

ПРЕВРАЩЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР <sup>1)</sup>*Нильс Бор, Копенгаген*

Автор уже имел раньше случай указать <sup>1</sup>, что для понимания типичных особенностей ядерных превращений, вызванных ударами материальных частиц, необходимо предположить, что первая стадия всякого процесса столкновения состоит в образовании промежуточной полустабильной системы из первоначального ядра и столкнувшейся с ним частицы. Нужно также предположить, что в этом состоянии избыток энергии временно сосредоточивается в сложных движениях всех частиц образовавшейся составной системы. Возможную последующую потерю этого избытка ядром с освобождением какой-либо элементарной или сложной ядерной частицы можно рассматривать с этой точки зрения как отдельное событие, не связанное непосредственно с первой стадией процесса столкновения. Поэтому можно сказать, что конечный результат столкновения зависит от конкуренции всех процессов разложения и излучения, происходящих в составной системе в согласии с законом сохранения энергии и массы.

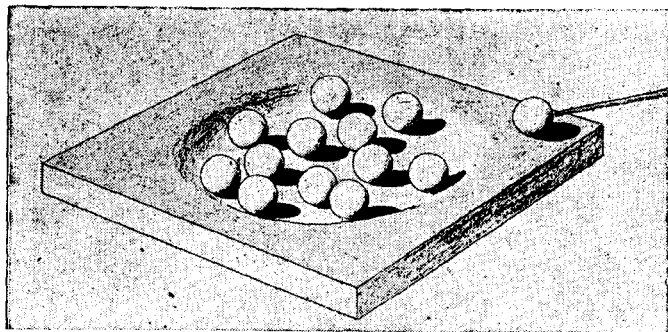


Рис. 1.

На рис. 1 показана простая механическая модель, иллюстрирующая эти особенности ядерных столкновений. В мелкой миске нахо-

<sup>1)</sup> Сокращенное изложение лекции, прочитанной в Москве в июне 1937 г. Иллюстрации воспроизведены с трех диапозитивов, показанных на этой лекции. Перевод с рукописи В. Васильева.

дится некоторое число бильярдных шаров. Если бы углубление миски было пустым, то пущенный в нее шар скатился бы по одному склону и выскочил бы с другой стороны с прежней энергией. Но, если в миске находятся другие шары, то пущенный к ним шар не будет в состоянии свободно проскочить через миску. Сначала он отдаст часть своей энергии одному из шаров, затем оба отдадут часть своей энергии другим двум шарам и так до тех пор, пока первоначальная кинетическая энергия не окажется распределенной среди всех шаров. Если углубление и шары были идеально гладки и упруги, то столкновения будут продолжаться, пока достаточно большая часть кинетической энергии не окажется снова сосредоточенной в близком к краю шаре. Если энергия пущенного шара не очень велика, то у оставшихся шаров сохранится недостаточно общей энергии для того, чтобы позволить какому-либо из них подняться по склону. Если же между шарами и миской существует самое слабое трение или если шары не идеально упруги, то вполне может оказаться, что ни один из шаров не будет иметь случая выскочить до того момента, пока благодаря трению не потеряется в виде тепла столько энергии, что оставшейся энергии окажется уже недостаточно для выскакивания какого-либо из них.

Такое сравнение очень удачно иллюстрирует, что происходит при ударе быстрого нейтрона о тяжелое ядро. Ввиду большого количества частиц, из которых состоит система в этом случае, и ввиду их сильного взаимодействия друг с другом мы можем ожидать, исходя из этой простой механической аналогии, что продолжительность жизни составного ядра будет очень велика по сравнению со временем, потребным быстрому нейтрону для прохождения сквозь ядро. Эта модель объясняет, прежде всего, тот факт, что хотя вероятность излучения электромагнитной радиации ядром за такой промежуток времени чрезвычайно мала, тем не менее ввиду большой продолжительности жизни составного ядра существует не слишком незначительная вероятность того, что система вместо освобождения нейтрона отдаст избыточную энергию в виде электромагнитного излучения. Другим экспериментальным фактом, который легко понять теперь, исходя из такой картины, является удивительно большая величина вероятности неупругого столкновения, приводящего к эмиссии нейтрона с гораздо меньшей энергией, чем у столкнувшегося с ядром нейтрона. В самом деле, из вышеприведенных соображений ясно, что процесс распада составной системы, который требует концентрации меньшего количества энергии на отдельной частице, будет происходить более легко, чем тот процесс разложения, при котором весь избыток энергии окажется сосредоточенным на вылетевшей частице.

С первого взгляда можно было бы думать, что такая простая механическая трактовка противоречит факту, который столь хорошо установлен исследованиями спектров радиоактивных  $\gamma$ -лучей, а именно что ядра, подобно атомам, обладают дискретным распределением энергетических уровней. Ибо в предыдущем обсуждении существенным являлось то, что составная система должна была бы обра

зоваться при практически любой кинетической энергии, столкнувшегося с ядром нейтрона. Однако мы должны ясно представить себе, что при ударах быстрых нейтронов мы имеем дело с таким возмущением составной системы, которое гораздо больше обычных уровней возбуждения  $\gamma$ -лучей. В то время как последние большей частью достигают немногих миллионов вольт, возбуждение в первом случае будет значительно превышать энергию, необходимую для полного удаления нейтрона из ядра в нормальном состоянии. Эту энергию можно оценить, примерно, в 8 000 000 эВ, исходя из измерений дефекта массы.

Рис. 2 схематически показывает общий характер распределения уровней энергии для тяжелого ядра. Низшие уровни, которые отстоят друг от друга в среднем на несколько сот тысяч вольт, соответствуют уровням  $\gamma$ -лучей, найденным в радиоактивных ядрах. При увеличении возбуждения уровни быстро сближаются, а при возбуждении, примерно, в 15 миллионов вольт, соответствующем столкновению ядра с быстрым нейтроном, они, повидимому, распределены непрерывно. Характер строения верхней части схемы уровней показан с помощью двух луп большого увеличения, расположенных на диаграмме — одна в вышеупомянутой области непрерывного распределения энергии, а другая в области, соответствующей тому возбуждению, которое получается в составной системе при присоединении очень медленного нейтрона к первоначальному ядру. Пунктирная линия в середине поля нижнего увеличительного стекла изображает энергию возбуждения составного ядра в том случае, когда кинетическая энергия налетающего нейтрона в точности равна нулю. Расстояние от этой линии до основного состояния поэтому как раз равно энергии связи нейтрона в составной системе.

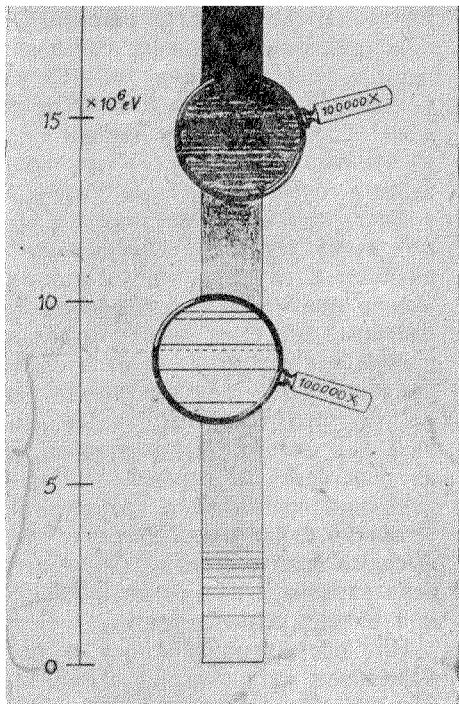


Рис. 2.

О том, как расположены уровни энергии в области, лежащей вблизи этой линии, можно судить по результатам опытов с захватом очень медленных нейтронов с энергией порядка доли

вольта. Так например, если кинетическая энергия налетающего нейтрона как раз соответствует энергии одного из стационарных состояний составной системы, то эффект квантово-механического резонанса может дать такое эффективное поперечное сечение для захвата нейтронов, которое в несколько тысяч раз превышает обычные поперечные сечения ядер. Такой избирательный эффект действительно был найден в случае нескольких элементов, а далее было установлено, что ширина резонансной области во всех этих случаях не превышает некоторой малой доли вольта. Исходя из относительного распределения эффекта избирательного захвата нейтронов среди тяжелых элементов и из остроты резонанса, можно примерно оценить порядок величины среднего расстояния между энергетическими уровнями в этой области в  $10-100$  eV. В поле зрения нижнего увеличительного стекла на рис. 2 показано несколько таких уровней, а то обстоятельство, что один из этих уровней лежит очень близко к пунктирной линии, соответствует возможности избирательного захвата очень медленных нейтронов в данном частном случае <sup>1)</sup>.

Распределение энергетических уровней ядра, показанное на рис. 2, по своему характеру совершенно отлично от того, с которым мы знакомы в случае обычных атомов, где возбуждение атома обычно можно приписать возмущенному квантовому состоянию отдельной частицы, ибо связь между отдельными электронными перескоками в поле вокруг ядра незначительна. Тем не менее, распределение уровней ядер — как раз такого типа, какого мы в праве ожидать от упругого тела, где энергия сосредоточена в колебаниях всего тела как целого. Действительно, поскольку с увеличением полной энергии системы вероятность комбинации простых частот таких движений чрезвычайно возрастает, то расстояние между соседними уровнями будет очень быстро уменьшаться при переходе к более высоким возбуждениям. Общеизвестно, что такая трактовка была использована в дискуссии по вопросу о теплоемкости твердых тел при низких температурах.

При обсуждении вопроса о распаде составной системы с возбуждением материальных частиц весьма плодотворным является применение термодинамических аналогий. Случай эмиссии нейтронов, в котором за пределами обычных ядерных расстояний не действуют никакие силы, представляет особенно удачную аналогию испарению жидкого или твердого тела при низких температурах <sup>2)</sup>. Действительно, оказалось возможным из приближенно известных нам уровней ядер при небольших возбуждениях получить оценку

<sup>1)</sup> Явление избирательного захвата медленных нейтронов, которое обвуживает интересную формальную аналогию с оптическим резонансом специально изучалось в работе Брайтеса и Вигнера <sup>2</sup>. Первые оценки по данным опыта ширины уровней сделали Фриш и Плачек <sup>3</sup> и были детально обсуждены в недавней работе Бете и Плачека <sup>4</sup>.

<sup>2)</sup> Я. Френкель <sup>5</sup> впервые предложил применить к вероятности вылета нейтрона из составного ядра обычную формулу для испарения. Более детальное исследование, основанное на общей статистической механике, дано в статье Вейскопфа <sup>6</sup>.

„температуры“ составного ядра. Из этой величины получается такая вероятность испарения для нейтрона, которая согласуется с вычисленной из опытных данных продолжительностью жизни составного ядра, образующегося при столкновениях с быстрыми нейтронами.

Рис. 3 показывает процесс столкновения между быстрым нейтроном и тяжелым ядром. Для упрощения хода рассуждений в ядро вставлен воображаемый термометр. Показанная на рисунке шкала

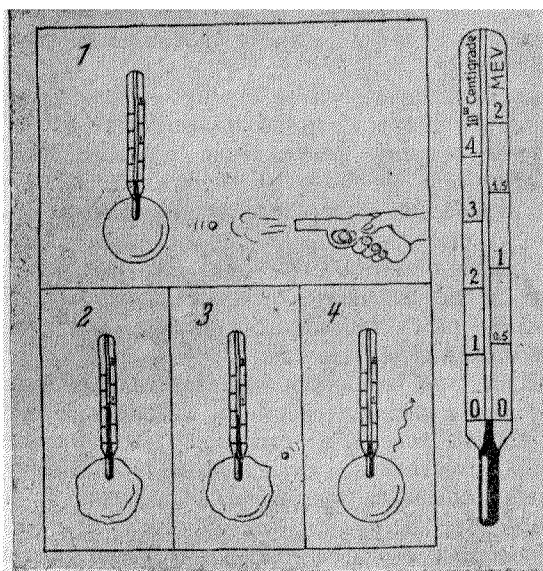


Рис. 3.

термометра дана в миллиардах градусов Цельсия, а для сравнения приведена и другая, более общепринятая мера, именно, шкала с делениями на миллионы вольтэлектрон. Рисунок показывает различные стадии процесса столкновения. Сначала первоначальное ядро находится в нормальном состоянии, и температура равна нулю. После удара о ядро нейтрона с кинетической энергией примерно в десять миллионов вольт, образуется составное ядро с энергией в 18 миллионов вольт, а температура растет от нуля приблизительно до одного миллиона вольт. Неправильный контур ядра символизирует колебательные деформации, достигающие размаха, соответствующего различным колебаниям, возбужденным при данной температуре. Следующий рисунок показывает, как нейтрон вылетает из возбужденной системы, причем соответственно этому температура несколько понижается. В последней стадии процесса оставшая энергия теряется в виде электромагнитного излучения, и температура падает до нуля.

Этот описанный выше процесс столкновения наиболее вероятен

тогда, когда энергия налетающего нейтрона велика. Но для меньших величин энергии нейтрона вероятности вылета нейтрона и излучения делаются одного порядка величины, что служит причиной значительного роста вероятности захвата нейтрона ядром. Наконец, если мы спустимся до области очень медленных нейтронов, то, как известно из опыта, вероятность излучения становится даже гораздо больше вероятности вылета нейтрона. Однако ясно, что в этом случае аналогия между вылетом нейтрона и испарением будет совершенно не адекватной, так как механизм вылета, подобно образованию составного ядра, требует здесь специфического квантово-механического объяснения, которое не поддается столь простой трактовке.

Действительно, количественное сравнение между обычным испарением и вылетом нейтрона можно провести только в тех случаях, когда величины энергии возбуждения составной системы очень велики по сравнению с энергией, необходимой для удаления отдельного нейтрона из ядра, потому что только в этих случаях возбуждение, оставшееся в ядре после вылета нейтрона, почти равно возбуждению составного ядра. Это же условие считается выполненным и при явлениях обычного испарения, где изменение теплосодержания рассматриваемого тела при вылете отдельной молекулы газа весьма незначительно.

В проведенных до сих пор экспериментах с ударами быстрых нейтронов условия для приложимости аналогии с испарением выполняются, вообще говоря, не строго, но все же имеется большое число скорее качественных следствий из этой аналогии, которые могут принести большую пользу при обсуждении таких процессов столкновений. Например, вышеупомянутая большая вероятность потери энергии при столкновениях между быстрыми нейтронами и ядрами в точности соответствует тому факту, что молекулы, улетающие при обычном испарении, не имеют полной энергии нагретого тела, но уходят вообще с много меньшим запасом энергии на одну степень свободы, чем это соответствует температуре испаряющегося тела. Далее, исходя из термодинамической аналогии мы можем ожидать, что энергия вылетающих частиц будет распределяться около этого среднего значения соответственно максвелловскому закону распределения. Более того, если энергия налетающего нейтрона в несколько раз больше энергии связи, приходящейся на одну частицу, то можно предсказать, что не одна отдельная частица, а несколько частиц, каждая с энергией, меньше, чем у налетающей частицы, будут покидать составное ядро постепенно, в ряде последовательных, частичных процессов разложения. Действительно, было найдено, что ядерные реакции этого типа имеют место в ряде случаев.

Эти рассуждения могут также прилагаться к вылету из составного ядра заряженных частиц, как-то протонов и  $\alpha$ -частиц. Одна следует иметь в виду, что в этом случае скрытая теплота испарения не представляет собой просто энергию связи заряженной частицы и что к этой последней нужно прибавить электростатиче-

скую энергию взаимного отталкивания вылетающей частицы и остатка ядра. Кроме того, это отталкивание будет действовать ускоряющим образом на частицы после их вылета из ядра, и средняя кинетическая энергия заряженной частицы поэтому будет больше, чем у нейтрона, на величину, соответствующую этому отталкиванию. Поэтому мы вправе ожидать, что энергия вылетевшей частицы будет вероятнее всего равна сумме тепловой энергии и энергии электростатического отталкивания и что вероятность эмиссии заряженной частицы будет, как и в случае нейтронов, уменьшаться с увеличением ее энергии по максвелловскому экспоненциальному закону. Такое предпочтение процессов распада, при которых вылетающая частица берет с собой не всю доступную ей энергию, является действительно одной из самых удивительных особенностей большого числа ядерных реакций, протекающих с эмиссией протонов или  $\alpha$ -частиц.

До сих пор мы главным образом занимались ядерными процессами, вызванными ударами нейтронов. Тем не менее, подобные же соображения относительно образования промежуточного состояния будут приложимы и к столкновениям между заряженными частицами и ядрами. Но в этом случае нужно учесть, что электрические силы отталкивания, действующие между положительно заряженными ядрами, могут при малых значениях кинетической энергии налетающих частиц совершенно предотвратить или сделать менее вероятным соприкосновение, необходимое для образования составного ядра. Действие этого электростатического отталкивания ядерных частиц на дальних расстояниях в соединении с их сильным притяжением на малых расстояниях можно просто описать при помощи понятия так называемого „потенциального барьера“ окружающего ядро. Налетающей заряженной частице предстоит преодолеть этот барьер для того, чтобы притти в соприкосновение с ядром. После того, как закон, управляющий самопроизвольным  $\alpha$ -распадом радиоактивных ядер, был разъяснен, стало известным что по квантовой механике заряженная частица имеет известную вероятность пройти через такой потенциальный барьер, даже если эта частица, с точки зрения классической механики, должна была остановиться на склоне барьера из-за недостатка энергии. Этот же квантово-механический эффект объясняется и тот экспериментальный факт, что медленные протоны, ударяясь о не очень тяжелые ядра, имеют довольно большую вероятность вызвать процессы распада ядра даже при таких значениях энергии, при которых с классической точки зрения соприкосновение частицы с бомбардируемым ядром было бы предотвращено электростатическим отталкиванием.

Другой интересной особенностью столкновений между заряженными частицами и легкими ядрами являются замечательные резонансные эффекты, экспериментально установленные в случаях распада, вызванного ударами протонов и  $\alpha$ -частиц. Как и при избирательном захвате медленных нейтронов, такой резонанс можно приписать совпадению величины суммы энергий налетающей частицы

и первоначального ядра с энергией стационарного состояния составной системы, соответствующего некоему квантованному коллективному типу движения всех составляющих систему частиц<sup>1</sup>. Особенно много сведений о распределении уровней высоких возбуждений в легких ядрах было получено при изучении этого резонансного эффекта в случае ударов  $\alpha$ -частиц. В противоположность тесному расположению уровней, найденному в тяжелых ядрах, уровни в этом случае отстоят друг от друга на несколько сот тысяч вольт для возбуждения, значительно превышающего десять миллионов вольт. Этот результат легко понять, если ясно представить себе, что низшие уровни возбуждения в случае легких ядер более далеко удалены друг от друга, чем в тяжелых ядрах, а потому число возможных комбинаций этих уровней в данной энергетической области гораздо меньше в первом случае, чем во втором.

Не только расстояние между резонансными уровнями, но и их половинная ширина гораздо больше в легких ядрах, чем в тяжелых, что свидетельствует о том, что продолжительность жизни составной системы в первом случае гораздо меньше, чем во втором. Прежде всего это происходит от того обстоятельства, что резонанс в тяжелых ядрах происходит, как оказалось, лишь в случае очень медленных частиц, в котором вероятность вылета крайне мала, так что продолжительность жизни составной системы определяется только вероятностью излучения электромагнитной радиации. В легких же ядрах продолжительность жизни, вообще говоря, целиком определяется вероятностью освобождения сравнительно быстрых частиц. Впрочем, совершенно независимо от этого мы вправе ожидать, что продолжительность жизни тяжелого ядра, — даже если это ядро было бы так сильно возбуждено, что могло бы испустить быструю частицу, — будет гораздо больше, чем в легких ядрах за счет того, что тяжелым ядрам нужно приписать более низкую температуру, чем легким, для данной энергии возбуждения.

Изложенные здесь простые соображения, повидимому, действительно могут в общих чертах передать характерные особенности ядерных реакций, вызванных столкновениями. Нам также представляется вполне возможным объяснить характерные отличия в излучательных свойствах ядер и атомов при помощи подобной же трактовки. Эти различия также происходят по существу от крайней легкости обмена энергией между тесно упакованными частицами ядра по сравнению с приблизительной независимостью каждого связанного электрона в атоме. Однако более подробное обсуждение этих проблем лежит вне рамок этого краткого обзора<sup>2</sup>).

<sup>1</sup>) Кроме полной энергии составной системы, как часто указывалось, могут иметь значение для изучения явлений резонанса также и ее спин и другие свойства симметрии. Вопрос о том, как такая трактовка может быть поставлена в связь с общей картиной ядерных реакций, изложенной в настоящей статье, разобран в статье Калькара, Оппенгеймера и Сербера<sup>7</sup>.

<sup>2</sup>) Более полный отчет о развитии изложенных здесь идей будет вскоре опубликован Калькаром и автором в Proc. Copenhagen. Acad.

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr, Nature, **137**, 344, 1936.
  2. G. Breit a. B. Wigner, Phys. Rev., **49**, 642, 1936.
  3. O. R. Frisch a. G. Placzek, Nature, **137**, 357, 1936.
  4. H. Bethe a. G. Placzek, Phys. Rev., **51**, 450, 1937.
  5. J. Frenkel, Sow. Phys., **9**, 533, 1936.
  6. V. Weisskopf, Phys. Rev. (в печати).
  7. F. Kalckar, I. R. Oppenheimer a. R. Serber, Phys. Rev. (в печати).
-