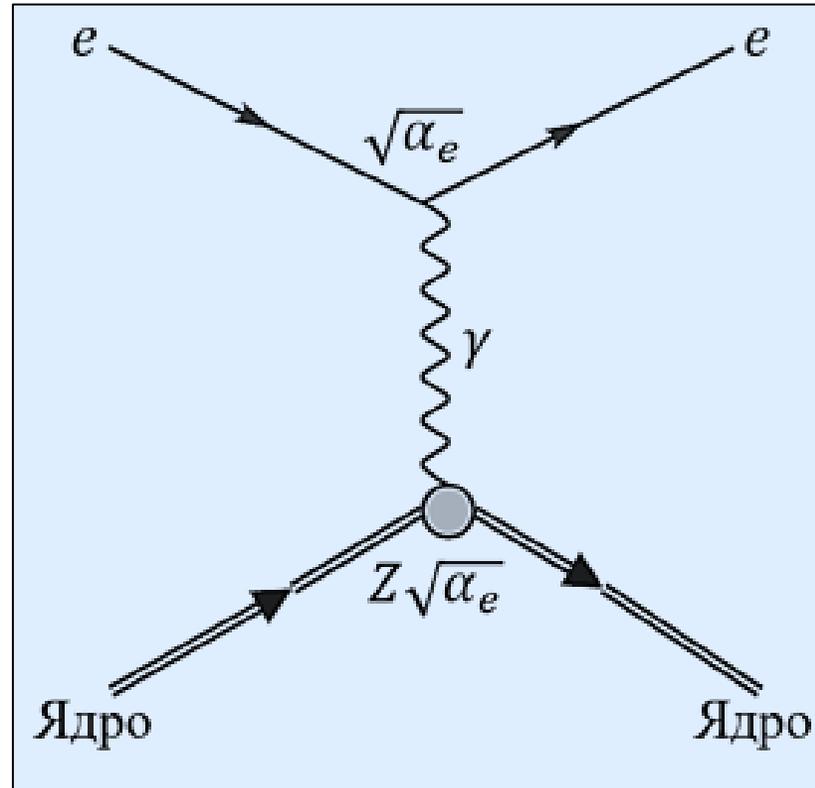
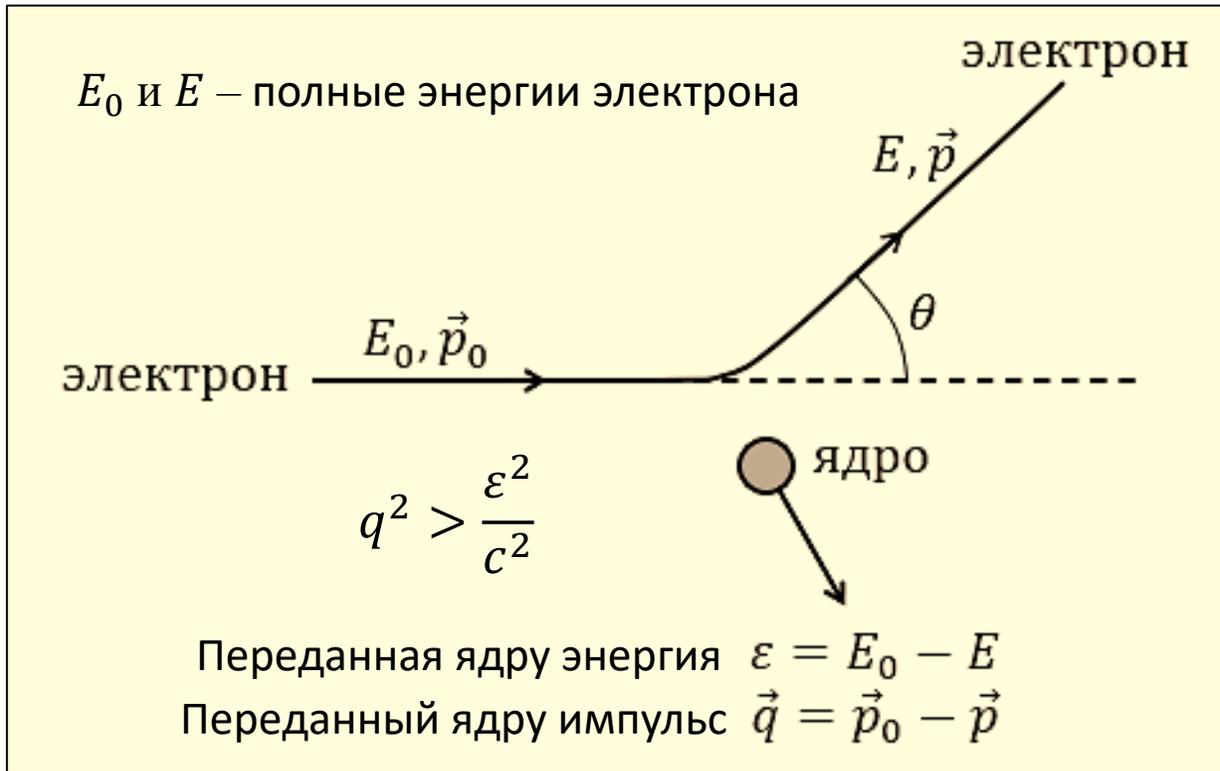


# Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами

Лекция 12

Рассеяние электронов атомными ядрами

# Схема рассеяния электронов атомными ядрами и основная диаграмма этого процесса



$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

В релятивистском случае (см. Приложение)

$$q_{min} \approx \frac{E_0 - E}{c} \quad \text{при } \theta \approx 0^\circ$$

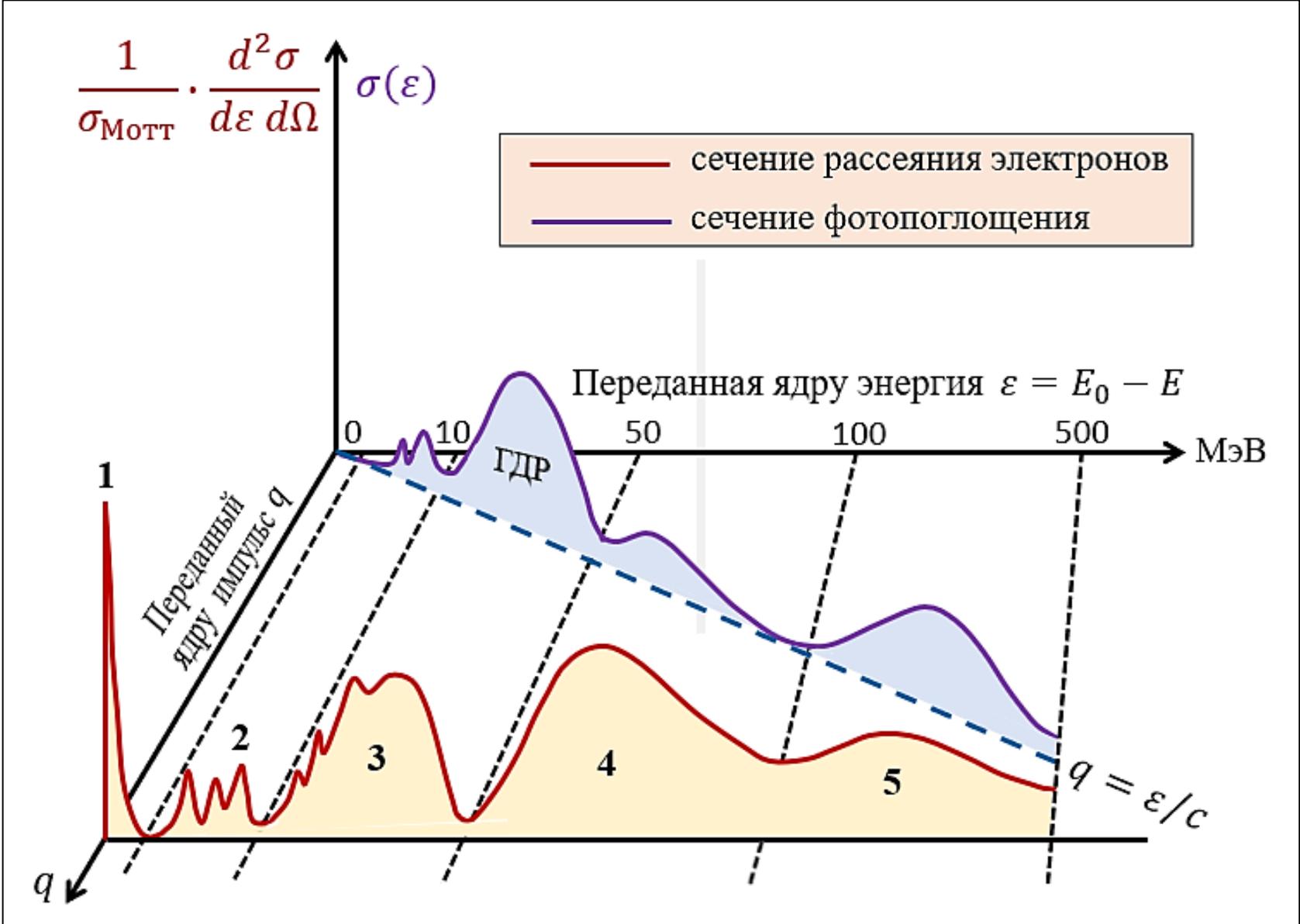
$$q_{max} \approx \frac{E_0 + E}{c} \quad \text{при } \theta \approx 180^\circ$$

Основная диаграмма, описывающая  
рассеяние электрона атомным ядром

Рассеяние электронов атомными ядрами, как и их фотовозбуждение, происходит за счет хорошо изученного электромагнитного взаимодействия. Поэтому всё неизвестное в этом процессе можно отнести к свойствам атомных ядер. В то же время оно отличается от фотовозбуждения в очень важном аспекте. В то время как поглощение фотона с энергией  $\hbar\omega$  ядром всегда сопровождается передачей ему фиксированного импульса  $q = \hbar\omega/c$ , возбуждение ядра до той же энергии с помощью рассеяния электронов возможно при разных переданных импульсах (как малых, начиная с  $\hbar\omega/c$ , так и больших).

Это позволяет изучать зависимость вероятности электромагнитного перехода для данного уровня от переданного импульса и определять мультипольность электромагнитного перехода, а значит, и спин уровня. При этом уровни, которые не проявляются при малых переданных импульсах (как в фотореакциях), могут иметь большие вероятности возбуждения при более высоких переданных импульсах и, таким образом, быть наблюдаемыми в электронном рассеянии.

Схематическое сравнение сечений фотопоглощения и рассеяния электронов в широкой энергетической области показано на следующем слайде.



$E_0$  – полная энергия электрона до рассеяния

$E$  – полная энергия электрона после рассеяния

$\epsilon$  – переданная ядру энергия

$q$  – переданный ядру импульс

Процессы, происходящие в энергетических областях 1, 2, 3, 4, 5 сечения рассеяния электронов, поясняются на следующем слайде

## Пояснение к предыдущему слайду

- 1 – В этой области энергий расположен пик, производимый упругим рассеянием электронов на невозбужденном ядре. Его изучение как функции переданного импульса дает информацию о распределении заряда в основном состоянии ядра.
- 2 – Это область возбуждения дискретных уровней ниже порога испускания частиц.
- 3 – Это область энергий непрерывного спектра ядра, где преобладают эффекты гигантского дипольного резонанса и коллективных резонансов другой мультипольности.
- 4 – Это максимум так называемого *квазиупругого рассеяния электронов*. Он соответствует рассеянию электронов, имеющих длину волны сравнимую с размером нуклона, на отдельных нуклонах ядра с их последующим выбиванием. Рассеяние здесь напоминает рассеяние на свободных нуклонах. Если бы это действительно было так, то этот максимум был бы резким и располагался при энергии  $\approx q^2/2M$ , где  $M$  – масса нуклона. Взаимодействие нуклонов в ядре приводит к значительному уширению этого максимума и некому сдвигу его положения. Из экспериментов по квазиупругому рассеянию электронов на ядрах можно получить сведения о распределению нуклонов в ядре по импульсам и о короткодействующих нуклон-нуклонных корреляциях. По спектру протонов, выбиваемых электронами из ядер, можно определить их энергию связи на различных оболочках.
- 5 – Это область выше порога рождения пионов и отвечает внутренним возбуждениям нуклонов.

# Упругое рассеяние электронов

(отвечает пику 1)

При упругом рассеянии электронов  $\varepsilon = E_0 - E = 0$  (мы пренебрегаем отдачей ядра). Эффективное сечение упругого рассеяния имеет максимум **1** в начале энергетической шкалы, называемый *пиком упругого рассеяния*. Впервые сечение этого процесса было рассчитано Моттом в 1929 г. Рассматривая ядро как бесструктурный объект (материальную точку с зарядом  $Ze$ ), он получил

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Резерфорд}} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \text{ где } \beta = \frac{v}{c}.$$

Для релятивистских ( $\beta \approx 1$ ) электронов резерфордовское сечение даётся выражением

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p = \left(\frac{Ze^2}{2E_{kin}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2},$$

где  $E_{kin}$  – кинетическая энергия электрона. С учётом этого для моттовского сечения в релятивистском приближении имеем  $E_k \approx E_0$  и  $1 - \beta^2 \sin^2 (\theta/2) \approx \cos^2 (\theta/2)$  и получаем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \approx \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}.$$

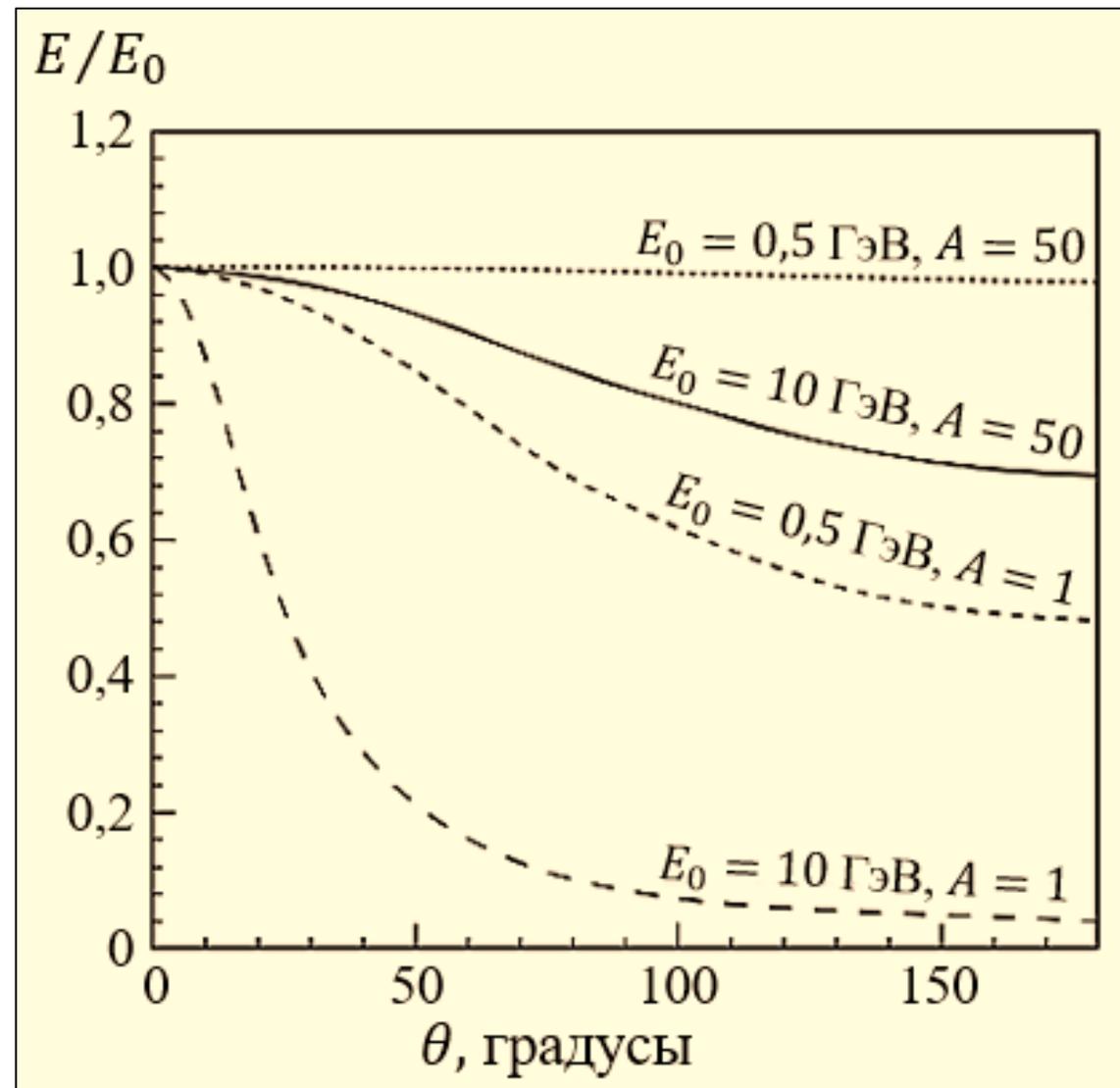
Дополнительный множитель  $\cos^2 (\theta/2)$  в моттовском сечении возникает из-за взаимодействия магнитного момента электрона с магнитным полем ядра-мишени.

В лабораторной системе координат (микрообъект массы  $M$  покоится, электрон движется) энергия упруго рассеянного электрона  $E$  связана с начальной энергией электрона  $E_0$  соотношением

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{Mc^2} (1 - \cos\theta)},$$

справедливым в релятивистском приближении, т.е. в пренебрежении массой покоя электрона.

На рисунке представлена угловая зависимость энергии рассеянного электрона, отнесенная к его начальной энергии. Кривые показывают ситуацию с двумя различными энергиями электронов (0,5 и 10 ГэВ) для двух различных массовых чисел ( $A = 1$  и  $A = 50$ ) рассеивающих ядер.



Моттовское сечение  $(d\sigma/d\Omega)_M$  описывает рассеяние электронов на точечном объекте.

Наличие пространственной структуры атомного ядра требует уточнения, которое может быть выражено дополнительным множителем к моттовскому сечению. Характер этой модификации легко понять, приняв во внимание диктуемые квантовой механикой волновые свойства электрона. Это позволяет рассматривать рассеяние электронов на ядре как рассеяние на нём плоской волны, которое складывается из большого числа актов упругого рассеяния этой волны на составляющих ядро нуклонах. Возникает хорошо известная в классической волновой физике задача о многолучевой интерференции, характер которой определяется суммарным эффектом от разностей хода рассеянных компонент падающей волны на нуклонах, расположенных в различных частях ядра. Получающаяся с учетом многолучевой интерференции поправочная функция к моттовскому сечению называется *форм-фактором ядра*. Он зависит от переданного импульса  $\vec{q}$  и обозначается  $F(\vec{q})$ . Вид форм-фактора определяется плотностью  $\rho(\vec{r})$  распределения электрического заряда в системе, где  $\vec{r}$  — вектор расстояния элементарного заряда системы от точки её центра масс. Можно показать, что форм-фактор есть следующее Фурье-преобразование ядерной плотности заряда

$$F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} dV,$$

где интегрирование осуществляется по объёму ядра. При этом  $\int \rho(\vec{r}) dV = Ze$ .

Форм-фактор следующим образом «участвует» в модификации сечения упругого рассеяния электронов атомными ядрами

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ядро}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{М}} \cdot |F(\vec{q})|^2.$$

Формализм использования форм-фактора в модифицированном сечении упругого рассеяния электронов ядрами и вывод вышеприведенного выражения для  $F(\vec{q})$  можно найти в книгах:

И.М. Капитонов «Введение в физику ядра и частиц», 2025, Приложение 2;

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин «Частицы и атомные ядра», 2025, стр. 221-223.

Данные о  $|F(\vec{q})|^2$  получают делением экспериментального сечения  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Ядро}}$  на моттовское  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{М}}$  и далее извлекают информацию о самом форм-факторе  $F(\vec{q})$ .

Из него путем обратного Фурье-преобразования можно получить  $\rho(\vec{r})$ :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{Ze}{(2\pi)^3} \int F(\vec{q}) \cdot e^{-i\vec{q}\vec{r}/\hbar} d^3q,$$

где  $d^3q$  — элемент объёма в пространстве переданных импульсов. Т.е. для детального определения  $\rho(\vec{r})$  в этом случае необходимы измерения в широком диапазоне  $\vec{q}$ , что представляет определенные трудности. На практике используют более простой метод: подбирают такой вид  $\rho(\vec{r})$ , который воспроизводит экспериментально найденный форм-фактор.

Справа показаны различные зарядовые распределения  $\rho(r)$  для сферически симметричных объектов и соответствующие им форм-факторы  $F(\vec{q})$ , которые определяют характер угловой зависимости дифференциальных сечений упругого рассеяния на них точечного заряда. Перечислены также реальные объекты в качестве примеров зарядовых распределений.

Сферически симметричным не слишком лёгким атомным ядрам соответствует приведенное внизу  $\rho(r)$  с плавно спадающим (диффузным) краем, которому отвечает осциллирующий форм-фактор.

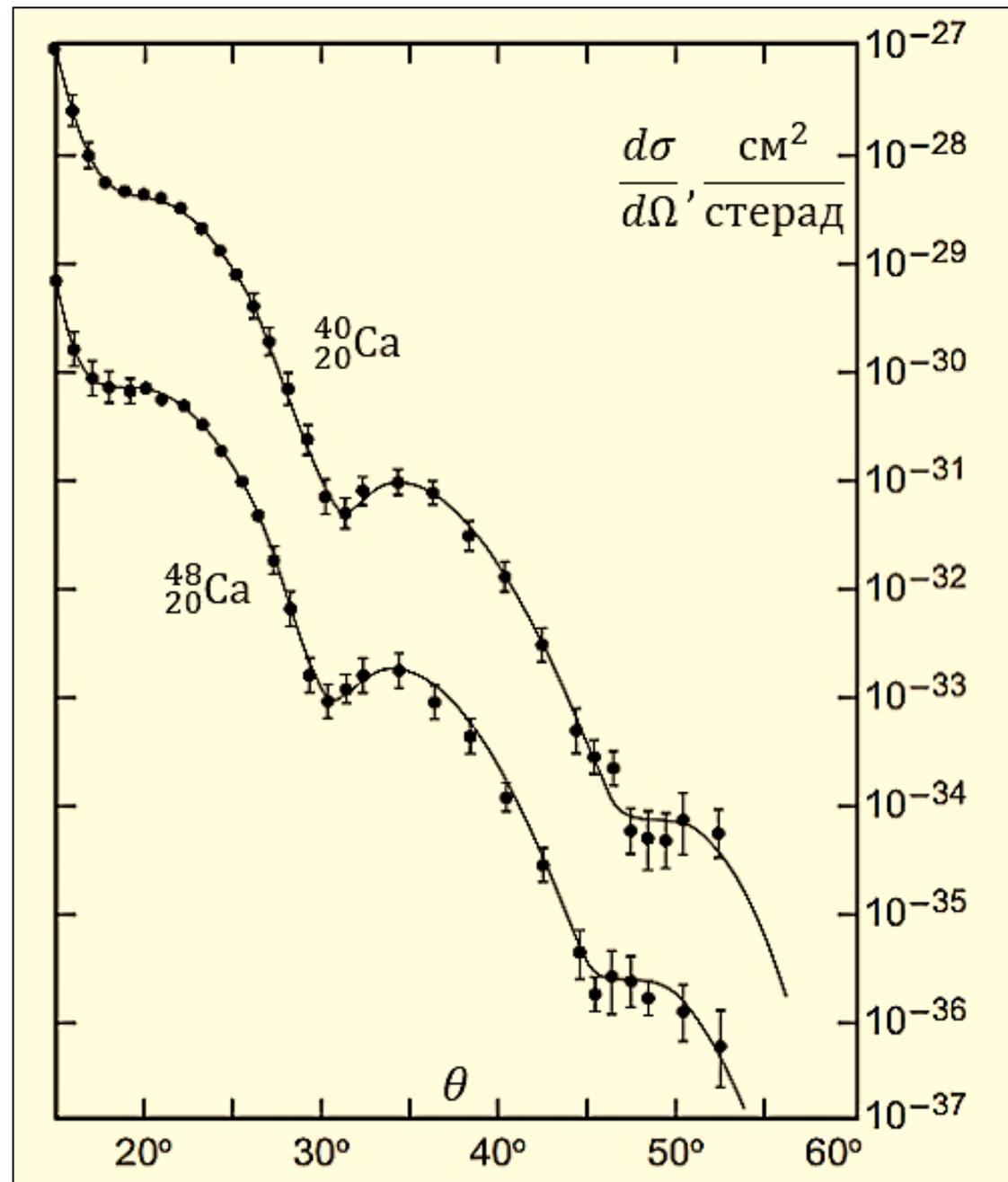
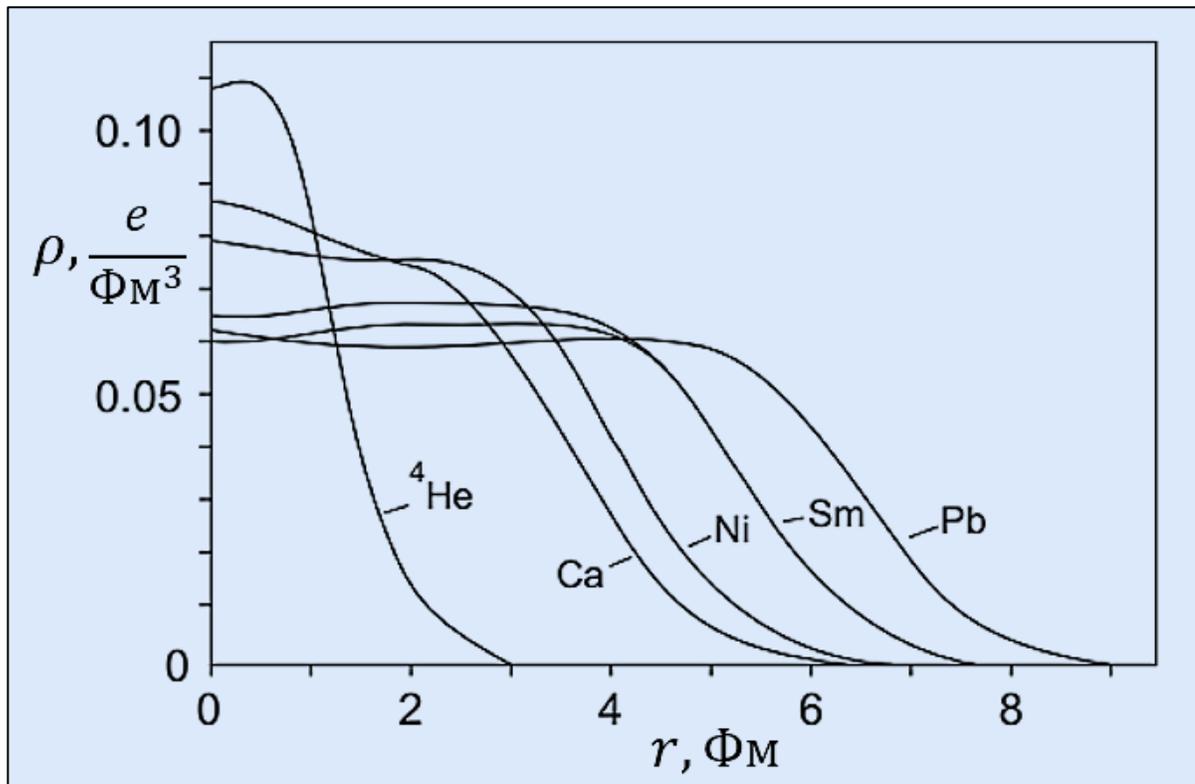
Это иллюстрируется на следующем слайде полученными из эксперимента дифференциальными сечения упругого рассеяния электронов на ядрах  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$  и  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ .

$\rho(r)$	$ F(\vec{q}) $	Пример
материальная точка	константа	Электрон
$\rho_0 e^{-r/a}$ экспонента	$(1 + (\vec{q}a/\hbar)^2)^{-2}$ дипольный	Протон
$\rho_0 e^{-(r/a)^2}$ гауссово	$e^{-(\vec{q}a/2\hbar)^2}$ гауссов	${}^6_3\text{Li}$
однородная сфера	осциллирующий	—
сфера с диффузным краем	осциллирующий	${}^{40}_{20}\text{Ca}$

$r \longrightarrow$                        $q \longrightarrow$

Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов с энергией 750 МэВ на изотопах кальция  $^{40}_{20}\text{Ca}$  и  $^{48}_{20}\text{Ca}$ . Для удобства их представления эти сечения умножены соответственно на 10 и  $10^{-1}$ .

Радиальные распределения плотности заряда  $\rho(r)$ , для различных ядер, полученные из анализа экспериментов по упругому рассеянию электронов.

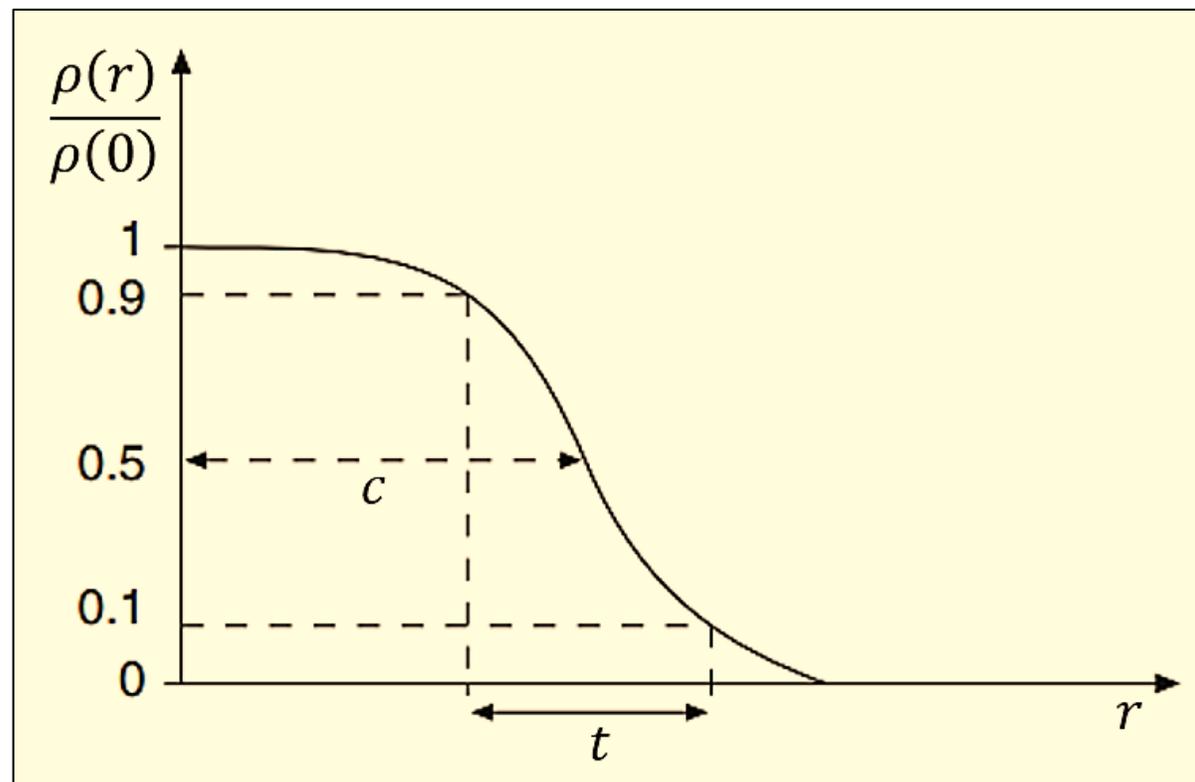


Данные экспериментов по упругому рассеянию электронов на атомных ядрах показывают, что радиальные распределения заряда в них в хорошем приближении могут быть описаны функцией Ферми с двумя параметрами

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{(r-c)/a}},$$

где  $c$  — расстояние от центра ядра, на котором  $\rho(r)$  уменьшается вдвое.

При этом  $c = 1,07 \cdot A^{1/3}$  Фм и  $a = 0,94$  Фм.



Толщина ядерной поверхности  $t$  определяется как ширина слоя, вдоль которого плотность уменьшается с 90% до 10%:

$$t = r_{(\rho/\rho_0=0,1)} - r_{(\rho/\rho_0=0,9)}.$$

Причём для тяжелых ядер

$$t = 2a \cdot \ln 9 \approx 2,40 \text{ Фм.}$$

Величину  $c$  можно считать радиусом ядра ( $R \equiv c$ ). Тогда для радиусов средних и тяжелых ядер получаем следующее приближенное выражение

$$R = 1,07 \cdot A^{1/3} \text{ Фм.}$$

Ядро часто аппроксимируют однородно заряженной сферой.

В этом случае радиус ядра описывается соотношением

$$R = 1,21 \cdot A^{1/3} \text{ Фм.}$$

В частности это соотношение для радиуса ядра используется в полуэмпирической формуле Вайцзеккера для энергии связи ядра.

## Неупругое рассеяние электронов

Это процесс, в котором часть энергии электрона передается внутрь ядра и оно переходит в возбужденное состояние.

Как уже отмечалось, существенное отличие рассеяния электронов от фотовозбуждения состоит в том, что при одной и той же переданной ядру энергии ему может быть передан переменный импульс, начиная с  $q_{min} \approx (E_0 - E)/c \approx 0$  при угле рассеяния  $\theta \approx 0^\circ$ , (так называемая *фотонная точка*, отвечающая ситуации аналогичной фотовозбуждению, когда  $q = \hbar\omega/c$ ) до максимального  $q_{max} \approx (E_0 + E)/c$  при  $\theta = 180^\circ$ .

Это позволяет для данного ядерного уровня исследовать зависимость матричного элемента перехода от величины переданного импульса  $q$ , что в свою очередь, дает возможность определить тип и мультипольность перехода и спин уровня.

Подчеркнем, что при электровозбуждении с передачей больших импульсов, т. е. существенно превышающих  $(E_0 - E)/c$ , могут возбуждаться уровни, практически не проявляющиеся в фотовозбуждении.

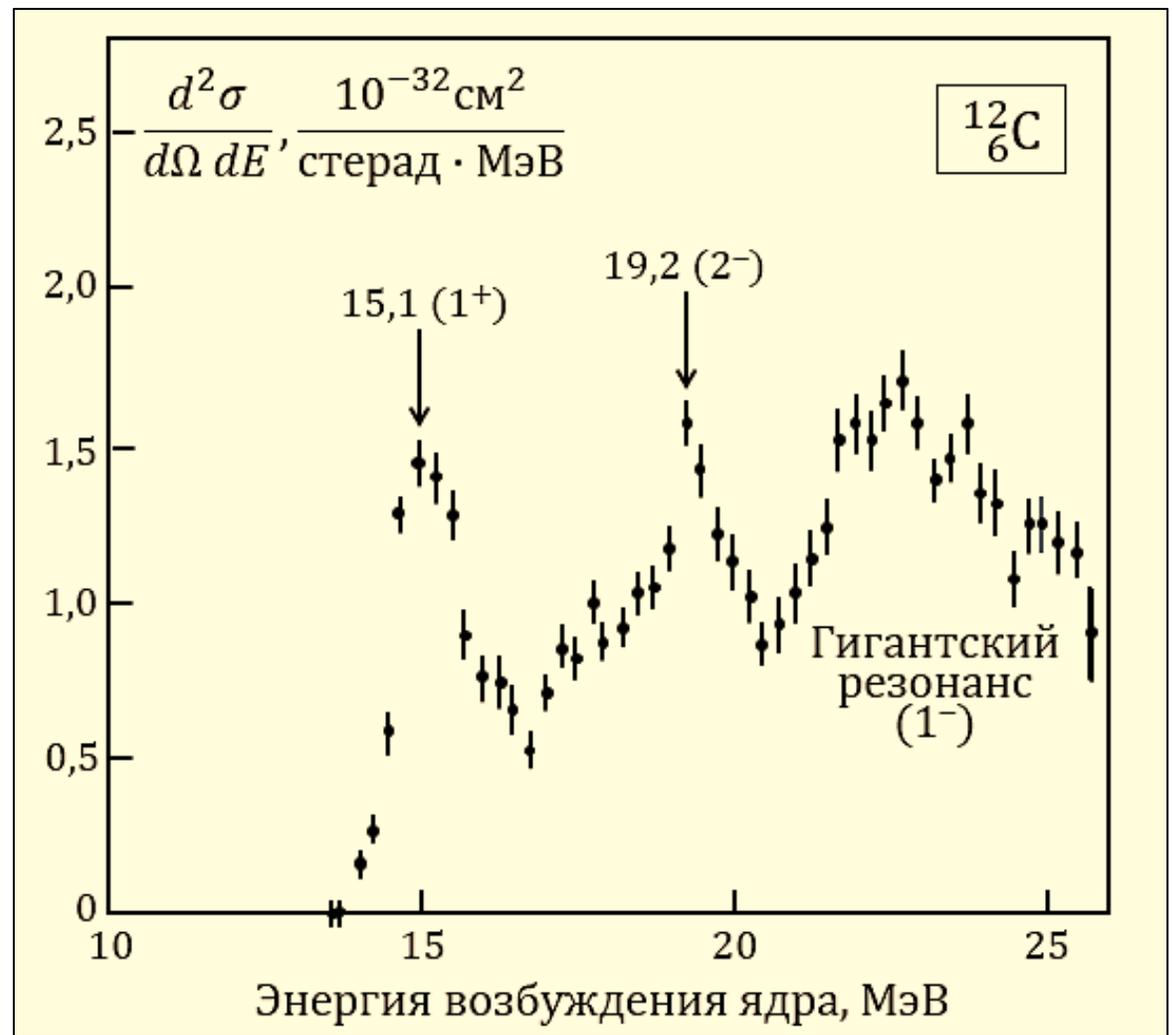
Эта ситуация иллюстрируется в электровозбуждении на следующем слайде для трех состояний ядра  $^{12}_6\text{C}$  – широкого гигантского дипольного резонанса ( $1^-$ ) и двух узких уровней:  $15,1 \text{ МэВ } (1^+)$  и  $19,2 \text{ МэВ } (2^-)$ .

Видно, как при увеличении переданного импульса резко меняются вероятности возбуждений различного типа и проявляются новые возбуждения.

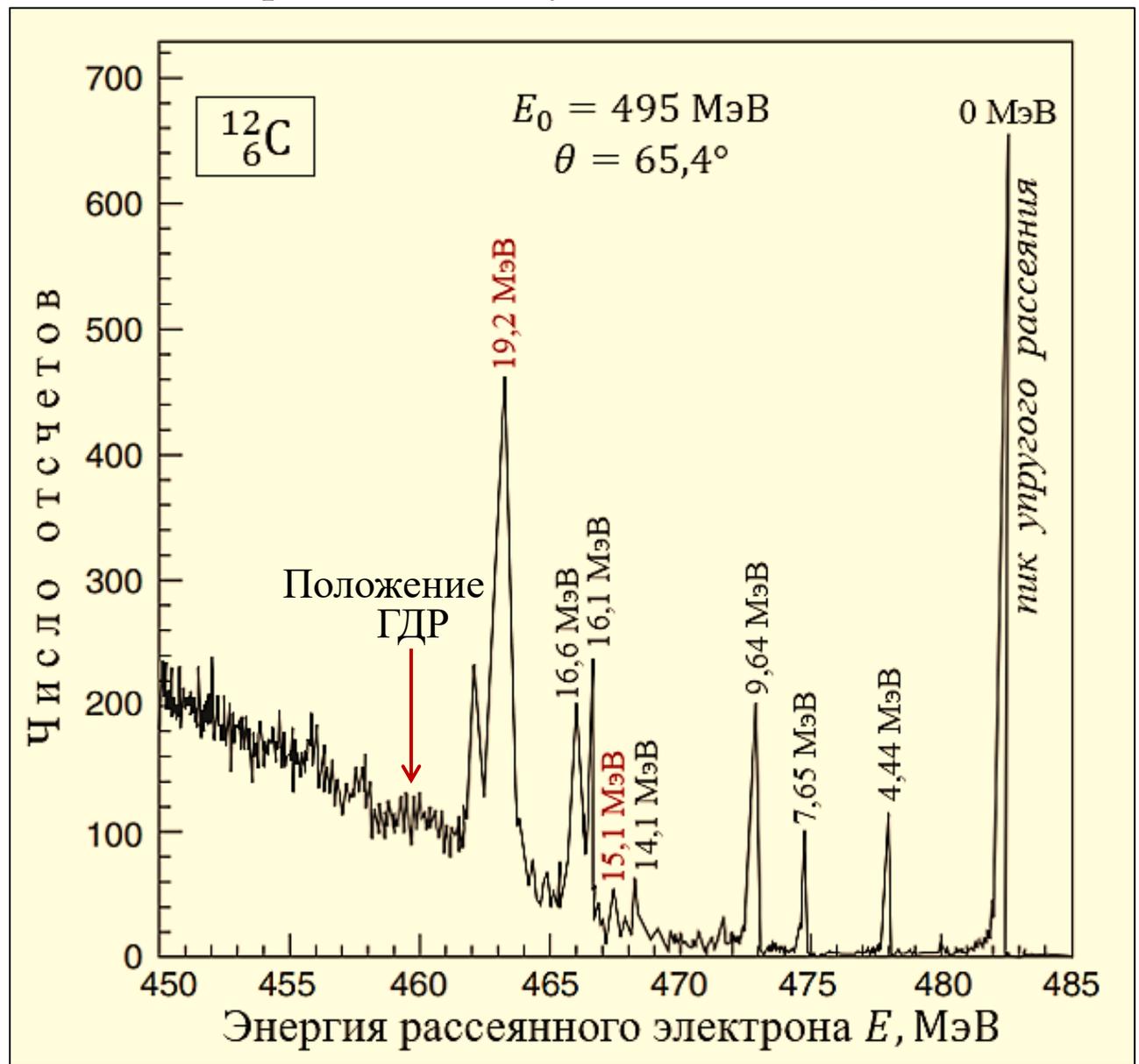
В частности исчезает гигантский дипольный резонанс.

Электровозбуждение ядра  $^{12}_6\text{C}$   
при различных переданных импульсах

$E_0 = 65 \text{ МэВ}, \theta = 180^\circ$   
Переданный импульс  $\approx 110 \text{ МэВ/с}$



Переданный импульс  $\approx 520 \text{ МэВ/с}$



## Эффективное сечение рассеяния электронов атомными ядрами

Это сечение в пренебрежении отдачей ядра может быть записано в следующем виде  
(см. также Лекции 2 и 3)

$$d\sigma = \frac{1}{v_e} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V_e | i \rangle|^2 d\rho_e,$$

где  $V_e$  — оператор (энергия) взаимодействия электронов с ядром,  
 $v_e$  — плотность начального потока электронов со скоростью  $v_e$  для волн,  
нормированных в ящике единичного объёма (процедура описана в разделе 3 Лекции 2),  
а  $d\rho_e$  — плотность конечных состояний, отвечающих рассеянными электронам,  
летающим в пределах телесного угла  $d\Omega$ . Величины  $v_e$  и  $d\Omega$  можно выразить  
через начальные и конечные энергии и импульсы электрона  
(для связи  $d\rho_e$  и  $d\Omega$  вновь отсылаем к Лекции 2):

$$v_e = \frac{p_0 c^2}{E_0}, \quad d\rho_e = \frac{p^2 dp}{dE (2\pi\hbar)^3} d\Omega = \frac{pE}{(2\pi\hbar)^3 c^2} d\Omega.$$

С учетом этого получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_0 E}{4\pi^2 (\hbar c)^4} \left( \frac{p}{p_0} \right) |\langle f | V_e | i \rangle|^2.$$

Классическая запись энергии  $V_e$  взаимодействия электрона с ядром следующая

$$V_e = \int \left( \rho\varphi - \frac{1}{c} \vec{j}\vec{A} \right) d\vec{r},$$

где  $\rho(\vec{r})$  и  $\vec{j}(\vec{r})$  – плотности заряда и тока ядра,

а  $\varphi$  и  $\vec{A}$  – скалярный и векторный потенциалы, создаваемые электроном.

При электронном рассеянии между электроном и ядром происходит обмен виртуальным фотоном, причем, в отличие от реального фотона, виртуальный может быть не только поперечным, но и продольным.

Так слагаемое  $\int \rho\varphi d\vec{r}$  в выражении для  $V_e$ , описывающее кулоновское взаимодействие, отвечает обмену продольными виртуальными фотонами.

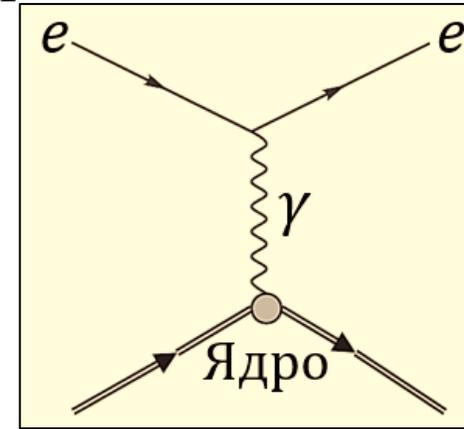
В соответствии с этим сечение рассеяния электронов ядром распадается

на продольную и поперечную компоненты. В последнюю дает вклад слагаемое  $\int \frac{1}{c} \vec{j}\vec{A} d\vec{r}$ .

В общем случае в возбуждение ядерного состояния дают вклад виртуальные фотоны различного типа и мультипольности (как электрические  $EJ$ , так и магнитные  $MJ$ ).

Каждая из таких возможностей описывается соответствующим матричным элементом.

Поэтому общий вид сечения рассеяния электронов представляет собой сумму «кулоновских» и «поперечных» слагаемых с разными  $EJ$  и  $MJ$ . Причем в «кулоновские» слагаемые дают вклад только  $EJ$ -фотоны. На следующем слайде в качестве примера приведено это сечение для релятивистских электронов, рассеянных под малыми углами.



Сечение релятивистских неполяризованных электронов, рассеянных неориентированными ядрами под малыми углами, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \frac{\sigma_M}{(Ze^2)^2} \left\{ \sum_{J=0}^{\infty} |\langle f \| V_J^{\text{кулон}} \| i \rangle|^2 + \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) \sum_{J=1}^{\infty} \left[ |\langle f \| V_J^E \| i \rangle|^2 + |\langle f \| V_J^M \| i \rangle|^2 \right] \right\}$$

Здесь  $\sigma_M$  — моттовское сечение, а  $\langle f \| V_J^{\text{кулон}} \| i \rangle$ ,  $\langle f \| V_J^E \| i \rangle$  и  $\langle f \| V_J^M \| i \rangle$  — зависящие от переданного импульса  $q$  приведенные матричные элементы переходов между ядерными состояниями  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$ , вызываемых обменом соответственно электрическими продольными, электрическими поперечными и магнитными поперечными фотонами мультипольности  $J$ .

Отметим, что кулоновский матричный элемент дает вклад при тех же условиях по спину и четности, которые разрешены для  $EJ$ -переходов.

При этом переход без передачи углового момента, т. е.  $E0$ -переход, возможен лишь для кулоновского члена, но не для поперечного электрического мультиполя.

В частности упругое рассеяние электрона на бесспиновом ядре реализуется обменом виртуальным  $E0$ -фотоном.

Выражение для эффективного сечения рассеяния электронов часто записывают в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left[ F_l^2(q) + \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) F_t^2(q) \right],$$

где  $F_l^2(q)$  и  $F_t^2(q)$  – так называемые *продольный* и *поперечный форм-факторы*, определяемые соотношениями

$$F_l^2(q) = \frac{4\pi}{(ze^2)^2} \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \sum_{J=0}^{\infty} |\langle f \| V_J^{\text{кулон}}(q) \| i \rangle|^2,$$

$$F_t^2(q) = \frac{4\pi}{(ze^2)^2} \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \sum_{J=1}^{\infty} \left[ |\langle f \| V_J^E(q) \| i \rangle|^2 + |\langle f \| V_J^M(q) \| i \rangle|^2 \right].$$

При малых углах рассеяния и углах, близких к  $180^\circ$ , вклад поперечного форм-фактора в сечении существеннее.

При средних углах ( $20^\circ < \theta < 100^\circ$ ) велика роль кулоновского форм-фактора.

Из экспериментов по электронному рассеянию можно получить отдельно информацию о продольном и поперечном форм-факторах.

Так при рассеянии точно назад ( $\theta = 180^\circ$ ) множитель  $\sigma_M$  перед  $F_l^2(q)$  обращается в нуль и эффективное сечение рассеяния определяется только поперечным форм-фактором

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{180^\circ} = \frac{1}{c^2} \left( \frac{ze}{2E_0} \right)^2 F_t^2(q).$$

Если  $\theta \neq 180^\circ$ , то в дифференциальное эффективное сечение дают вклад как поперечный, так и продольный форм-факторы. Для их разделения необходимо проводить измерения при фиксированном  $q$ , варьируя  $E_0$  и  $\theta$ . Проведение таких измерений для отдельного ядерного уровня (т. е. при фиксированной переданной энергии) позволяет определить, каким типом возбуждения ( $EJ$  или  $MJ$ ) вызван данный переход. Возможность подобной идентификации основана на том, что четность продольных и электрических поперечных мультиполей при одинаковом  $J$  совпадает и, следовательно, кулоновский форм-фактор дает вклад лишь в переходы электрического типа. Таким образом, если при изменении

угла  $\theta$  величина  $\frac{d\sigma/d\Omega}{\sigma_M}$  для изучаемого уровня ведет себя как  $\left(\frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2}\right)$ , то вклад

кулоновского форм-фактора равен нулю и можно считать, что это переход магнитного типа. В противном случае (при заметном вкладе кулоновского форм-фактора) переход должен быть идентифицирован как электрический. Определить мультипольность перехода, после того как был установлен его тип, можно, изучая зависимость форм-фактора уровня от переданного импульса. Для малых  $q$  эта зависимость имеет вид

$$\langle f || V_J^E(q) || i \rangle \sim q^{J-1},$$

$$\langle f || V_J^M(q) || i \rangle \sim q^J.$$

В качестве примера рассмотрим состояние с энергией 19,2 МэВ в ядре  $^{12}_6\text{C}$ . Это состояние практически не проявляется в сечении фотопоглощения.

В то же время оно отчетливо наблюдается в сечении неупругого рассеяния электронов (слайд 14). С помощью описанного выше анализа было установлено,

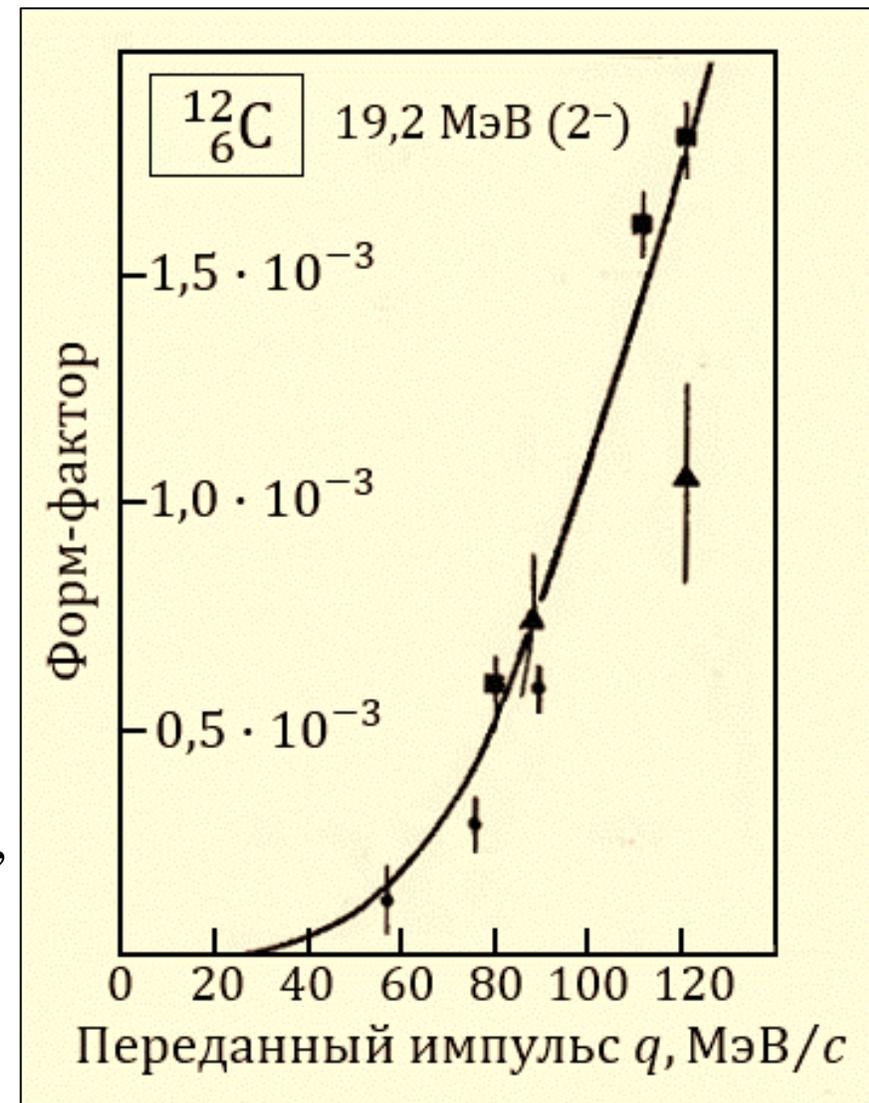
что кулоновский форм-фактор

не дает вклада в это состояние и, следовательно, соответствующий переход магнитный.

Его мультипольность была определена из зависимости форм-фактора от переданного импульса (см. рисунок).

Эта зависимость показывает, что полный угловой момент  $J$ , переданный ядру при возбуждении данного уровня, равен двум. Следовательно, имеет место магнитный квадрупольный ( $M2$ ) переход.

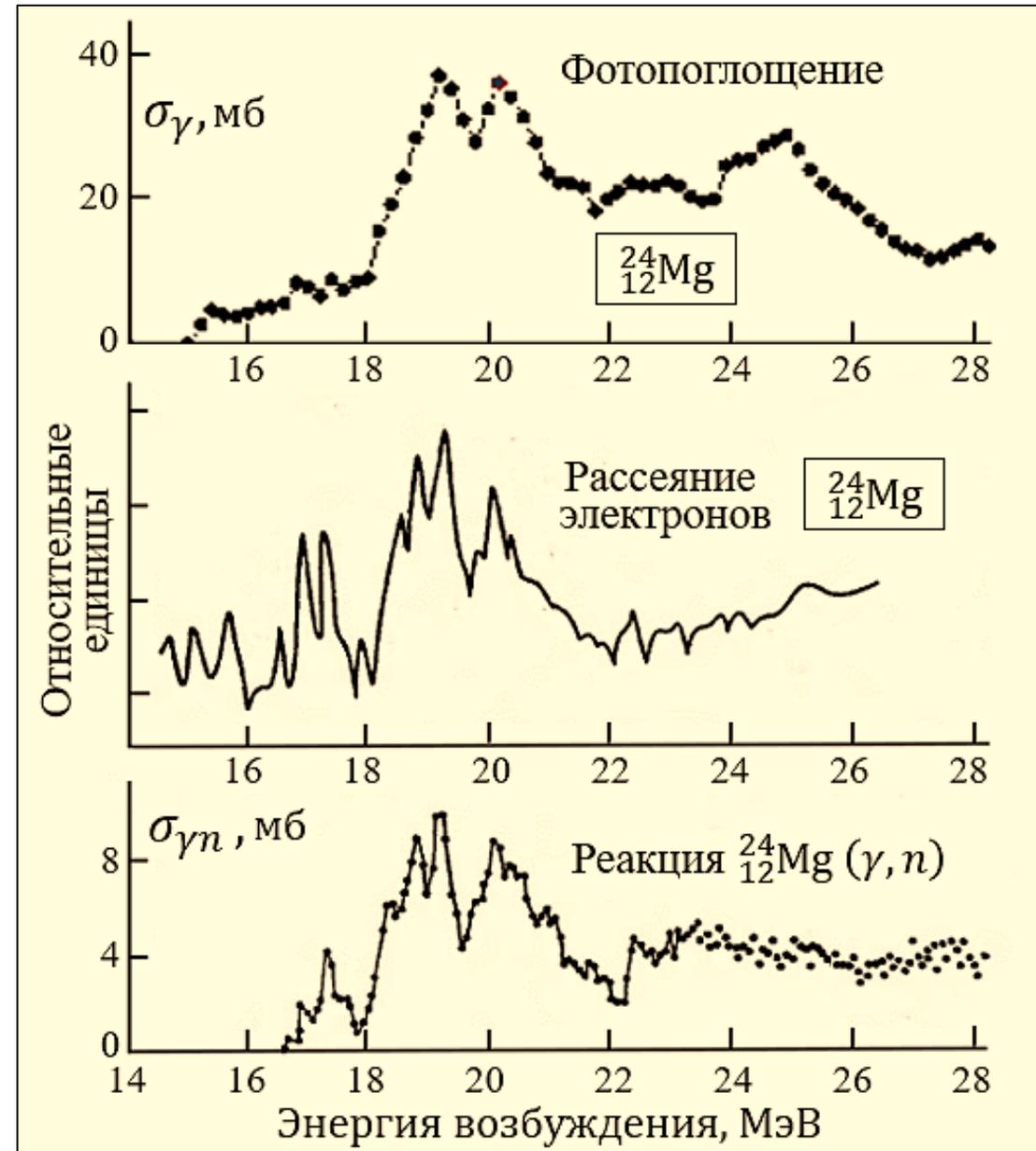
Учитывая, что для основного состояния ядра  $^{12}_6\text{C}$  спин-чётность  $0^+$ , получаем для состояния с энергией 19,2 МэВ характеристики  $J^P = 2^-$ .



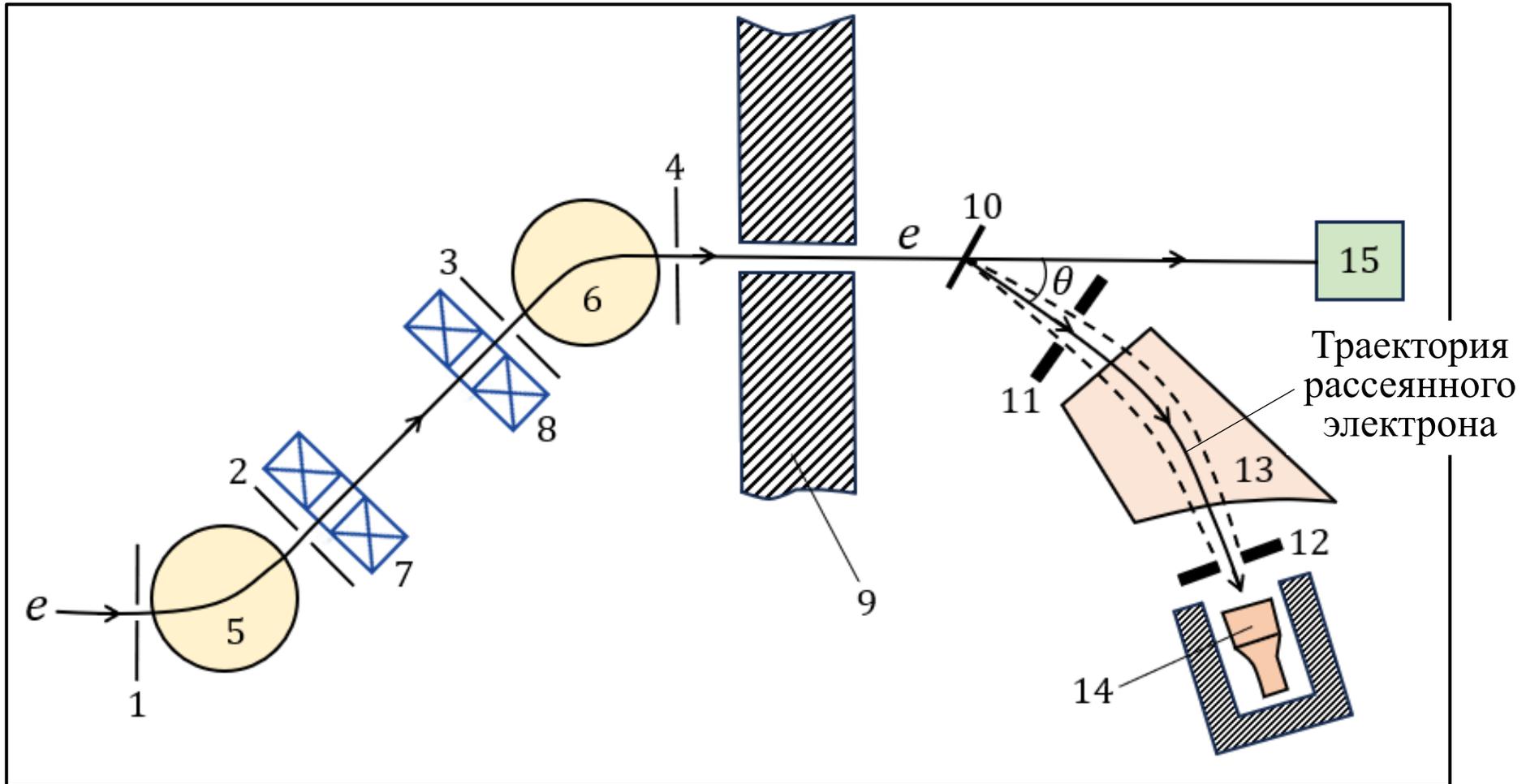
Сравнение экспериментального форм-фактора состояния 19,2 МэВ в ядре  $^{12}_6\text{C}$  с теоретическим, отвечающим  $J = 2$  (сплошная линия).

# Связь рассеяния электронов атомными ядрами с их фотопоглощением

Информация, извлекаемая из рассеяния электронов атомными ядрами, аналогична информации, получаемой в экспериментах по ядерному фотопоглощению при малых переданных импульсах, когда выполняется условие длинноволнового приближения  $qR \ll 1$ . Как было показано, наименьшим переданным импульсам отвечает рассеяние электронов вперед. Так для  $\theta \approx 0^\circ$  при переданной ядру энергии  $\varepsilon = E_0 - E$  ему передается импульс  $q \approx q_{min} = \varepsilon/c$ . Именно такой импульс передается ядру реальным фотоном, для которого  $\varepsilon = \hbar\omega$ . Это относится и гигантскому резонансу, поскольку для него выполняется условие длинноволнового приближения. Сказанное иллюстрируется рисунком, на котором сравнивается сечение неупругого рассеяния электронов для ядра  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$  при малых переданных импульсах с сечениями фотопоглощения и фотонейтронной реакции для этого же ядра. Во всех сечениях проявляются одни и те же резонансы в районе их основных максимумов.



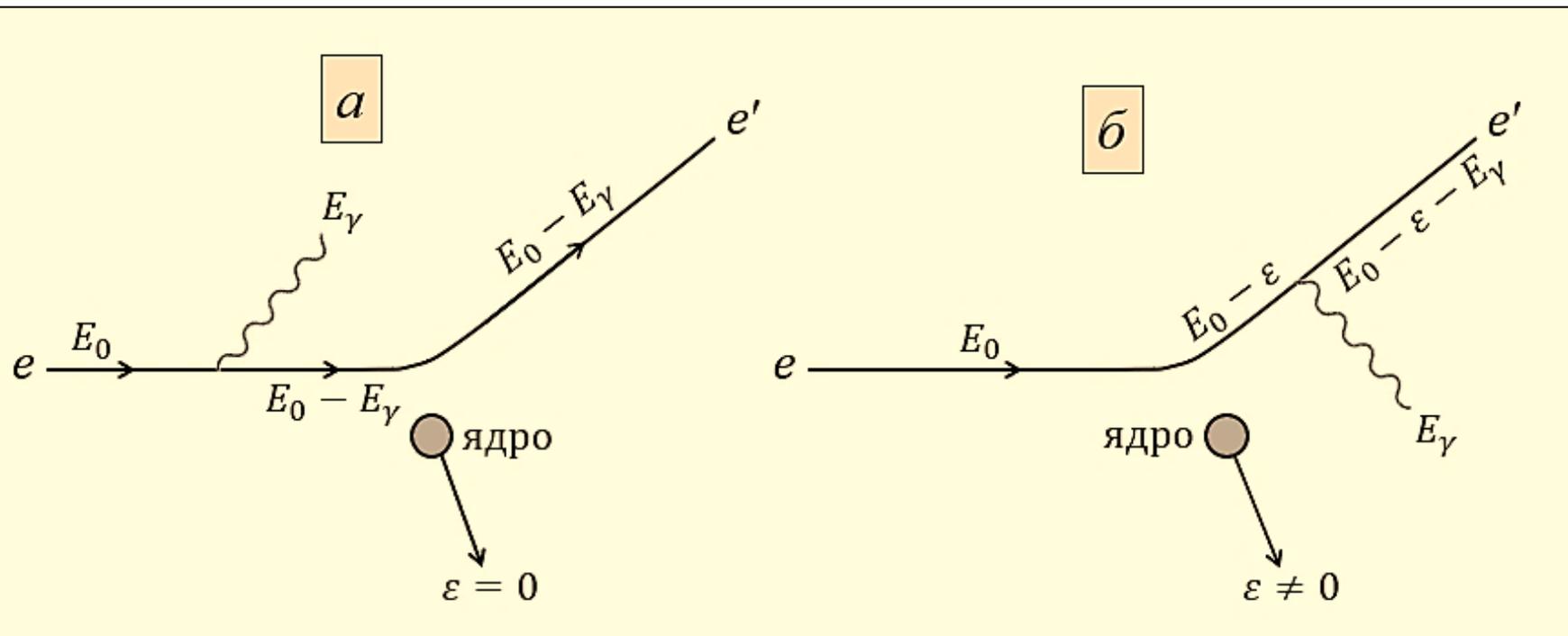
# Схема эксперимента по изучению рассеяния электронов атомными ядрами



1, 2, 3, 4 – щели; 5, 6 – поворотные магниты; 7, 8 – квадрупольные линзы; 9 – защитная стена; 10 – мишень; 11, 12 – щели; 13 – магнитный спектрометр; 14 – детектор рассеянных электронов, например, черенковский или проволочная камера; 15 – монитор первичного пучка электронов.

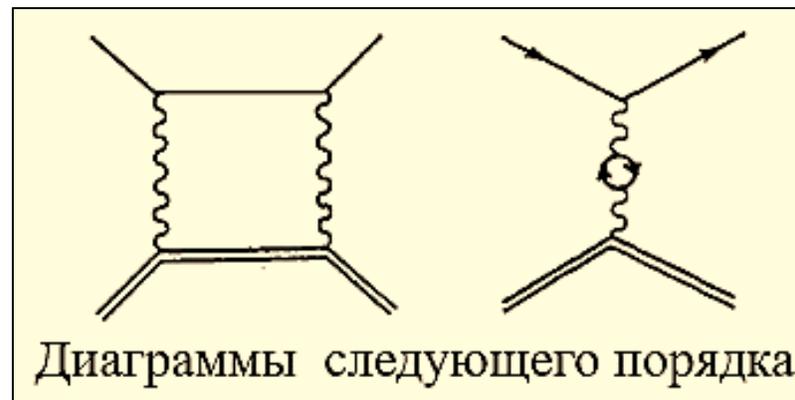
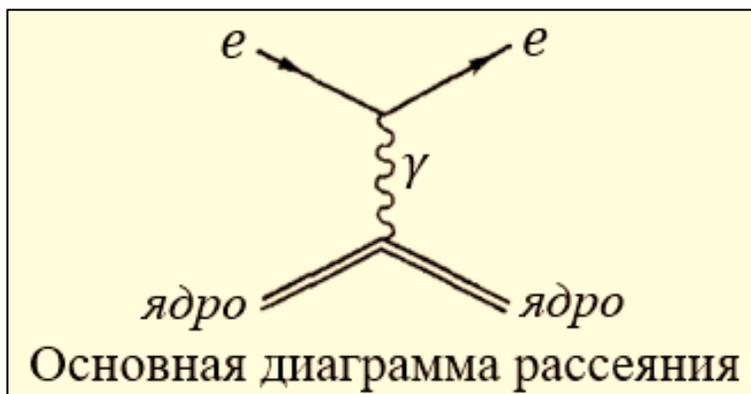
## Радиационные поправки

Обработка результатов экспериментов по рассеянию электронов осложняется проблемой учета неядерных процессов. К числу таких процессов относятся, например, испускание реальных фотонов (тормозное излучение) и ионизация. Так, электроны с энергией  $E_0$ , участвующие в процессе упругого рассеяния, могут испускать фотоны тормозного излучения с энергией  $E_\gamma$  до или после столкновения с ядром (см. рисунок). Такие электроны, вылетая из мишени с энергией  $E_0 - E_\gamma$ , будут регистрироваться как неупруго рассеянные и дадут вклад во все резонансы в области энергий возбуждения от нуля до  $E_0$ , так как  $E_\gamma$  может меняться в этих же пределах (массой покоя электрона пренебрегаем).

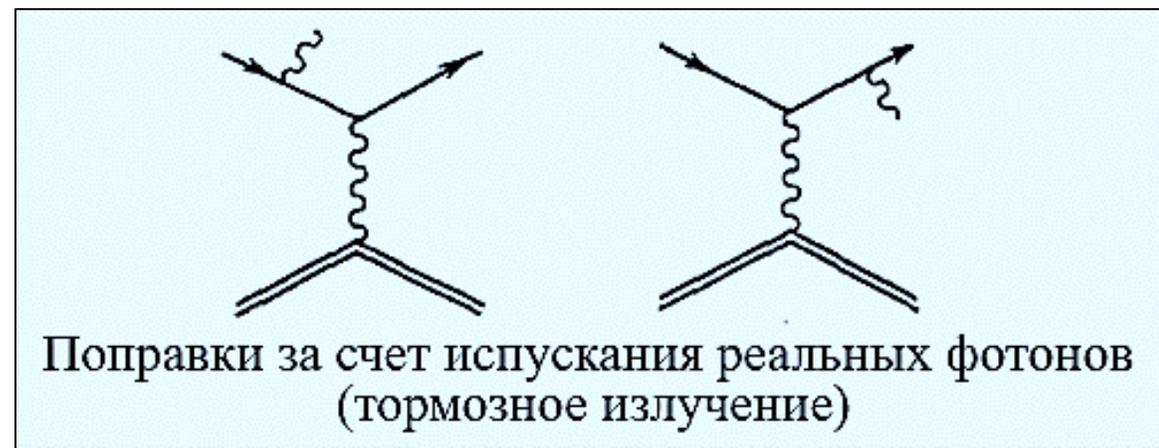
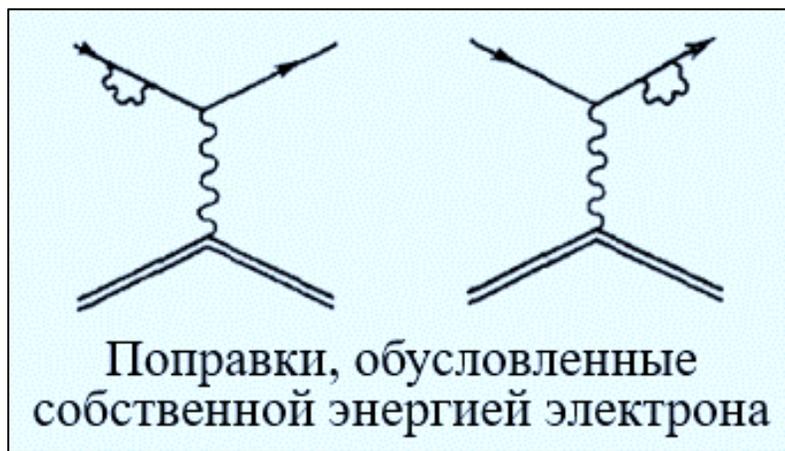


Испускание тормозного излучения, сопровождающее процессы упругого (а) и неупругого (б) рассеяния электронов

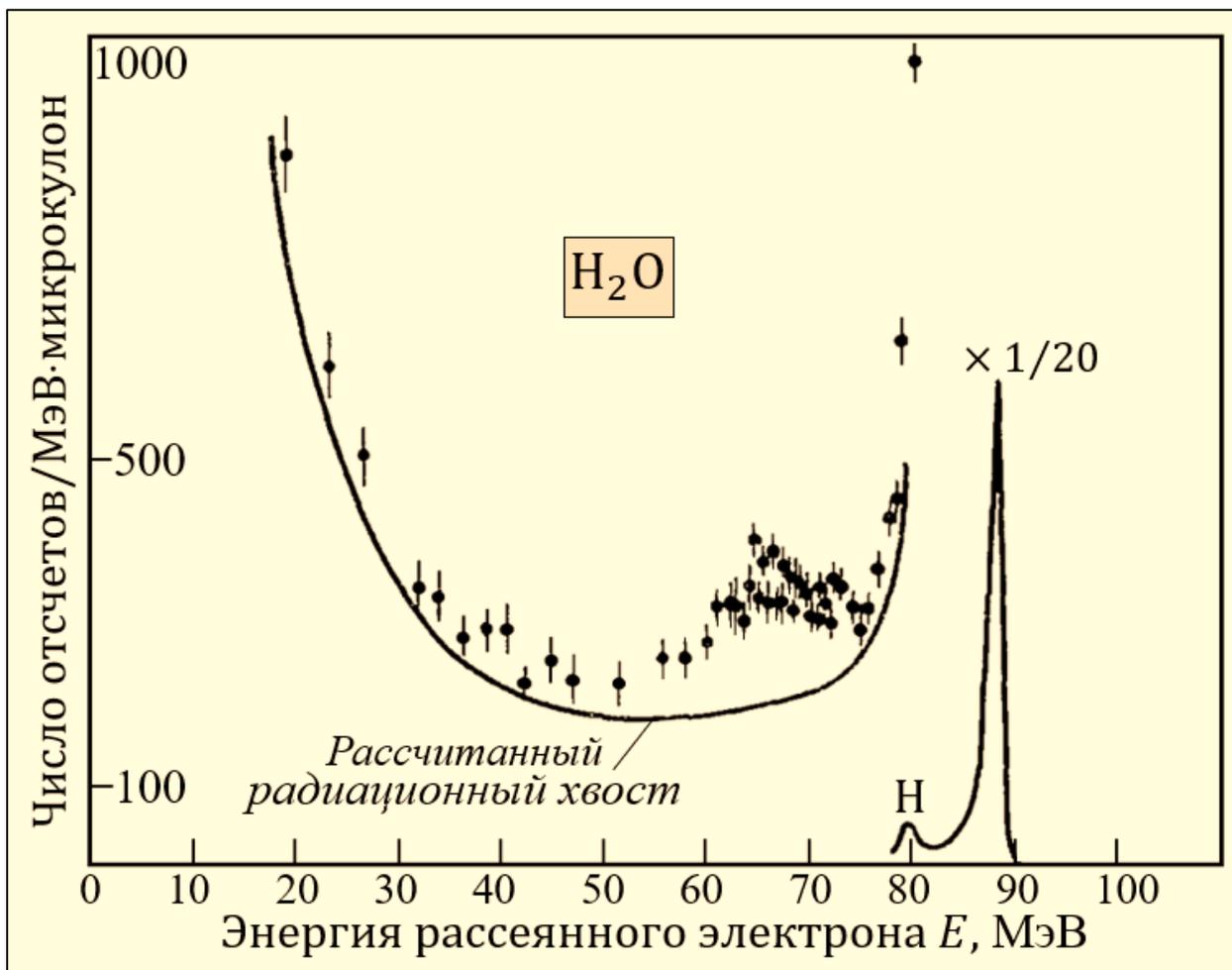
Аналогично, испускание тормозных фотонов до и после неупругого рассеяния, приведет к тому, что электроны, участвующие в этом процессе, дадут вклад во все резонансы в области энергий от  $\varepsilon$  до  $E_0$ . Поэтому упругий и неупругие пики имеют со стороны малых энергий так называемый *радиационный хвост*, спадающий с энергией испущенного фотона. Учет вклада «радиационных хвостов», которые могут быть рассчитаны с помощью методов квантовой электродинамики, носит название *радиационных поправок*.



### Диаграммы радиационных поправок



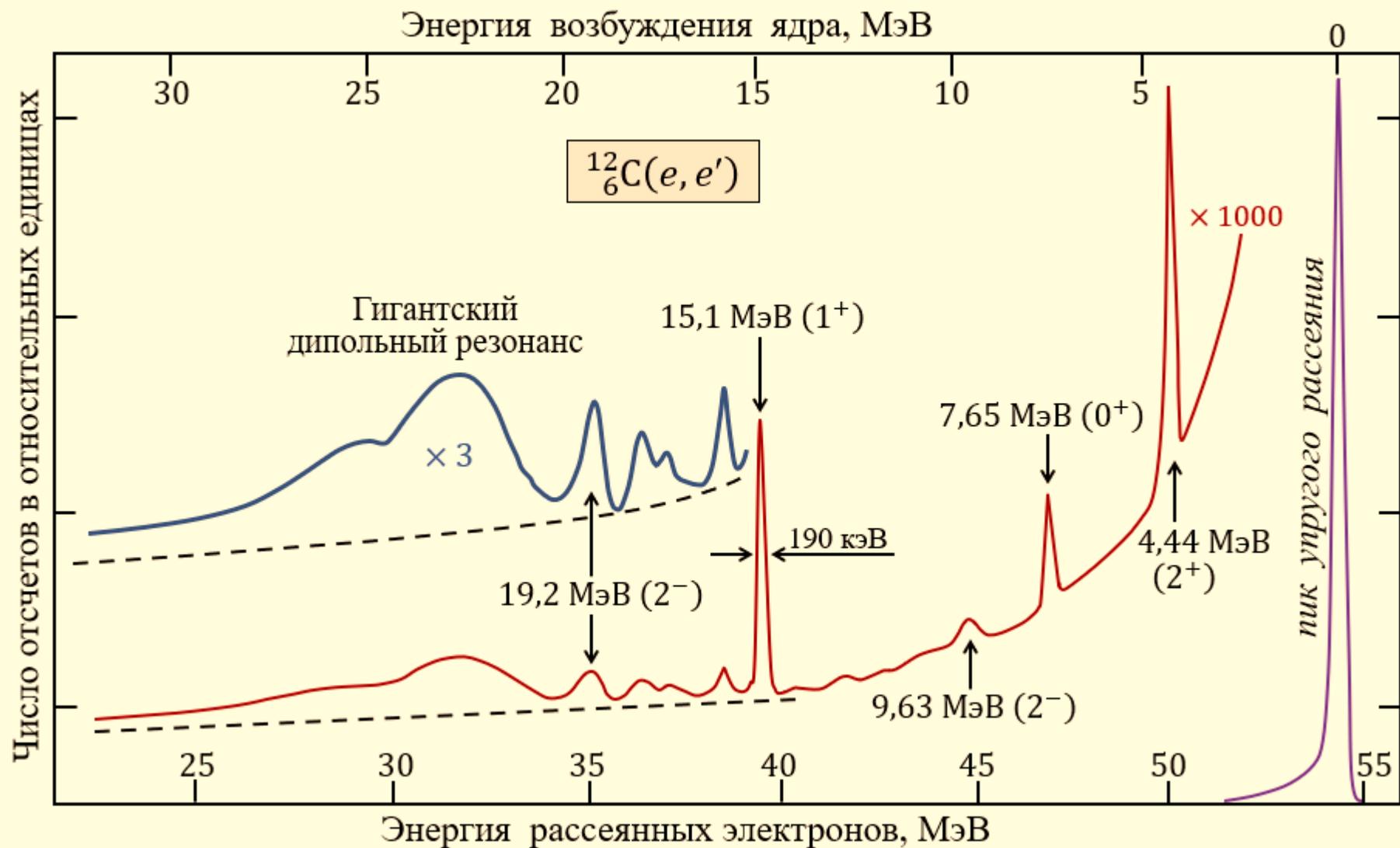
Эти поправки могут быть найдены с точностью 10–20%. Однако, в области гигантского дипольного резонанса ( $\varepsilon \geq 15$  МэВ) вследствие наложения радиационных хвостов от большого числа близко расположенных уровней неопределенность в абсолютной шкале эффективных сечений неупругого рассеяния электронов может достигать 100%. Влияние радиационных хвостов на характер энергетического спектра рассеянных электронов иллюстрируется рисунком.



Спектр электронов, неупруго рассеянных от водяной мишени.

Энергия электронов  $E_0 = 90$  МэВ, угол рассеяния  $\theta = 100^\circ$ .

Кривая — рассчитанный радиационный хвост, который должен вычитаться из экспериментальных значений, чтобы получить информацию о возбуждениях в кислороде. Маленький пик, обозначенный Н, отвечает упругому рассеянию на водороде, а большой пик справа от него — упругому рассеянию на кислороде.



Спектр рассеянных электронов в реакции  $^{12}_6\text{C}(e, e')$ .  $E_0 = 55,1$  МэВ,  $\theta = 14^\circ$ . Пунктир – суммарный радиационный хвост в области гигантского резонанса. Указаны энергии спины и четности хорошо известных уровней ниже 20 МэВ.

## Приложение

Обоснование соотношений  $q_{min} \approx \frac{E_0 - E}{c}$  при  $\theta \approx 0^\circ$  и  $q_{max} \approx \frac{E_0 + E}{c}$  при  $\theta \approx 180^\circ$ .

Из схемы электронного рассеяния (см. первый слайд) следует, что  $\vec{q} = \vec{p}_0 - \vec{p}$  и, возводя в квадрат, получаем  $\vec{q}^2 = \vec{p}_0^2 + \vec{p}^2 - 2\vec{p}_0\vec{p}$ . Вводя далее угол рассеяния  $\theta$ , имеем

$$q^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cdot \cos\theta.$$

Пренебрегая массой электрона, что можно сделать при релятивистских энергиях характерных для экспериментов по рассеянию электронов на атомных ядрах, приходим к соотношению

$$q^2 = \frac{1}{c^2} (E_0^2 + E^2 - 2E_0E \cdot \cos\theta)$$

Откуда для  $q_{min}$  ( $\theta \approx 0^\circ$ ) и  $q_{max}$  ( $\theta \approx 180^\circ$ ) окончательно получаем

$$q_{min} \approx \frac{E_0 - E}{c} \text{ при } \theta \approx 0^\circ,$$
$$q_{max} \approx \frac{E_0 + E}{c} \text{ при } \theta \approx 180^\circ$$