf{k}} + \vec{\mathbf{q}})^2 + m^2} + E_{sep}. \quad (7.3)$$

При высоких переданных энергиях энергией отделения частицы от ядра можно пренебречь. Введем в расчет составляющие импульса частицы С, параллельные и перпендикулярные переданному импульсу, тогда

$$E(\mathbf{k}) + \omega + m = \sqrt{k_{\parallel}^2 + 2\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{q} + k_{\perp}^2 + q^2 + m^2}.$$

При высоких переданных импульсах  $\mathbf{q} \gg k_{\perp}; \omega \gg E(\mathbf{k})$  и  $(\omega + m^2) \cong k_{\parallel}^2 + 2\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{q} + q^2 + m^2$ .

$$(7.4)$$

Из (7.4) следует, что при высоких переданных частице С ядра импульсах, переданный импульс и переданная энергия уже не являются независимыми кинематическими переменными. Эти величины связаны через составляющую импульса частицы, параллельную переданному импульсу. Поэтому сечение глубоко неупругого рассеяния электрона на ядре будет зависеть от сечения рассеяния на частице С и от вероятности найти в мишени частицу с таким импульсом:

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) \approx \sigma_c \times F(y) \quad (7.5)$$

Переменной, отражающей связь  $\mathbf{q}$  и  $\omega$  через импульс составляющей мишень частицы С, является переменная

$$y = \frac{\omega^2 - 2m\omega - q^2}{2q} \quad (7.6)$$

Функция  $F(y)$  в (7.5) отражает распределение частиц, составляющих ядро, по импульсам. Зависимость инклюзивных сечений рассеяния электронов от переменной  $y$  (т.е.  $y$ -скейлинг) изучалась на ускорителе

SLAC [8] в реакциях  ${}^2\text{H}(e,e')$  и  ${}^3\text{He}(e,e')$  в широком диапазоне переданных импульсов и энергий. На рис.7.3 показаны результаты, полученные в рассеянии электронов на ядре  ${}^3\text{He}$ . Изменение переданного импульса и энергии позволило исследовать зависимость  $F(y)$  в диапазоне  $y$  от  $-700$  МэВ/с до  $300$  МэВ/с.

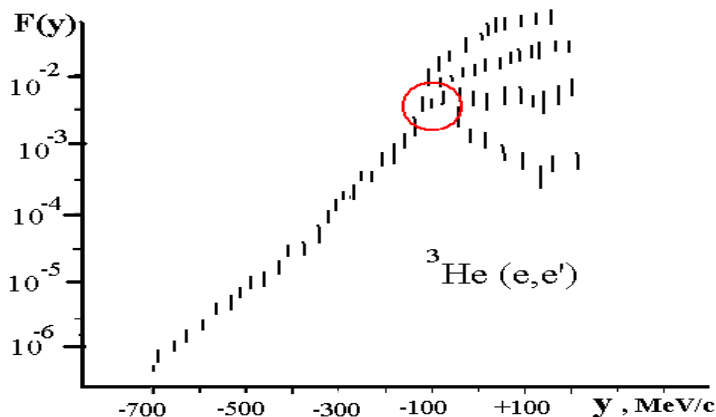


Рис. 7.3. Скейлинг в сечении реакции  ${}^3\text{He}(e,e')$

Изображенная на рис.7.3 функция получена делением экспериментального сечения рассеяния на ядре  ${}^3\text{He}$  на сечение рассеяния на протоне. Оба эти сечения меняются на несколько порядков в диапазоне исследованных кинематических переменных. Эффект  $y$ -скейлинга виден в области отрицательных значений  $y$  вплоть до  $y=0$ , где скейлинг начинает разрушаться. Эффект скейлинга указывает на господство нуклонных степеней свободы ядра, т.е. отражает доминирующую роль взаимодействия электрон-нуклон при этих кинематических переменных. Увеличение энергии возбуждения выше области квазиупругого пика вовлекает в процесс  $(e,e')$  рассеяния резонансы возбуждения нуклона, в первую очередь появление  $\Delta$ -изобар. Механизм рассеяния электрона на невозбужденном нуклоне ядра-мишени перестает быть

единственным механизмом реакции и  $u$ -скейлинг разрушается при  $u > 0$ . Ненуклонные степени свободы являются проявлением, в первую очередь, роли мезонных обменных токов в ядерной структуре. Когда диаграммы, показанные на рис.2.2, дают значительный вклад в сечение электронного рассеяния, эффективная масса рассеивающей электрон частицы становится ближе не к одной, а к двум нуклонным массам,  $u$ -скейлинг разрушается. Наличие  $u$ -скейлинга в широких кинематических пределах явным образом демонстрирует тот факт, что ядро является системой сравнительно слабо связанных нуклонов и указывает границы применимости этого утверждения. В исследовании  $u$ -скейлинга было показано, что изменение параметров нуклонного формфактора, например путем изменения среднего радиуса нуклона даже на 15%, разрушает  $u$ -скейлинг.

Ценность изучения  $u$ -скейлинга в реакциях глубоко неупругого рассеяния электронов на ядрах состоит не только в возможности идентификации механизма реакции. Функция  $F(u)$  является мерой вероятности обнаружить в процессе рассеяния нуклон с компонентой импульса, параллельной и равной передаваемому импульсу  $q$ . Таким образом,  $F(u)$  отражает распределение импульсов нуклонов в ядре-мишени. Значительный интерес в исследовании скейлинга связан также с области больших по модулю значений  $|u| > 700$  МэВ/с,  $u < 0$ . При таких значениях скейлинговой переменной  $u$  рассеяние электронов происходит с большими переданными импульсами и очень малыми переданными ядру энергиями. При такой кинематике процесса рассеяния важную роль в сечении начинают играть нуклонные корреляции на малых расстояниях между нуклонами, роль которых в структуре ядра другими методами трудно выявить.