

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1975 г.**

539.142.3

КАК ВОЗНИКЛА МОДЕЛЬ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ЯДЕР *)*Дж. Рейнуотер*

Основополагающие представления, за которые я удостоен награды, сформировались у меня примерно двадцать шесть лет назад в конце 1949 г. Я попытаюсь восстановить, настолько точно, насколько я могу вспомнить, свои взгляды в то время на оболочечную модель ядер и на несферичность формы ядра.

В известном смысле проблема началась в 1910 г., когда эксперименты Эрнеста Резерфорда по рассеянию α -частиц ¹ показали, что размер ядра имеет радиус порядка или меньше 10^{-12} см, хотя размер атома составляет около 10^{-8} см. Это привело Нильса Бора ², предложившего квантование орбит электронов, движущихся вокруг ядра, к теории атома водорода в 1913 г. Эта теория развивалась многими исследователями. Особо следует отметить правило квантования Вильсона — Зоммерфельда:

$\oint p_i dq_i = n_i h$ для каждой степени свободы, где q_i и p_i — обобщенные координаты и импульсы электрона на его орбите вокруг ядра. Введение Гаудсмитом и Уленбеком ³ в 1925 г. понятия спина $1/2$ для электрона и введение Паули ⁴ принципа неразличимости электронов, впоследствии обобщенного на все частицы со спином $1/2$, привели при использовании старой квантовой теории к пониманию Периодической системы элементов путем рассмотрения заполнения электронных оболочек.

Разработка квантовой механики в 1926 г. поставила проблему на прочную основу и привела к взрывному развитию атомной физики. Чтобы убедиться в этом, достаточно прочесть вышедший в 1935 г. курс Е. Кондона и Г. Шортли «Теория атомных спектров» (Cambridge University Press, 1935, 1951). Для случая электронных орбит или оболочек в атоме в потенциале доминирует центральное кулоновское притяжение ядра, что позволяет с достаточной точностью считать угловой момент хорошим квантовым числом. Закономерности кулоновских сил полностью известны. Ранние попытки трактовать ядра как состоящие из протонов и электронов, оказались несостоятельными. После открытия нейтрона Чэдвиком в 1932 г. картина изменилась, и ядро стали представлять состоящим

*) James R a i n w a t e r, Background for the Spheroidal Nuclear Model Proposal. Nobel Lecture, Stockholm, December 11, 1975. Перевод А. Б. Курепина.

Джеймс Рейнуотер — профессор Колумбийского университета, Нью-Йорк, США.

© The Nobel Foundation 1976.

© Перевод на русский язык,

Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1976 г.

из нейтронов и протонов, связанных сильными короткодействующими силами. Из измерений спинов ядер вскоре было установлено, что нейтрон и протон наиболее вероятно имеют спин $1/2$ и удовлетворяют теории Дирака и принципу Паули. Это послужило основой для оболочечной модели ядра. Детальным введением в проблему был для меня главным образом подробный обзор по ядерной физике, опубликованный Бете ⁵ в выпусках «Reviews of Modern Physics» в 1936 и 1937 г.

Смысл попыток создания оболочечной модели ядра был рассмотрен Бете и Бейчером ⁵. Мне в особенности была известна статья Финберга и Филлипса ⁶ 1937 г. «О структуре легких ядер», где был использован метод Хартри с предполагаемым упрощенным потенциалом для исследования возможности существования состояний, возникающих из-за спин-орбитальной связи Рассела — Саундерса и заполняющих первую оболочку с $l = 1$ между ${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$, а также для объяснения поведения основного и возбужденных состояний ядер и т. д. В этой модели частицы помещались в сферический ящик, и первое состояние $1s$ ($l = 0$) в ${}^4\text{He}$ заполнялось двумя нейтронами (N) и двумя протонами (Z). Действительно, ядро ${}^4\text{He}$ обладает исключительной стабильностью с энергией связи более 20 Мэв для последнего нуклона. Далее начинается первая p -оболочка ($l = 1$), которая заполняется в ядре ${}^{16}\text{O}$. Интересно отметить, что система с массовым числом $A = 5$ неспособна связать последний нуклон и проявляется как резонанс в рассеянии нейтронов или протонов на гелии. Третья оболочка содержит вторую s и первую d ($l = 2$) оболочки и заполняется в ядре ${}^{40}\text{Ca}$ ($Z = N = 20$), которое также оказывается необычно сильно связанным. Это ядро — самое тяжелое из стабильных ядер, имеющее $N = Z$. Однако для более тяжелых ядер предполагаемое заполнение оболочек расходилось с экспериментом. Основные закономерности для ядерных сил между нуклонами были плохо известны.

До 1940 г. было известно, что объем ядра и полная энергия связи ядра возрастают приблизительно линейно с ростом числа нуклонов A . Было известно, что радиус ядерных сил между нуклонами составляет около $2 \cdot 10^{-13}\text{ см}$, и что глубина потенциала достаточна, чтобы дать одно связанное основное s -состояние для дейтона при ориентации спинов нейтрона и протона параллельно, но недостаточна при антипараллельной ориентации спинов. Главный вопрос состоял в отыскании причины для «насыщения» ядерных сил, т. е. почему энергия связи не растет как A ($A - 1$) — число возможных парных связей в «коллапсированном» ядре с радиусом около 10^{-13} см . «Ответ» был дан Гейзенбергом, Вигнером, Майорана и другими, которые для этой цели ввели «обменные силы» — притягательные или отталкивающие, в зависимости от перестановочных свойств волновой функции. Только после 1950 г. Ястров ввел концепцию отталкивания на малых расстояниях, которая сейчас принята как причина насыщения ядерных сил.

В 1935 г. Вейцеккер дал полуэмпирическую формулу для энергии связи ядер ⁷, которая включала объемный, поверхностный, изотопический, кулоновский и «нечетно-четный» или парный члены для объяснения основных черт зависимости энергии связи ядер. Поверхностный член учитывал меньшую связь нуклонов, расположенных на поверхности, давая величину уменьшения энергии связи, пропорциональную $A^{2/3}$, при радиусе пропорциональном $A^{1/3}$. Это приводит к меньшей связанности легких ядер и, в частности, объясняет, почему максимум стабильности расположен вблизи ядра ${}^{56}\text{Fe}$. Изотопический член можно легко понять на основе модели оболочек или статистической модели Ферми — Томаса. Число заполненных пространственных состояний возрастает как $Z/2$ или $N/2$ для протонов и нейтронов. Для данного A минимум кинетической энер-

гии приходится на $N = Z$. Для ядер с $N > Z$ надо перевести $(N - Z)/2$ протонов в нейтроны с большей кинетической энергией; при этом среднее изменение кинетической энергии на один переведенный нуклон пропорционально $(N - Z)$. Тогда полная кинетическая энергия возрастает пропорционально $(N - Z)^2$. Отсюда для стабильности более благоприятно соотношение $N = Z$. Однако необходимо учитывать кулоновскую энергию отталкивания протонов, которая пропорциональна $Z(Z - 1)/R$. Этот эффект дает тенденцию к стабильности ядер из одних нейтронов. Для стабильных ядер баланс энергии связи приводит к увеличению доли нейтронов при больших A . Кулоновский член также уменьшает энергию связи на нуклон для ядер тяжелее ^{56}Fe и приводит к нестабильности по отношению к альфа-распаду для ядер с массовым числом более 208 и к не очень большим временам жизни, связанным с проникновением фрагментов ^4He через кулоновский барьер. Было обнаружено, что ядра с четным N и четным Z , (ч, ч)-ядра, имеют необычно высокую стабильность по сравнению с нечетно-нечетными (н, н)-ядрами. Так, для стабильных ядер тяжелее ^{14}N все стабильные ядра с четным A — (ч, ч)-ядра. Они часто имеют два стабильных изотопа с четными значениями Z для каждого четного $A \geq 36$. Для нечетных A почти всегда имеется лишь один естественный стабильный изотоп, причем (ч, н)- и (н, ч)-ядра встречаются одинаково часто. Эта дополнительная энергия связи δ составляет от 1 до 3 Мэв; для (ч, ч)-ядер она вносит вклад $+\delta$, для ядер с нечетным A — нуль и $-\delta$ для (н, н)-ядер. С увеличением A величина δ уменьшается приблизительно, как $12A^{-1/2}$ Мэв (см. обзор Бете и Бейчера ⁵, с. 104). Было также найдено, что ядра с четным A имеют в основном состоянии спин, равный нулю. Это означает, что пространственное спаривание (потенциальная энергия) при сильном взаимодействии уничтожает вклад углового момента. На рис. 1, взятом из книги Бора и Моттельсона, приведена зависимость измеренной энергии связи на нуклон от A для ядер, стабильных по отношению к β -распаду, и для сравнения дана полуэмпирическая кривая, наилучшим образом описывающая эти данные. Отклонения экспериментальных значений от плавной кривой дают указания на оболочечные эффекты.

В начале 30-х годов энергетическая зависимость сечений взаимодействия нейтронов и протонов с ядрами трактовалась по методу, который получил сейчас название приближения оптической модели. Первоначальное нуклон-ядерное взаимодействие заменялось усредненным потенциалом для нуклона внутри ядра. Эта модель предсказывала резонансы «формы» с очень большой шириной и расстоянием между резонансами. Ранние эксперименты ⁵ с медленными нейтронами обнаружили резонансы составного ядра на расстоянии около 10—100 эв друг от друга с резонансными ширинами менее 1 эв. Это привело Н. Бора к предложению для ядра модели жидкой капли ⁹, в которой падающий нуклон, подобно молекуле, ударяющейся о каплю жидкости, поглощается вблизи поверхности и теряет свою индивидуальность. Эта модель совсем не обязательно несовместима с оболочечной моделью, поскольку последняя относится главным образом к низшим состояниям набора фермионов в ядерном «контейнере». Однако, принимая во внимание весьма плохое согласие детальных предсказаний модели оболочек с экспериментом ⁶, эта модель в то время, около 1948 г., не была слишком популярна.

В первой половине 1949 г. три группы в одном и том же выпуске «Physical Review» представили различные «объяснения» оболочечной структуры ядра ¹⁰. Из них работа Марии Майер представляет принятую теперь модель. Похожее предложение И. Г. Д. Йенсена с сотрудниками было опубликовано в то же время. За эти работы Майер и Йенсену была присуждена Нобелевская премия по физике в 1963 г. С 1948 по 1962 г. я пре-

подавал аспирантам курс «Современной ядерной физики» в Колумбийском университете. Как физик-экспериментатор, я работал также над завершением синхротрофона Колумбийского университета (Nevis), который был запущен в марте 1950 г. В течение 1949—1950 академического года

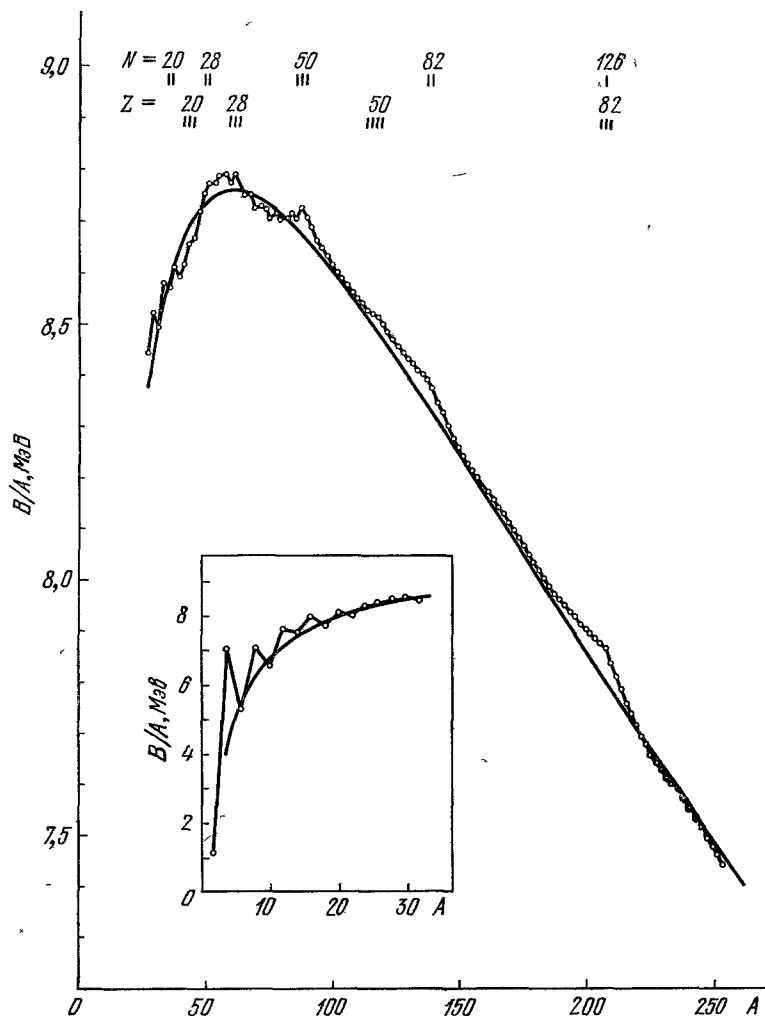


Рис. 1. Средняя энергия связи на нуклон для ядер, стабильных по отношению к β -распаду, в сравнении с полуэмпирической формулой $B/A = 15,56 - 17,23 A^{-1/3} - 23,28 (N - Z)^2/A^2$ (Мэв) — $3Z^2e^2/5R_c A$, где $R_c = 1,24 A^{1/3}$ ф.м (по разрешению издательства W. A. Benjamin, Inc., этот рисунок взят из книги ⁸).

я работал в одной комнате (комната 910 лаборатории Пьюин) с Оге Бором, который в том году был визитером в Колумбийском университете. Я был весьма заинтересован моделью оболочек, предложенной Майер, поскольку эта модель неожиданно позволила понять большое количество экспериментальных данных о спинах, о магнитных моментах изомерных состояний, о систематике β -распада и «магические числа» при $Z, N = 2, 8, 20$ (28), 50, 82, 126. Этот материал я обсуждал на семинаре в Колумбийском университете.

В течение всего предыдущего года я чувствовал, что модель оболочек открывает широкие возможности для ее использования в ядрах. Действительно, если учесть размер ядра при написании волновой функции в пространстве с размерностью $3A$ (для A нуклонов в сферическом ящике),

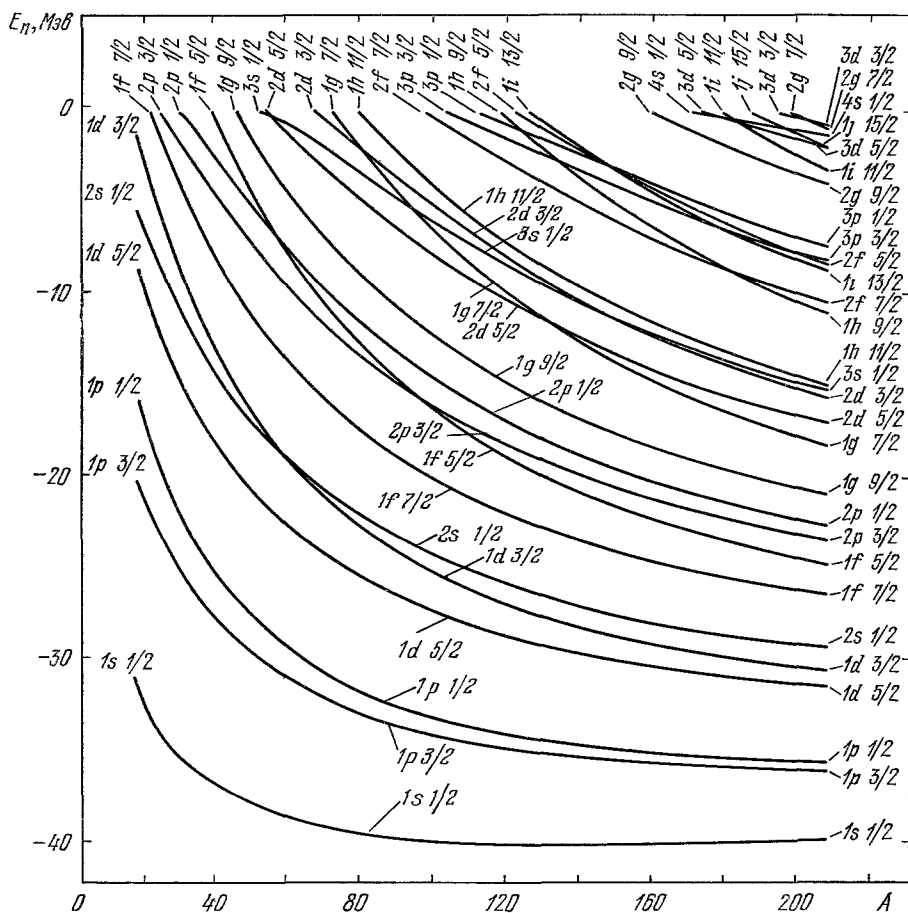


Рис. 2. Энергии нейтронных орбит, рассчитанные при использовании модели К. Вейе (из книги ⁸, т. 1, с. 239; по разрешению издательства W. A. Benjamin, Inc.)

Наименее связанные нуклоны имеют энергию около -8 Мэв , которая мала по сравнению с их потенциальной или кинетической энергией внутри ядра.

состояния модели оболочек будут иметь минимальную кинетическую энергию. Эффективная потенциальная энергия и кинетическая энергия по модели оболочек (для $r < R$) существенно превышают энергию связи (около 8 Мэв) для наименее связанных нуклонов. Это видно на рис. 2 (из книги ⁸). Из зависимостей энергий одночастичных состояний от атомного веса A видно, что «валентными» нуклонами являются нуклоны с энергией связи E_n около -8 Мэв . Если попытаться использовать ψ -функции в тех областях, где пространственное поведение каждого нуклона сильно отличается от предсказаний модели оболочек, эффект эквивалентен смешиванию большого числа состояний с большей энергией, обладающих совместимыми свойствами симметрии. Смешивание ψ -состояний с большой кривизной траектории может существенно увеличить среднее значение кинетической

энергии $\langle T \rangle$ для наименее связанных нуклонов. Я представил внутренние ψ -функции не как простое произведение Хартри одночастичных ψ -функций, но почти как такое произведение, вследствие длинноволновых свойств фурье-компонент этих функций. Короткодействующие притягивающие нуклон-нуклонные силы могут привести к локальным искажениям и кластеризации в пространстве с размерностью 3А, например, к структурам типа дейтона или α -частицы и т. д. Однако исследование состояний при низких энергиях показывает роль длинноволновых свойств фурье-компонент, которые предполагаются в модели оболочек. Я был восхищен успехом модели Майер (мне не была известна тогда работа Иенсена). Мне не казалось, что модель жидкой капли Н. Бора для ядерных реакций и деления противоречит модели оболочек, поскольку концепция рассеяния, бессмысленная для основного состояния, состоящего из большого числа фермионов, имеет смысл для падающих частиц, находящихся в непрерывном спектре, и принцип Паули не запрещает выбивание связанных нуклонов в возбужденные (незанятые) состояния. При образовании компаунд-состояний ядер, которым Бор придавал особое значение, в конце концов происходит распределение возбуждения между многими нуклонами. Поэтому расстояние между уровнями для ядра среднего атомного веса плюс медленный нейтрон с $l = 0$ может достигать величины около 10 эв. Примерно с 1941 г. я использовал небольшой циклотрон Колумбийского университета для спектроскопических исследований с медленными нейтронами по методу времени пролета. Я работал с В. В. Хавенсом (младшим), К. С. Ву под руководством профессора Дж. Р. Даннинга. Мы были хорошо знакомы с знаменитой статьей 1939 г. Н. Бора и Дж. Уилера по теории деления ядер¹¹, в которой подчеркивалось, что возбужденные ядра не обязательно должны быть сферическими.

Позднее, в 1949 г., профессор Ч. Таунс доложил на семинаре результаты обзора Таунса, Фоли и Лоу¹² о имевшихся в то время экспериментальных данных об электрических квадрупольных моментах ядер. График, который они тогда продемонстрировали, приведен на рис. 3. Измеренные квадрупольные моменты представлены в следующем виде: $Q/(1,5 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3} \text{ см})^2$. Наблюдается качественное согласие с моделью оболочек Майер — Иенсена, значения моментов проходят через нуль при заполнении нейтронных и протонных оболочек. Для ядер с заполненной оболочкой плюс один протон с очень высоким значением орбитального момента квадрупольные моменты отрицательны, как и ожидалось, так как протон располагается на экваториальной орбите. При удалении нуклонов из заполненных оболочек с высоким значением l значение Q возрастает и становится положительным, достигая максимального значения при заполнении орбиты с данным l почти наполовину и убывая при дальнейшем уменьшении числа нуклонов. Проблема заключалась в том, что значение Q/R^2 при $R = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3} \text{ см}$ достигает 10 для ядра ^{176}Lu , что в 30 раз превышает значение, которое можно было бы ожидать на основе волновых функций для сферического потенциала модели оболочек, связанных таким образом, чтобы дать состояние 7^- ($Z = 71$, $N = 105$, $\tau = 4 \cdot 10^{10} \text{ лет}$). Для ядер редкоземельной области наиболее часто встречаются значения Q , сильно превышающие ожидаемые величины.

В то время, когда профессор Таунс говорил, мне пришло в голову очевидное и простое объяснение. Хотя в модели оболочек Майер используются оболочечные волновые функции, основанные на сферическом потенциале, работа Бора — Уилера о делении показала, что ядра могут принимать сфероидальную форму, если это энергетически выгодно. Для малых значений отношения β (разности большей и меньшей осей, отнесенной к среднему радиусу ядра) при постоянном объеме ядра поверхностная

энергия возрастает как β^2 , при этом некоторая компенсация происходит за счет уменьшения кулоновской энергии (для больших Z). Моя модель предполагала постоянную глубину ямы, при искажении ее формы: в направлении оси z радиус R возрастает до $[1 + (2\beta/3)] R_0$ и уменьшается по x

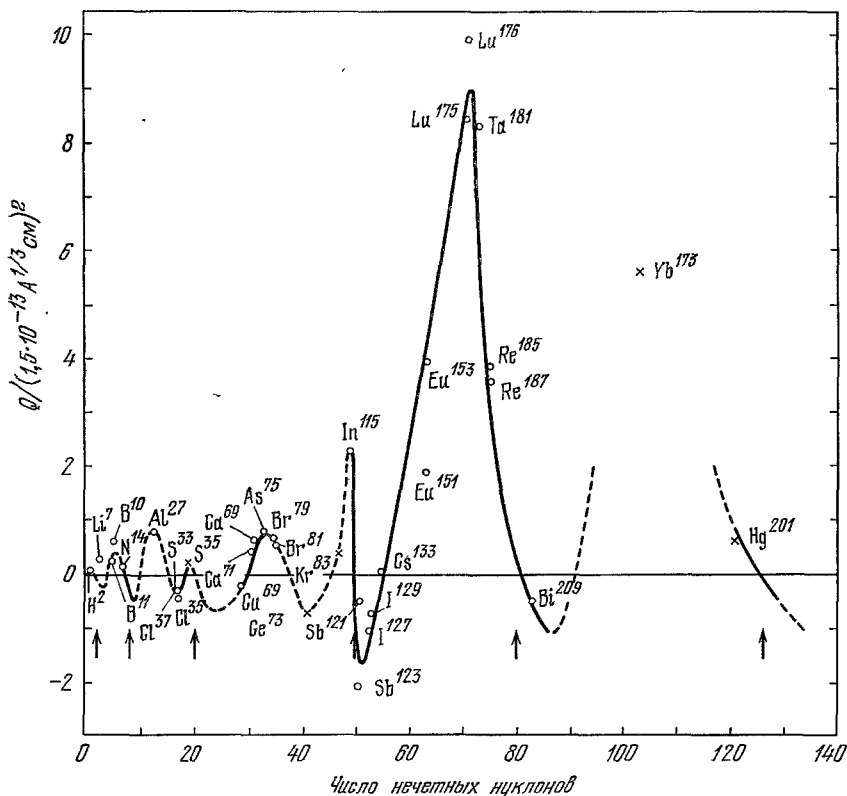


Рис. 3. Зависимость величины $Q/(1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см})^2$ для известных квадрупольных моментов, представленная в работе Таунса, Фоли и Лоу¹² (1949 г.).

и по y до $[1 - (\beta/3)] R_0$ (или соответственно $R_0 e^{2\beta/3}$ и $R_0 e^{-\beta/3}$). Если использовать пробные ψ -функции, искаженные одинаковым образом, потенциальная энергия $\langle V \rangle$ не меняется. Кинетическая энергия

$$\langle T_z \rangle = \left(1 + \frac{2\beta}{3}\right)^{-2} \langle T_z \rangle_0, \text{ а } \langle T_x \rangle \text{ и } \langle T_y \rangle$$

становятся в $[1 - (\beta/3)]^{-2}$ раз больше. Для состояния с большим значением $|m|$ орбиты расположены почти по экватору и $\langle T \rangle$ примерно пропорциональна R_x^{-2} или R_y^{-2} , что дает $\langle T_x \rangle_0 \approx \langle T_y \rangle_0 \gg \langle T_z \rangle_0$. Отсюда ясно, что отрицательные значения β предпочтительны, что приводит к выпуклости по экватору и к форме сплюснутого диска. Возрастание экваториальных радиусов (R_x и R_y) на 1% дает 2%-ное уменьшение $\langle T \rangle$, иначе говоря, $\delta T/T \approx +2\beta/3$. Для заполненной оболочки усредненные по $l_z (=m)$ значения кинетической энергии при больших l сравниваются:

$$\langle T_x \rangle_0 = \langle T_y \rangle_0 = \langle T_z \rangle_0.$$

Поэтому линейный член в зависимости полной кинетической энергии от параметра β , характеризующего отклонение от сферической формы,

отсутствует. Внутренний угловой момент ядра для заполненных оболочек с большим значением l без экваториальных орбит (с большими значениями $|m|$) равен вкладу отброшенных нуклонов (дырок) с обратным знаком. Линейный по β вклад в кинетическую энергию равен и противоположен вкладу отброшенных нуклонов на экваториальных орбитах. Существенно, что это приводит к члену, линейному по β , что благоприятствует значениям $|\beta| \neq 0$, в то время как возвращающие члены квадратичны по β . Таким образом, ожидаемое равновесное значение β отлично от нуля и пропорционально коэффициенту при линейном члене для не слишком больших отклонений β от единицы. Это приводит к вытянутой (сигарообразной) форме.

Следующим шагом была попытка более количественной оценки возвращающего члена, пропорционального β^2 . Я нашел, что для этого оказалась полезной работа Е. Финберга ^{7, 13} 1939 г. Он отметил, что поверхностная энергия возрастает как $E_s = E_s^0 [1 + (8/45) \beta^2 \dots]$, а кулоновская энергия уменьшается как $E_c = E_c^0 [1 - (4/45) \beta^2 \dots]$. Отсюда для того, чтобы возвращающий β^2 -член был положительным, необходимо, чтобы значение $F = 2E_s^0/E_c^0 (\approx 42,6 A/Z^2)$ превышало единицу. Кроме того, следовало предсказание равенства нулю этого возвращающего члена при $Z \sim 125$ для β -стабильных ядер (т. е. отсутствие сопротивления делению). Было получено следующее выражение для этого члена: $\beta^2 (2,74 A^{2/3} - 0,054 Z^2 A^{-1/3}) Mэв$. Используя это значение, можно получить $^{14}Q/R^2 = 11$ при наличии нуклона с высоким значением l сверх заполненной оболочки для выделенного случая ядер с массовым числом около 176. Более того, рассмотренная картина позволяет получить значения Q/R^2 , даже превышающие наблюдаемые экспериментально.

Для вытянутого сфероидального потенциала с осью в направлении z зависимость одночастичной волновой функции от φ при $l_z = m$ сохраняется в форме $e^{im\varphi}$. Однако l_x , l_y и l^2 не могут быть хорошими квантовыми числами. Сердцевина ядра должна также приобретать угловой момент. Это рассмотрение помогает при объяснении отклонений наблюдаемых значений магнитных моментов от пределов Шмидта, получаемых в простой модели оболочек.

Оге Бор обратил мое внимание в то время ¹⁴ на то, что если ядро является сфероидом с «внутренним» квадрупольным моментом Q_0 относительно его оси, а полный угловой момент равен I , максимальное «наблюдаемое» значение Q уменьшается на фактор $I(2I - 1)/(I + 1)(2I + 3) = 1/10, 2/7, 5/12$ и $28/55$ для $I = 1, 2, 3, 4$. Отсюда следует, что $Q = 0$ при $I = 0$ или $1/2$, причем Q_0 может не быть равным нулю. Бор и Моттelson с сотрудниками ¹⁵ впоследствии рассмотрели сечения кулоновского возбуждения низколежащих вращательных состояний. Сечения возбуждения однозначно определяли внутренний квадрупольный момент Q_0 для основных состояний как четно-четных деформированных ядер, так и нечетных ядер. Рис. 4 был подготовлен профессором Таунсом в 1957 г. для обзорной статьи об измеренных квадрупольных моментах ¹⁶. Наибольшие значения внутренних квадрупольных моментов имеют ядра редкоземельной области перед дважды заполненной оболочкой с $Z = 82$, $N = 126$, а также при $A \sim 230$, где вовлекаются одночастичные состояния с еще большими значениями j . Рис. 5, взятый из только что вышедшего второго тома книги Бора и Моттельсона «Структура атомного ядра», показывает последние данные. Параметр деформации δ практически совпадает с параметром β , введенным ранее. После семинара профессора Таунса в 1949 г. ¹², стало очевидно, что многие ядра весьма значительно отклоняются от сферической формы, и поэтому для этих областей ядер не имеет смысла использовать сферическую модель ядра.

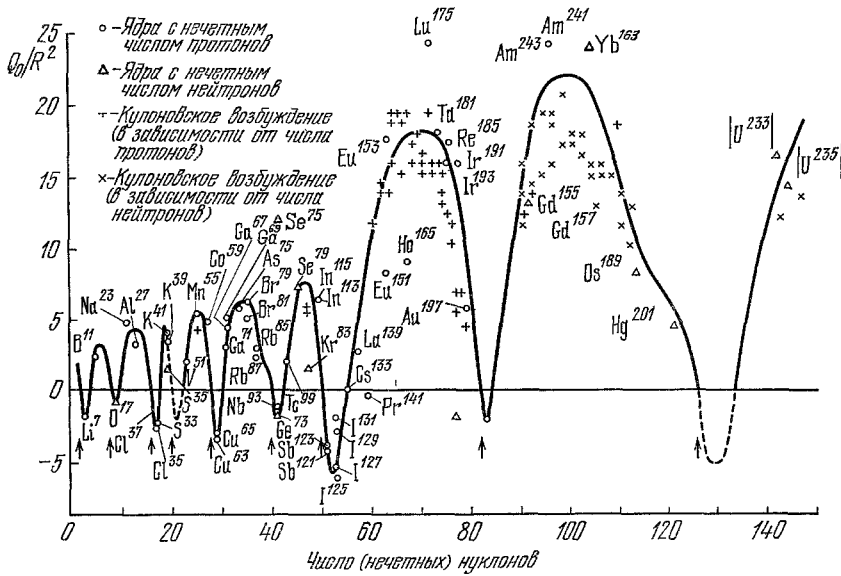


Рис. 4. Более поздние данные о зависимости внутренних квадрупольных моментов Q_0/R^2 , представленные Таунсом¹⁸, для $R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Этот рисунок заменяет собой рис. 3. Он показывает, что имеются большие значения квадрупольных моментов по отношению к величине $|Q_0/R^2| < 1$, ожидаемой от модели оболочек сферического ядра.

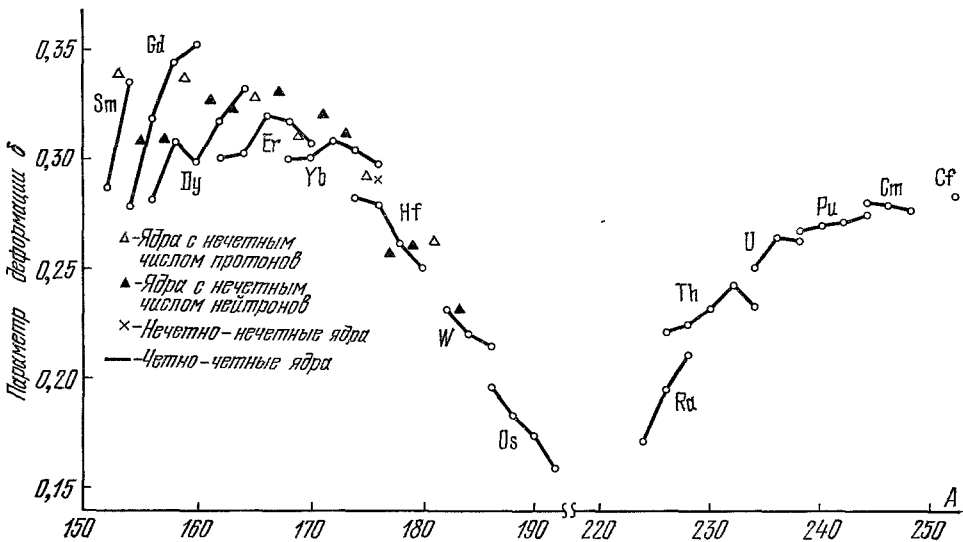


Рис. 5. Зависимость экспериментальных значений параметра деформации δ ($\approx \beta$, используемому в настоящей статье) для ядер редкоземельной области и для ядер с массовым числом более 220 (из книги⁸, т. 2).

После семинара Таунса Бор и я долго обсуждали мою концепцию. О. Бор был в особенности заинтересован динамическими аспектами. Искжающая сферическую форму ядра выпуклость, в принципе, может совершать колебания или двигаться вокруг, приводя к возникновению вращательных уровней. Первый результат был опубликован в статье О. Бора

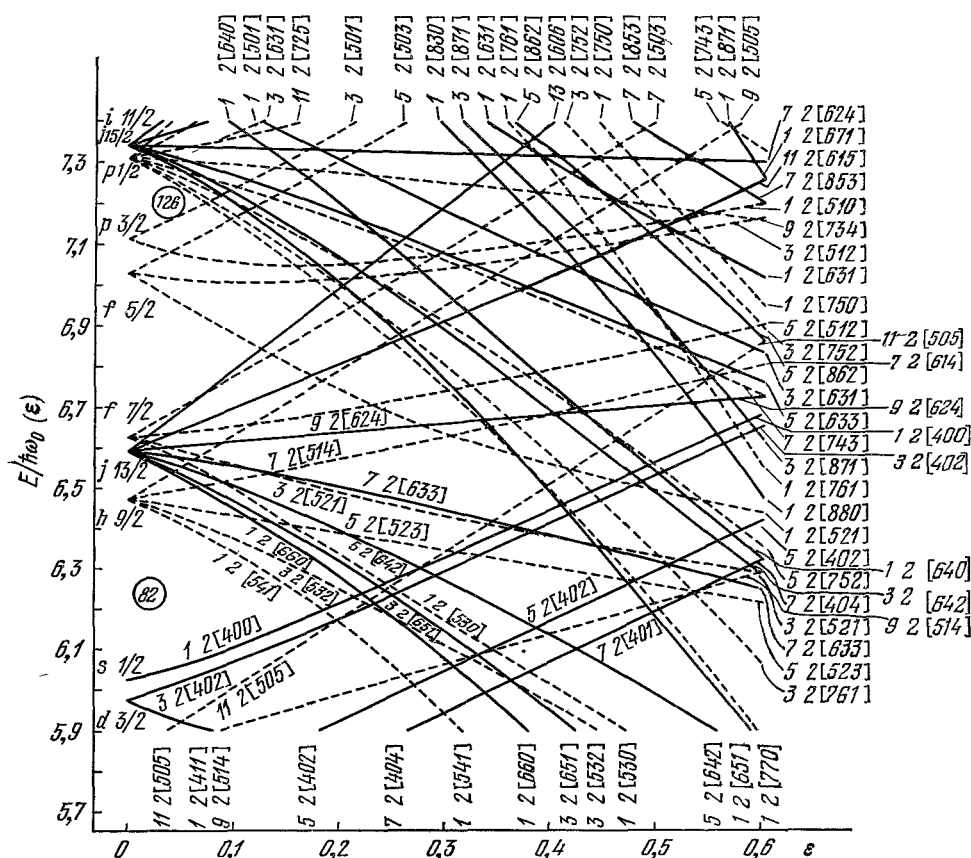


Рис. 6. Диаграмма Нильссона для зависимости энергий протонных состояний в одночастичной модели оболочек от деформации при $Z > 82$.

в январе 1951 г.: «О квантовании углового момента в тяжелых ядрах»¹⁷. Последующее исследование проблемы Бором, Моттельсоном и их сотрудниками теперь является историей, а также основной причиной того, что мы сейчас находимся здесь.

Я должен отметить, что программа расчета энергий одночастичных состояний в деформированных ядрах была выполнена впоследствии в должной форме Моттельсоном и Нильссоном, а также одним Нильссоном, в виде диаграмм Нильссона. Подобная диаграмма приведена на рис. 6, где указаны энергии одночастичных состояний для протонов вне заполненных оболочек с $Z = 82$ в зависимости от деформации. Они провели также тщательное сравнение предсказанных деформаций с экспериментальными значениями и получили в основном блестящее согласие⁸. Было также установлено, что некоторые ядра имеют значительные октапольные электрические моменты и деформации, что приводит к обобщению использованных представлений.

Одним из интересных свойств, даваемых моделью оболочек для деформированного ядра, является возможность прохождения внутренней энергии через минимум при возрастании деформации. Затем внутренняя энергия возрастает, пока энергия орбиты, вначале расположенной при большей энергии, но убывающей быстрее с деформацией, не пересечет последнюю заполненную вначале орбиту и не станет определять наименее

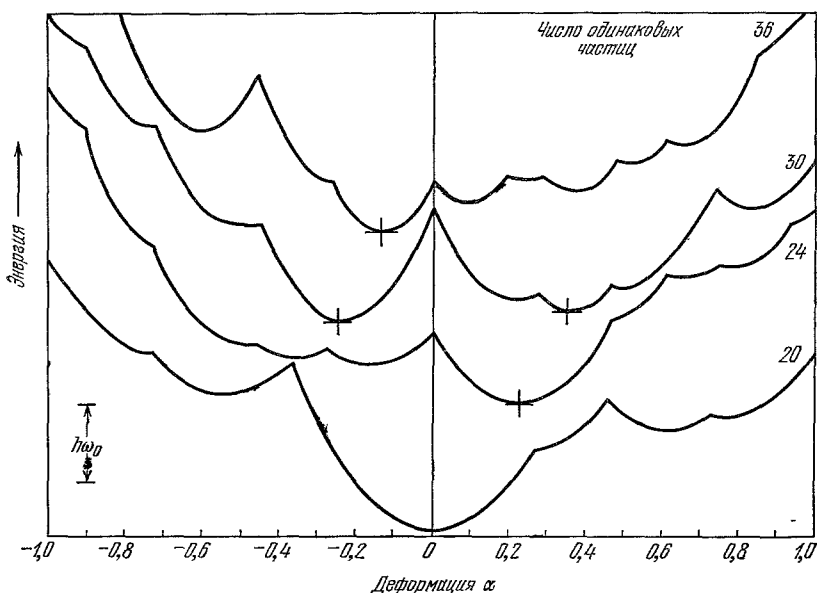


Рис. 7. Потенциал деформации при различных степенях заполнения оболочек, имеющихся в сфероидальном потенциале гармонического осциллятора (С. Мошковский¹⁸, рис. 25).

связанное заполненное состояние. Внутренняя энергия может затем убывать и образовывать второй и т. д. минимумы в зависимости от деформации. Это показано на рис. 7, который представляет собой рис. 25 из обзорной статьи С. Мошковского¹⁸. По-видимому, этот эффект присутствует в подбарьерном делении ядра, когда форма барьера имеет два минимума, как показано на рис. 8 (из книги⁸, т. 2, с. 633). Такое объяснение было предложено В. М. Струтинским¹⁹ в 1967 г.

Существует один дополнительный эффект, который я еще не упомянул и который благоприятствует образованию сферической формы. Можно обратиться к статье Финберга и Филлипса⁶ 1937 г., где рассмотрен вопрос об относительной связи различных конфигураций, имеющих два или более нуклона с $l = 1$ сверх сердцевинны ядра ${}^4\text{He}$, которые комбинируются для образования различных состояний с полными значениями L и S ($L - S$ -связь) при условии наличия только короткодействующих притягивающих сил. При этом оказывается, что перекрытие чувствительно к тому, как эта комбинация составлена. Например, для $A = 6$ волновые функции двух p -нуклонов принимают вид $(x + iy)f(r)/\sqrt{2}$, $(x - iy)f(r)/\sqrt{2}$ и $zf(r)$. Комбинация $(x_1x_2 + y_1y_2 + z_1z_2)/\sqrt{3}$ при $L = 0$ более сильно связана, чем комбинации z_1z_2 или $(x_1x_2 + y_1y_2)/\sqrt{2}$, которые более предпочтительны в сфероидальном потенциале, но не соответствуют собственным состояниям L^2 . Этот эффект может препятствовать деформации (при малых дефор-

мациях), пока выигрыш в энергии от деформации не станет преобладать над этими эффектами симметрии в потенциальной энергии взаимодействия.

С 1950 г. я в основном сосредоточил усилия на проведении экспериментальных физических исследований с использованием синхроциклотрона Nevis. Я с восхищением наблюдал развитие теории копенгагенской группой. Другой моей (экспериментальной) работой было исследование рентгеновских лучей μ -мезоатомов, начатое с Валом Фитчем²⁰ в 1953 г., когда мы впервые обнаружили меньший зарядовый радиус для ядер. Когда

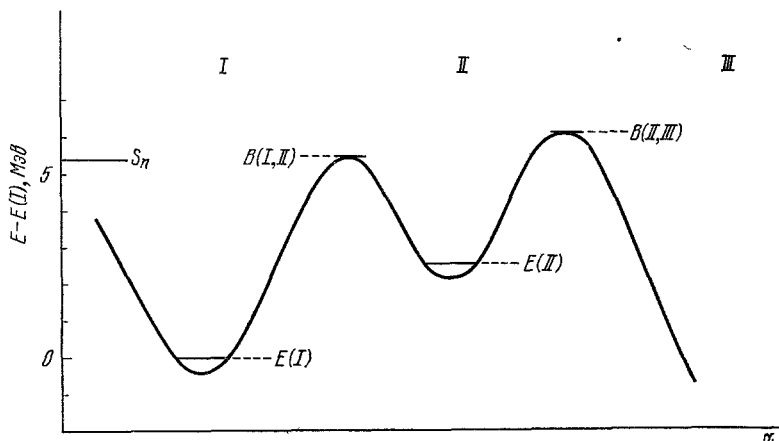


Рис. 8. Двугорбая зависимость энергии от деформации, предложенная Струтинским для объяснения наблюдаемых особенностей подбарьерного деления ядер (из книги⁸, т. 2).

я предложил сфероидальную модель ядра¹⁴, она казалась мне настолько очевидной, что, казалось бы, должна была быть одновременно предложена всеми теоретиками, работающими в этой области. Я не понимаю, почему этого не произошло. Я был также удивлен и обеспокоен от того, что на каждой конференции по ядерной физике, которые я посещал с 1955 г., один или несколько почтенных теоретиков провозглашали нечто вроде: «Хотя, по-видимому, модель ядерных оболочек эмпирически работает очень хорошо, в настоящее время нет никаких теоретических доказательств, почему она должна быть использована». К счастью, в настоящее время такие соображения более не высказываются.

Хотя мое рассмотрение «принуждающего члена» для сфероидальной деформации ядра основано на зависимости одночастичной кинетической энергии от деформации, я никогда не видел где-либо описания моей работы в этих терминах. Распространенная эквивалентная формулировка имеет вид: «центробежная сила орбиты, влияющая на барьер». Другой метод состоит в расчете возрастания потенциальной энергии взаимодействия в результате деформации. Это эквивалентно, так как для одночастичных собственных состояний при деформации энергия не меняется. Поэтому $\langle V \rangle$ и $\langle T \rangle$ должны давать одинаковый, но противоположный по знаку вклад в член, линейный по β .

Я хочу поблагодарить «The Physical Review», издательства W. A. Benjamin, Inc., и Springer-Verlag за разрешение использовать некоторые рисунки.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. Rutherford, Proc. Cambr. Phil. Soc. 15, 465 (1910).
2. N. Bohr, Phil. Mag. 26, 1 (1913).
3. G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit, Naturwissenschaften 13, 953 (1925); Nature 117, 264 (1926).
4. W. Pauli, Zs. Phys. 31, 765 (1925).
5. H. A. Bethe, R. F. Bacher, Rev. Mod. Phys. 8, 82 (1936).
H. A. Bethe, *ibid.* 9, 69 (1937).
M. S. Livingston, H. A. Bethe, *ibid.*, p. 245.
6. E. Feenberg, M. L. Phillips, Phys. Rev. 51, 597 (1937).
7. E. Feenberg, Rev. Mod. Phys. 19, 239 (1947).
8. A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure, Reading, Mass., W. A. Benjamin, Inc., v. 1, 1969, v. 2, 1975 (имеется перевод: О. Бор, Б. Моттelson, Структура ядра, М., «Мир», т. 1, 1971; т. 2, 1976).
9. N. Bohr, Nature 137, 344 (1936).
10. Maria Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
E. Feenberg, K. C. Hammack, *ibid.*, p. 1877.
L. Nordheim, *ibid.*, p. 1894.
См. также: M. G. Mayer, J. H. D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, N. Y., J. Wiley, 1955 (имеется перевод: М. Гепперт-Майер, И. Г. Д. Иенсен, Элементарная теория ядерных оболочек, М., ИЛ, 1958).
11. N. Bohr, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
12. C. H. Townes, H. Foley, W. Low, *ibid.* 76, 1415 (1949).
13. E. Feenberg, *ibid.* 55, 504 (1939).
14. J. Rainwater, *ibid.* 79, 432 (1950).
15. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
16. C. H. Townes, Determination of Nuclear Quadrupole Moments, in: Handb. Phys., Bd. 38/1, Ed. S. Flügge, Berlin, Springer-Verlag, 1958, p. 377.
17. A. Bohr, Phys. Rev. 81, 134 (1951).
18. S. A. Moszkowski, Models of Nuclear Structure, in: Handb. Phys., Bd. 39, Ed. S. Flügge, Berlin, Springer-Verlag, 1957, p. 411 (имеется перевод: С. Мошковский, в кн. Строение атомного ядра, М., ИЛ, 1959, с. 471).
19. V. M. Strutinski, Nucl. Phys. A95, 420 (1967).
20. V. Fitch, J. Rainwater, Phys. Rev. 92, 789 (1953).