

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 5. ТЕОРИИ СТРОЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА

Свойства атомных ядер невозможно интерпретировать в рамках единого теоретического подхода. Эта трудность связана с тем фактом, что в ядре действуют сильные взаимодействия, для которых до сих пор не существует последовательной теории, способной количественно воспроизвести свойства систем, связанных этими силами. Поэтому свойства ядер оказывается возможным объяснить только в рамках моделей ядра.

В данной лекции мы рассмотрим некоторые популярные модели строения атомного ядра. Основное внимание уделим жидко-капельной и оболочечной моделям.

1. МОДЕЛИ СТРОЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА

1.1 Классификация моделей

Атомное ядро, представляющее собой сложную многочастичную квантовую систему с сильным взаимодействием и с большим количеством свойств, – объект исключительно сложный. Поэтому попытка создания теории ядра сталкивается с трудностями, в основном – из-за отсутствия знаний о свойствах ядерных сил. Но даже, если бы характер ядерных сил, действующих между нуклонами, будет известен, проблемой станет решение квантовой задачи многих тел, которая к настоящему времени не решена даже для трёх тел. Потому силы взаимодействия между нуклонами приходится подбирать путем подгонки к известным экспериментальным данным с помощью модельных зависимостей.

Теория атомного ядра идёт по пути создания ядерных моделей, предназначенных для описания выбранной совокупности ядерных свойств или явлений сравнительно простыми математическими способами с минимальным количеством определяемых параметров. Ценность модели определяется количеством параметров и возможностью предсказания новых свойств ядер или объяснения уже имеющихся. Но любая модель обладает ограниченными возможностями и не может дать полного описания всех свойств ядра. В результате приходится прибегать к большому числу моделей, приспособленных для описания ограниченного круга явлений, но которые вместе отвечают современному уровню знаний о ядре.

В основу любой модели ядра кладут допущение о приближенной независимости какого-либо набора степеней свободы для выбранного объекта. Степени свободы можно классифицировать на *одночастичные*, отвечающие независимому движению отдельных нуклонов, и *коллективные*, соответствующие согласованному движению большого числа частиц. Примерами являются две модели: *капельная*, основанная на коллективных степенях свободы, и *оболочечная*, использующая одночастичное описание движения нуклонов.

Ядерные модели – приближённые методы описания некоторых свойств ядер, основанные на отождествлении ядра с какой-либо другой физической системой, свойства которой либо хорошо изучены, либо поддаются более простому теоретическому анализу. Таковы, например, капельная модель ядра, оболочечная модель, модель нуклонных ассоциаций. Степени свободы ядра можно разделить на одночастичные и коллективные. Соответственно ядерные модели делятся на одночастичные (модели независимых частиц), описывающие движение индивидуальных частиц, коллективные (модели с сильным взаимодействием), описывающие коррелированное движение большого числа частиц и обобщенные, в которых рассматривается как одночастичные, так и коллективные степени свободы.

Число моделей атомного ядра очень велико. Часто они основаны на противоположных постулатах о характере движения нуклонов в ядре. Упомянем некоторые из них.

Гидродинамическая (капельная) модель ядра (Н.Бор, 1936). Капельная модель основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Так, силы, действующие между составными частицами - молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, - являются короткодействующими и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность её вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Объём капли, так же как и объём ядра, пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости заключается в том, что модель трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной), подчиняющуюся законам квантовой механики. Благодаря большой плотности нуклонов в ядре и чрезвычайно сильному взаимодействию между ними столкновения очень часты и поэтому

независимое движение отдельных нуклонов невозможно. Как в капле обыкновенной жидкости, поверхность в ядре может колебаться. Если амплитуда колебаний будет самопроизвольно нарастать, капля развалится, т. е. произойдет деление ядра.

В капельной модели ядро рассматривается как непрерывная среда, состоящая из нейтронной и протонной жидкостей и описываемая уравнениями классической гидродинамики. Плотность ядерной жидкости почти постоянна внутри объёма капли и резко падает в поверхностном слое, толщина которого значительно меньше радиуса капли. Основные параметры: равновесная плотность безграничной ядерной жидкости r_0 ($0,16$ частиц/ Фм^3), энергия связи на 1 нуклон m_0 (16 МэВ) и коэффициент поверхностного натяжения s (1 МэВ/ Фм^2); иногда вводят s_1 и s_2 для нейтронов и протонов в отдельности. Для учёта зависимости энергии связи ядра от величины нейтронного избытка ($N-Z$; N и Z -соответственно числа нейтронов и протонов в ядре) вводится изовекторный коэффициент сжимаемости ядерной материи b (30 МэВ); для учёта конечной сжимаемости ядерного вещества - изоскалярный коэффициент сжимаемости (модуль сжатия) K (200 МэВ). Капельная модель ядра описывает основные макроскопические свойства ядер: свойство насыщения, т. е. пропорциональность энергии связи тяжёлых ядер массовому числу $A = N+Z$; зависимость радиуса ядра R от A : $R = r_0 A^{1/3}$, где r_0 - практически постоянный коэффициент ($1,06$ Фм) за исключением самых лёгких ядер. Она приводит к формуле Вайцзеккера, которая в среднем хорошо описывает энергии связи ядер.

Хотя гидродинамическая модель позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, качественно объяснила причины деления ядер и его механизм, а также существование коллективных возбуждений ядра атома, её предсказания в полной мере не выполняются на опыте. Такие понятия как поверхность, поверхностное натяжение, сжимаемость и т. п. не вполне применимы к ядру, поскольку «капля – ядро» состоит не более чем из 300 нуклонов, и размер ядра превосходит среднее расстояние между нуклонами всего в несколько раз. Эта модель не объяснила повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

Оболочечная модель ядра. (М. Гепперт-Маер, И.Х.Д. Йенсен, 1950). Ещё в начале развития ядерной физики на основе обнаружения так называемых «магических чисел» протонов и нейтронов в ядре атомов (2, 8, 20, 50, 82, 126) было предложено использовать оболочечную модель, успешно «работающую» в теории электронных оболочек атома.

В оболочечной модели к центрально-симметричному потенциалу $V(r)$ добавлено спин-орбитальное взаимодействие. Модель предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Ядра с полностью заполненными оболочками наиболее устойчивы. Нуклоны движутся независимо друг от друга в некотором среднем потенциальном поле (потенциальной яме), создаваемом движением всех нуклонов ядра (самосогласованном поле). Потенциал зависит от расстояния до центра ядра. Нуклоны в поле с таким потенциалом находятся на определенных уровнях энергии. В основном состоянии они заполняют нижние уровни, причём, в соответствии с принципом Паули, в одном состоянии может находиться не более одного протона и одного нейтрона. Основное предположение оболочечной модели – независимость движения нуклонов в самосогласованном поле - находится в противоречии с гидродинамической моделью. Поэтому те характеристики ядра, которые хорошо описываются гидродинамической моделью (например, энергия связи ядра) плохо или совсем не объясняются оболочечной моделью.

Оболочечная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии. Помимо объяснения природы магических чисел и правильного воспроизведения их значений оболочечная модель качественно описывает и др. характеристики нечётных ядер: спины основных состояний, магнитные моменты, вероятности β -переходов и магнитных γ -переходов и т. д. Важное место она занимает при описании свойств деформированных ядер, в которых среднее поле деформировано (главным образом квадрупольно). Оболочечная модель ядра и ее последующие модификации объясняют широкий круг экспериментальных данных по спектрам возбуждений ядер вплоть до энергий 3-5 МэВ. Оболочечная структура проявляется и при более высоких энергиях возбуждения – до 30-50 МэВ, соответствующих возбуждению нуклонов внутренних оболочек.

Коллективная модель ядра (Дж. Рейнуотер, 1959, О. Бор и Б. Моттelson, 1952), возникшая на основе представлений капельной модели, объяснила природу низколежащих возбуждений ядер. Возбуждения ядер интерпретируются как динамическая деформация поверхности (т.е. поверхность зависит от времени). Эта модель примирила исключаящие исходные положения гидродинамической и оболочечной моделей. Она

предполагает, что ядро состоит из внутренней устойчивой части – остова, образованного нуклонами заполненных оболочек, и внешних нуклонов, движущихся в поле, создаваемом нуклонами остова. Остов может изменять свою форму под влиянием наружных нуклонов, колебаться. Его движение описывается гидродинамической моделью. Внешние же нуклоны движутся в поле остова, которое изменяется за счёт взаимодействия с этими внешними нуклонами.

Есть факты, свидетельствующие о существовании коллективных степеней свободы ядер. Так, при малых энергиях возбуждения ($E_{\text{возб}} \leq 4$ МэВ) у многих ядер наблюдаются последовательности уровней, которые могут быть интерпретированы либо как уровни энергии, отвечающие гармоническим колебаниям ядерной поверхности, либо как вращательные полосы энергии, возникающие из-за вращения деформированного ядра как целого. Коллективная природа этих уровней подтверждается интенсивными квадрупольными электромагнитными переходами между ними, и большим квадрупольным моментом у ядер, имеющих постоянную деформацию. При более высоких энергиях возбуждения, выше порога отделения нуклона, существуют коллективные уровни ядер, которые наблюдаются в сечениях ядерных реакций в виде широких пиков и называются гигантскими мультипольными резонансами. Наиболее мощным из них является гигантский дипольный резонанс. Модель пятимерного гармонического осциллятора рассматривает поверхностные колебания сферически-симметричных чётно-нечётных ядер. Эти колебания подобны колебаниям поверхности жидкой капли. Если амплитуда колебаний невелика, то они гармонические. Модель аксиально-симметричного ротатора поясняет, как образуются вращательные уровни энергии в чётно-нечётных ядрах, имеющих фиксированную форму сфероид вращения. Гидродинамическая модель описывает гигантские резонансы, обусловленные колебаниями нейтронов относительно протонов.

Обобщённая модель ядра (О. Бор и Б. Моттelson) рассматривает взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы. Для описания более высоких возбуждений (выше энергии отделения нуклона), для которых характерны большая плотность уровней и сложная структура большинства состояний, используется статистическая модель ядра. Она оперирует обычными понятиями статистической физики: температурой, плотностью уровней, энтропией, флуктуациями и т. п. Эти характеристики ядер используются при описании ядерных реакций.

Обобщенная модель объяснила большие квадрупольные моменты некоторых ядер тем, что внешние нуклоны таких ядер сильно деформируют остов, он становится не сферическим – вытянутым или сплюснутым эллипсоидом. Деформированное ядро может вращаться (вокруг оси перпендикулярной оси деформации), что объясняет наблюдаемые на опыте вращательные уровни возмущенного ядра. В обобщенной модели полный спин ядра складывается из моментов количества движения внешних нуклонов и момента количества движения деформированного остова. Колебанию остова соответствуют уровни, которые обнаруживаются на опыте. Обобщенная модель позволила ввести понятие одночастичных (связанных с возбуждением наружных нуклонов) и коллективных (вращательных и колебательных, связанных с возбуждением остова) уровней ядра, определить энергии уровней, спин, чётность.

Модели парных корреляций. Обобщенная модель столкнулась с трудностями в объяснении опытных данных, особенно в тех ядрах, в которых вне остова движется несколько нуклонов. Естественный путь улучшения обобщенной модели – учёт их взаимодействия. Это взаимодействие существенно отличается от взаимодействия пары свободных нуклонов и называется остаточным взаимодействием: действует лишь часть нуклон- нуклонных сил, “оставшаяся” после выделения самосогласованного поля. Остаточное взаимодействие приводит к тому, что внешние нуклоны движутся в поле остова уже не независимо, а коррелировано. Соответствующие модификации оболочечной модели называют моделями парных корреляций, наиболее известная - сверхтекучая модель ядра. (Н. Н. Боголюбов, О. Бор, Б. Моттelson, Д. Пайнс – 1958). В основе этой модели лежит предположение о том, что пары протонов и нейтронов с равными и противоположными направленными моментами количества движения образуют в ядре состояния типа связанных. Чтобы разорвать эту связь – разорвать пару, нужно затратить энергию 1-2 МэВ. Поэтому энергия возбуждения чётно-нечётных ядер, в которых все нуклоны образуют связанные пары, должна составлять 2 МэВ, тогда как соседние нечётные ядра должны иметь энергию возбуждения примерно в 10 раз меньшую (150-200 КэВ), что действительно наблюдается на опыте. С помощью моделей парных корреляций удаётся хорошо описывать спины и квадрупольные моменты основных состояний ядер, а также энергии, спины, квадрупольные моменты и вероятности переходов возбужденных однонуклонных и коллективных (вращательных и колебательных) состояний в ядрах вплоть до энергий 3-6 МэВ. Модель хорошо описывает плотность уровней, свойства нейтронных резонансов и позволяет рассчитывать равновесные деформации ядер как в основном, так и в возбужденном состоянии.

Статистическая модель ядра (Я. И. Френкель – 1936, Л. Л. Ландау – 1937) При более высокой энергии возбуждения (6-7 МэВ) число уровней в средних и тяжелых ядрах очень велико, а, следовательно,

расстояние между уровнями мало. Установить при этих условиях квантовые характеристики каждого отдельного уровня и невозможно, и не нужно. Целесообразно ввести понятие плотность уровней с данным спином, изоспином и т. д., т. е. число уровней с данными характеристиками, приходящихся на единичный интервал энергии. Зависимость плотности уровней энергии описывается с помощью статической (термодинамической) модели ядра, которая рассматривает возбуждение как нагрев ферми – газа (точнее, ферми – жидкости) нуклонов, связывая энергию возбуждения с температурой нагрева ядра. Эта модель неплохо описывает не только распределение уровней, но и распределение вероятностей излучения - квантов при переходе между высоколежащими возбужденными состояниями ядра атома. Статистическая модель ядра позволяет учесть и поправки, связанные с наличием в ядре оболочек.

Сверхтекучесть ядерного вещества. Сильное притяжение в состоянии пары нуклонов с полным угловым моментом $J=0$ и спином $S = 0$, приводит к сверхтекучести атомных ядер (О. Бор и Дж. Валатин - 1958). Следствия модели: появление щели в спектре одночастичных возбуждений ядер, уменьшение моментов инерции деформированных ядер по сравнению с их значением для "твёрдых" ядер и др. Так же, как спаривание электронов в металлах порождает сверхпроводимость, спаривание нуклонов приводит к сверхтекучести ядерного вещества. В безграничном ядре (ядерной материи) в единую «частицу» объединялись бы нуклоны с равными по величине, но противоположными по знаку импульсами и проекциями спинов. В реальных ядрах предполагается спаривание нуклонов с одними и теми же значениями квантовых чисел (j, l) и с противоположными проекциями полного момента вращения нуклона, равными $-j, -j+1, \dots, j-1, j$. Физическая причина спаривания - взаимодействие частиц, движущихся по индивидуальным орбитам, как это принимается оболочечной моделью. Одним из проявлений сверхтекучести - наличие энергетической щели между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Величина этой щели определяется энергией связи пары (энергией спаривания), которая для ядерной материи составляет $\sim 1-2$ МэВ. В реальных ядрах наличие энергетической щели с определённой установкой трудно, поскольку спектр ядерных уровней дискретен и расстояние между оболочечными уровнями сравнимо с величиной щели.

Наиболее ярким указанием на сверхтекучесть ядерного вещества является отличие моментов инерции сильно несферических ядер от твердотельных значений. Теория сверхтекучести ядерного вещества объясняет как абсолютные значения моментов инерции, так и их зависимость от параметра деформации P . Она предсказывает скачкообразное возрастание момента инерции в данной вращательной полосе при некотором критическом спине I . Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости достаточно сильным магнитным полем, пока не наблюдалось. Сверхтекучесть ядерного вещества сказывается и на других свойствах ядра: на вероятностях электромагнитных переходов, на положениях оболочечных уровней и т. п. Однако в целом сверхтекучесть ядерного вещества выражена в реальных ядрах не так ярко, как, например, явление сверхпроводимости металлов или сверхтекучесть гелия при низких температурах. Причина - ограниченность размера ядра, сравнимая с размером пары.

Кластерная модель. Модель нуклонных ассоциаций использует представление о кластерной (блочной) структуре атомного ядра. Эта модель возникла во 2-й пол. 30-х гг., когда были систематизированы данные об энергиях связи лёгких ядер и была обнаружена повышенную устойчивость к α -распаду ядер, имеющих равное и чётное число нейтронов и протонов. К их числу относятся ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т. д. Многие возбуждённые состояния ядер с большой вероятностью распадаются с испусканием α -частиц. Дж. А. Уилер в 1937 предположил, что " α -частичное" ядро состоит из α -частичных кластеров (в простейшем варианте - α -частиц). Например считается, что ядро ${}^6\text{Li}$ значительную часть времени проводит в виде дейтрона и α -частицы, вращающихся относительно центра тяжести ядра. Эффекты α -частичных корреляций проявляются систематически лишь в ядрах с $A < 40$. В более тяжёлых ядрах имеются лишь отдельные и незначительные проявления этих эффектов. В лёгких ядрах возможно образование и других кластеров. Так, в некоторых случаях ядро ${}^6\text{Li}$ можно рассматривать как 2-частичную систему $\alpha + d$ (хотя большую точность имеет описание этого ядра как системы $\alpha + n + p$).

Оптическая модель ядра, используемая для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, может рассматриваться как распространение оболочечной модели на состояния непрерывного спектра. Фазы рассеяния находятся решением уравнения Шрёдингера для частицы в комплексном ("оптическом") потенциале. Его действительная часть имеет тот же смысл, что и потенциал среднего поля в оболочечной модели, а мнимая часть описывает "поглощение" нуклона ядром, т. е. процессы превращения одночастичного состояния в состояния более сложной природы. По аналогии с рассеянием нуклонов оптическая модель применяется и для описания упругого рассеяния на ядрах более сложных частиц (дейтроны, ядра ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, α -частицы). В этом случае точность описания дифференциальных сечений рассеяния хуже, чем в случае

нуклонов. Оптическая модель описывают прямые ядерные реакции, происходящие с характерными ядерными временами $\sim 10^{-22}$ - 10^{-23} с. Противоположный случай описывается моделью составного ядра, которая тесно связана со статистической моделью.

Описанные ядерные модели являются основными, охватывающими свойства большинства ядер. Они, однако, не достаточны для описания всех наблюдаемых свойств основных и возбужденных состояний ядер. Так, для объяснения спектра коллективных возбуждений сферических ядер привлекается модель поверхностных и квадрупольных колебаний жидкой капли, с которой отождествляется ядро (вибрационная модель). Все ядерные модели играют роль более или менее вероятных рабочих гипотез. Последовательное же объяснение наиболее важных свойств ядер на прочной основе общих физических принципов и данных о взаимодействии нуклонов остаётся пока одной из нерешенных фундаментальных проблем современной физики.

Создание различных ядерных моделей инициировалось экспериментальными фактами.

1. Плотность ядерного вещества приблизительно постоянна, причём радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$, т.е. пропорционален числу частиц. Энергия связи $E_{св}$ нуклонов ядер примерно пропорциональна массовому числу A . Отсюда вытекает примерное постоянство средней энергии связи нуклона (удельной энергии связи) $E_{св}/A$. Эти свойства обусловлены природой ядерных сил, которые имеют конечный радиус действия и вызывают сильное взаимное притяжение нуклонов, находящихся друг от друга на расстоянии 2 - 0.5 ферми. При уменьшении этого расстояния начинают действовать очень сильные отталкивающие силы, что интерпретируется, как наличие "твёрдой сердцевины" у нуклона. Если бы между нуклонами действовали только силы притяжения, то происходило бы стягивание нуклонов, и ядро имело бы радиус примерно равный радиусу действия ядерных сил (независимо от общего числа нуклонов); при этом плотность ядра увеличивалась бы пропорционально массовому числу A , а его энергия связи росла бы как $\sim A^2$ (пропорционально числу связей нуклонов в таком ядре). В действительности "стягивание" нуклонов продолжается только до тех пор, пока эффекты притяжения не уравниваются эффектами отталкивания (насыщение ядерных сил). В результате между нуклонами устанавливается некоторое среднее расстояние (порядка $r_0 = 1.2$ ферми), что приводит к тому, что каждый нуклон взаимодействует только со своими ближайшими соседями. Откуда вытекает постоянство плотности ядерного вещества (~ 0.17 нуклон/ферми³ в середине ядра) и приблизительная пропорциональность $E_{св}$ массовому числу A . Состояние, в котором находится ядерное вещество, напоминает состояние классической жидкости или кристалла, где также насыщаются только не ядерные, а химические силы. Это дало основание для развития различных коллективных моделей ядра, в которых рассматриваются только те или иные коллективные степени свободы движения нуклонной системы. В этих моделях предполагается, что взаимодействие между соседними нуклонами настолько велико, что степени свободы индивидуальных нуклонов можно не учитывать. Первой из коллективных моделей была создана капельная модель ядра, в которой ядро уподобляется сферической капле несжимаемой заряженной ядерной жидкости.

2. Средняя длина пробега нуклонов в ядре велика по сравнению с расстоянием между ними и превышает размеры ядра. Это объясняется принципом Паули, который препятствует изменению состояний сталкивающихся нуклонов ядра. "Полупрозрачность" ядра видна, например, из экспериментов по рассеянию нейтронов на ядре. Действительно, полное сечение рассеяния нейтронов с ростом энергии нейтронов не спадает монотонно к предельному значению $2\pi R^2$, а испытывает сильные колебания по величине. Это свойство способствовало формированию других ядерных моделей: моделей независимых частиц, в которых, исходя из большой длины свободного пробега нуклона в ядре, предполагается, что взаимодействие нуклонов приводит к возникновению среднего ядерного поля, в котором частицы движутся независимо друг от друга. Самой простой из таких моделей является модель ферми-газа, которая учитывает конечный размер ядра, но пренебрегает влиянием ядерной поверхности на движение нуклонов.

3. Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности α - и β -распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нуклонов: 2, 8, 20, 50, 82, 126. Для объяснения этих фактов продуктивным оказался вариант модели независимых частиц, в котором рассматривается движение нуклонов в сферически симметричном потенциале и точно учитываются граничные условия. Эта модель названа моделью оболочек, так как вычисляемые в ней одночастичные уровни энергии распадаются на несколько групп (аналог электронных оболочек атома), разделенных достаточно широкими энергетическими интервалами. Она позволяет объяснить периодичность свойств ядра, задаваемую магическими числами A . В современных вариантах модели оболочек учитывается остаточное взаимодействие между нуклонами, не вошедшее в среднее ядерное

поле (обычно только между нуклонами, находящимися в незаполненной валентной оболочке). Это позволяет объяснить происхождение коллективных возбуждений ядра (таких как квадрупольные колебания поверхности ядра, гигантский дипольный резонанс и т.д.). Часто модель оболочек комбинируется с коллективной моделью. Наиболее известный пример - обобщенная модель Бора-Моттельсона.

4. Свойства ядер существенно меняются при изменении на единицу числа входящих в них протонов (Z) или нейтронов (N). Так, при изменении четности нуклонных компонент ядра скачкообразно меняются энергии отделения нейтрона и протона. Наиболее сильно связаны четно-четные ядра; вторую по устойчивости группу составляют четно-нечетные и нечетно-четные ядра (ядра с нечетным массовым числом A) и, наконец, слабее всего связаны нечетно-нечетные ядра. Все четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевые спины, тогда как для нечетно-нечетных ядер, также образующих Бозе-систему, это необязательно. Это свойство нашло объяснение в сверхтекучей модели ядра, где учитываются короткодействующие остаточные силы, приводящие к спариванию нейтронов с нейтронами и протонов с протонами.

1.2 История развития моделей ядра

Первой моделью ядра была **капельная** модель, описывающая взаимодействие нуклонов в ядре, по аналогии с взаимодействием молекул в капле жидкости. Основу жидко-капельной модели ядра заложил в 1935 Карл фон Вейцзеккер (автор теории изометрии атомных ядер и один из самых активных сторонников создания немецкой атомной бомбы), предложив свою известную формулу для энергии связи ядра. В 1936 Н. Бор, исходя из существования нейтронных резонансов, сформулировал представление о характере протекания ядерных реакций: он предположил существование составного ядра («компаунд-ядра»), т. е. возбужденного состояния ядра с временем жизни порядка времени движения нейтрона через него. Тогда механизм реакций включает два этапа: 1) образование составного ядра, 2) его распад. Эти стадии протекают независимо друг от друга, что обусловлено равновесным перераспределением энергии между степенями свободы компаунд-ядра. Это позволило применить статистический подход к описанию поведения ядер, вычислить сечения ряда реакций, и интерпретировать распад составного ядра в терминах испарения частиц, создав по предложению Я. Френкеля капельную модель ядра. Френкель в 1937 ввёл представление о температуре атомных ядер и разработал статистическую теорию тяжёлых ядер, а в 1939 развил электрокапиллярную теорию тяжёлых ядер и предсказал явление их спонтанного деления.

Капельная модель справедлива лишь при малых энергиях возбуждения (при больших расстояниях между резонансами - уровнями ядра). В 1939 Н. Бор совместно с Р.Пайерлсом и Г. Плачеком показал, что при перекрытии резонансов компаунд-ядра равновесие в системе не успевает установиться, и две стадии реакции перестают быть независимыми, т. е. характер распада промежуточного ядра определяется процессом его формирования. Развитие теории в этом направлении привело к созданию в 1953 В.Вайскопфом, Г.Фешбахом и К.Портером «оптической модели ядра», описывающей ядерные реакции в широком диапазоне энергий.

Джон Уиллер (открыл деление ^{235}U под действием тепловых нейтронов, обосновал возможность цепной реакции деления, развил методы управления атомным реактором, предсказал существование мезоатомов, в 1953 вместе с Д. Хилом развил коллективную модель ядра) в 1939 вместе с Н.Бором в рамках капельной модели разработал теорию деления атомного ядра. Количественная теория деления ядер Бора-Уиллера основывалась на модели составного ядра и представлениях о критической деформации ядра, ведущей к его неустойчивости и распаду. Для некоторых ядер эта критическая величина может быть равна нулю, что выражается в распаде ядра при сколь угодно малых деформациях. Теория позволила получить зависимость сечения деления от энергии, совпадающую с экспериментальной. Кроме того, Бору удалось показать, что деление ядер урана-235 вызывается «медленными» (низкоэнергетичными) нейтронами, а урана-238 - быстрыми.

Одновременно с представлением о составном ядре Бор (совместно с Ф.Калькаром) предложил рассматривать коллективные движения частиц в ядрах, противопоставив их картине независимых нуклонов. Колебательные моды жидкокапельного типа находят отражение в спектроскопических данных (в частности, в мультипольной структуре ядерного излучения). Идеи о поляризуемости и деформациях ядер были положены в основу обобщенной (коллективной) модели ядра, развитой в начале 1950-х годов О.Бором, Б.Моттельсоном и Д. Рейнуотером.

Модель оболочек была вызвана к жизни тем удивительным фактом, что свойства ядер, подобно свойствам атомов, обнаруживают определенную периодичность при изменении числа составляющих их нуклонов. Впервые на особую устойчивость ядер с магическим числом нейтронов или протонов обратили внимание Бартлет (1932) и Эльзассер (1933). Эльзассер попытался понять стабильность магических ядер, предполагая, что нуклоны, подобно электронам в атоме, движутся независимо друг от друга в одночастичной потенциальной яме. Однако он смог объяснить только три первых магических числа: 2, 8 и 20. Работа

Эльзассера осталась незамеченной, так как в то время ещё не было накоплено достаточно экспериментальных данных и кроме того его предположение казалось совершенно невероятным, поскольку в ядре, в отличие от атома, нет выделенного силового центра, а короткодействующий характер ядерных сил, казалось бы, исключал введение результирующего среднего потенциала.

С течением времени, однако, накапливались все новые и новые экспериментальные доказательства существования оболочечной структуры ядер и, наконец, в 1949 Марией Гепперт-Майер и Ханс Иенсен сделали решающий шаг в становлении оболочечной модели. Они поняли, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при $N, Z=50, 82$ и $N = 126$, необходимо учесть так называемое спин-орбитальное взаимодействие: взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Благодаря этому им удалось воспроизвести наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов. Далее они указали на важность учёта принципа Паули при рассмотрении движения нуклона в ядре: принцип Паули препятствует потере энергии нуклоном при столкновении, так как низколежащие одночастичные состояния заняты, поэтому средняя длина свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов. Из-за спин-орбитального взаимодействия нуклонов, в результате чего в ядре образуются оболочки с возможным количеством нуклонов 2, 6, 10 и т. д. При заполнении очередной оболочки получается чрезвычайно стабильная конфигурация ядра.

Оболочечная модель ядра основана на представлении о ядре, как о системе нуклонов, независимо движущихся в среднем поле ядра, создаваемом силовым воздействием остальных нуклонов. Эта модель возникла по аналогии с атомной моделью оболочек и первоначально была призвана объяснить обнаруженные экспериментально отклонения от формулы Вейцзеккера и существование *магических ядер*, для которых N и Z соответствуют наиболее выраженным максимумам энергии связи. В отличие от капельной модели, которая практически сразу возникла в законченном виде, оболочечная модель претерпела длительный период поиска оптимальной формы потенциала среднего поля, обеспечивающего правильные значения магических чисел.

М.Гепперт-Майер так описывала движения нуклонов в ядре: Представьте себе комнату с вальсирующими парами. Предположим, что они вальсируют в комнате по окружностям, одни из которых лежат внутри других. Теперь представьте, что вы можете поместить на одну окружность две пары, если одна из них будет описывать круг по часовой стрелке, а другая против часовой стрелки. Пусть пары, по мере движения по окружностям, кроме того, кружатся вокруг своей оси. Но не все пары из тех, что описывают круг по часовой стрелке, также вращаются по часовой стрелке - некоторые вращаются против часовой стрелки. То же самое происходит и с парами, описывающими окружность против часовой стрелки, - некоторые вращаются по часовой, некоторые против часовой стрелки.

2. КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СТРОЕНИЯ ЯДРА

Эту модель предложил в 1936 Н.Бор для объяснения больших времен жизни возбужденных ядер тяжёлых элементов, образующихся при захвате медленных нейтронов. Времена жизни оказались в миллион раз больше времени, необходимого нейтрону, чтобы пересечь ядро (10^{-22} с). Это свидетельствует о том, что возбужденное ядро представляет собой некую систему («составное ядро»), время существования которой намного больше времени её образования. Ядерная реакция протекает в две стадии. На первой падающая частица входит в ядро-мишень, образуя «составное ядро», где в многочисленных столкновениях теряет свою первоначальную энергию, распределяя её среди других нуклонов ядра. В результате ни у одной из частиц не оказывается энергии, необходимой для вылета из ядра. Вторая стадия, распад составного ядра, происходит спустя некоторое время, когда энергия случайно сконцентрируется на одной из частиц или потеряется в виде гамма-излучения. Вторая стадия не зависит от деталей механизма образования составного ядра. Вид распада определяется игрой возможных вариантов.

В качестве простой аналогии этой картине ядерной реакции рассматривается поведение капли. Между молекулами такой капли действуют силы, связывающие их друг с другом и препятствующие испарению, пока не будет подведено тепло извне. Появление еще одной молекулы, обладающей дополнительной кинетической энергией, приводит в результате её статистического перераспределения к увеличению температуры капли как целого. Спустя некоторое время случайная концентрация энергии на какой-либо молекуле может привести к её испарению. Модель позволила построить последовательную картину разнообразных ядерных реакций, в том числе реакций под действием нейтронов и заряженных частиц промежуточных энергий (до 100 МэВ). Полезными оказались понятия ядерной температуры, удельной теплоёмкости и испарения частиц. Например, угловое распределение «испарившихся» частиц оказалось не зависящим от направления падающей частицы, т.е. изотропным, поскольку вся информация о первоначальном направлении теряется на стадии существования составного ядра.

Капельная модель наилучшим образом описывает поведение **возбужденных** ядер. Атомное ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной жидкости радиуса $R=r_0A^{1/3}$. Основанием

для аналогии с жидкостью послужило то, что плотность ядерного вещества у всех ядер вблизи линии стабильности приблизительно одинакова, что говорит о его несжимаемости. Постоянство удельной энергии связи нуклонов в ядре углубляет аналогию: химические силы, действующие между молекулами в жидкости, и ядерные силы, действующие между нуклонами в ядре, являются короткодействующими. Кроме того, с жидкостью ядерное вещество сближает и свойство насыщения ядерных сил (энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу). При расчёте энергии связи ядра учитываются объёмная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно учитываются выходящие за рамки чисто капельных представлений энергия симметрии и энергия спаривания.

Ядра имеет достаточно чётко определенный радиус $R \sim A^{1/3}$, из чего следует практически одинаковая (не зависящая от A) концентрация нуклонов в ядрах:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi r_0^3 A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}, \quad (1)$$

одинаковая плотность ядерного вещества

$$\rho = m_N \cdot n = 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{38} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3 = 10^8 \text{ т/см}^3 \quad (2)$$

и одинаковые средние расстояния между нуклонами:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{10^{38}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (3)$$

Эти цифры говорят о совершенно необычном с точки зрения макроскопических тел, состоянии ядерного вещества (например, для обычных твердых тел $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\rho \approx 10 \text{ г/см}^3$, $\delta \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$).

Экспериментально установленное распределение удельных энергий связи ядер по значениям чисел нуклонов в ядре A имеет следующие характерные черты. 1. В широкой области ядер удельная энергия связи ϵ очень слабо зависит от A ; 2. Для ядер с малыми A удельная энергия имеет «спад». 3. Для тяжелых ядер средняя удельная энергия связи меньше, чем для средних, причем с ростом A наблюдается снижение ее величины. 4. Для ядер с $Z = N$ удельная энергия выше, чем для других ядер с тем же значением A . 5. Чётно-чётные (по Z и N) ядра имеют в среднем большие значения ϵ , чем нечётно-чётные, а нечётно-нечётные - меньшие.

Первая из перечисленных особенность распределения удельных энергий связи ядер - следствие насыщения ядерных сил. Вторая связана с тем, что связи нуклонов, находящихся на поверхности ядра, с другими нуклонами ядра не полностью насыщены. Чем больший процент нуклонов находится на поверхности ядра, тем больше «убыль» энергии насыщения. Третья особенность распределения ϵ объясняется тем, что протоны ядер участвуют не только в сильном (ядерном), но и в электромагнитном взаимодействии. Чем больше протонов, тем выше энергия кулоновского отталкивания. Четвертая и пятая особенности распределения - следствия оболочечной структуры ядра и симметрий, связанных с реализацией в ядре принципа Паули.

Основным результатом капельной модели является полуэмпирическая формула Вейцеккера для энергии связи ядра, в которую для получения лучшего согласия с наблюдаемыми величинами пришлось добавить члены, никоим образом не связанные с капельной моделью. Эта формула позволяет с хорошей точностью (<1%) вычислять энергию связи ядер по заданным значениям A и Z :

$$\Delta W(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta a_5 A^{-3/4}, \quad (4)$$

где a_1, \dots, a_5 , и δ - постоянные величины. Коэффициенты, a_1, \dots, a_5 подбираются таким образом, чтобы получить наилучшее согласие со значениями энергии связи для большинства всех известных ядер. Поскольку такая процедура может быть проведена по-разному, существует несколько наборов коэффициентов формулы Вейцеккера. Коэффициент a_3 может быть вычислен теоретически. Приведём их величины: $a_1 = 15,75 \text{ МэВ}$; $a_2 = 17,8 \text{ МэВ}$; $a_3 = 0,71 \text{ МэВ}$; $a_4 = 23,7 \text{ МэВ}$; $a_5 = 34 \text{ МэВ}$.

Замечание. Следует обратить внимание, что в формуле Вейцеккера для энергии связи есть член, связанный с принципом запрета Паули. Заполнение всех низших состояний приводит к условию $A=2Z$ (т.е. к равенству числа протонов и нейтронов). Так как нейтронные и протонные уровни энергии для данных квантовых состояний сопоставимы, то общая более низкая энергия может быть получена скорее при заполнении ими обоими одного и того же уровня, чем при расположении одного или более нуклонов на высокоэнергетических квантовых уровнях. Принцип Паули одобряет чётные числа нейтронов и протонов: ожидается, что пара фермионов будет иметь противоположно направленные спины и, следовательно, не будут вносить вклад в полный спин. Это даёт ещё один член в формуле Вейцеккера.

Рассмотрим последовательно физический смысл всех членов формулы Вейцеккера.

Первое слагаемое $a_1 A$ в энергии связи ядра, подобного жидкой капле, пропорционально массовому числу A и описывает примерное постоянство удельной энергии связи ядер. Это предполагает, что все нуклоны в ядре равноценны. Примерно линейная зависимость энергии связи ΔW от A , отражает свойство насыщения ядерных сил. Однако, обращает внимание отличие в два раза коэффициента a_1 от 8 МэВ – приблизительной величины энергии связи для большинства стабильных нуклидов. Это вызвано учётом поправок на уменьшение энергии связи, которое даётся вторым, третьим и четвёртым членами формулы Вейцеккера.

Второй член $a_2 A^{2/3}$ учитывает, что не все нуклоны в ядре равноценны и даёт поправку на уменьшение полной энергии связи, обусловленную тем, что часть нуклонов находится у поверхности ядра. Поверхностная энергия ядра уменьшает полную энергию связи, т. к. нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше связей, чем частицы внутри ядра. Это аналог поверхностного натяжения. Нуклоны в поверхностном слое не испытывают насыщения всех своих возможных связей, т. к. испытывают одностороннее притяжение вглубь ядра. Количество периферийных нуклонов определяется поверхностью ядра $S \sim R^2$, которая пропорциональна $A^{2/3}$.

Третий член $a_3 Z^2/A^{1/3}$ в формуле определяет взаимное кулоновское расталкивание протонов, энергия которого пропорциональна Z^2/R . В модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R=r_0 A^{1/3}$. Кулоновские силы не испытывают насыщения, и каждый из Z протонов взаимодействует со всеми остальными $Z-1$; таким образом $Z(Z-1) \approx Z^2$. Коэффициент a_3 может быть вычислен на основании представления о равномерном распределении электрического заряда по объёму сферы радиуса R :

$$a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \cdot \frac{(Ze)^2}{R} \quad (5)$$

Это соотношение позволяет найти коэффициент a_3 , если известна величина R или, наоборот, подсчитать радиус ядра R по известному коэффициенту a_3 для всех ядер. Если принять $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, то величина $a_3 = 0,66$ МэВ.

Если ограничиться только этими тремя слагаемыми, следующими из капельной модели, то оказывается, что устойчивость ядра должна возрастать с увеличением числа нейтронов в ядре при заданном числе протонов. Однако экспериментальные данные указывают на иную тенденцию. Четвертое слагаемое - энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с $N=Z$. Этот член - поправка на *энергию симметрии*, уже не следует из модели жидкой капли и отражает наблюдаемую в природе тенденцию к симметрии в строении ядер. При отсутствии кулоновских сил максимум удельной энергии связи $\bar{\epsilon}$ при фиксированном A соответствовал бы всем ядрам с равным числом протонов Z и нейтронов N (*эффект симметрии*), т.е. $Z = N = A/2$. Это обусловлено зарядовой независимостью ядерных сил, и необходимостью выполнения принципа Паули для двух нуклонов, которые имеют спин $1/2$. Равное число протонов и нейтронов у легких ядер, лежащих на дорожке стабильности, когда энергия кулоновского расталкивания мала, подтверждает это положение. Однако при возрастании числа протонов с $280 Z > 20$ кулоновские силы начинают играть все более заметную роль, и компенсация расталкивающего действия кулоновских сил (величина которых $\sim Z^2$) теперь происходит за счет увеличения дополнительного числа нейтронов и, следовательно, увеличения сил ядерного притяжения. Стало быть, в стабильных ядрах, $Z > 20$ число нейтронов должно быть больше числа протонов. Т. К. кулоновская энергия уже учтена в третьем члене, то четвертый член действителен также для средних и тяжелых ядер. Отклонение от равенства $Z=A/2$ в любую сторону ведет к уменьшению удельной энергии $\bar{\epsilon}$ связи ядра (A, Z) и четвёртый член в формуле должен быть отрицательным. Поэтому разность $(N - Z)$ необходимо возвести в квадрат и разделить на A (отнести к одному нуклону). Так как $N = A - Z$, то четвёртый член приобретает вид $a_4 \cdot (A - 2Z)^2/A$.

Пятое слагаемое - энергия спаривания учитывает повышенную стабильность основных состояний ядер с чётным числом протонов и/или нейтронов. Этот член отражает распространенность стабильных элементов и учитывает эффект спаривания одинаковых нуклонов. Ядра, у которых числа N и Z - чётные (Ч-Ч ядра) имеют удельную энергию связи примерно на 1 МэВ большую, чем соседние ядра, у которых либо N , либо Z - нечётные (Ч-Н и Н-Ч ядра). Ядра с нечётным числом протонов, и нейтронов (Н-Н ядра) имеют наименьшую удельную энергию связи среди соседних ядер. Стабильных ядер последнего типа известно всего четыре. Потому величина δ в пятом члене формулы Вейцеккера принимает три

$$\text{значения: } \delta = \begin{cases} +1 & \text{для Ч-Ч ядер (A-чётное)} \\ 0 & \text{для Ч-Н и Н-Ч ядер (A-нечётное)} \\ -1 & \text{для Н-Н ядер (A-чётное)} \end{cases}$$

Таким образом, для четных A формула (4) двузначна.

По формуле Вейцеккера, задав A и Z можно:

Вычислить массу ядра.

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - \Delta W(A,Z) \quad (6)$$

если энергию связи ядра рассчитать по формуле (4).

2. Найти удельную (среднюю) энергию связи $\bar{\epsilon}$ нуклона для любого нуклида.

3. Найти среднюю энергию связи (отделения) протона и нейтрона в ядре

$$\epsilon_p(A,Z) = m_p(A-1, Z-1) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-1, Z-1); \quad (7)$$

$$\epsilon_n(A,Z) = m_n(A-1, Z) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-1, Z); \quad (8)$$

и любой группы связанных нуклонов, например α -частицы:

$$\epsilon_\alpha(A,Z) = m_\alpha(A-4, Z-2) - \Delta W(A,Z) = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-4, Z-2). \quad (9)$$

Если $\epsilon_\alpha < 0$, то получаем энергию α -распада.

4. Найти Z_0 нуклида, устойчивого по отношению к β -распаду, для любой группы ядер-изобар.

На **Рис. 1** представлена зависимость (6) массы ядра от Z для изобар, имеющих нечетное число нуклонов (a) и – четное число нуклонов (b). Кривые надо понимать условно, так как физический смысл имеют значения массы ядер только для дискретных значений Z . Переходы в состояния с меньшей массой показаны на рисунке стрелками. Кривая I на **Рис. 1 б**) соответствует нестабильным относительно β -распада нечётно-нечётным ядрам. Некоторые ядра могут испытывать как электронный распад, так и позитронный распад, или же E -захват.

На основании формулы (6) можно получить условие устойчивости ядер относительно β -распада. Очевидно, что наиболее устойчивые изобары должны иметь минимальную массу M при заданном числе A нуклонов. Положение минимума

$$Z_0 = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/\beta}} \quad (10)$$

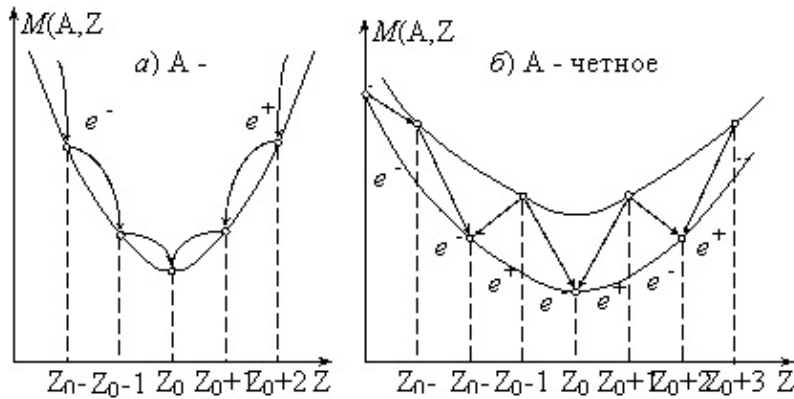


Рис. 1. Зависимость массы ядер от их заряда.

Выражение (10) - уравнение дорожки стабильности. Оно позволяет определять Z_0 для заданных A с точностью ± 1 . Из (10) следует, что для β -стабильных ядер при малых значениях A (лёгкие ядра) $Z_0 \approx 0,5A$, а для тяжелых ($A = 238$) $Z_0 \approx 0,39A$.

Проникновение нуклона в ядро-каплю приводит из-за малой сжимаемости ядерного вещества к коллективному движению нуклонов, вызывающих деформацию ядра без изменения его объема, в результате чего оно принимает форму эллипсоида или более сложной фигуры и возможно возникновение колебаний ядерной жидкости.

В капельной модели, основываясь на ядерных реакциях, связанных с выбрасыванием внутриядерных частиц, ядро сравнивают с каплей жидкости, состоящей из ассоциированных молекул, на которую оно похоже, по ряду свойств, а процесс распада возбужденного ядра - с «испарением» внутриядерных частиц из возбужденного ядра. При этом предлагается, что в ядрах нуклоны сгруппированы в гелионы (ядра гелия) и тритоны (ядра трития).

У капельной модели есть ряд недостатков. Капельная модель учитывает коллективное взаимодействие нуклонов между собой, но совершенно не учитывает взаимодействия и свойства отдельных нуклонов. Поэтому она приводит к плавной зависимости свойств ядер от числа и состава нуклонов в ядре. Ряд свойств ядра – удельная энергия связи $\bar{\epsilon}(A,Z)$, спин ядра, магнитный и электрический моменты изменяются периодически от числа нуклонов в ядре. Чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют нулевой спин, магнитный и электрический моменты. Капельная модель не объясняет наличия магических чисел, не даёт правильного описания возбужденных уровней легких и средних ядер, не объясняет асимметрию деления ядер, хотя и используется довольно плодотворно в теории деления ядер.

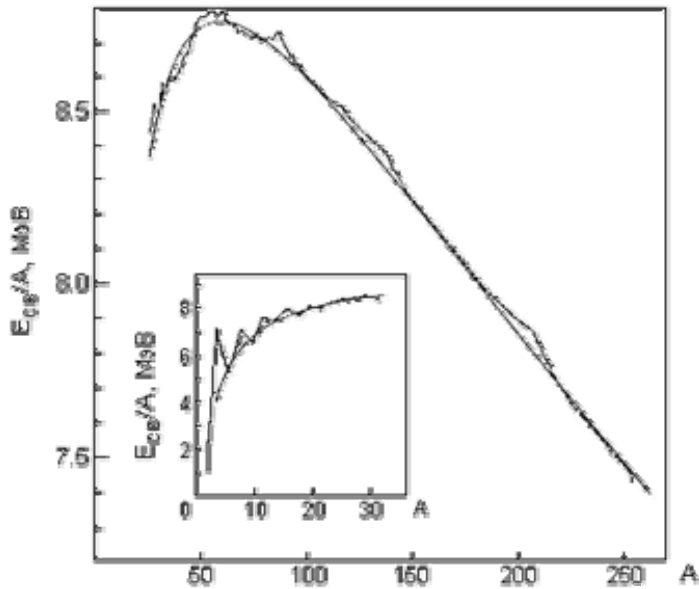


Рис. 2. Экспериментальные значения удельной энергии связи и расчёт по формуле Вейцзекера

Основная ценность капельной модели – объяснение вынужденного и спонтанного деления ядер. Применение капельной модели для описания деления мы рассмотрим в отдельной лекции.

3. ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Оболочечная модель ядра описывает строение ядер, находящихся в основном, **стабильном** состоянии (в отличие от капельной модели, которая хорошо описывает **возбуждённые ядра**). Согласно этой модели, нуклоны в ядре располагаются по оболочкам, причём на каждой оболочке может находиться лишь определенное число нуклонов. Существуют две системы нуклонных энергетических уровней: одна -

для нейтронов, а другая - для протонов, причём каждый энергетический уровень заполняется нуклонами независимо друг от друга. Ядра атомов с полностью заполненными нуклонными оболочками, имеют повышенную устойчивость.

Нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме. Собственные состояния нуклона в такой яме находят, решая соответствующее уравнение Шредингера. Эти состояния характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в сферически-симметричном поле. В основном состоянии ядра нуклоны заполняют самые низшие одночастичные состояния, причём, в соответствии с принципом Паули, в каждом одночастичном нейтронном (протонном) состоянии может находиться только один нейтрон (протон).

Оболочечная модель ядра – теория, основанная на представлении о ядре, как о системе нуклонов, движущихся в некотором среднем потенциальном поле, создаваемом другими нуклонами. Возникла в 1930-х гг. по аналогии с атомной моделью оболочек.

Современная модель **атома** строится в предположении о независимом (от других электронов) движении электрона в центральном электрическом поле. Поэтому можно предположить, что периодичность в свойствах **ядер** удастся объяснить в модели независимых частиц. Но ядро состоит из сильно взаимодействующим между собой нуклонов и, в отличие от модели атома, сама идея модели независимых частиц на первый взгляд представляется спорной.

Тем не менее, модель оболочек является в настоящее время наиболее развитой и успешной из ядерных моделей. С её помощью удалось понять, почему для некоторых ядер удельные энергии связи и, особенно, энергии отделения нуклонов превышают те же величины для ядер с близкими значениями Z и A . Ядра, для которых этот эффект проявляется особенно ярко - т.е. ядра, значительно более устойчивые, чем их «соседи», - называются **магическими ядрами**. У этих ядер числа протонов Z либо числа нейтронов $N = A - Z$ равны одному из следующих чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 -т.н. **магическим числам**. Ядра, у которых и число протонов и число нейтронов - магические числа, называются дважды магическими и обладают особой устойчивостью. Однако и ряд других ядер, например, среди лёгких ядер, ядра ^{12}C , ^{28}Si также имеют значительно большие, чем соседние ядра, значения энергий отделения нуклонов.

Интерпретация плотно упакованного ядра в терминах орбит и оболочек кажется намного менее обоснованной, чем соответствующая модель оболочек для атомных электронов. Легко представить, что электроны в атоме могут заполнить много орбит, не сталкиваясь ни друг с другом, ни с ядром. Но наличие оболочечной структуры в ядре кажется удивительным, т.к. будучи плотно упакованными, сильно взаимодействующие частицы (протоны и нейтроны) должны постоянно сталкиваться друг с другом, непрерывно меняя направление движения и теряя энергию. Принцип Паули запрещает потерю энергии, т.к. только одна ядерная частица может занимать данное энергетическое состояние (два фермиона (нейтроны и протоны, имея спин $1/2$, являются фермионами), не могут занять одно квантовое состояние). В ядерной плотно упакованной материи, все низкоэнергетические состояния заполнены, поэтому частицы не могут принимать участие во взаимодействиях, которые будут понижать их энергию, т.к. нет никаких свободных низкоэнергетических состояний, на которые они могли бы перейти. Рассеяние за счёт внешней частицы, увеличивающее энергию нуклона, возможно, но рассеивание, понижающее энергию частицы, исключено принципом Паули. Если нет доступной «дырки», то столкновения частиц не будет. Поэтому средняя длина

свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов.

Таким образом, принцип Паули объяснил необходимость введения понятия оболочек для объяснения энергетических состояний ядра. Но оболочечная модель вводилась по требованию экспериментальных данных.

3.1 Экспериментальное обоснование оболочечной модели

Экспериментальные данные, стимулировавшие построение оболочечной модели были следующими.

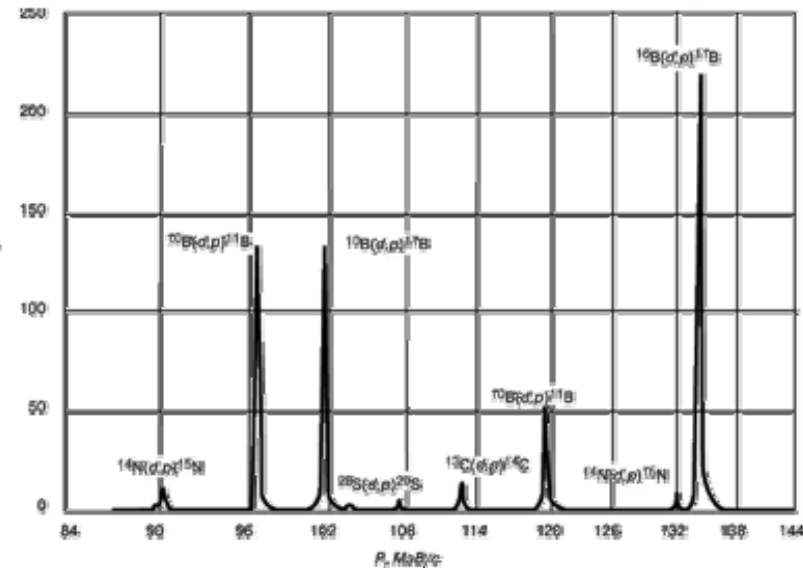
Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов, т.е. 2, 8, 20, 50, 82, 126 (только для нейтронов), обладают повышенной удельной энергией связи по сравнению с «соседними» ядрами, являются сферически симметричными (имеют нулевой электрический квадрупольный момент), имеют большую распространённость в природе. Нуклиды с магическими ядрами имеют наибольшее число стабильных изотопов и изотонов. Ядра с магическими числами N поглощают нейтроны с вероятностью, меньшей в $10 \div 100$ раз, чем ядра с близкими значениями N . Периодичность изменения свойств ядер при изменении A и Z напоминает периодическое изменение свойств атомов от числа содержащихся в них электронов. Это наводит на мысль о наличии в ядрах устойчивых заполненных оболочек подобно тому, как это имеет место в атомах, где магическими являются числа 2, 10, 18, 36, 54, 86 для электронов в заполненных оболочках инертных газов. В обоих случаях физической причиной периодичности является принцип Паули.

Значения удельных энергий связи и энергий отделения протона и нейтрона от некоторых ядер с $A=12$, 13 и 16 приведены в Табл. 1.

Табл. 1. Значения удельных энергий связи и энергий отделения протона и нейтрона от некоторых ядер.

Ядро	^{12}C	^{13}C	^{13}N	^{16}O
E_{cb}/A , МэВ	7.67	7.45	7.22	7.96
E_n	18.7	4.95	20.1	15.66
E_p	15.9	17.4	1.9	12.13

Из таблицы видно, что хотя удельная энергия связи ядра ^{12}C меньше, чем у дважды магического ядра

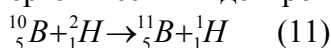


^{16}O , энергии отделения протонов и нейтронов для первого выше. Этот факт и аналогичные ему являются следствием оболочечной структуры ядра. Важным достижением ядерной модели оболочек является теоретическое объяснение значений спинов и чётностей основного и возбужденных состояний ядер.

Рис. 3. Спектр протонов, возникающих в реакции $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}$. Величина N_p – число протонов, P – импульс протона. Слабые пики отвечают примесям азота, кремния и углерода.

Изучение ядерных реакций убедительно продемонстрировало существование энергетических уровней ядер. Эти уровни представляют собой состояния ядра с определенной энергией, которым приписаны определенные квантовые числа, как и энергетическим уровням атома.

О существовании у ядра дискретных энергетических уровней свидетельствует то, что возбуждение ядра, приводящее к испусканию излучения, происходит лишь при определенных энергиях бомбардирующих частиц, а также то, что энергии испускаемых частиц соответствуют переходам между определенными уровнями. Например, можно измерить число протонов, образующихся при бомбардировке бора-10 моноэнергетическими дейтронами в результате реакции



и определить их импульсы по отклонению в магнитном поле. Зарегистрированный спектр протонов из мишени, содержащей бор с примесями углерода, азота и кремния, и представлен на **Рис. 3**. Острые, резкие пики ясно показывают, что энергия ядра квантуется подобно энергии атома.

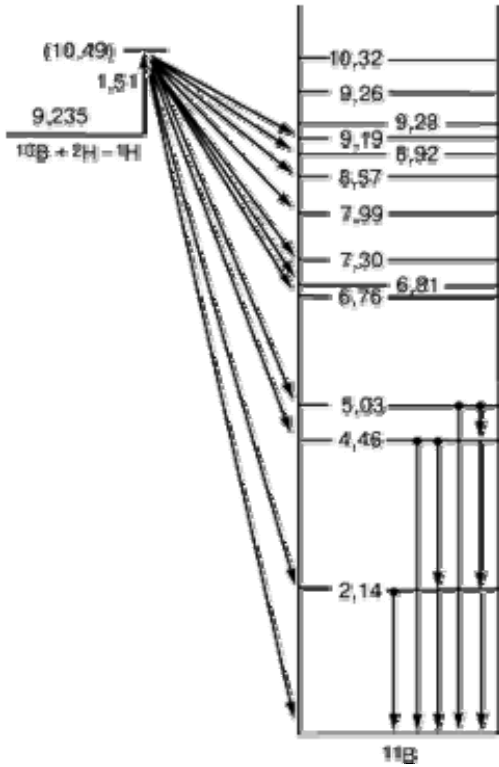


Рис. 4. Уровни энергии ядра ^{11}B . Энергия возбуждения ядра ^{11}B выражена в МэВ.

Однако, расстояние между энергетическими уровнями ядер значительно больше, чем между электронными уровнями атомов, а к ядерным излучениям, кроме электромагнитного, относятся также излучения электронов, протонов, альфа-частиц и др.

На **Рис. 4** приведена схема энергетических уровней ядра бор-11 (^{11}B) (энергии возбуждения выражены в МэВ). Неравномерность распределения ядерных энергетических уровней, не характерная для распределения атомных энергетических уровней, обусловлена более плотной упаковкой ядер и более сильным взаимодействием частиц внутри ядра. С возбужденных уровней, отвечающих ядру ^{10}B , бомбардируемому дейтронами с энергией 1,51 МэВ, могут происходить переходы на любой из уровней, расположенных ниже, сопровождаемые испусканием протонов. Если после испускания протона ядро ^{11}B остаётся в возбужденном состоянии, оно может затем распасться, переходя в наинизшее, «основное» состояние с испусканием одного или нескольких γ -квантов.

испусканием одного или нескольких γ -квантов.

3.2 Построение оболочечной модели

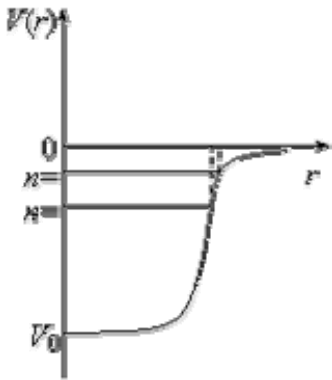


Рис. 5. Схема ядерного потенциала.

Основные предположения при построении оболочечной модели следующие.

1. Нуклоны двигаются в сферически симметричном самосогласованном поле ядерных сил, создаваемом всеми нуклонами ядра. Поэтому реальные силы, действующие между нуклонами, заменяются действием общего для всех нуклонов силового центра. Из-за тесного соседства нуклонов (расстояние между ними $\delta \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см) и малого радиуса действия ядерных сил средний потенциал должен быть близок к однородному внутри ядра и быстро изменяться на границе ядра (**Рис. 5**). Обычно используется потенциал Вудса-Саксона, $V(r)$, совпадающий по форме с распределением плотности ядерного вещества в ядре:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{\gamma - R_0}{\delta}\right]} \quad (12)$$

Следует учесть спин-орбитальное взаимодействие, которое выражается в том, что нуклон испытывает более интенсивное притяжение полем ядерных сил тогда, когда его векторы спина и орбитального момента направлены в одну сторону.

Полный момент импульса нуклона равен

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (13)$$

имеет максимальное значение $l + 1/2$ (спин нуклона равен $1/2$) при параллельных и минимальное $(l - 1/2)$ при антипараллельных орбитальном и спиновым моментах импульса.

Нуклоны, двигаясь в потенциальной яме, могут находиться на различных дискретных энергетических уровнях. Основному состоянию ядра соответствует полное заполнение самых нижних уровней. При движении нуклоны могут сталкиваться и обмениваться энергией, в результате чего энергия одного из нуклонов может уменьшиться и он должен оказаться на одном из более низких энергетических уровней. Но эти уровни уже заполнены и на них, согласно принципу Паули, другие нуклоны поместить нельзя. Этим

оправдывается предположение об отсутствии взаимодействия между нуклонами и, как следствие, возможность одночастичной характеристики их состояний с помощью набора квантовых чисел.

Наилучшие предсказания оболочечная модель даёт для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный. Простейший вариант оболочечной модели - одночастичная оболочечная модель.

Перечислим основные положения одночастичной оболочечной модели. 1. Суммарный момент основного состояния чётно-чётного ядра (N и Z - чётные числа) равен 0. 2. Суммарный момент основных состояний ядер с нечётным A равен полному моменту j неспаренного нуклона. 3. Правило хорошо выполняется для ядер, у которых сверх заполненного состояния есть еще один нуклон, либо для заполнения последнего состояния недостает одного нуклона. Недостающий нуклон называется дыркой, и момент ядра определяется спином и чётностью этого недостающего нуклона. 4. Суммарный момент нечётно-нечётных ядер, неспаренные нуклоны которого находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному полному моменту неспаренного нуклона. 5. Энергия уровня с данным n растет с ростом l . 6. Спин орбитальное взаимодействие для параллельных \vec{l} и \vec{s} больше, чем для антипараллельных.

Состояние нуклона (одночастичное состояние) в потенциальной яме характеризуется квантовыми числами n, l, j, m_j и определенной чётностью. Число $n = 1, 2, 3, \dots$ - *главное квантовое число* нумерует энергетические уровни нуклона при заданном l . Чем больше энергия нуклона, тем больше n и тем больше среднее расстояние нуклона от центра ядра. Уровни с квантовыми числами орбитального момента $l = 0, 1, 2$, и т.д. (орбитальный момент может иметь только целочисленные значения обозначаются соответственно буквами s (не путать с обозначением спина), p, d, f и далее по алфавиту. По правилу сложения квантовомеханических векторов для $l \neq 0$ квантовое число j полного момента может иметь только два значения

$$j = l \pm 1/2. \quad (14)$$

В результате спин-орбитального взаимодействия каждый уровень с заданными n и $l \neq 0$ расщепляется на два подуровня с различными значениями энергии, которые всегда выражаются положительными полуцелыми числами: $1/2, 3/2, 5/2$, и т.д. Более высокому подуровню соответствует $j = l - 1/2$. Величина расщепления определяется величиной l , и поэтому оно особенно велико для больших орбитальных моментов. Через m_j обозначается проекция полного момента (азимутальное квантовое число), которая имеет $2j+1$ значений: $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$. Каждый из уровней обладает определенной чётностью $(-1)^l$, которая совпадает с чётностью квантового числа l .

Согласно оболочечной модели, каждый нуклон находится в ядре в определённом индивидуальном квантовом состоянии, характеризуемом энергией, моментом вращения j его проекцией m на одну из координатных осей и орбитальным моментом вращения $l = j \pm 1/2$ [чётность состояния нуклона $P=(-1)^l$]. Энергия уровня не зависит от проекции момента вращения на внешнюю ось. В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне с моментами j, l может находиться $(2j+1)$ тождественных нуклонов (протонов и нейтронов), образующих «оболочку» (j, l). Полный момент вращения заполненной оболочки равен нулю. Поэтому если ядро составлено только из заполненных протонных и нейтронных оболочек, то его спин будет также равен нулю. Когда количество протонов или нейтронов достигает магического числа, отвечающего заполнению очередной оболочки, возникает возможность скачкообразного изменения некоторых характеризующих ядро величин (в частности, энергии связи). Это создаёт подобие периодичности в свойствах ядер в зависимости от A и Z , аналогичной периодическому закону для атомов. Физической причиной периодичности является принцип Паули, запрещающий двум тождественным фермионам (частицам с полуцелыми спинами) находиться в одном и том же состоянии. Оболочечная структура у ядер проявляется значительно слабее, чем в атомах, ибо в ядрах индивидуальные квантовые состояния частиц («орбиты») возмущаются взаимодействием («столкновениями») их друг с другом сильнее, чем в атомах.

Магнитный момент ядра

$$\mu = \mu_0 g J. \quad (15)$$

где μ_0 - ядерный магнетон, g - ядерный гиромагнитный множитель, J - момент количества движения.

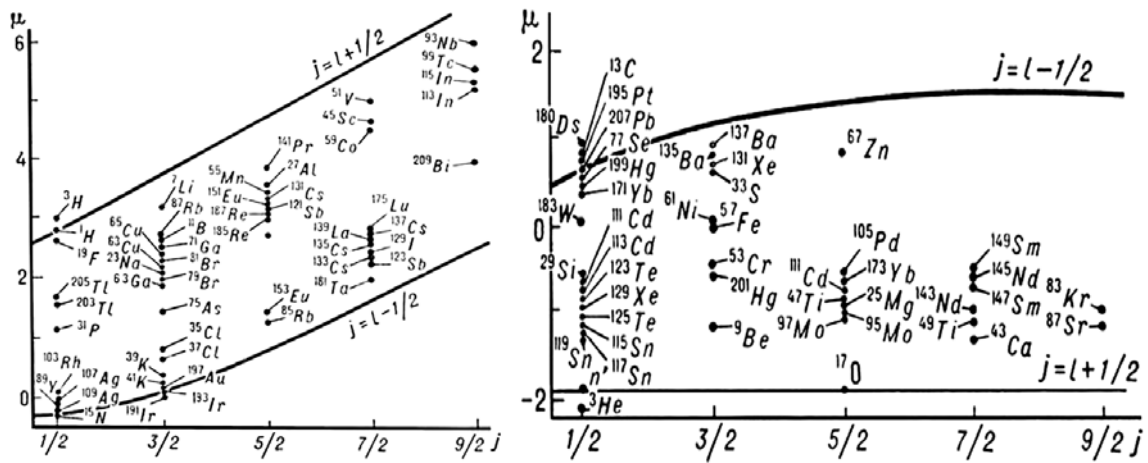


Рис. 6. Линии Шмидта и магнитные моменты нечетных ядер: а) ядра с нечетным числом протонов; б) ядра с нечетным числом нейтронов. Значения магнитных моментов выражены в ядерных магнетонах.

Для сравнения этой формулы с экспериментом строятся так называемые диаграммы Шмидта, представляющие $\mu_{\text{одн}}$ в зависимости от j при $j = 1 \pm 1/2$. Линии на этих диаграммах называются линиями Шмидта. На **Рис. 6** приведены диаграммы Шмидта и экспериментальные значения магнитного момента μ для нечётно-чётных и чётно-нечётных ядер.

Из **Рис. 6** видно, что, несмотря на существование больших отклонений, имеется определенная качественная связь между наблюдаемыми магнитными моментами ядер и предсказаниями одночастичной модели. Большинство моментов можно отнести к той или иной линии Шмидта. Это позволяет сделать заключения о величине спинов соответствующих ядер, которые находятся в согласии с экспериментом. Исключение составляют деформированные ядра с массовым числом $158 < A < 180$, для которых нельзя использовать сферический оболочечный потенциал. Очень информативным является то обстоятельство, что почти все экспериментальные данные располагаются между линиями Шмидта.

Этот факт может служить серьезным аргументом в пользу реализации в ядрах схемы jj -связи, на которой основана рассматриваемая одночастичная модель. Как и следовало ожидать, формула (15) лучше всего описывает магнитные моменты ядер, имеющих сверх заполненных нейтронных и протонных оболочек одну частицу или дырку (**Табл. 2**).

Табл. 2. Магнитные моменты ядер с одной частицей или дыркой сверх заполненных оболочек

Ядро	lj	$\mu_{\text{экс}}$	$\mu_{\text{одн}}$
^3H	$s_{1/2}^{-1}$	2.98	2.79
^3He	$s_{1/2}^{-1}$	-2.13	-1.91
^{15}N	$p_{1/2}^{-1}$	-0.28	-0.26
^{15}O	$p_{1/2}^{-1}$	0.72	0.64
^{17}O	$d_{5/2}$	-1.89	-1.91
^{17}F	$d_{5/2}$	4.72	4.79
^{39}K	$d_{3/2}^{-1}$	0.39	0.12
^{41}Ca	$f_{7/2}$	-1.59	-1.91
^{55}Co	$f_{7/2}^{-1}$	4.3	5.79
^{207}Pb	$p_{1/2}^{-1}$	0.59	0.64
^{209}Bi	$h_{9/2}$	4.08	2.62

Для ядер далеких от заполненных оболочек, напротив, наблюдаются значительные отклонения от линий Шмидта. Это указывает на необходимость модифицировать одночастичную оболочечную модель, т.к. магнитный момент ядра создаётся не только неспаренным нуклоном, но и другими частицами, с которыми он связан остаточными силами.

Итак, в оболочечной модели одночастичные состояния характеризуются следующими квантовыми числами:

$$n, l, j, m,$$

где n - главное квантовое число (оно нумерует одночастичные орбиты с одинаковыми lj в порядке возрастания их энергии); l - орбитальный момент количества движения нуклона; j - полный момент количества движения нуклона и m - проекция этого момента на ось z .

С целью учёта коллективных состояний, в оболочечную модель вводится понятие квазичастиц - элементарных возбуждений среды, эффективно ведущих себя во многих отношениях подобно частицам. При этом ядро рассматривается как квантовая жидкость, точнее как **ферми-жидкость** конечных размеров. Ядро в основном состоянии рассматривается как вырожденный **ферми-газ** квазичастиц, которые эффективно не взаимодействуют друг с другом, поскольку всякий акт столкновения, изменяющий индивидуальные состояния квазичастиц, запрещён принципом Паули. В возбуждённом состоянии ядра, когда 1 или 2 квазичастицы находятся на более высоких индивидуальных энергетических уровнях, эти частицы, освободив орбиты, занимавшиеся ими ранее внутри ферми-сферы, могут взаимодействовать как друг с другом, так и с образовавшейся дыркой в нижней оболочке. В результате взаимодействия с внешней квазичастицей может происходить переход квазичастиц из заполненных состояний в незаполненное, вследствие чего старая дырка исчезает, а новая появляется; это эквивалентно переходу дырки из одного состояния в другое.

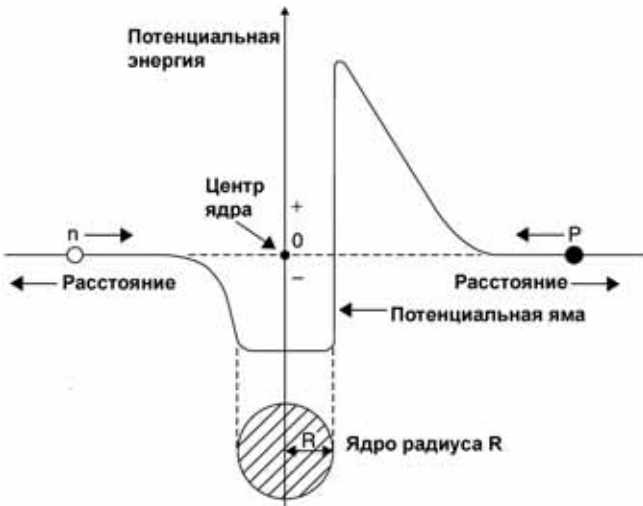
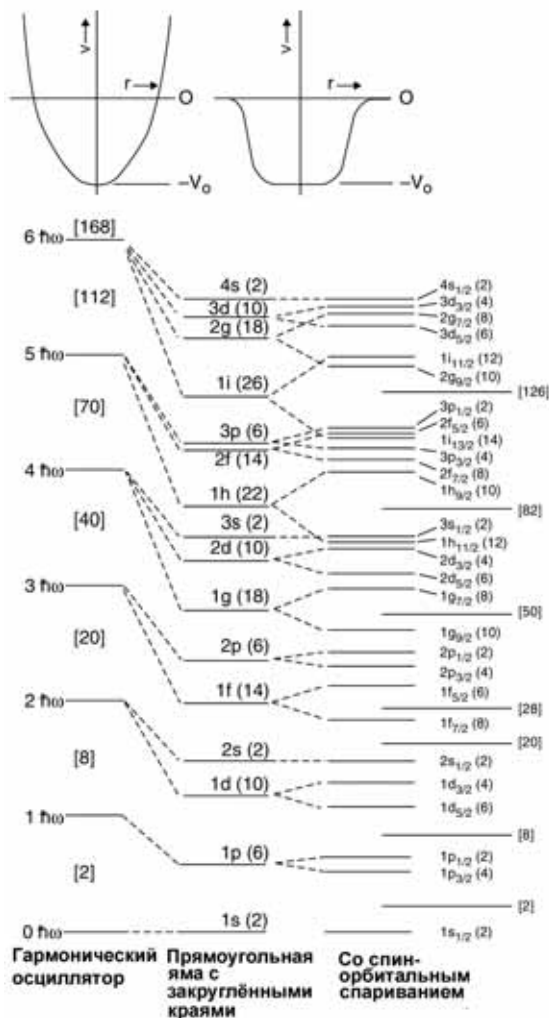


Рис. 7. Изменение потенциалов нейтрон-ядро и протон-ядро взаимодействий в зависимости от расстояния частицы от центра ядра.



Согласно оболочечной модели, основывающейся на теории квантовой **ферми-жидкости**, спектр нижних возбуждённых состояний ядер определяется движением 1-2 квазичастиц вне ферми-сферы и взаимодействием их друг с другом и с дырками внутри ферми-сферы. Этим самым объяснение структуры многонуклонного ядра при небольших энергиях возбуждения фактически сводится к квантовой проблеме 2-4 взаимодействующих тел (квазичастица - дырка или 2 квазичастицы - 2 дырки). Трудность теории состоит в том, что взаимодействие квазичастиц и дырок не мало и потому нет уверенности в невозможности появления низкоэнергетического возбуждённого состояния, обусловленного большим числом квазичастиц вне ферми-сферы.

Рис. 8. Энергии одно-частичных орбит в гармоническом осцилляторе и прямоугольной потенциальной яме со скруглёнными краями (в последней - с и без спин-орбитального спаривания). Цифры в круглых скобках - ёмкость орбит, а в квадратных скобках - кумулятивная ёмкость выше данной точки.

3.3 Ядерные потенциалы и энергетические уровни ядра

Комбинированное взаимодействие нейтронов и протонов может быть описано в терминах «ядерной потенциальной ямы». Поскольку протоны - заряженные частицы, а нейтроны - нет, рассматривают протоны и нейтроны, так как будто они находятся в отдельных потенциальных ямах (суперпозиция ям). Это - простая схема описания сил, действующих на нейтрон,брошенный в ядро. На больших расстояниях (более нескольких

фемтометров) никаких сил нет (нет изменений в потенциальной энергии). Когда нейтрон достигает «поверхности» ядра (или попадает под действие ядерных сил на расстоянии примерно 1 фм от «края» ямы), происходит взаимодействие с ближайшими нуклонами, и нейтрон захватывается ядром. Это взаимодействие быстро увеличивается в приповерхностной области по мере того, как нуклон входит в контакт с другими нуклонами, до тех пор, пока они не окружают его, и он не окажется внутри ядра. Потенциальная энергия остаётся практически постоянной пока нуклон движется внутри ядра и не приближается к его краям.

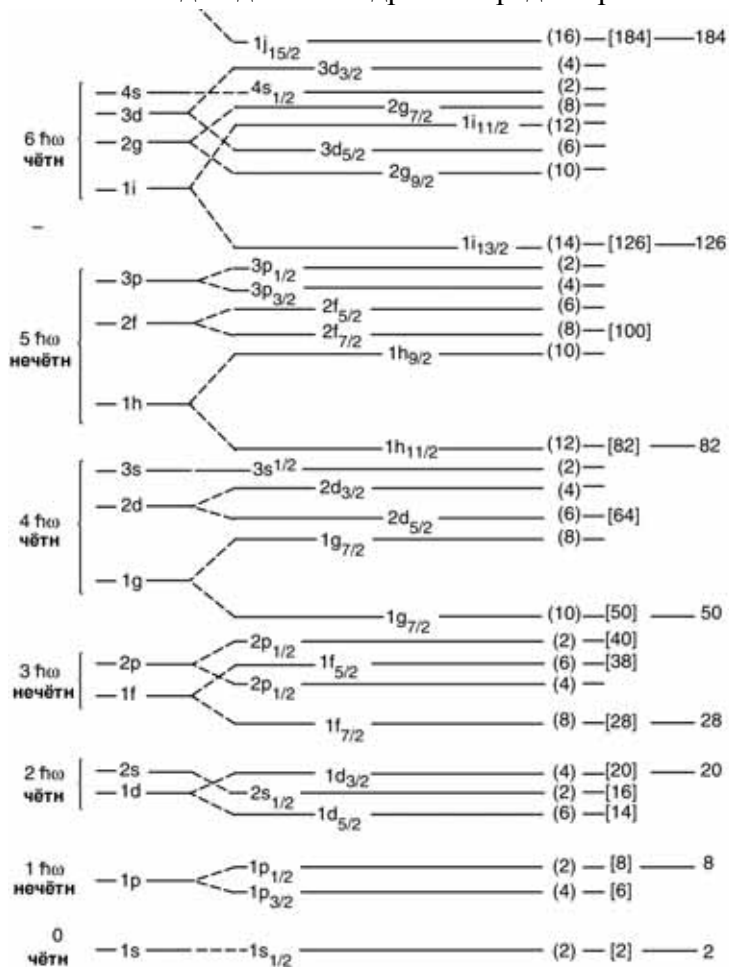
Другое поведение имеет место при внесении в ядро протона. Ядро сначала отталкивает протон дальнедействующими кулоновскими силами. Только при приближении протона почти вплотную к поверхности ядерное взаимодействие начинает пересиливать отталкивание. Ядерное взаимодействие будет усиливаться до тех пор, пока протон не окажется окружённым нуклонами, как это было и в случае нейтрона, но в данном случае всегда будет набор отталкиваний со стороны других протонов. Отталкивание уменьшает общее взаимодействие, поэтому потенциальная яма протона не столь же глубока, как у нейтрона.

В отличие от свободных частиц, для которых энергия может принимать любые значения (так называемый непрерывный спектр), связанные частицы (то есть частицы, кинетическая энергия которых меньше потенциальной), могут находиться в состояниях только с определёнными дискретными значениями энергий - дискретный спектр. Так как ядро - система связанных нуклонов, оно обладает дискретным спектром энергий. Обычно оно находится в наиболее низком энергетическом состоянии, называемым **основным**. Если передать ядру энергию, оно перейдёт в **возбуждённое состояние**.

Расположение энергетических уровней ядра в первом приближении:

$$D = ae\sqrt{E^*}, \quad (16)$$

где: D - среднее расстояние между уровнями, E^* - энергия возбуждения ядра, a и b - коэффициенты, постоянные для данного ядра: a - среднее расстояние между первыми возбуждёнными уровнями (для лёгких ядер примерно 1 МэВ, для тяжёлых - 0,1 МэВ), b - константа, определяющая скорость сгущения уровней при увеличении энергии возбуждения (для лёгких ядер примерно $2 \text{ МэВ}^{-1/2}$, для тяжёлых - $4 \text{ МэВ}^{-1/2}$).



С ростом энергии возбуждения уровни сближаются быстрее у тяжёлых ядер, чем у лёгких. Плотность уровней зависит от чётности числа нейтронов в ядре. Для ядер с чётными (особенно магическими) числами нейтронов плотность уровней меньше, чем для ядер с нечётными, при равных энергиях возбуждения первый возбуждённый уровень в ядре с чётным числом нейтронов расположен выше, чем в ядре с нечётным.

Рис. 9. Одночастичные энергетические уровни в оболочечном потенциале и спектроскопические обозначения состояний в грубой оболочечной модели. Угловые моменты спаривания представлены на левой стороне, а числа нуклонов, необходимые для заполнения каждой орбиты и каждой оболочки - на правой стороне. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. В круглых скобках дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в квадратных скобках приведено полное число частиц.

Форму ядерного потенциала можно определить методами квантовой механики на базе оболочечной модели ядра. Для грубой оценки состояний, которые «заполняют» потенциальную яму, можно представить ядро, как набор некоторых конечных уровней - стационарных состояний или орбиталей, аналогично электронам в потенциальной яме атома. Эта интерпретация переносит на ядро атомную оболочечную модель. Следует, однако, помнить, что ядро коренным образом отличается от атома, поэтому можно ожидать, что и энергетические уровни и их заполнения в ядре будут другими, чем в атоме.

В качестве первого приближения ядро рассматривают как сферический жёсткий контейнер (прямоугольная потенциальная яма). Потенциальная энергия предполагается точно равной нулю, если частица находится в пределах стен контейнера и стены так прочны и высоки, что частица не может их преодолеть. Аналогией является газ внутри малой сферической ёмкости.

Более полезным является потенциал гармонического осциллятора, имеющий параболическую форму. Этот потенциал, как и прямоугольный, имеет крутые бока, поэтому полезен только для низколежащих энергетических уровней. Особенность потенциала гармонического осциллятора – эквивалентно разнесённые в пространстве энергетические уровни. Этот потенциал не «насыщенный», он имеет закруглённое дно, что не удобно для описания больших ядер. Потенциал гармонического осциллятора применяется для лёгких ядер, и волновые функции гармонического осциллятора используются для расчётов ядерных реакций. Состояния гармонического осциллятора отмечаются общим угловым моментом, начинающимся с 0. Каждый уровень основного квантового числа формирует оболочку орбиталей. Энергетические щели между оболочками точно одинаковы, и все подуровни с данным основным квантовым числом вырождены. Число орбит задаётся выражением $2N+1$, где $N=0, 1, 2, \dots$. Принцип Паули требует, чтобы число нуклонов (фермионов), необходимых для заполнения каждой орбиты было рано 2 (как и для электронах на атомных орбитах), поэтому число нуклонов, необходимых для заполнения каждой оболочки, равно $2[2N+1]=2, 6, 10, \dots$. Это заполнение согласуется с увеличенной стабильностью легчайших ядер (${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$), в которых нейтроны и протоны находятся на разных орбитах. Однако для тяжёлых ядер такого согласия нет.

Табл. 3. Оболочки сферического гармонического осциллятора

Оболочки N	Орбиты nl	Четность	Кратность вырождения	Полное число частиц
0	1s	+	2	2
1	1p	-	6	8
2	2s, 1d	+	12	20
3	2p, 1f	-	20	40
4	3s, 2d, 1g	+	30	70
5	3p, 2f, 1h	-	42	112
6	4s, 3d, 2g, 1i	+	56	168

Из **Табл. 3** видно, что одночастичные уровни осцилляторного потенциала дополнительно вырождены по квантовым числам nl . Это вырождение носит случайный характер. При изменении формы потенциала $V(r)$ - например, при использовании прямоугольной потенциальной ямы - состояния с разными l , входящие в одну и ту же осцилляторную оболочку, расщепляются по энергии, причём вниз опускаются состояния с максимальными l , поскольку переход от осцилляторной ямы к прямоугольной означает углубление ямы по краям, где находятся частицы с большими значениями l . Из таблицы также видно, что осцилляторные оболочки заполняются при числах нуклонов, равных 2, 8, 20, 40, 70, 112 и 168. Только три первых члена этой последовательности совпадают с наблюдаемыми в эксперименте магическими числами. Это указывает на необходимость модификации оболочечного потенциала.

Как видно из **Рис. 9**, ядерные оболочки отделены друг от друга широкими ($\approx \hbar\omega/2$) энергетическими интервалами. Это объясняет особую стабильность магических ядер, имеющих в основном состоянии заполненные нейтронные и (или) протонные оболочки.

Простой потенциал гармонического осциллятора был улучшен добавлением спин-орбитальной корреляции. Релятивистские частицы имеют тенденцию выравнивать свои орбитальные и внутренние угловые моменты (спины). Добавление спин-орбитального члена в ядерный потенциал гармонического осциллятора приводит к разделению или удалению вырожденности энергетических уровней в соответствии с их общими угловыми моментами ($j=l+s$). В случае ядра, состояния с параллельным спариванием и большими значениями общего углового момента являются преимущественными и более низкоэнергетическими по сравнению с обладателями малыми значениями общего спина для данной комбинации. Упорядочение энергетических уровней в оболочечной модели спин-орбитального/гармонического осциллятора показано на

Рис. 9 совместно с их спектроскопическими обозначениями. Каждое общее состояние углового момента имеет $2j+1$ подоболочку или проекцию углового момента ($m_j = -j, \dots, 0, \dots, +j$) (подобно значениям l для атомных электронов). Заметим, что мы всегда имеем отдельные состояния для нейтронов и протонов, и принцип Паули относится к состояниям двух нейтронов или двух протонов на каждой орбите.

Рассмотрим расположение нуклонов в этих состояниях оболочечной модели. Наинизший уровень называется $1s_{1/2}$, s для $J=0$, и $j=J+s=1/2$. Эти уровни имеют только $2l+1=m$ значений и могут разместить только два протона в протонной яме и два нейтрона в нейтронной яме. Следующие уровни: пара $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ в следующей более высокой оболочке ($N=1\hbar\omega$). ${}^4\text{He}$ представляет собой наименьшее ядро с полным заполнением обеих оболочек $N=0$ гармонического осциллятора для нейтронов и протонов и, как можно ожидать, это ядро будет иметь повышенную стабильность. Заполнение следующей оболочки происходит, когда заполняются оболочки $N=0\hbar\omega$ и $N=1\hbar\omega$. Это требует восемь протонов и восемь нейтронов, поэтому ${}^{16}\text{O}$ должно быть особо стабильным ядром. Другие полные заполнения оболочек будут происходить при 20, 28, 50, 82 и 126 нуклонах. Эти значения соответствуют нуклидам, имеющим необычно большое число изотопов и изотонов ввиду их повышенной стабильности. Несколько стабильных ядер имеют как полностью заполненные нейтронные и протонные оболочки, так и очень сильные связи (относительно их соседей по таблице изотопов). К ним относятся ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{208}\text{Pb}$. Некоторые ядра с обеими заполненными оболочками, находятся за пределами стабильных ядер: ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{100}\text{Sn}$, ${}^{132}\text{Sn}$, ${}^{10}\text{He}$ и ${}^{28}\text{O}$.

Отметим, что лёгкие ядра чрезвычайно «хрупки» ввиду большого пространства между уровнями и относительно малого числа уровней. Малое число нуклонов весьма чувствительно к малым изменениям в конфигурациях и даёт мало возбуждённых состояний. Тяжёлые ядра намного более «упругие», поскольку имеют большое число уровней с близкими энергиями несколько различных конфигураций, и эти ядра почти всегда имеют очень большое число связанных возбуждённых состояний.

Диаграмма энергетических уровней, построенная в рамках оболочечной модели, позволяет предсказания основных состояний большого числа ядер. Сильное спаривание нуклонов на индивидуальных орбитах предсказывает, что полный спин всего ядра с чётным числом как протонов, так и нейтронов равен нулю. Чётности волновых функций всех этих ядер положительны. Поэтому спин основного состояния и чётность всех чётно-чётно ядер есть 0^+ . Все чётно-чётные ядра не имеют общего ядерного спина, и поэтому только некоторые ядра используют в ЯМР-исследованиях. Основные состояния ядер с нечётным A , с чётным числом одного вида нуклонов и нечётным числом другого вида, описываются спином и чётностью этого единственного нечётного нуклона. Эти предсказания часто являются корректными, т.к. одиночная вакансия или дырка на подоболочке даёт тот же угловой момент и чётность, как одиночная частица на той же подоболочке. Однако, полностью заполненная подоболочка имеет спин 0, поэтому, при добавлении одной частицы для достижения данного значения j , будет тот же спина, что и при удалении одной частицы из полностью заполненной подоболочки.

Во всех возбуждённых состояниях ядро может находиться лишь конечное время, до тех пор, пока возбуждение не будет снято тем или иным путём. Состояния, энергия возбуждения которых меньше энергии связи частицы или группы частиц в данном ядре, называются **связанными**, в этом случае возбуждение может сниматься лишь гамма-излучением. Состояния с энергией возбуждения, превышающей энергию связи частиц, называются **квазистационарными**. В этом случае ядро может испустить частицу или гамма-квант.

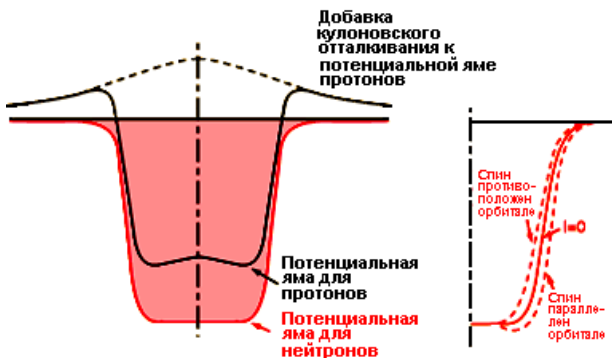
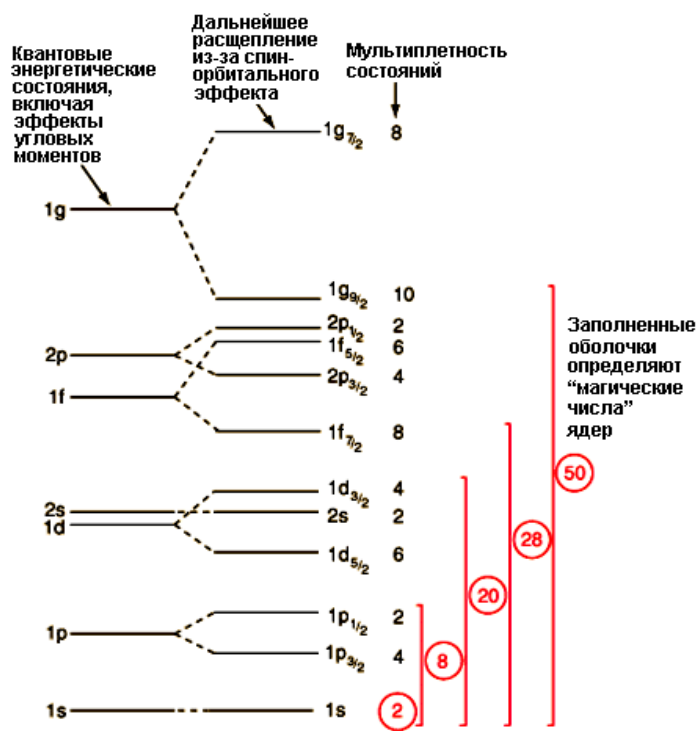


Рис. 10. Потенциальные ямы для протонов и нейтронов в атомном ядре.

Поскольку ядерные силы - силы короткодействующие, зависимость потенциала самосогласованного поля от расстояния до центра ядра подобна зависимости от радиуса плотности распределения ядерной материи. Кроме того, потенциал должен быть потенциалом притяжения. В модели оболочек предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме, созданной силами всех других нуклонов. В первом приближении потенциал пропорционален ядерной плотности и, следовательно, может быть описан потенциалом Вудса-Саксона

$$V = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (17)$$



где грубые оценки параметров: $V_0 \approx 57$ МэВ, $R \approx A^{1/3}$ ферми, $a \approx 0,65$ ферми.

Следует ещё учесть спин-орбитальное взаимодействие (Рис. 10). Если спин - противоположен орбитальному угловому моменту, то эффективная потенциальная яма сужается, увеличивая энергию. Это видно по спин-орбитальному расщеплению уровней (Рис. 11).

Рис. 11. Заполнение энергетических уровней ядра нуклонами.

Решение для гармонического потенциала в квадратной потенциальной яме даёт серию энергетических уровней. Однако обозначения уровней несколько отличаются от соответствующих символов для атомных энергетических уровней. Принцип запрета Паули действует в случае ядерных частиц точно так же, как и в случае электронов, но в модели оболочек он приводит к тому, что на первой оболочке могут находиться только два протона и два нейтрона, на второй – по шести обеих частиц (заполнена у ^{16}O) и на третьей

по десяти (заполнена у ^{36}Ar). Наличие периодичности в структуре ядер проявляется и дальше, хотя и с некоторыми отступлениями.

Энергетические уровни ядра увеличиваются с ростом квантового числа, ответственного за орбитальный угловой момент, $l, s, p, d, f \dots$ символы используются для $l=0,1,2,3 \dots$ точно так же как в случае атома. Но в оболочках ядра нет никакого физического аналога основному квантовому числу n , поэтому числа, связанные с уровнем, только начинаются при $n=1$ для самого низкого уровня, связанного с данным орбитальным квантовым числом, давая такой символ как $1g$, который не мог возникнуть в атомной схеме обозначений. Квантовое число для орбитального углового момента не оканчивается n , как в случае атома.

Значительное спин-орбитальное взаимодействие расщепляет уровни на подуровни, число которых увеличивается с орбитальным квантовым числом. Это приводит к наложению уровней (Рис.19). Вклад протона в энергию ядра несколько отличается от вклада нейтрона из-за кулоновского отталкивания, но это даёт небольшое различие в наборе энергетических уровней.

Суммарный момент системы одинаковых нуклонов, заполняющих любую подоболочку, равен 0 независимо от квантовых чисел подоболочки и числа $(2j+1)$ заполняющих её нуклонов (нейтронов или протонов). Это важное правило является следствием того факта, что среди заполняющих подоболочку $(2j+1)$ одинаковых нуклонов будут обязательно находиться нуклоны с равными по абсолютной величине, но разными по знаку проекциями полного момента нуклона на выделенную ось. Такие пары одинаковых нуклонов имеют суммарный полный момент, равный 0. Поэтому суммарные моменты как нейтронов, так и протонов на заполненной подоболочке равны 0. По этой причине и **спины основных состояний всех ядер с заполненными оболочками или подоболочками равны 0**. Экспериментально доказано, что равны нулю спины основных состояний всех чётно- чётных ядер, т.е. как ядер с заполненными подоболочками или оболочками, так и ядер, у которых на подоболочке находятся по чётному числу протонов или нейтронов. Объяснение этого экспериментального факта - наличие в ядерных взаимодействиях не учтенных в предыдущем изложении одночастичной модели оболочек сил - т.н. **сил спаривания**. Необходимо отметить, что замена всех действующих между нуклонами сил самосогласованным потенциалом со спин-орбитальным членом является довольно грубым модельным приближением. Не учтённые силы называются силами остаточного взаимодействия и играют важную роль в формировании свойств ядер.

Важнейшим компонентом сил остаточного взаимодействия являются **силы спаривания**. Действие сил спаривания приводит к тому, что для любых двух одинаковых нуклонов наиболее выгодным по энергии (т.е. низшим) состоянием будет состояние с полным моментом 0 или, иначе говоря, с противоположными направлениями проекций полного момента на выделенную ось. Для всех чётных по Z и по N ядер это приводит к значениям спина 0 в основном состоянии. Пространственная четность основных состояний всех чётно-чётных ядер положительна. **Спин и чётность основного состояния ядра с одним нуклоном сверх замкнутой оболочки или подоболочки определяется моментом и чётностью неспаренного нуклона**. Чётность состояния определяется произведением внутренних чётностей составляющих его частиц на

чётности волновых функций, описывающих их движение относительно общего центра инерции. Внутренняя чётность нуклонов принята положительной. Если при возбуждении ядра, т.е. при поглощении ядром некоторой энергии, эта энергия передается одному нуклону над замкнутой оболочкой или подоболочкой, этот неспаренный нуклон будет переходить на более высокие уровни энергии, а остальные нуклоны ядра (т.н. кор) будут оставаться в прежних невозбужденных состояниях. Такие возбуждения называются одночастичными. В спектрах возбуждения ядер с одним нуклоном над замкнутой оболочкой или подоболочкой можно выделить уровни, соответствующие одночастичным возбуждениям.

Во всех предыдущих расчетах и комментариях не был учтен тот факт, что на протоны ядра помимо сильного взаимодействия (которое было приближенно учтено введением самосогласованного потенциала со спин-орбитальным членом), действует также кулоновское отталкивание со стороны других протонов ядра. Роль этого члена во взаимодействии невелика для легких ядер, но для средних и тяжелых ядер влияние кулоновского потенциала влияет на ход заполнения подоболочек и оболочек. Иными словами, если нейтроны ядра можно считать находящимися в потенциале (17), то для протонов в это выражение должен быть добавлен член, характеризующий кулоновское отталкивание протонов:

$$V_{Кул} = V_c \approx \eta \frac{(Z-1)e^2}{A^{1/3}} \quad (18)$$

Решения уравнения Шредингера для энергий протонов в потенциале (17) +(18) выше, чем для нейтронов в потенциале (17). Эта разность растет с числом протонов в ядре. Поскольку протонные уровни выше нейтронных, средние и тяжелые ядра с заполненными подоболочками имеют больше нейтронов, чем протонов. Максимальная энергия нуклонной конфигурации, соответствующая ситуации, когда все уровни выше этой энергии не заполнены, а ниже - заполнены, называется **энергией Ферми**. Для ядра ^{48}Ca , например, энергия Ферми соответствует энергии нейтронов в полностью заполненной нейтронами подоболочке $(1f_{7/2})^8$. Это ядро обладает особой устойчивостью и является первым дважды магическим ядром с превышением числа нейтронов над числом протонов. Таким образом, магическое число 28 - следствие влияния кулоновского потенциала на заполнение ядерных подоболочек.

3.4 Систематика энергетических уровней

В оболочечной модели, также как и в атомной спектроскопии, для обозначения состояний с различными значениями момента l нуклона используются буквы латинского алфавита со следующим соответствием:

$l =$	0	1	2	3	4	5	6	7	...
	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	<i>k</i>	

Различные орбиты nlj обозначаются буквами и цифрами. Например, $2s_{1/2}$ это состояние с $n=2$, $l=0$ и $j=1/2$; $3f_{7/2}$ это состояние с $n=3$, $l=3$ и $j=7/2$ и т.д.

Согласно *систематике уровней*, первой ставится цифра главного квантового числа n , затем следует буква, обозначающая квантовое число орбитального момента l (*s*, *p*, *d*, ...), нижний правый индекс которой равен квантовому числу j полного момента нуклона. Например, через $1p_{3/2}$ обозначается уровень с $n=1$, $l=1$ и $j=3/2$. Квантовое число m_j проекции полного момента j на ось обычно не указывается, так как в сферически симметричном потенциале уровни, различающиеся по j , имеют одинаковые энергии.

Для получения системы одночастичных уровней нейтронов конкретного ядра (A, Z) задают константы и решают уравнение Шредингера. При переходе от ядра к ядру эти константы приходится подбирать вновь. Оказалось, что, подбирая значения констант, можно получить группы тесно расположенных уровней, которые называют *оболочкой*. Оболочки, в свою очередь, разделены относительно большими энергетическими промежутками.

Рассмотрим теперь конкретную схему уровней на примере нескольких первых оболочек. По принципу Паули максимально возможное число нуклонов на данном уровне с заданным l равно $2(2l+1)$, а с заданным j равно $2j+1$.

Для получения системы уровней протонов в уравнение необходимо ввести самосогласованный сферически-симметричный потенциал электрического поля, описывающий взаимодействие с ядром отдельного протона. Поэтому схема уровней для протонов будет отличаться от нейтронной главным образом величиной энергии для заданных n и l , а общая схема заполнения уровней протонных оболочек остаётся примерно той же самой.

С помощью модели оболочек можно получить заполнение более высоких оболочек и все значения магических чисел: 2, 8, 20, 50, 82, 126.

Из модели оболочек следует, что: 1. Основные состояния дважды магических ядер должны иметь характеристику 0^+ , т.е. каждая заполненная оболочка имеет нулевой спин и положительную четность. 2. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон больше дважды магического, определяется характеристикой уровня, следующего поверх оболочки магического числа. Например, спин ядра ^{17}O должен определяться одним девятым нейтроном на нижнем уровне третьей оболочки (Рис. 11) сверх заполненной второй, который будет находиться на уровне $1d_{5/2}$, т. е. иметь характеристику $5/2^+$, что подтверждается опытом. 3. Характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон меньше дважды магического ядра, определяется характеристикой высшего уровня оболочки, соответствующей магическому числу, на которой должен находиться недостающий нуклон. Например, в ядре ^{15}N не хватает одного протона до дважды магического ядра ^{16}O . Вторая протонная оболочка для магического числа $Z = 8$ заканчивается высшим уровнем $1p_{1/2}$ (Рис. 11). Поэтому основное состояние ядра ^{15}N имеет характеристику $1/2^-$. Во всех случаях четность состояний определялась как $(-1)^l$. Эти три правила выполняются без исключений.

Оболочечная модель даёт правильные границы для *изомерных* ядер в процессе заполнения IV и V оболочек. Однако для двух и более нуклонов сверх дважды магических чисел приведенные правила не дают правильных результатов при сложении квантовомеханических векторов состояний этих нуклонов по обычным правилам. Расхождения объясняются взаимодействием этих нуклонов между собой, которое не учитывается в одночастичной модели оболочек. Простейший способ учесть взаимодействия между одноименными нуклонами – использовать эффект спаривания нуклонов. Модель оболочек, учитывающая эффект спаривания одноименных нуклонов, называется *моделью оболочек с феноменологическим спариванием*.

В этой модели предполагается, что при чётном числе нуклонов одного сорта они объединяются в пары с нулевым спином, либо при нечётном числе нуклонов в пары объединяются все, за исключением одного, состояние которого должно определять спин и четность ядра. Отсюда следует: 1. Основные состояния всех чётно-чётных ядер имеют характеристику 0^+ . Это правило не имеет исключений. 2. Характеристика основного состояния ядра с нечётным A должны иметь совпадать с характеристикой уровня, на котором располагается этот последний неспаренный нуклон. Например, ядро ^7Li имеет два спаренных нейтрона относительно магического числа 2 и один неспаренный протон, находящийся в состоянии $1p_{3/2}$. Соответственно основное состояние этого ядра имеет характеристику $3/2^-$. Это правило выполняется почти во всех случаях, за исключением ядер ^9F , ^{11}Na , ^{25}Mn .

Спин и четность нечётно-нечётного ядра в такой модели должен определяться двумя неспаренными разноименными нуклонами. Поэтому спин и четность таких ядер не могут быть однозначно представлены в рассматриваемой модели. Например, если спин ядра ^6Li определяется моментами третьего протона и третьего нейтрона, то он должен быть равен 3, так как согласно модели оболочек оба этих нуклона должны находиться в состоянии $1p_{3/2}$. Между тем эксперимент даёт спин, равный единице. Правильное значение спина даёт эффект симметрии, который уже не следует из модели оболочек.

3.5 Следствия оболочечной модели

Устойчивость, стабильность ядер характеризуется параметром Бора, т.е. значением Z^2/A . Если численно параметр Бора имеет значение более 33, то ядро неустойчиво (радиоактивно). Последним в Периодической таблице элементом, у которого ещё имеется устойчивый изотоп, является висмут $^{209}_{83}\text{Bi}$. Элементы с Z от 84 до 92 не имеют ни одного устойчивого изотопа - все они неустойчивы (радиоактивны). Радиоактивны также все изотопы элементов, получаемые искусственным путем (методом ядерных реакций) - с Z от 93 до 104. Нет ни одного устойчивого изотопа у двух относительно легких элементов - технеция $_{43}\text{Tc}$ и прометия $_{61}\text{Pm}$. У других элементов радиоактивность присуща только некоторым изотопам.

Что касается устойчивых, стабильных изотопов, то к настоящему времени для элементов с Z до 83 известно примерно 280 устойчивых изотопов. Наиболее устойчивыми являются изотопы с численными значениями параметров N и Z , равными: 2, 8, 20, 50, 82, 112, 152. Эти числа получили название магических. Дважды магическими называют ядра атомов, у которых параметры N и Z одновременно принадлежат к магическим значениям. Эти ядра атомов обладают особой устойчивостью. Полное заполнение энергетических ядерных уровней нуклонами соответствует достижению особого сочетания нуклонов, при котором силы, скрепляющие ядро (мезонные силы) максимальны.

Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (таких, как энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности α - и β -распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Эту периодичность капельная модель описать была не способна.

Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нейтронов и протонов:

n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

Магические числа нейтронов и протонов по аналогии с атомами соответствуют полностью заполненным оболочкам. Различие в магических числах - 126 (для нейтронов) и 114 (для протонов) - обусловлено кулоновским взаимодействием.

Оболочечная модель согласуется с эмпирическим правилом повышения устойчивости ядер, содержащих чётное число протонов и нейтронов. Менее стабильны ядра с нечётным числом протонов, но чётным числом нейтронов (и наоборот). Неустойчивыми являются ядра, в которых число протонов и нейтронов нечётное. Последняя закономерность хорошо иллюстрируется распределением естественных известных 273-х природных изотопов по правилу чётности.

Табл. 4. Распределение естественных изотопов по правилу чётности.

Число изотопов	N	Z
166	Чётное	чётное
55	чётное	нечётное
47	нечётное	чётное
5	нечётное	нечётное

Для 26 элементов известно лишь по одному устойчивому изотопу. Такие элементы называют моноизотопными. У других элементов, преимущественно с четными порядковыми номерами, число устойчивых изотопов доходит до 10.

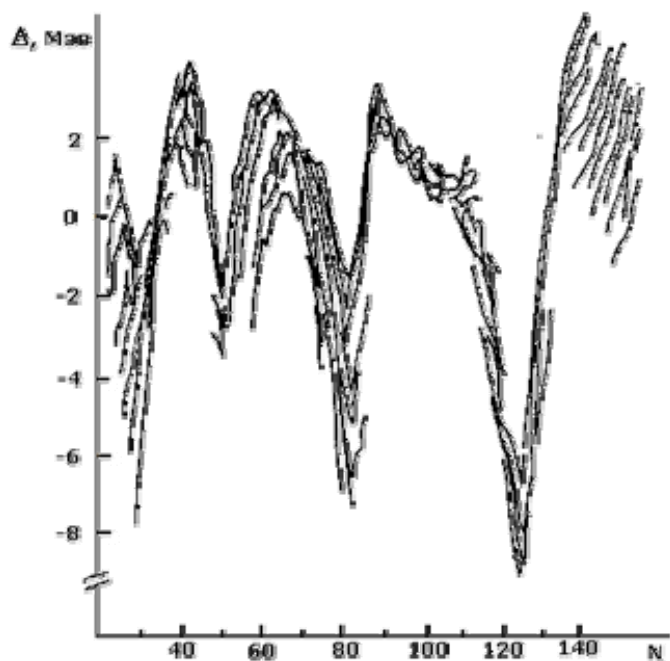


Рис. 12. Разность масс между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вейцеккера для ядер с различным числом нейтронов.

Серии элементов, состоящие из двух или более изотопов называют полиизотопными или плеядами.

Оболочечная модель строения ядра атома позволяет конструировать ядра атомов новых элементов. Например, долгое время считали, что ядра атомов с параметром $Z < 93$ получить в относительно устойчивом состоянии невозможно вследствие крайне малого времени жизни, а ядра атомов с параметром $Z > 100$ вообще нельзя получить в весовых количествах. Однако, основываясь на теоретических расчетах с привлечением положений оболочечной модели, выявили и экспериментально получили достаточно устойчивые ядра атомов с параметром $Z < 104$ в количествах, с которыми можно работать в лабораторных условиях или использовать в

ядерной технологии. Полагают, что повышенной устойчивостью должны обладать ядра атомов элементов с параметрами $Z=114; 126; 184$.

Табл. 5. Количество устойчивых изотопов у элементов Периодической таблицы.

число устойчивых изотопов	2	3	4	5	6	7	8	9	10
число элементов	17	5	6	6	8	9	2	2	1

Оболочечная модель хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и чётностей, электрических квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер, средние времена жизни β -активных ядер, объясняет распределение ядер изомеров. Наилучшие предсказания оболочечная модель даёт для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный.

Известны экспериментальные факты, поддерживающие оболочечную модель ядра:

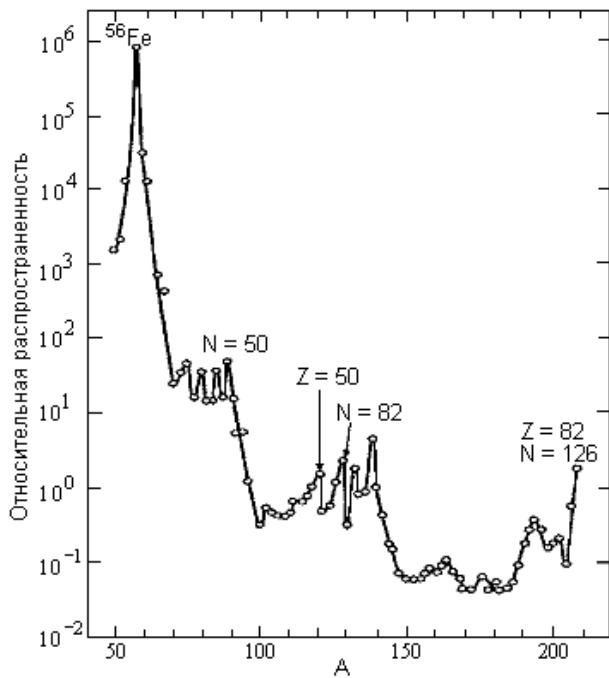


Рис. 13. Относительная распространенность различных четно-четных ядер с $A > 50$. Выбраны такие единицы, в которых распространенность Si равна 10^6 .

1. Более широкое распространение тех элементов, у которых Z или N являются магическими числами.
2. Стабильные элементы в конце природных радиоактивных рядов все имеют «магическое число» нейтронов или протонов.
3. Поперечные сечения поглощения нейтронов для изотопов с $N =$ магическим числом намного ниже, чем для ближайших к ним изотопов.
4. Энергия связи для последнего в оболочке нейтрона — максимум для магического нейтронного числа и резко понижается для следующего добавленного нейтрона.
5. Электрические квадрупольные моменты близки к нулю для магического ядерного числа.
6. Энергия возбуждения, передаваемая от основного ядерного состояния к первому возбужденному состоянию больше для заполненных оболочек.

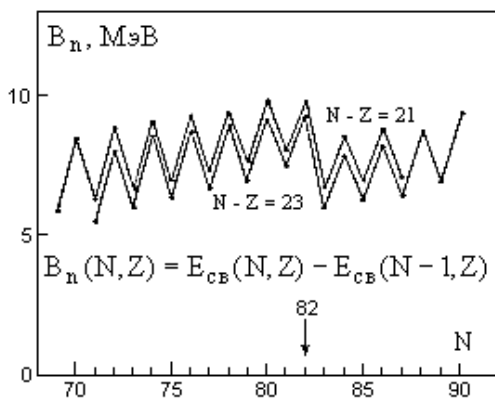


Рис. 14. Энергии отделения нейтронов B_n . Линии соединяют данные для ядер с одинаковым нейтронным избытком. Наблюдаемые резкие скачки обусловлены энергией спаривания нейтронов в ядре.

Оболочечная модель имеет ограниченную область применения. Она позволяет объяснить некоторые свойства сферических ядер в основном и слабо возбужденном состоянии. Но она даёт резко заниженные значения квадрупольных электрических моментов для ядер, число протонов, в составе которых, соответствует заполнению середины оболочки. Расхождения расчётных и экспериментальных величин для тяжёлых ядер могут достигать $10 \div 20$ раз. Это указывает на важность учета коллективных эффектов.

Современные варианты оболочечной модели пытаются преодолеть выявленные недостатки одночастичной модели. Многочастичная модель оболочек учитывает возможность смешивания остаточными силами различных конфигураций для нескольких нуклонов. Для описания коллективных возбуждений применяют частично-дырочное приближение, которое учитывает смешивание конфигураций, содержащих одну частицу и одну дырку сверх заполненных уровней. При рассмотрении деформированных ядер используется несферический оболочечный потенциал.

Считается, что недостатки оболочечной модели вызваны предположениями о сферичности ядерного потенциала и отсутствием учёта взаимодействия между нуклонами. Эти два фактора учитывает обобщенная модель ядра. В этой модели одновременно учитываются коллективные и одночастичные степени свободы, т.е. она является синтезом. Ядро предполагается состоящим из сферически симметричного остова, для описания которого используется коллективная модель. Остов может иметь коллективные степени свободы, то есть колебаться или вращаться в целом, принимать несферическую форму. Нуклоны вне остова могут быть описаны на основе модели независимых частиц или частиц с взаимодействием. Такая усложненная модель лучше описывает возбужденные состояния ядер, их квадрупольные электрические моменты и некоторые другие характеристики.