

## Глава 1 ВВЕДЕНИЕ

### § 1.1. Электрон как пробная частица

Рассеяние электронов на ядрах и нуклонах является важнейшим способом исследования внутренней структуры этих частиц [1-4]. Изучение внутренней структуры ядер на электронных ускорителях имеет уже более чем 50-летнюю историю. Исследование внутренней структуры нуклонов требует меньших, чем при изучении структуры ядра, длин волн и может проводиться лишь на ускорителях более высоких энергий.

Возможности метода исследования структуры ядер и нуклонов на ускорителях электронов следуют из физики взаимодействия электрона с мишенью. На языке диаграмм Фейнмана эффективное сечение рассеяния электрона на адроне может быть представлено в виде суммы диаграмм, соответствующих разложению  $S$ -матрицы процесса по константе электромагнитного взаимодействия (Рис.1.1). Толстая линия на рис.1.1 может изображать как нуклон, так и ядро. (Как правило, расчет процесса рассеяния можно провести, ограничиваясь первым членом разложения правой части диаграммы).

Исследование структуры адронов (ядер и нуклонов) в сильных взаимодействиях сталкивается с двумя открытыми проблемами:

1) деталями структуры мишени и 2) проблемой механизма взаимодействия пробной частицы с мишенью. В случае рассеяния электронов взаимодействие является хорошо изученным электромагнитным и исследование структуры мишени можно провести без дополнительных модельных предположений о механизме взаимодействия.



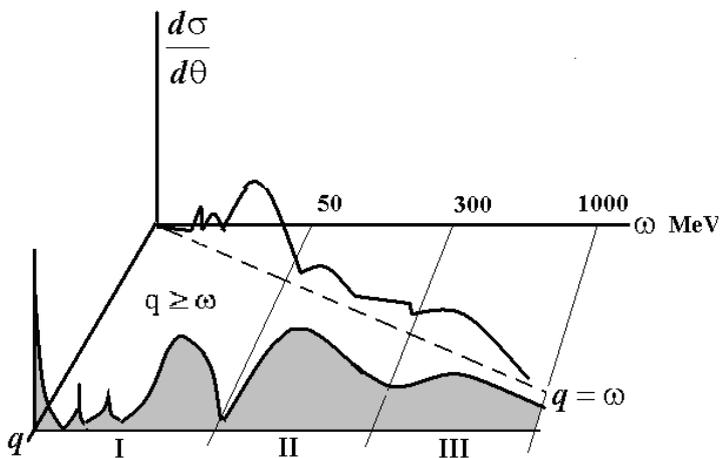


Рис.1.2. Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ядре как функция переданных ядру энергии  $\omega$  и импульса  $q$ . (Схема)

Исследование сечения электронного рассеяния как **поверхности отклика** адрона на электромагнитное возбуждение (т.е. функции 2 переменных) представляет собой наиболее надежный источник информации о структуре мишени и, одновременно, критичный способ выявления сильных и слабых сторон модельных предположений об этой структуре.

Помимо реакций электромагнитного взаимодействия, структура ядер и нуклонов исследуется также в реакциях сильного и слабого взаимодействий. Сравнение результатов этих исследований с данными электромагнитных взаимодействий позволяет получить наиболее полную информацию о распределениях зарядов и масс в мишени, а также о природе возбужденных состояний ядер и нуклонов.

Начало современной истории исследования ядер в рассеянии электронов было положено работами Хофстадтера на линейном ускорителе в Стенфорде с энергией пучка электронов 116 МэВ. В течение нескольких лет им было проведено систематическое исследование распределений заряда в ядрах и нуклонах. [5]. В 1961 году эти работы были отмечены Нобелевской премией с формулировкой «За пионерские исследования рассеяния электронов атомными ядрами и открытия, связанные со структурой нуклона». В экспериментах по упругому рассеянию электронов, проведенных в 60-80 годы 20 века, были получены данные, позволившие создать первые простейшие модели распределения зарядов в ядрах и нуклонах. В эти же годы начались эксперименты по неупругому рассеянию электронов и были получены данные о дискретных уровнях ядерных возбуждений, а также о свойствах коллективных возбуждений ядер – резонансах. Увеличение энергии электронных ускорителей открыли путь исследованиям деталей внутренней структуры протона. Прогресс в методах детектирования и улучшение характеристик электронных пучков позволили проводить измерения эффективных сечений вплоть до величин, сравнимых с сечениями слабых взаимодействий. Увеличение интенсивности и плотности потоков электронов в ускорителях привело к необходимости создания нового «поколения» электронных ускорителей – ускорителей с высоким D-фактором, близким к 100% ( $D = \text{duty-factor, duty-cycle}$ ). (См. § 1.2.). Эксплуатация сильноточных ускорителей позволила проводить не только прецизионные эксперименты по определению сечений возбуждения мишеней, но расширить область исследования на эксперименты по схемам совпадений, т.е. перейти от инклюзивных к эксклюзивным экспериментам.

(В эксклюзивных экспериментах регистрируется не только рассеянный электрон, но и одна или несколько вторичных частиц, возникающих в реакции. Другим типом эксклюзивных исследований являются эксперименты на пучках поляризованных электронов).

Развитие эксклюзивных методов исследования ядер и нуклонов характерно не только для электромагнитных взаимодействий – аналогичные эксперименты проводятся на современных сильноточных адронных ускорителях. Несмотря на широкие возможности экспериментов с адронными пучками, роль экспериментов с электромагнитными пробными частицами и в дальнейшем останется чрезвычайно важной в исследовании структуры и свойств ядер и нуклонов. Эта уверенность основана на следующих фактах:

во-первых, ценность использования хорошо понятого и, в принципе, точно рассчитываемого механизма взаимодействия пробной частицы с мишенью становится выше, когда изучаемый процесс усложняется;

во-вторых, виртуальные фотоны электронного рассеяния (или реальные фотоны фотовозбуждения) исследуют весь объем мишени, в то время, как адроны взаимодействуют, при тех же энергиях, главным образом с поверхностью мишени.

В перспективе все более важную роль будут играть комплексные исследования мишеней в реакциях с электронами и другими пробными частицами.

Новые экспериментальные достижения в области исследований ядер и нуклонов являются мощным стимулом в развитии теории сильновзаимодействующих систем. Экспериментальные результаты оказываются не только проверкой модельных представлений, но и нередко указывают путь совершенствования теории.

На рис.1.2 показано схематическое распределение сечений ядерного взаимодействия с электронным пучком. Дифференциальное сечение в процессах рассеяния электронов является функцией переданного импульса  $q$  и энергии возбуждения мишени  $\omega$ . Область I является областью ядерной спектроскопии. Первый пик при  $q=0$  соответствует сечению упругого рассеяния электрона на ядре. При увеличении энергии сечение проходит через ряд узких пиков, соответствующих возбуждению дискретных уровней ядра-мишени. Дальнейшее увеличение энергии приводит к возбуждению состояний непрерывного спектра ядра-мишени - состояний мультипольных гигантских резонансов. Мультипольность доминирующих резонансов является функцией переданного ядру импульса и, в среднем, растет с ростом величины  $q$ . Область II на рис.1.1 соответствует квазиупругому рассеянию электрона на ядре-мишени, когда длина волны электрона сравнима с размерами нуклонов ядра. Область III энергий – область возбуждения нуклонов и эффектов рождения мезонов. При более высоких энергиях в глубоко неупругих процессах рассеяния электронов начинают проявляться кварковые степени свободы. Аналогичная схема сечения рассеяния электронов высоких энергий на протонах начинается с областей II и III.

Сечение фотоядерной реакции на рис.1.2 соответствует линии  $q=\omega$  на поверхности отклика ядра на электромагнитное возбуждение в рассеянии электронов.

## § 1.2. Ускорители электронов

В физике частиц и ядер принято говорить о низких, средних (или промежуточных) и высоких энергиях /low, intermediate and high energies/. Границы этих областей не могут быть жестко определены и имеют тенденцию

сдвигаться вверх со временем. Определяющей характеристикой энергетической области является длина волны частицы, взаимодействующей с мишенью

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{q} = \frac{2\pi\hbar c}{qc}; \quad \tilde{\lambda} = \frac{\hbar c}{qc}. \quad (1.1)$$

$$\tilde{\lambda}_q = \frac{0.197 \text{ GeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{Q^2}} \rightarrow \sim \begin{cases} 1) > 6 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \\ 2) \sim 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \\ 3) \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm} \end{cases}$$

Исследование деталей структуры системы частиц возможно при условии, что длина волны частицы меньше линейных размеров исследуемой системы. Поскольку в оценках удобно использовать константу конверсии  $\hbar c = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm} \approx 0.2 \text{ GeV} \cdot \text{fm}$ , трем вышеупомянутым областям энергии соответствуют следующие диапазоны приведенной длины волны частиц (рис.1.3):

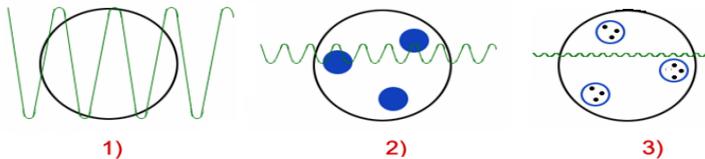


Рис.1.3.

Первая из указанных областей исследования (низкие энергии) соответствует энергиям электронных пучков от 20 МэВ до (приблизительно) 300МэВ (области I и II на рис.1.1). При этих энергиях доминируют степени свободы ядра как системы связанных нуклонов. При более высоких (промежуточных) энергиях проявляются т.н. ненуклонные степени свободы, связанные с влиянием нуклонных резонансов и рождения мезонов. Наконец, область высоких энергий (энергии электронов выше 10

ГэВ) – это область исследований кварк – глюонных степеней свободы адронов мишени.

Изложение основ физики рассеяния электронов в данном пособии будет посвящено исследованиям ядер и нуклонов при низких и промежуточных энергиях.

Перспективы развития физики ядра связаны, в основном, с ускорителями низких и промежуточных энергий. Однако ряд проблем, традиционно относящихся к физике ядра, могут быть решены с использованием пробных частиц высоких энергий. К таким открытым проблемам относится, например, проблема интерпретации нуклон-нуклонных взаимодействий.

### *Основные характеристики ускорителей*

#### 1. Ускоряемые частицы

Система ускорения и конструкция ускорителя определяются в первую очередь характеристиками ускоряемой частицы. Основные группы – ускорители электронов и ускорители адронов. Ускорители адронов дают на выходе либо пучки протонов ( $Z=1$ ), либо ионизированных атомов ( $Z \leq 92$ ).

#### 2. Энергия и переданный импульс

Кинетическая энергия частиц на выходе первичного пучка приводится лабораторной системе координат в единицах МэВ ( $10^6$  эВ), ГэВ ( $10^9$  эВ) или ТэВ ( $10^{12}$  эВ). Наибольшие энергии столкновения достигаются на ускорителях - коллайдерах. При столкновениях частиц одинаковой массой т.н. «энергия столкновения» связана с энергией ускоряемых частиц в системе центра масс  $E_I$  соотношением

$$E = \frac{2E_1^2}{m} - m \quad (1.2)$$

Наибольшая энергия столкновения достигнута была в ЦЕРН на ускорителе LEP (Large Electron Positron), где

энергии пучков сталкивающихся электронов и позитронов достигали почти 100 ГэВ, что приводило к энергии столкновения 40000 ТэВ.

$$E = \frac{2 \cdot 100 \cdot 100 \text{ GeV}^2}{0.5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}} - 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV} = 4 \cdot 10^7 \text{ GeV} = 4 \cdot 10^4 \text{ TeV}$$

В настоящее время вместо ускорителя LEP в этом же туннеле сталкиваются пучки протонов – работает ускоритель LHC.

Величина переданного импульса зависит от разности векторов импульса падающего и рассеянного электронов:

$$\vec{q}^2 = (\vec{k}_i - \vec{k}_f)^2; \vec{q}^2 = q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta;$$

$$m^2 \ll \vec{k}^2 \Rightarrow \epsilon^2 = \vec{k}^2 + m^2 \approx k^2; \epsilon_f - \epsilon_i = \omega.$$

Если

$$q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta \approx \epsilon_i^2 + \epsilon_f^2 - 2\epsilon_i \epsilon_f \cos \theta.$$

энергии пучков электронов высоки (>100 МэВ) и в реакциях с электронами исследуется область энергий возбуждения ядра ниже 40 МэВ, можно приближенно считать энергии падающего и рассеянного электронов близкими и получить упрощенную формулу связи переданного импульса с энергией электронов ускорителя

$$q^2 \approx 2\epsilon_i^2 (1 - \cos \theta) = 4\epsilon_i^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}; \Rightarrow q \approx 2\epsilon \sin \frac{\theta}{2}. \quad (1.3)$$

При фиксированной энергии электронов измерения выхода рассеянных электронов под разными углами к направлению падающего пучка позволяют выявить зависимость дифференциального сечения рассеяния от переданного импульса  $q$ . Максимальные значения  $q$  при данной энергии электронов достигаются при рассеянии на угол  $180^\circ$ .

### 3. Средняя сила тока и D- фактор

Средняя сила тока в ускорителе определяет число событий в единицу времени, которое может быть зарегистрировано в эксперименте. Эксперименты по

исследованию реакций с малыми эффективными сечениями могут быть выполнены в разумные сроки лишь на ускорителях с высокой средней силой тока. Однако возможность регистрации события в сильной степени зависит от распределения силы тока по времени. Для ускорителей, работающих в импульсном режиме, длительность импульсов обычно много меньше периода их повторения, т.е. средняя сила тока много меньше силы тока в максимуме импульса. Но большая пиковая сила тока перегружает регистрирующую аппаратуру, что приводит к большому количеству просчетов. Поэтому важным качеством ускорителя является его D-фактор, соответствующий коэффициенту заполнения рабочего цикла.

D-фактор (duty-cycle, duty- factor) равен отношению длительности импульса на выходе  $\tau$  к периоду повторения импульсов T:

$$D = \tau / T.$$

Обратной величиной этой характеристики ускорителя является *скважность*. Наиболее выгодным режимом регистрации событий обладают ускорители с D-фактором, близким к 1 (т.е. 100%). Поэтому современные ускорители электронов и адронов создаются с D-фактором, близким к 100%. Эта цель может быть достигнута двумя способами. Первым является строительство ускорителя, действующего на непрерывной волне (continuous wave). Второй возможный путь – создание ускорителя, работающего в импульсном режиме, на выходе которого устанавливают «растяжитель» (stretcher), увеличивающий длительность импульса.

#### 4. Ускорители электронов

В современных электронных ускорителях успешно используется принцип рециркуляции пучка. Ускорение осуществляется одним или несколькими линейными

ускорителями, через которые пучок прогоняется многократно. В таком режиме работают, например, микротроны. На рис.1.3 показана схема ускорителя МАМІ (MAinz MICrotronen), действующего на базе Института Ядерной Физики университета имени Гуттенберга в г. Майнц (ФРГ). На первой ступени ускорения пучок электронов из инжектора через линейный ускоритель направляется в первый микротрон, где он ускоряется от 2 до 14 МэВ, испытывая 20 оборотов в магнитных полях. На следующей ступени - во втором микротроне - электроны, путем 51 оборотов и прохождений через линейные ускоряющие трубки, ускоряются до примерно 180 МэВ. Эти два микротрона вместе составляют ускоритель МАМІ-А, с помощью которого была получена ценная информация о резонансных возбуждениях атомных ядер. В системе МАМІ-В пучок электронов со второго микротрона направляется на третий микротрон, где его энергия доводится до 840 МэВ путем 74 прохождений через линейные ускорители (рис.1.4). Комплекс ускорителей будет дополнен системой МАМІ-С с конечной энергией электронов около 1.5 ГэВ. Соответствующая этой энергии приведенная длина волны (около 0.11 фм) позволяет вести исследования внутренней структуры нуклонов.

Комплекс МАМІ представляет собой пример ускорителя на непрерывной волне, работающего при комнатной температуре (RT=room temperature). Такую же энергию пучка при значительно меньшей мощности можно получить на сверхпроводящих ускорительных системах. Примером такого ускорителя является S-DALINAC (рис.1.5).

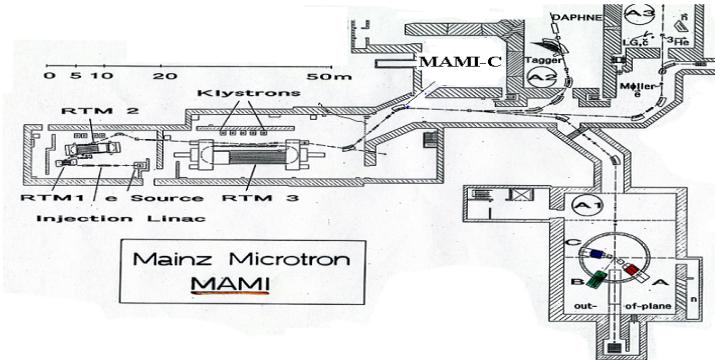


Рис.1.4. Комплекс МАМI. Разводка пучка проводится в залы А1 (эксперименты по схемам совпадений), А2 и А3 (эксперименты на поляризованных мишенях).

В сверхпроводящих ускорительных трубках достигается наивысший темп ускорения, т.е. наибольший пророст энергии на единицу длины ускорителя. При той же энергии пучка, что и на «теплом» ускорителе RT, ускоритель со сверхпроводимостью (SC) значительно более компактен и требует меньших затрат электроэнергии для поддержания его работы.

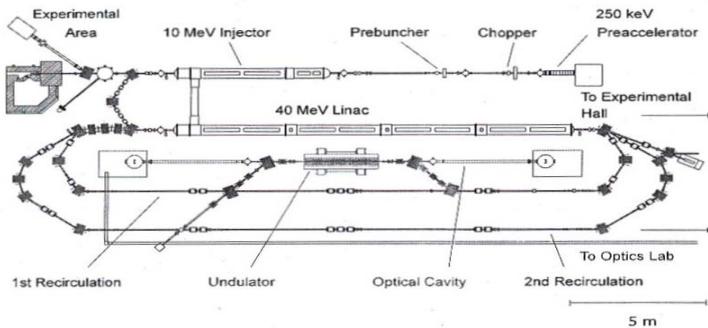


Рис.1.5. S-DALINAC – схема сверхпроводящего ускорителя электронов с рециркуляцией. (Институт Ядерной Физики Технического университета г. Дармштадт, Германия)