

СИСТЕМАТИКА АЛЬФА-РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

*И. Перлман, А. Гиорсо и Г. Т. Сиборг *)*

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к систематике свойств альфа-радиоактивных веществ восходит к ранним исследованиям естественной радиоактивности, показавшим, что существует прямая зависимость между энергией, или скоростью α -частиц, и постоянной распада¹. С тех пор было предпринято немало попыток эмпирически связать различные данные по альфа-распаду и, что ещё более важно, удалось успешно использовать квантовую механику для выяснения природы α -распада².

Важность установления закономерностей альфа-распада определяется рядом причин. Открытие искусственной радиоактивности и непрерывное усовершенствование методов получения неустойчивых ядер позволили исследовать свойства всё большего числа различных типов ядер. В случае тяжёлых элементов, для которых преобладает именно альфа-радиоактивность, крайне важно уметь предсказать, хотя бы грубо, радиоактивные свойства неизвестных ядер, так как диапазон периодов полураспада, которые здесь могут встречаться, чрезвычайно велик. В настоящее время такие предсказания могут быть сделаны довольно надёжно, и это обстоятельство существенно содействовало получению и идентификации новых типов ядер в области тяжёлых элементов. Хотя это возможно и очевидно, но всё же здесь следует отметить, что поскольку рассматривается создание и изучение новых изотопов, то наряду с характеристиками альфа-распада необходимо рассматривать также и вопрос о бета-устойчивости изотопов.

Другая важная причина интереса, проявляемого к альфа-распаду, обусловлена теми возможностями выяснения внутренней структуры атомных ядер тяжёлых элементов, которые эти данные предоставляют. Энергии альфа-распада могут быть измерены весьма точно, и вообще считается, что они дают неоднозначные значения

*) *Physical Review* 77, 26 (1950).

для полной энергии распада. Так как наиболее тяжёлые элементы связаны с изотопами свинца непрерывными рядами распада, то, сделав несколько существенных аппроксимаций, оказывается возможным связать на энергетической основе большинство ядер этой области между собой. Коротко, удаётся отличить области большей ядерной устойчивости от соседних областей, в которых нуклоны слабее связаны. Наконец, можно получить дополнительные сведения о строении ядра путём рассматривания зависимости постоянного распада от факторов, которые согласно квантово-механическому толкованию процесса альфа-распада определяют постоянные распада; этим путём можно уяснить, в какой степени теория альфа-распада способна объяснить все новые данные.

Количество имеющихся данных настолько сильно возросло в последние годы, что потребовался пересмотр закономерностей альфа-распада. Приблизительно 10 лет тому назад было известно всего 24 альфа-излучателя, причём все они принадлежали естественно-радиоактивным семействам. В течение следующих 5 лет были опубликованы сообщения всего о 5 новых излучателях, причём один из них был изготовлен искусственно, а остальные были обнаружены в результате более тщательного исследования радиоактивных веществ, встречающихся в естественных условиях. В настоящее время известно около 100 типов альфа-активных ядер³. Большинство из новых изотопов можно разделить на группы в отношении их положения среди элементов и в отношении способов их приготовления. Работа по трансурановым элементам привела к открытию 16 альфа-излучателей в этой области⁴. Получение заметных количеств U^{283} прибавило ещё 7 альфа-излучателей, являющихся продуктами его распада и членами радиоактивного семейства $4n+1$ ^{5,6}. Соответственно 4 новых типа были обнаружены в результате открытия параллельного ряда U^{280} ⁷ и 18 изотопов в пяти новых короткоживущих параллельных рядах⁸. Другая группа из 18 альфа-излучателей была получена в результате образования бедных нейтронами изотопов висмута, полония, астатина, эманации и франция⁹.

Важность новых альфа-излучателей, открытых в последние годы, определяется тем, что они расширяют число типов ядер, у которых наблюдается альфа-распад, и, кроме того, некоторые из них заполняют пробелы между уже известными изотопами. Наиболее важными новыми областями, для которых имеются данные, являются трансурановые элементы и изотопы с недостатком нейтронов относительно бета-устойчивых ядер. Полоса ядер, испускающих альфа-частицы, расширилась таким образом и вертикально и горизонтально.

Закономерности в свойствах альфа-радиоактивных изотопов в настоящее время установлены с достаточной точностью для такого числа ядер, чтобы стало возможным делать существенные

предсказания для всех ядер, от висмута до элементов, лежащих за юрием. Большинство значений энергии альфа-частиц и часть данных по периодам полураспада уже сообщались в некоторых недавних публикациях¹⁰.

ЭНЕРГИИ АЛЬФА-РАСПАДА

Общие закономерности

Существует, очевидно, много различных способов выявления энергетических закономерностей альфа-распада. Наиболее полным было бы построение поверхности энергии, по которой можно было бы определить степень неустойчивости ядер любого типа. Однако непосредственное графическое изображение энергий альфа-распада проще и, кроме того, оно позволяет увеличить масштабы. В графиках этого типа получается семейство кривых, форма которых зависит от выбора аргумента и от параметра, выбранного для соединения точек.

Один из первых методов обработки данных был предложен Фурнье¹¹, который изображал скорость альфа-частицы как функцию массового числа и показал, что при соединении изотопов каждого элемента получаются, за исключением нескольких заметных исключений, параллельные прямые линии. Шинтльмейстер¹² построил подобный график, но вдобавок соединил ещё и точки с одинаковым «избытком нейтронов» ($A - 2Z = N - Z$)*). Очевидно, что члены радиоактивного ряда, непосредственно связанные между собой альфа-распадом, будут все иметь один и тот же «избыток нейтронов». Более полная обработка и интерпретация имеющихся данных была произведена Бертело¹³ и в последнее время Карликом¹⁴, которые использовали методы, сходные с вышеописанными.

Другой метод корреляции данных альфа-распада, применённый недавно Вапстрой¹⁵ и Глюкоуфом¹⁶, состоит в указании величины дефекта массы или энергии альфа-распада в точке, соответствующей данному ядру на графике A в функции $A - 2Z$ или Z в функции $N = A - Z$. Линии, проведённые через точки одинаковой неустойчивости, и служат для изображения закономерностей этого свойства.

Ценность любого метода изображения свойств альфа-распада определяется прежде всего той точностью, с которой удаётся предсказать свойства неизвестных ранее альфа-излучателей. Последнее, в свою очередь, зависит от того, насколько часто новые данные укладываются в принятую схему. Для общих целей, пожалуй, ни один из этих методов не имеет преимуществ перед другими, так как неопределённости, обусловленные экстраполя-

*) A — массовое число, Z — число протонов; N — число нейтронов.

цией, присущи всем методам, и последние позволяют с одинаковым успехом делать заключение о свойствах ядер.

В настоящее время почти для всех элементов между висмутом и кюрием имеются данные, указывающие, что закономерности свойств альфа-распада хорошо могут быть представлены на графике, дающем зависимость энергии альфа-распада от массового числа, если при этом соединяются между собой точки, соответствующие изотопам данного элемента. Подобное представление имеющихся данных приведено на рис. 1. По оси ординат отложена энергия альфа-распада *) для переходов между основными состояниями, включая энергию γ -лучей в тех случаях, когда известно, что наиболее энергичные альфа-частицы сопровождаются γ -излучением. Если сосредоточить внимание на тяжёлых элементах, оставляя временно в стороне астатин и более лёгкие элементы, то наиболее характерной чертой альфа-энергий является то обстоятельство, что можно соединить все изотопы одного элемента относительно прямой линией, изображающей увеличение энергий при уменьшении массового числа. Общий ход прямолинейный и то, что в некоторых местах линия несколько отклоняется от прямой, не должно вызывать удивление. Возможные причины этого факта будут обсуждены ниже.

Общий ход увеличения альфа-энергии при уменьшении массового числа может быть достаточно удовлетворительно объяснён путём рассмотрения сечений энергетической поверхности при постоянном массовом числе.

Ряд таких сечений в идеализированной форме показан на рис. 2 для A , $A-2$, $A-4$ и т. д. Параболическая форма этих сечений при постоянном A была выведена Бете и Бечером¹⁷ из их полуэмпирического массового уравнения, которое было преобразовано в более удобную форму Бором и Уилером¹⁸, определившими так же и значения параметров. Эти параболы Бора и Уилера дают, следовательно, соотношение между энергиями изобаров. Абсциссы на рис. 2 не непрерывны. Это было сделано для того, чтобы раздвинуть параболы, причём на каждой из них Z указывает положение одинакового атомного номера.

Как известно, при переходе от свинца к урану для достижения приблизительно равноценных конфигураций в отношении бета-устойчивости в среднем на каждый дополнительный протон приходится два нейтрона. Поэтому, если элемент Z лежит в вершине параболы, соответствующей массовому числу $A-2$, как это показано на рис. 2, то элемент $Z-2$ будет лежать приблизительно в вершине параболы $A-8$. Далее предполагается, что коэффи-

*) В настоящей статье полная энергия перехода между основными состояниями будет называться «энергией альфа-распада» или просто «альфа-энергией», кинетическая же энергия альфа-частицы будет называться «энергией альфа-частицы».

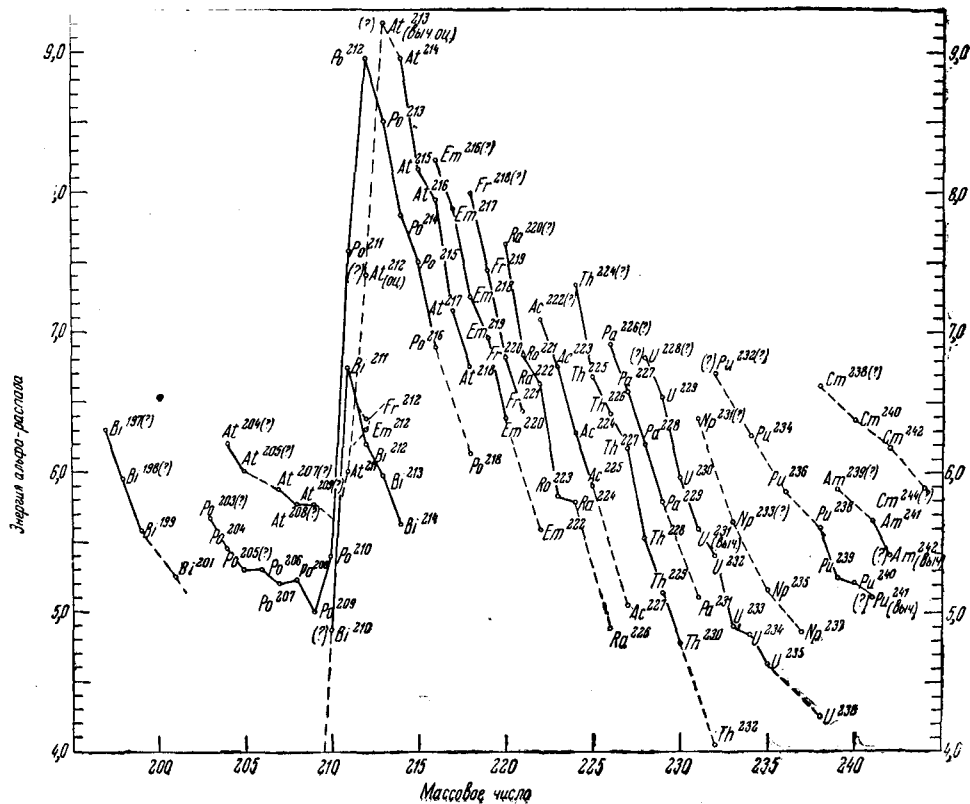


Рис. 1. Зависимость энергии альфа-распада тяжёлых ядер от массового числа.

циент упаковки меняется регулярно в этой области, и поэтому, если ординаты рис. 2 являются функциями дефекта массы или упаковочного множителя, то параболы пойдут именно так, как это показано. Идентичные параболы, расположенные этим способом, обладают тем свойством, что вертикальные проекции линий альфа-распада, проведённые между точками двух парабол (например, от A, Z к $A-4, Z-2$) увеличиваются при уменьшении A . До тех пор, пока сечения энергетической поверхности при постоянном A представляют собой приблизительно одинаковые параболы без резких изломов и пока наклон поверхности сравнительно постояен, уменьшение массового числа каждого элемента должно сопровождаться увеличением альфа-энергии. Коман¹⁹ вывел из массового уравнения Бора-Уилера¹⁸ выражение для альфа-энергии, из которого можно аналитически получить те же результаты, которые были получены нами графическим путём при условии, что делаются эквивалентные предположения относительно формы энергетической поверхности. Следует отметить, что сечение энергетической поверхности при постоянном A определяется одной единственной параболой, только если A нечётно, но те же рассуждения применимы и к случаю «чётного A », когда дважды нечётные ядра лежат на параболе более высокой энергии, чем дважды чётные ядра, так как альфа-распад представляет собой переход между ядрами одинакового типа.

Вышеприведённое объяснение с помощью рис. 2 предполагает, что параболические сечения энергетической поверхности тождественны и равномерно смещены по оси энергии. Очевидно, что ни одно из этих предположений не соответствует действительности, и дальнейшие выводы о форме поверхности могут быть сделаны только на основе более детального изучения данных по альфа-распаду. Чтобы это сделать, полезно составить наглядное представление о том, какие именно области энергетической

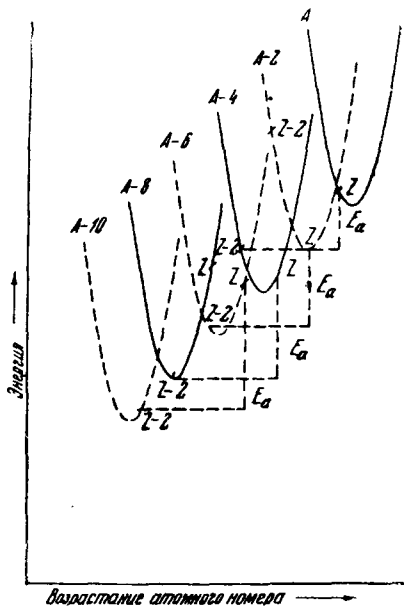


Рис. 2. Параболические сечения энергетической поверхности, показывающие увеличение альфа-энергии при уменьшении массового числа.

поверхности рассматриваются. Соответствующий участок поверхности схематически приведён на рис. 3; по вертикальной оси откладывается какая-нибудь функция массы, например дефект массы, а по другим осям отложены атомный номер и массовое число. Поверхность идеализирована в том отношении, что она не показывает никаких нерегулярностей, обусловленных чётными и нечётными соотношениями, но последние не входят в рассмотрение альфа-распада, так как альфа-переходы происходят

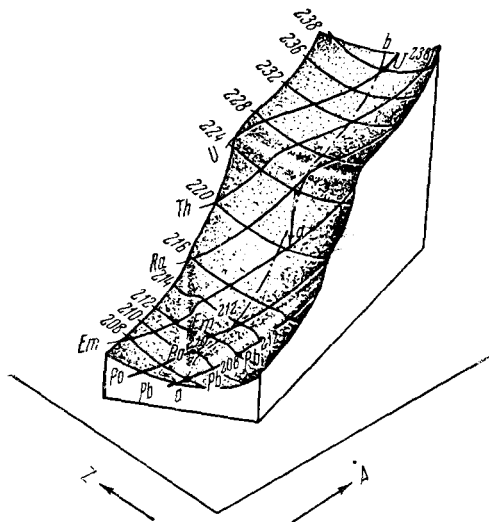


Рис. 3. Энергетическая поверхность в области тяжёлых элементов.

представить и другие кривые, параллельные этой линии устойчивости, которые будут соединять ядра одинаковой степени бета-устойчивости. Из энергий альфа-распада можно получить сведения о наклоне этих кривых, а следовательно, и о наклоне самой поверхности. Энергии альфа-распада указывают наклон не по направлению кривых, а по направлению, образующему некоторый угол с ними, как это показано стрелкой α на рис. 3. Помня это ограничение интерпретации, можно всё же заметить вполне определённый ход в этой области, заключающийся, во-первых, в сильном наклоне дна долины при массах выше 216 и в тенденции к образованию плато между 224 и 236, за которым далее следует увеличение наклона при ещё более высоких массовых числах. Не следует рассматривать эти цифры как точные, так как никаких резких изломов в наклоне не наблюдается,

между ядрами одного типа. Изображены несколько линий постоянного Z и постоянного A , а также несколько точек отсчёта. В нижней части рис. 3 можно заметить некоторые резкие неровности рельефа, которые будут обсуждены ниже. Пока достаточно будет выяснить, какие сведения могут быть получены на основе данных альфа-распада в области массовых чисел, превышающих 216.

На рис. 3 показана линия $a-b$, проведённая вдоль дна долины; эта линия иногда называется линией бета-устойчивости. Можно себе

и возможно, что другие эффекты накладываются в направлении не параллельном долине.

Основания для этих выводов можно уяснить с помощью рис. 4. На нём изображена энергия альфа-распада в функции массового числа, причём ядра с постоянным Z соединены (тонкими линиями)

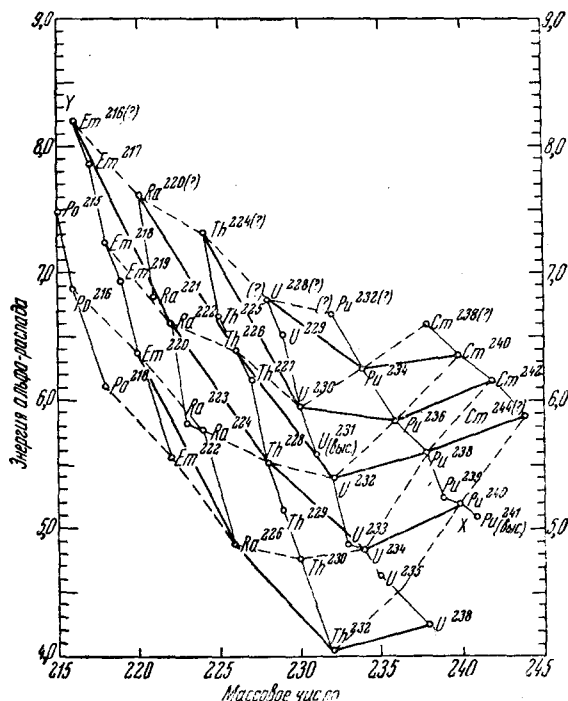


Рис. 4. Закономерности альфа-энергии тяжёлых элементов. (Жирные, сплошные линии соединяют ядра с одинаковой бета-стабильностью, пунктирные линии соединяют ядра, принадлежащие одной цепи альфа-распада.)

между собой как на рис. 1. Толстые линии рис. 4 должны изображать области одинаковой степени бета-устойчивости. Так, линия XU соединит точки, лежащие на линии устойчивости $a-b$, рис. 3; более низкие линии соединяют точки парабол Бора-Уилера с Z , меньшими чем Z , соответствующее наибольшей устойчивости, а линии над XU проходят через точки с большими значениями Z , чем Z наибольшей устойчивости. Ордината, т. е. альфа-энергия, для каждой из кривых проходит через минимум, указывая тем самым на наличие минимума наклона к энергетической поверхности

в этой области. Причину вертикального смещения кривых на рис. 4 лучше всего можно себе представить, если обратиться к модели на рис. 3. Так как альфа-распад происходит в направлении, образующем некоторый угол с долиной, то значения альфа-энергий, соответствующих точкам, расположенным на левом склоне долины, будут прогрессивно возрастать по мере подъёма по склону и будут уменьшаться по мере движения вверх по другому склону.

Можно также рассматривать кривые альфа-распада, соединяющие между собой точки одной последовательности альфа-распада. Некоторые из таких линий показаны пунктиром на рис. 4; у них также обнаруживаются минимумы. Здесь, однако, минимумы обусловлены по крайней мере двумя эффектами: по-первых, плато в направлении долины и, во-вторых, переходом с одного склона долины к другому.

Невозможно связать это плато со структурой ядра в таком духе как, например, удаётся при интерпретации некоторых резких неровностей в области свинца (см. обсуждение ниже). Практическое значение существования этой области состоит в том, что полупериоды некоторых α -радиоактивных ядер в области бета-устойчивости в результате оказываются достаточно большими для их существования в природных условиях.

Рассмотрим что получилось бы в случае несколько большего наклона энергетической поверхности. Тогда U^{238} , который считается бета-устойчивым, мог бы иметь период полураспада в 10 или 20 раз меньший и практически весь распался бы. У U^{240} время жизни альфа-распада было бы больше, но будучи бета-неустойчивым он превратился бы в Pu^{240} , у которого опять-таки период альфа-распада был бы слишком мал. Можно утверждать, что условия сохранения в природе какого-нибудь изотопа состоят в том, чтобы этот изотоп был наиболее тяжёлым бета-устойчивым изотопом данного элемента, т. е. чтобы он лежал на соответствующей стороне долины, и также, чтобы он лежал на этом плато. Повидимому, только два ядра, Th^{232} и U^{238} удовлетворяют этим условиям. Другое ядро с большим временем жизни U^{235} существует в природе по другой причине, связанной с ненормально большим периодом для энергии распада. Это будет понятнее, когда будут обсуждаться периоды полураспада.

Возвращаясь к рис. 1, можно заметить, что гладкий ход кривой зависимости энергии от массового числа, начиная с самого лёгкого и кончая самым тяжёлым изотопом каждого элемента, лежащего между эманацией и кюрием, не справедлив для элементов ниже эманации. В настоящее время даже идентифицированы изотопы эманации и франция, не укладывающиеся в эту последовательность. Здесь для наиболее тяжёлых изотопов каждого элемента ясно виден ход возрастания альфа-энергии при уменьшении массового числа, но потом достигается точка резкого излома,

после которой альфа-энергия уменьшается при уменьшении массового числа. При ещё более низких массовых числах наступает минимум в кривой и первоначальный ход опять возобновляется.

Изотопы висмута особенно интересны тем, что альфа-активность у них исчезает в широком интервале массовых чисел и потом вновь появляется при очень низких массах. Условие возрастания альфа-энергии при уменьшении массового числа выполняется от Bi^{214} до Bi^{211} , в то время как у Bi^{210} альфа-энергия значительно меньше, а у Bi^{209} (устойчивый висмут) альфа-энергия, судя по отсутствию видимой альфа-активности, должна быть меньше 4 Мэв. Известно^{3,20} несколько изотопов висмута в интервале Bi^{202} — Bi^{207} *), но ни у одного из них не обнаружена альфа-активность. Однако при ещё более низких массовых числах (Bi^{201} и ниже) альфа-активность опять появляется. Подобный ход, но при более высоких энергиях, наблюдается у полония и аstatина, а также, вероятно, и у более высоких элементов.

Это поведение можно объяснить резкими неровностями энергетической поверхности типа, указанного на нижней части модели, приведённой на рис. 3. Легко видеть, что «параболы» Бора-Уилера при постоянном A имеют ощутимый спад, представляющий собой отклонение от общего хода, и с его помощью методом, подобным использованному на рис. 2, можно объяснить наблюдаемую инверсию альфа-энергий.

Другой метод, который можно использовать, заключается в рассмотрении линий на энергетической поверхности при постоянном Z . Это и сделано схематически на рис. 5 для $Z = 84$ и $Z = 82$. Длины стрелок изображают альфа-энергии изотопов полония, имеющие указанные массовые числа, и таким способом можно проследить увеличение альфа-энергии от Po^{220} до Po^{212} , за которым следует её резкое уменьшение, а потом постепенное увеличение при дальнейшем уменьшении массового числа. Не следует придавать большого значения точной форме этих контуров, сверх того, что они будут иметь подобную форму, если нерегулярности энергетической поверхности располагаются вдоль некоторой линии, соответствующей постоянному числу нейтронов, как это показано на рис. 3. Изменения наклона кривых на рис. 5 подобраны так, чтобы они соответствовали экспериментальным данным по альфа-распаду. Следует отметить, что контуры проведены только через чётно-чётные ядра. Это сделано с тем, чтобы не усложнять картины чётно-нечётными чередованиями. По существу инверсия в альфа-энергии, отмечаемая в этой области, обусловлена аномальной величиной

*) Bi^{203} и Bi^{206} распадаются путём захвата электрона; соответствующие периоды полураспада — 2 часа и 14 дней. (D. G. Kargaker and D. H. Templeton, неопубликовано.) Bi^{208} распадается путём захвата электрона с периодом 12 часов (H. M. Neuman and T. Perlman, неопубликовано).

ядерной связи, соответствующей наличию 126 нейтронов, и будет обсуждена ниже.

Предыдущие разделы были посвящены выяснению общих закономерностей альфа-распада. Теперь предполагается обсудить данные, представленные на рис. 1, и отметить некоторые выводы, которые могут быть

сделаны относительно свойств ряда индивидуальных ядер.

Оценка данных

Большинству методов, используемых для определения альфа-энергий, присуща весьма высокая точность получаемых значений. Почти никогда погрешности в определении энергии не превышают 100 кэв, а большинство значений известно с существенно большей

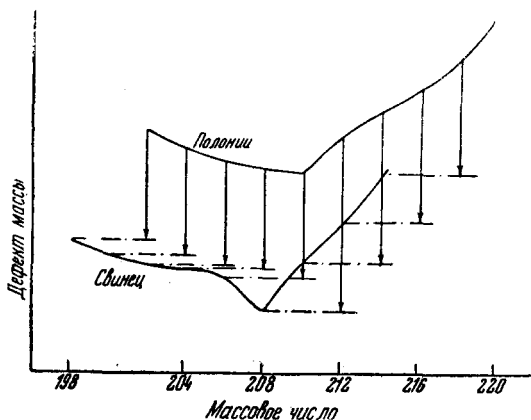


Рис. 5. Схематическое сечение поверхности энергии для $Z=84$ и $Z=82$, иллюстрирующие закономерности альфа-энергий изотопов полония. (Стрелки указывают массовые числа изотопов полония; длина стрелок пропорциональна альфа-энергиям.)

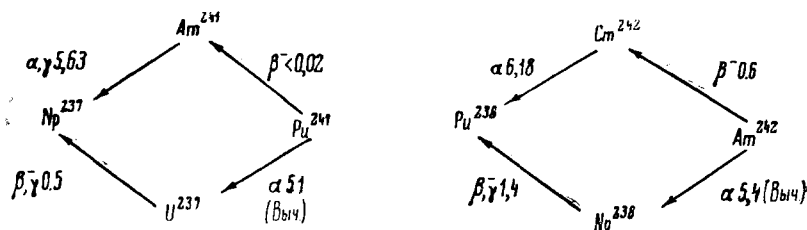
точностью. Как будет видно в последней части настоящей статьи, имеется надежда вычислить ядерные радиусы на основании данных об альфа-распаде, причём неопределённость α -энергий порядка 10 кэв была бы уже существенной и нежелательной. Однако для установления общих закономерностей и выяснения основных ошибок интерпретации, которые имеют иное происхождение, такая точность не требуется. В нескольких случаях имеются сомнения относительно значения массового числа; на рис. 1 такие случаи отмечены вопросительным знаком, напечатанным после массового числа. Ни в одном случае принятые значения массовых чисел не были выбраны совершенно произвольно; так, например, четыре альфа-излучателя висмута, имеющие недостаток нейтронов, были расположены в согласии с данными для функции возбуждения, и массовые числа некоторых из них были выбраны на основе рассмотрения их генетической связи с продуктами распада свинца и таллия, возникающими в результате последовательного распада посредством захвата атомных электронов.

Для некоторых других данных, приведённых на рис. 1, вопросительный знак поставлен перед символом, как в случае Pb^{232} , что

указывает на неопределённость значения энергии, обусловленную в данном случае отсутствием разрешения этой группы от других, образованных одновременно при облучении. Во всех случаях, когда энергии вычислялись или оценивались, это соответствующим образом отмечалось на рисунке.

Кроме уже упомянутых неопределённостей, необходимо подчеркнуть, что надлежит рассматривать именно полную энергию распада, и по сути дела нами было сделано неявное предположение, что указанные альфа-энергии соответствуют переходам в основное состояние. В тех случаях, когда известно, что это не так, были введены поправки путём добавления энергии γ -лучей, как в случае U^{235} и Am^{241} (см. подробности в приложении). Есть веские основания думать, что во многих случаях, ещё недоказанных, наблюдаемые альфа-частицы не соответствуют переходам на основной уровень. Для примера укажем, что Pu^{239} и U^{233} , которые явно не укладываются на прямой линии, связаны со значительным гамма-излучением³; последнее может означать, что наблюдаемая здесь группа альфа-частиц не соответствует переходу на основной уровень. Дальнейшие соображения в пользу существования такого явления будут приведены при обсуждении вопроса о зависимости периодов полураспада от энергии.

Альфа-энергии трёх других ядер — Bi^{210} (RaE), Pu^{241} и Am^{242} вычислялись, исходя из замкнутых циклов распада, так как невозможно было непосредственно измерить энергию α -частицы. Во всех трёх случаях процесс альфа-распада можно было узнать по появлению дочернего изотопа. Брода и Фезер²² идентифицировали 4 минутный таллий как продукт распада RaE и, используя энергию бета-распада этих двух изотопов и альфа-энергию Po^{210} , можно было подсчитать альфа-энергию RaE. Следующие схемы



показывают данные, использованные для вычисления альфа-энергии Pu^{241} и Am^{242} (дальнейшее обсуждение см. в приложении).

Висмут и соседние элементы. Эффект 126 нейтронов

Недавнее открытие альфа-радиоактивности у изотопов висмута, крайне бедных нейтронами (рис. 1), интересно в том отношении, что оно означает «вторичное появление» альфа-радиоактивности висмута при значительном различии в массовом числе от такового

для естественных альфа-излучателей. Возможное объяснение этого уже выдвигалось, а именно, можно считать, что ход альфа-энергий для этих лёгких изотопов висмута, полония и астатина по сути дела возобновляет тот же ход, который характерен для тяжёлых изотопов, т. е. возрастание альфа-энергии при уменьшении массового числа. Это возобновление общей закономерности происходит после некоторого перерыва, обусловленного наличием области аномально большой связи ядра.

Из имеющихся данных легко видеть, почему альфа-активность не обнаруживалась у таких известных ранее изотопов как Bi^{208} и Bi^{204} . Экстраполируя кривые на рис. 1 для висмута, можно оценить, что альфа-энергия этих изотопов должна быть порядка или меньше 4 Мэв. Соответствующий этой энергии период альфа-распада был бы, вероятно, больше 10^8 лет и поэтому было бы невозможно обнаружить альфа-частицы. Как это будет видно ниже, было бы желательно знать ту часть постоянной распада изотопов висмута, захватывающих электроны, которая относится к альфа-излучению, так как соотношение между периодом полу-распада и энергией даёт дополнительные сведения о радиусе ядра и, следовательно, об энергии связи ядра.

Альфа-излучатель с энергией 5,15 Мэв, который отождествляют с Bi^{201} , обладает измеренным периодом полураспада в один час, в то время как даже грубая оценка его периода альфа-распада приводит к значению в 50 лет, т. е. к весьма малому альфа-разветвлению.

Вторичное появление больших альфа-энергий, позволяющих обнаружить изотопы висмута, полония и астатина, очень бедные нейтронами, приводит к мысли, что элементы ещё более низкого атомного номера также могут обладать альфа-активностью. Этот вопрос был более детально рассмотрен Команом¹⁹. Недавно в нашей лаборатории²³ наблюдалось некоторое число короткоживущих альфа-излучателей в этой области; эти излучатели получались путём облучения золота дейтеронами высокой энергии и два из них условно приписываются изотопам золота и ртути. С другой стороны, подобные опыты не обнаруживали альфа-активности в свинце. Это обстоятельство, возможно, означает, что область устойчивости, приводящая к уменьшению альфа-энергии и аномальному увеличению времени жизни в локализованной области для астатина, полония и висмута, расширяется вблизи свинца и, возможно, таллия, вследствие чего альфа-активности не обнаруживаются. После перехода через эту область альфа-энергии и постоянные альфа-распада опять достаточно велики, в особенности у изотопов, относительно бедных нейтронами.

При рассмотрении причины инверсии альфа-энергий висмута, полония и астатина приходится постулировать существование

области аномально устойчивой связи ядра. Есть все основания считать, что у каждого элемента при переходе от больших к малым массовым числам, этот эффект начинается при некотором определённом числе нейтронов, как это указано на рис. 3. Так, максимальные значения альфа-энергии висмута и полония имеют место для изотопов Bi^{211} и Po^{212} , а для астатина вероятно у At^{213} (см. следующий раздел). Все эти изотопы распадаются путём излучения альфа-частицы и превращаются в ядра со 126 нейтронами; вполне вероятно, что этому числу нейтронов соответствует особо устойчивая структура ядра по сравнению с ядрами с большим числом нейтронов^{25,26}. Следует отметить, что поскольку за основной критерий принимается энергия альфа-распада, то нет резкого скачка в связи ядра при числе нейтронов, меньшем 126, в отличие от того, что наблюдается для числа нейтронов, превышающего это значение.

Ни рис. 1, ни теория не позволяют количественно предсказать, в каких элементах, лежащих за астатином, проявится этот эффект 126 нейтронов. Как видно на рис. 3 спад энергетической поверхности, обусловленный конфигурацией со 126 нейтронами, простирается вплоть до элемента 88, т. е. до радия. Можно также заметить, что для каждого последующего элемента минимумы альфа-энергии, обусловленные этим опусканием поверхности, должны лежать при прогрессивно возрастающих альфа-энергиях. Для изотопов Bi, Po и At, имеющих 126 нейтронов, альфа-энергии равны соответственно: $< 4 \text{ Мэв}$, $5,3 \text{ Мэв}$ и $5,9 \text{ Мэв}$. Так как разности для последующих элементов, повидимому, уменьшаются, то трудно сделать экстраполяцию к следующему ядру со 126 нейтронами — Em^{212} , но разумно предположить, что его альфа-энергия будет меньше $6,4 \text{ Мэв}$. Как это будет видно ниже, для ядер со 126 или меньшим числом нейтронов альфа-распад сильно запрещён и, судя по кривым рис. 9, в зависимости от энергии для Em^{212} можно ожидать время жизни в интервале от нескольких минут до часа. Благодаря конфигурации из 126 нейтронов возможно, что ядро Em^{212} достаточно устойчиво, чтобы быть бета-устойчивым. В результате, можно ожидать, что по крайней мере этот лёгкий изотоп эманации должен быть наблюдаем. Коротко, поскольку дело касается предсказаний, есть все основания думать, что кривая у изотопов эманации (элемент 86) на рис. 1 достигнет максимума у Em^{214} , а при меньших массовых числах будет опускаться в область, в которой альфа-энергии ядер будут порядка 6 Мэв .

Совсем недавно в нашей лаборатории были сделаны попытки получить изотопы эманации и франция с низким массовым числом путём бомбардировки тория протонами высокой энергии. Были обнаружены альфа-излучатели в предсказанной области энергии; они должны быть приписаны ядрам с меньшим массовым числом,

чем у любых известных до сих пор ядер этих элементов. В частности, двум из этих активностей были приписаны следующие характеристики: Em^{212} , период 23 минуты, энергия частиц 6,17 *Мэв*; Fr^{212} , период 19 минут, энергия альфа-частиц 6,25 *Мэв*.

Этот же эффект, возможно, имеет место и в высших элементах, но он должен быть менее резко выражен и наблюдать его должно быть труднее, так как не только время жизни альфа-распада в тяжёлых элементах будут меньше вследствие большей величины альфа-энергий, но и при постоянном числе нейтронов у соответствующих ядер недостаток нейтронов будет прогрессивно возрастать и эти ядра поэтому будут обладать короткими периодами для превращения путём захвата электрона.

ПРЕДСКАЗАНИЯ ЯДЕРНЫХ СВОЙСТВ

Методы и примеры

Очевидно, с помощью закономерностей, представленных на рис. 1, можно предсказать альфа-энергии многих ядер, не прибегая к имеющемуся обширному экспериментальному материалу и этот путь действительно был использован рядом исследователей. Кроме того, можно использовать зависимость полупериода от энергии для предсказания периодов альфа-распада; эти соотношения будут рассмотрены в настоящей статье несколько ниже. Мы не будем пытаться составлять список предсказанных свойств неизвестных в настоящее время ядер или способов их распада. Однако есть несколько важных обобщений, которые могут быть получены или на основе имеющихся данных, или на основе предсказаний, и на них следует остановиться. Одно из них, касающееся сравнительно долгоживущих альфа-активных изотопов эманации и франция малого массового числа, уже обсуждалось. Будет, пожалуй, не лишним кратко напомнить основные исходные положения и использованные методы.

Первое соображение заключается в том, что все ядра в рассматриваемой области по энергетическим данным альфа-неустойчивы и почти все из них, будь они естественные изотопы или искусственно полученные, имели бы измеримую альфа-активность, если бы альфа-распад был единственным типом неустойчивости. Альфа-распад, однако, можно и не заметить в бета-неустойчивых ядрах, если отношение бета-полупериода к альфа-полупериоду очень мало. Аналогично, и бета-неустойчивое ядро может практически не проявлять эту неустойчивость, если альфа-полупериод относительно очень мал.

По ряду причин желательно знать устойчиво или неустойчиво ядро по отношению к бета-распаду, независимо от его свойств альфа-распада. Бета-устойчивые ядра в этой области вполне ана-

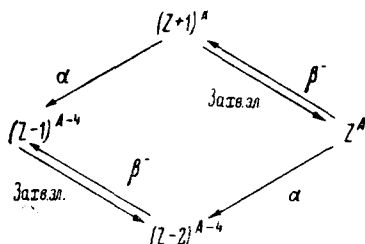
логичны устойчивым ядрам в более низких частях периодической системы и их структура даёт сведения о строении ядра вообще. Пример такого случая будет дан в одном из последующих разделов; там обсуждается возможность отсутствия бета-устойчивых изотопов у астатина (элемент 85), что, повидимому, имеет место и для двух других элементов: технеция (элемент 43) и прометия (элемент 61). Совершенно другое использование знания бета-стабильности связано с получением определённых видов ядер посредством процесса бета-распада. Так, например, вполне законно усомниться в правильности трудных измерений, показывающих, что изотопы астатина возникают при редком разветвлении «А продукты» (изотопов полония) естественного радиоактивного ряда, так как можно достаточно убедительно доказать, что эти «А продукты» бета-стабильны. В общем и целом вопрос о бета-стабильности очень важен, и в таблице I сделана попытка составить соответствующий список тяжёлых ядер.

Кроме предсказаний типа распада очень важно уметь предсказать и вероятность его. Предсказание величины периодов альфа-излучения составляет основное содержание данной статьи. Точное предсказание времени жизни альфа-распада, наряду с аналогичными предсказаниями для бета-стабильности, являются основными условиями, определяющими способ наилучшего получения и идентификации новых неизвестных видов изотопов. Подобные предсказания были исключительно ценны при последовательном получении трансурановых и трансплутониевых элементов и являются руководящими факторами в опытах по получению ещё более высоких элементов. Таким образом, наряду с предсказаниями по альфа-распаду часто важно оценить энергии бета-распада и превращения с захватом электрона и, далее, посредством диаграммы Сарджента, оценить и подуперноды.

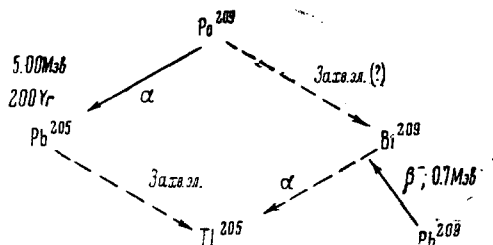
Эти предсказания могут быть сделаны методами, отличающимися как своей сущностью, так и надёжностью. Альфа-энергии можно определить соответствующей интерполяцией или экстраполяцией на графике, подобном приведённому на рис. 1; при этом, однако, необходимо иметь в виду резкие изменения, имеющие место в ядрах с конфигурациями, близкими к конфигурациям соответствующим замкнутым оболочкам. Например, можно достаточно уверенно сказать, что альфа-энергия E_{α}^{221} должна лежать между энергиями для E_{α}^{220} и E_{α}^{222} и равна $6,0 \pm 0,1$ Мэв; с другой стороны было бы ошибочно приписать At^{213} альфа-энергию, лежащую между At^{214} и At^{212} , так как, судя по другим закономерностям, можно заключить, что энергия At^{213} должна быть выше, чем у At^{214} (как показано на рис. 1), аналогично тому, что имеет место для пар $Bi^{211} - Bi^{213}$ и $Po^{212} - Po^{213}$.

Имея сведения о некоторых энергиях распада, часто оказы-

вается возможным подсчитать другие энергии при помощи циклов распада; простейшим типом такого цикла является следующий.



Любые три члена неоднозначно определяют четвёртый. Иногда, имея очень мало экспериментального материала, можно делать оценки, которые в свою очередь приводят к очень важным выводам. Так, можно использовать энергии альфа-распада, чтобы судить о ядерных спинах вблизи замкнутых оболочек нейтронов и протонов. Например, стоит задача получения данных относительно спина Pb^{209} , имеющего на один нейтрон больше числа нейтронов в «замкнутой оболочке» (126), а также определения спина Po^{209} , имеющего на один нейтрон меньше 126. Известные данные показаны на следующей схеме (пунктирные линии обозначают ещё не наблюдаемые способы распада).



Исходя из отсутствия альфа-активности в естественном висмуте (минимальный полупериод $\sim 10^{12}$ лет) и используя рассматриваемые ниже соотношения между полупериодом и энергией, можно почти с достоверностью сказать, что энергия альфа-распада Bi^{209} меньше 4 Мэв, а, возможно, и значительно меньше этой величины, скажем порядка 3 Мэв. Так как Pb^{205} должен быть тяжелее Tl^{205} , можно сразу сказать, что Po^{209} тяжелее Bi^{209} по крайней мере на 1 Мэв, а вероятно, и значительно больше. В препаратах Po^{209} со значительной альфа-активностью верхний предел для процесса захвата электронов, определяемый по интенсивности рентгеновского излучения, равен 10 процентам, что приводит для этого способа распада к минимальному полупериоду в 2000 лет²⁴. Учитывая, что это значение является минимальным для полупериода и что энергия распада во всяком случае не меньше 1 Мэв,

а возможно и значительно больше, мы приходим к выводу, что этот процесс распада сильно запрещён по сравнению со многими другими, для которых полупериод для этой энергии порядка 100 минут²⁹. Известно, что спин Bi^{209} равен $9/2$ и так как необходимо постулировать большое изменение спина при переходе $\text{Po}^{209} \rightarrow \text{Bi}^{209}$, то приходится приписать Po^{209} маленький спин, скажем $1/2$.

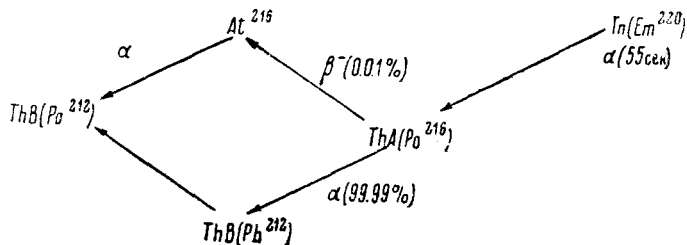
Другим изобаром, превращающимся в Bi^{209} , является Pb^{209} из семейства U^{233} . Его полупериод равен 3,3 часа и энергия распада 0,7 Мэв. Этот полупериод и энергия соответствуют разрешённому переходу, который Фезер и Ричардсон³⁰ связывают с изменением спина на -1 . Уже на этом основании пришлось бы приписать Pb^{209} громадный спин $11/2$, но во всяком случае он должен приблизительно равняться значению спина для Bi^{209} , т. е. должен быть большим. Основное, что должно быть отмечено, это то, что Pb^{209} , имеющий 127 нейтронов, обладает одним лишним нейтроном по сравнению с конфигурацией со 126 нейтронами и, согласно Майер³¹, этот лишний нейтрон должен на самом деле находиться на уровне $7i$ со спиновым термом $i_{11/2}$. Обращаясь теперь к Po^{209} , мы видим, что у него 125 нейтронов, на один нейтрон меньше числа в замкнутой оболочке. Согласно схеме термов Майер, последние заполненные уровни в оболочке имеют спиновый терм $i_{13/2}$, но, как это было замечено для предыдущих оболочек, эти уровни с высоким спиновым числом заполняются только парами, и имеет место пересечение с уровнем меньшего спинового числа. В этом случае 125-ый нейтрон имел бы спиновый терм $4p_{1/2}$, который, согласно Майер, является ближайшим уровнем к первым i -уровням. Как видно, это находится в хорошем согласии с рассмотренными выше свойствами K -захвата у Po^{209} . Следует заметить, что аналогичным ядром должен быть Pb^{207} (125 нейтронов), и Нордгейм³², Майер³¹ и Финберг и Гаммак³³ относят нечётный нейтрон к состоянию $4p$ со спином $1/2$.

Для дальнейшей иллюстрации использования данных альфа-распада для предсказания ядерных свойств рассмотрим случай двух изотопов астатина.

Прежде всего коснёмся вопроса об альфа-энергии At^{213} , равной согласно рис. 19, 2 Мэв; это значение предсказанное. Можно заметить, что At^{213} обладает почти той же альфа-энергией, что и ThC' (Po^{212}), являющийся наиболее энергичным из всех известных до сих пор альфа-излучателей. Представляет известный интерес, поэтому, выяснить, обладает ли At^{213} ещё более высокой энергией распада. Неопределённость в данном случае обусловлена отсутствием данных о бета-стабильности Po^{213} , если такая стабильность имеет место и об энергии K -захвата At^{213} . Хотя с достоверностью и нельзя это утверждать, но всё же весьма вероятно, что Po^{213} , или β^- , устойчив или лишь очень мало

неустойчив по отношению к At^{213} . Бета-устойчивость Po^{213} будет обсуждаться ниже в разделе о бета-устойчивости. Принимая, что энергия бета-распада $\text{Po}^{213} \rightarrow \text{At}^{213}$ равна нулю, полная энергия распада для бета-перехода Pb^{209} равна 0,70 Мэв и, наконец, зная альфа-энергию Po^{213} , равную 8,5 Мэв, можно подсчитать, что альфа-энергия At^{213} будет равняться 9,2 Мэв. Эта энергия соответствовала бы гипотезе о том, что наибольшая альфа-энергия в этой области соответствует тому изотопу каждого данного элемента, который превращается в ядро со 126 нейтронами; в данном случае это будет превращение $\text{At}^{213} \rightarrow \text{Bi}^{209}$. К этой оценке энергии распада At^{213} необходимо добавить энергию захвата электрона At^{213} или вычесть β^- -энергию Po^{213} , в зависимости от того, что на самом деле имеет место.

По сообщению Карлика и Бернерта³⁴ At^{216} возникает в семействе тория при β^- -разветвлении распада ThA (Po^{216}). Эти авторы заметили слабую альфа-группу с энергией 7,57 Мэв и полупериодом, равным периоду выделенного торона (Em^{220}); эту группу поэтому приписали разветвлению превращения ThA ($\sim 0,01\%$) в согласии со схемой



Карлик и Бернерт обратили внимание на серьезную трудность, связанную с этой интерпретацией. Именно: суммирование энергий распада замкнутого цикла приводит к выводу, что At^{216} (если использовать значение альфа-энергии At^{216} полученные этими авторами) на самом деле неустойчив по отношению к ThA на 0,15 Мэв в то время как наблюдаемое β^- -разветвление ThA требовало бы энергии в 1 Мэв с обратным знаком, так что получается расхождение в 1,15 Мэв. Сохраняя своё предположение о существовании у At^{216} альфа-группы с энергией 7,57 Мэв, они объясняют это расхождение предположением, что ThB превращается в Bi^{212} (ThC), находящийся в возбужденном состоянии с энергией 1,15 Мэв, в то время как альфа-распад At^{216} идет вплоть до основного уровня. Это объяснение нам кажется несостоятельным по ряду причин. Если бы ThC представлял собой постулированное возбужденное состояние Bi^{212} , то альфа-энергия возбужденного состояния была бы на 1,15 Мэв ниже измеренного значения (6,1 Мэв), т. е. приблизительно равнялось бы 5,0 Мэв.

Из рис. 1 видно, что значение $6,1 \text{ Мэв}$ хорошо укладывается на кривой энергий между Bi^{211} и Bi^{213} , в то время как значение $5,0 \text{ Мэв}$ совершенно не укладывается. Кроме того это объяснение противоречит известным свойствам параллельного ряда распада⁸, начинающегося с Ra^{228} с полупериодом 22 часа, так как в этом ряду At^{216} , возникающий при альфа-распаде Eg^{220} , превращается в Bi^{212} , имеющий идентичные с ThC свойства; следовательно, выступает энергия $6,1 \text{ Мэв}$, что было бы невозможно, если бы At^{216} , распадаясь, переходил на основной уровень изотона, для которого ThC есть возбуждённое состояние. Предположение, что неправильно описывается весь ряд Ra^{228} крайне невероятно, так как хорошо установлено образование RdTh (Th^{228}) на ветви K -захвата Ra^{228} , образование ThX (Ra^{224}) при K -захвате Ac^{224} и ThC' (Po^{212}) при β^- -распаде ThC (Bi^{212}). В общем очень мало вероятно, что ThA (Po^{216}) β^- -неустойчив и поэтому альфа-группа с энергией $7,57 \text{ Мэв}$ из Tl должна создаваться каким-то механизмом, не связанным с At^{216} . At^{216} не может произойти от Fr^{220} , образующегося при β^- -разветвлении Em^{220} , так как Em^{220} заведомо β^- -устойчива. Возможно, что правильным является объяснение, аналогичное объяснению наблюдений Карлика и Бернерта, данному Фезером³⁵.

Приведённые примеры использования данных по альфа-распаду служат для иллюстрации некоторых методов, нашедших практическое применение.

Бета-устойчивость у изотопов тяжёлых элементов

Обсуждение вопроса о том, может ли At^{216} образоваться в радиоактивном ряде тория, показывает всю важность возможности предсказать бета-устойчивость некоторых изотопов. Многие из короткоживущих альфа-излучателей бета-неустойчивы, но эта неустойчивость остаётся незамеченной из-за преобладания альфа-распада. Тем не менее, степень бета-неустойчивости часто может быть вычислена с помощью замкнутых циклов распада, и наоборот, бета-энергии могут служить ценными звеньями при вычислении альфа-энергий или при предсказании разветвлённого распада. В настоящей статье мы не будем заниматься вычислением бета-энергии; данные табл. I лишь указывают на существование бета-стабильности или на предполагаемую стабильность данного изотопа. Все предсказанные утверждения заключены в скобках. Недавно опубликованная таблица Бисваса и Мухерджи³⁶, в которой приведены виды неустойчивости различных ядер, отличается в некоторых пунктах от табл. I и не включает в себя предсказания о неаблюдаемых типах неустойчивости или о неизвестных изотопах.

Наибольшая неопределённость в предсказании бета-устойчивости состоит в выборе тех изотопов астатина и франция, ко-

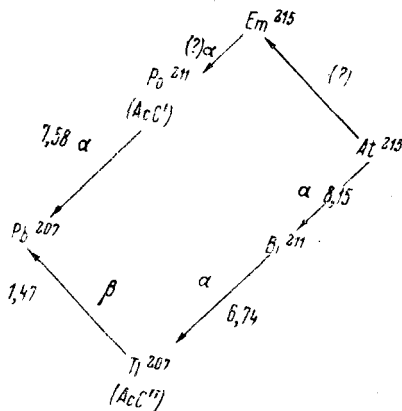
Бета-устойчивость тяжёлых элементов

Элемент	Бета-устойчивы	Неустойчивы по отношению к захвату электрона	β -неустойчивы	β -неустойчивы и неустойчивы к захвату электрона
Висмут Полоний	Bi^{209} $\text{Po}^{208}, \text{Po}^{210}, \text{Po}^{211},$ (Po^{212}), (Po^{213} ?), (Po^{214}), (Po^{216})	$\text{Bi}^{197} - \text{Bi}^{206}, (\text{Bi}^{207})$ $\text{Po}^{202}, (\text{Po}^{208}),$ $\text{Po}^{204} - \text{Po}^{207}, (\text{Po}^{209})$	$\text{Bi}^{210} - \text{Bi}^{214}$ $\text{Po}^{215}, (\text{Po}^{217}), \text{Po}^{218}$	(Bi^{208})
Астатин Эманация	(Em^{212} ?), (Em^{214}), (Em^{215} ?), ($\text{Em}^{216} - \text{Em}^{218}$), $\text{Em}^{220}, \text{Em}^{232}$	$\text{At}^{204} - \text{At}^{211}, (\text{At}^{213}?)$ Em^{213}	($\text{At}^{215}?$) ($\text{At}^{217}, \text{At}^{218}$) ($\text{Em}^{219}?$), (Em^{231})	(At^{212}), (At^{214}), (At^{216})
Франций Радий	($\text{Fr}^{219}?$) ($\text{Ra}^{218}, \text{Ra}^{220}, \text{Ra}^{221}$), $\text{Ra}^{222} - \text{Ra}^{224}, \text{Ra}^{226},$	(Fr^{218}) ($\text{Ra}^{219}?$)	(Fr^{231}), Fr^{233} $\text{Ra}^{225}, \text{Ra}^{227}, \text{Ra}^{228}$	($\text{Fr}^{220}, \text{Fr}^{222}$)
Актиний Торий	Ac^{225} ($\text{Th}^{224}, \text{Th}^{226}$), $\text{Th}^{227} - \text{Th}^{230}, \text{Th}^{232}$	(Ac^{222}), Ac^{223} (Th^{223}), Th^{225}	$\text{Ac}^{226}, \text{Ac}^{227}, \text{Ac}^{228}$ $\text{Th}^{221}, \text{Th}^{223}, \text{Th}^{224}$	($\text{Ac}^{224}, \text{Ac}^{226}$)
Протактиний Уран	Pa^{231} $\text{U}^{230}, \text{U}^{232} - \text{U}^{235}, (\text{U}^{236}),$ U^{238}	(Pa^{236}), $\text{Pa}^{227} - \text{Pa}^{229}$ (U^{227}), $\text{U}^{228}, \text{U}^{229}, \text{U}^{231}$	$\text{Pa}^{233}, \text{Pa}^{233}, \text{Pa}^{234}$ $\text{U}^{237}, \text{U}^{239}$	$\text{Pa}^{230}, (\text{Pa}^{232})$
Нептуний Плутоний	Np^{237} $\text{Pu}^{236}, \text{Pu}^{238} - \text{Pu}^{240},$ ($\text{Pu}^{242}, \text{Pu}^{244}$)	$\text{Np}^{231}, (\text{Np}^{232}), \text{Np}^{233} - \text{Np}^{235}$ ($\text{Pu}^{233}, \text{Pu}^{233}, \text{Pu}^{234},$ (Pu^{235}), Pu^{237} $\text{Am}^{238} - \text{Am}^{240}$	$\text{Np}^{238}, \text{Np}^{239}$ $\text{Pu}^{241}, (\text{Pu}^{243})$	($\text{Np}^{236}, \text{Np}^{238}$)
Америций Кюрий	$\text{Am}^{241}, (\text{Am}^{243}?)$ $\text{Cm}^{242}, (\text{Cm}^{244} - \text{Cm}^{246},$ $\text{Cm}^{248})$	$\text{Cm}^{238}, (\text{Cm}^{239}), (\text{Cm}^{240}?)$, $\text{Cm}^{241}, (\text{Cm}^{243}?)$	$\text{Am}^{242}, (\text{Am}^{244})$ ($\text{Cm}^{247}, \text{Cm}^{249}$)	(Am^{243})
Беркелий	(Bk^{247})			

торые бета-устойчивы, если такие изотопы вообще существуют. Измерения альфа-энергии At^{216} , проведённые в нашей лаборатории, дали значение $7,79 \text{ Мэв}$; вместе с альфа-энергией Po^{216} (ThA) и энергией распада Pb^{213} (ThB) можно с помощью этого значения вычислить, что At^{216} неустойчив (на $0,4 \text{ Мэв}$) по отношению к K -захвату с превращением в Po^{216} . Аналогичным образом, используя недавно измеренную альфа-энергию At^{214} можно показать, что Po^{214} (RaC') бета-устойчив. При таких обстоятельствах, когда и Po^{216} и Po^{214} бета-стабильны, естественно ожидать, что Po^{213} будет бета-стабилен, хотя и известен ряд случаев, когда имеется два бета-неустойчивых чётно-нечётных изотопа более низкого массового числа, чем у самого тяжёлого бета-устойчивого дважды чётного изотопа. Проведя замкнутый цикл распада для Po^{213} , At^{213} , Pb^{209} и Bi^{209} , можно показать, что, для того чтобы At^{213} был тяжелее Po^{213} , энергия альфа-распада At^{213} должна быть больше $9,20 \text{ Мэв}$. Единственно, что можно сказать на основе экстраполяции рис. 1, это то, что у At^{213} энергия альфа-распада действительно может иметь такое большое значение. В результате в настоящее время вопрос о бета-стабильности At^{213} решить невозможно.

Наиболее вероятным бета-устойчивым изотопом астатина является At^{215} . Можно показать здесь, что Po^{215} приблизительно на $0,8 \text{ Мэв}$ тяжелее At^{215} , но совсем не ясно, устойчив ли At^{215} по отношению к Em^{215} .

Что касается вопроса о бета-устойчивости At^{215} по отношению к Em^{215} , то можно показать, что этот случай является граничным, в отношении применимости оценок, вполне аналогично случаю $\text{At}^{213} - \text{Po}^{213}$. Можно построить следующий цикл распада с указанными на схеме известными энергиями распада.



Энергию альфа-распада Em^{215} можно оценить из рис. 1 и потом

замкнуть цикл с целью определить, что тяжелее, Em^{215} или At^{215} ; с другой стороны, можно считать эти изобары равными и определить альфа-энергию, которой Em^{215} должна была бы обладать, чтобы удовлетворить этому условию. Получается, что если альфа-энергия Em^{215} меньше 8,79 *Мэв*, то Em^{215} бета-устойчива и At^{215} бета-неустойчив. Из рис. 1 видно, что это требование укладывается в пределах оценки (8,7—8,9) и можно утверждать, что разность между Em^{215} и At^{215} , вероятно, не превышает 100 *кэв*. Следует отметить, что наиболее вероятным изменением, которое возможно придётся внести в экспериментальное значение приведённых выше рядов распада, является некоторое увеличение массы At^{215} . Возможные бета-устойчивые изотопы астатина, рассмотренные выше, суть At^{213} и At^{215} . Вышние изотопы астатина, очевидно, бета-неустойчивы.

Поскольку у астатина нет изотопа, который удалось бы экспериментально считать бета-устойчивым, то возникает вопрос о существовании такого изотопа у астатина вообще и, в частности, о том, подобен ли этот элемент остальным двум отсутствующим в природе элементам — технецию ($Z = 43$) и прометию ($Z = 61$), — которые по всей видимости не обладают бета-устойчивыми изотопами. При рассмотрении этого вопроса обнаруживаются некоторые удивительно сходные черты у всех трёх элементов, которые проливают свет на причину отсутствия у них бета-стабильных изотопов. Речь идёт о положении этих элементов по отношению к положению стабильных конфигураций или «замкнутых оболочек» ядра *).

В случае технеция необходимо рассмотреть влияние равенства числа нейтронов в ядре числу 50, повидимому, придающее ядрам, в которых оно выполняется, дополнительную устойчивость. Следует иметь в виду, что, вообще, только один изотоп нечётного элемента может быть устойчив по отношению к своему изобару чётного элемента. Можно предположить, что для технеция этот изотоп есть Tc^{97} , поскольку он лежит посередине между ${}_{39}\text{Y}^{98}$ и ${}_{43}\text{Rh}^{101}$. Однако Tc^{97} имеет две лишние пары нейтронов по сравнению с устойчивой конфигурацией из 50 нейтронов и так как можно считать, что энергия связи этих нейтронов аномально мала, то это может быть как раз достаточным для того, чтобы это ядро было тяжелее одного из своих изобаров, в особенности, если дополнительно предположить, что для чётных элементов влияние «замкнутой оболочки нейтронов» на энергию связи лишних нейтронов будет ещё меньше. Единственно, что можно заключить из этих соображений, состоит в том, что нечётный эле-

*) Примечание при корректуре. Уже после окончания этой статьи мы познакомились со статьёй А. Броневского (*Comptes Rendus* 223, 916 (1949)), из которой явствует, что этот автор ещё раньше заметил, что положения отсутствующих элементов 43 и 61 близки к положениям замкнутых оболочек нейтронов.

мент, находящийся около верхней границы элементов, имеющих стабильный изотоп с числом нейтронов, соответствующим аномальной устойчивости, должен быть подвержен действию этого фактора, но в настоящее время слишком мало известно о деталях ядерной связи, чтобы можно было предсказать, является ли этим элементом ниобий (41) или технеций (43).

Прометий (элемент 61) находится в аналогичном положении по отношению к нейтронному числу 82. Здесь имеем целый ряд устойчивых изотопов, а именно: $_{54}\text{Xe}^{136}$, $_{56}\text{Ba}^{138}$, $_{57}\text{La}^{139}$, $_{58}\text{Ce}^{140}$, $_{59}\text{Pr}^{141}$, $_{60}\text{Nd}^{142}$, $_{62}\text{Sm}^{144}$. Удивительная устойчивость 82 нейтронов приводит к тому, что несмотря на то, что La^{139} и Pr^{141} отличаются как раз на два протона, они всё же оба бета-стабильны; это же свойство особой устойчивости, повидимому, и является причиной отсутствия устойчивого элемента в следующем нечётном элементе — прометии — по соображениям, аналогичным изложенным для технеция.

Следующее число нейтронов, являющееся, повидимому, стабилизирующим, находится в области свинца и равно, предположительно, 126. В тяжёлых элементах усложнение ядер обычно происходит путём прибавления двух нейтронов на каждый протон и поэтому следует ожидать, что число элементов, имеющих изотопы с одинаковым числом нейтронов, будет меньше чем соответствующее число для лёгких элементов. Для числа нейтронов 126 имеются бета-устойчивые ядра $_{82}\text{Pb}^{208}$, $_{83}\text{Bi}^{209}$ и $_{84}\text{Po}^{210}$. Мы уже рассмотрели выше интересную возможность существования бета-стабильной $_{86}\text{Em}^{212}$. Как и в случае нейтронных чисел 50 и 82, можно ожидать, что нечётный элемент в этой области не будет иметь бета-стабильного изотопа, и мы здесь постулируем, что этим элементом является астатин (85).

Единственно возможными бета-устойчивыми изотопами франция являются Fr^{219} и Fr^{221} , так как известно, что Fr^{223} превращается в Ra^{223} (AcX). Невозможно вполне надёжно утверждать, что Fr^{219} устойчив, но мы примем пока это предположение. Вопрос, который необходимо решать, заключается в определении того, какой из изобаров Fr^{219} и Em^{219} тяжелее, так как Ra^{219} почти заведомо неустойчив по отношению к K-захвату.

Используя значения альфа-энергии, показанные на рис. 1 (см. таблицу III), и значения 1,40 для энергии распада AcB^{211} , можно составить цикл, содержащий эти изобары и включающие ещё At^{215} , AcA^{215} , AcB^{211} и AcC^{211} . Соответствующий подсчёт показывает, что Fr^{219} бета-устойчив по отношению к Em^{219} (Ap) приблизительно на 300 кэв. Имея в виду приведённые доводы относительно бета-неустойчивости Em^{219} , можно с уверенностью сказать, что Em^{221} является β^- -излучателем, и поэтому вопрос о бета-устойчивости Fr^{221} сводится к решению вопроса об устой-

чивости Ra^{221} по отношению к K -захвату. Замыкая цикл, включающий Ra^{221} , Fr^{221} , Em^{217} , Po^{218} , At^{217} и Bi^{213} , найдём, что Fr^{221} тяжелее Ra^{221} на 100 $кэв$; ввиду неопределённости некоторых из данных эта малая разница не позволяет делать определённое заключение. Условно примем, что единственным бета-устойчивым изотопом франция является Fr^{219} .

Трансурановые элементы

Для бета-устойчивых ядер и ядер с избытком нейтронов энергия альфа-распада сравнимых ядер прогрессивно увеличивается при переходе к атомным номерам, большим чем у урана. На этот эффект уже было указано при обсуждении рис. 4. Это означает, что сравнимые ядра (в смысле их положения по отношению к центру бета-устойчивости каждого элемента) должны обладать всё большей альфа-энергией и более короткими полупериодами при переходе через уран. Если предположить, что альфа-распад является единственным способом, по которому очень тяжёлые ядра спонтанно превращаются в более лёгкие ядра, то этот эффект можно было бы вывести независимо от измеренных значений альфа-энергии на основе лишь того факта, что за геологический период на земле не осталось трансурановых элементов.

Для иллюстрации этой закономерности в таблице II приведены альфа-энергии аналогичных ядер чётных элементов в этой области. Ядра одинакового горизонтального ряда считаются аналогичными. Несколько значений, полученных в результате интерполяции и экстраполяции, также приведены и заключены в скобках.

Т а б л и ц а II
Закономерности альфа-энергий сравнимых ядер

U^{232} — 5,40	Pu^{238} — 5,60	Cm^{244} — 5,88
U^{233} — 4,89	Pu^{239} — 5,24	Cm^{245} — (5,7)
U^{234} — 4,84	Pu^{240} — 5,2	Cm^{246} — (5,6)
U^{235} — 4,63	Pu^{239} — 5,24	
U^{236} — (4,6)	или	
	Pu^{241} — 5,1	
	Pu^{242} — (4,9)	

Предсказание свойств ядер изотопов, лежащих за кюрием — одно из применений этих закономерностей. Самым лёгким бета-устойчивым изотопом элемента 98 является 98^{246} или, возможно, 98^{248} . С помощью отмеченных закономерностей можно предсказать, что альфа-энергии 98^{246} и 98^{248} должны равняться соответственно 6,8 и 6,6 $Мэв$. Закономерности для полупериодов дважды чётных изотопов, представленные на рис. 6, позволяют экстраполировать до элемента 98 и предсказать, что альфа-полупериоды изотопов 98^{246} и 98^{248} должны иметь значения, равные приблизительно нескольким дням и одному месяцу соответственно.

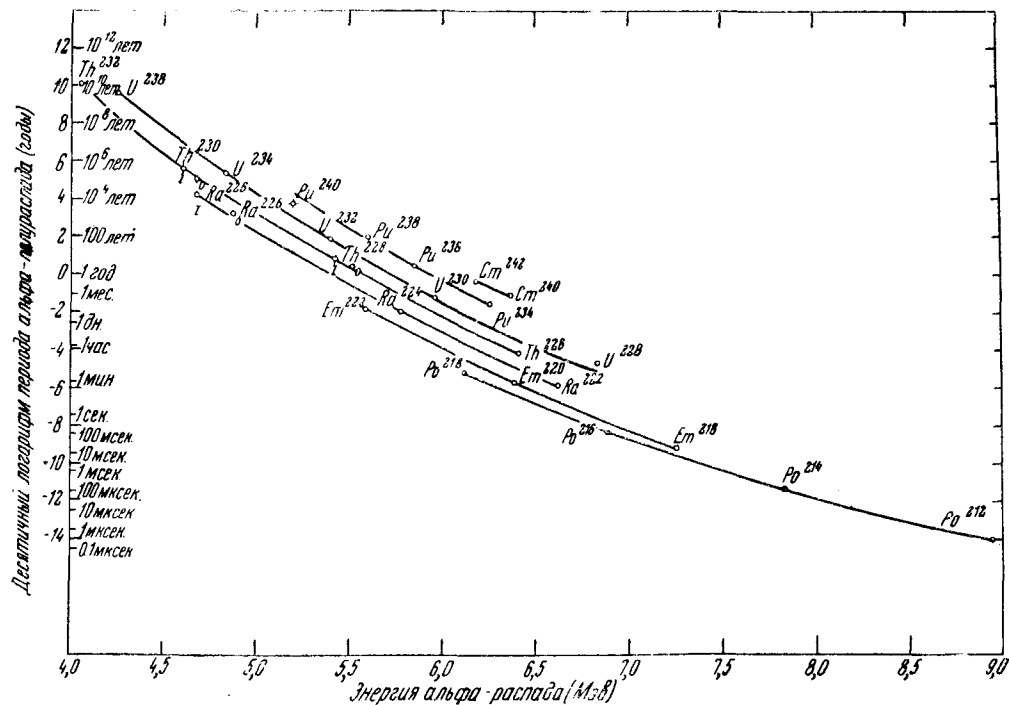


Рис. 6. Соотношения между полупериодом и энергией для дважды чётных ядер. Римские цифры отмечают короткопробежные группы тонкой структуры, символ «О» переход на основной уровень. (В оригинале допущена очевидная ошибка: вместо Ra^{232} напечатано Ra^{230} . (Прим. перев.)

Альфа-радиоактивность в области элементов редких земель

Пожалуй, не будет ошибкой утверждать, что можно получить альфа-активный изотоп почти любого элемента верхней половины периодической таблицы, если удалить достаточное число нейтронов. Возможное поведение таких альфа-излучателей рассматривалось Команом¹⁹. Для элементов, непосредственно следующих за свинцом, отклонения от области бета-устойчивости, в пределах которых альфа-распад становится ощутимым, ещё не столь велики, чтобы можно было эту альфа-активность наблюдать на фоне K -захвата. К этой категории альфа-излучателей должны принадлежать золото и ртуть, которые аналогичны альфа-излучателям висмута, имеющим массовые числа порядка 200. В нижних областях периодической системы, где общий наклон кривой упаковки в меньшей степени благоприятствует альфа-излучению, заметный альфа-распад, нужно думать, будет происходить только при достаточной степени неустойчивости относительно K -захвата или позитронного распада, т. е. когда время жизни будет очень мало и обнаружение альфа-распада окажется затруднительным. Если бы, однако, оказалось, что на некотором участке упаковочной кривой наклон особенно велик, то уже умеренный недостаток нейтронов мог бы настолько увеличить эффект, что наблюдение альфа-излучателей стало бы возможным. Возможно, что именно такая область была открыта недавно в нашей лаборатории.

Томсон и др.¹³ приготовили ряд альфа-активных элементов редких земель, имеющих полупериоды, лежащие в пределах от нескольких минут до нескольких дней, причём энергия альфа-частиц лежала между 4,2 и 3,1 Мэв. Хотя эти активности ещё с достоверностью не идентифицированы, но весьма вероятно, что они принадлежат не к самарию или более лёгким редким землям, а к бедным нейтронами изотопам гадолиния, тербия, диспрозия и гольмия. Наиболее привлекательной является гипотеза, что высокая способность этих ядер испускать альфа-частицы обусловлена их особым положением по отношению к устойчивой конфигурации из 82 нейтронов, подобно тому как наиболее энергичные альфа-частицы из тяжёлых элементов испускаются ядрами с числом нейтронов порядка 126. Для редких земель различие будет заключаться в том, что при недостатке нейтронов эти ядра почти во всех случаях будут лежать вне пределов бета-устойчивости и из-за меньшего наклона упаковочной кривой энергии альфа-излучателей с 84 нейтронами будет относительно меньше, чем у излучателей с 128 нейтронами. Основываясь на этих соображениях, можно думать, что недавно открытая группа альфа-излучателей состоит из таких изотопов, как Gd^{148} , Tb^{149} , Dy^{150} , Ho^{151} , или из близких к ним изотопов. Вероятно, не удастся обнаружить альфа-излучение в изотопах тяжелее Gd^{149}

на две массовые единицы или тяжелее Ho^{151} на четыре единицы. Подтверждение изложенной картины можно найти в ряде экспериментальных данных, полученных ещё ранее. Так, например, давно было замечено, что Sm^{146} , заведомо бета-стабильный, отсутствует в естественном самарии и, повидимому, должен считаться альфа-излучателем. Это указывает, что в рассматриваемой области самарий является единственным элементом, имеющим изотоп, лежащий в пределах бета-устойчивости и обладающий большой альфа-энергией. На основе развиваемой картины может появиться искушение идентифицировать долгоживущий альфа-излучатель естественного самария с Sm^{147} или Sm^{148} , но имеющиеся наиболее надёжные и прямые данные указывают на $\text{Sm}^{152\ 37}$.

СКОРОСТЬ АЛЬФА-РАСПАДА

Согласно упрощённой трактовке процесса альфа-распада альфа-частица существует в ядре как некоторое целое, и вероятность её испускания управляется потенциальным полем этого ядра. Следовательно, факторами, определяющими постоянную распада, являются атомный номер, альфа-энергия или скорость α -частицы и радиус ядра. При данной энергии распада увеличение атомного номера уменьшает постоянную распада и уменьшение радиуса ядра уменьшает постоянную распада вследствие увеличения потенциального барьера. Квантово-механическое истолкование процесса распада заключено в хорошо известной формуле², имеющей несколько разновидностей; эта формула с исключительным успехом смогла объяснить большую чувствительность постоянной распада к изменениям энергии распада. Согласно теории влияние атомного номера должно быть значительно менее резким, что действительно подтверждается экспериментом. Независимым вычислением определить радиус ядра с требуемой точностью не удастся и поэтому формула используется для вычисления «эффективного радиуса», который таким образом, может служить количественной проверкой любой теории. Оказывается, этот «эффективный радиус» претерпевает довольно значительные изменения, отклоняясь в некоторых случаях от закона $A^{1/3}$ до 25%. Одним из факторов, удлиняющих полупериод и входящих в выражение для эффективного радиуса, является имеющее место при распаде изменение спина. Однако мы увидим дальше, что много новых экспериментальных данных указывает на целый ряд закономерностей, включая и широкий класс ядер с аномально большими временами жизни, которые не могут быть объяснены изменениями спина. Приходится заключать, что упрощенная модель одного тела недостаточна в этих случаях и что в некоторых видах ядер процесс образования альфа-частиц более медленный. К таким ядрам относятся те, которые содержат нечётное число нейтронов или про-

тонов или тех и других одновременно; в этом смысле альфа-излучение запрещено в ядрах с ненулевым спином независимо от любого эффекта, который может быть обусловлен изменением спина в процессе распада.

Ссылки на большинство из данных, использованных при установлении этих закономерностей, можно найти в цитированной выше работе³. Альфа-энергии и полупериоды альфа-распада всех использованных альфа-групп приведены в таблице III. Те группы, которые не были охвачены названной работой³ или для которых появились дополнительные данные, обсуждаются в приложении. На рис. 6 — 9 графически изображены данные таблицы III, приведённые кривые дают зависимость энергии от полупериода для незапрещённых процессов альфа-распада. Эти кривые, как это будет объяснено, определяются дважды чётными ядрами. Альфа-распад других типов, как правило, относительно запрещён, и в последнем столбце таблицы III указан фактор расхождения между наблюдаемым полупериодом и теоретическим значением для случая, когда процесс распада не запрещён.

Чётно-чётные ядра

На рисунке 6 представлена зависимость полупериода от энергии для дважды чётных ядер, причём линии проведены через точки одинакового Z . За исключением некоторых незначительных отклонений все точки ложатся на ряде параллельных прямых. Неопределённость некоторых отдельных точек, ответственных за отклонения от прямой (например Pu^{240} , U^{238}) настолько велика, что вполне возможно, что дальнейшие измерения, повидимому, приведут к некоторому уточнению формы кривых.

Из известных дважды чётных ядер только Ro^{210} , Ro^{208} , Ro^{206} и Ro^{204} резко выпадают из общей прямой, и по причинам, о которых будет сказано ниже, эти ядра представлены на другом графике (рис. 9). Возможно, что эти ядра или их продукты распада обладают аномально малыми радиусамм по сравнению с наиболее тяжёлыми изотопами полония или с большинством изотопов высших элементов. Это те изотопы полония, которые на рис. 1 лежат в области, прилегающей к излому на кривой энергии в функции массового числа; естественно, что и на кривой полупериод-энергия эти изотопы также обнаруживают излом. Однако даже с учётом меньшей энергии распада полупериоды этих изотопов аномально велики, что ещё раз отражает сокращение радиуса ядра в этой области. Дальнейшее обсуждение этих изотопов дано ниже; там же рассматриваются и другие изотопы с аномально большими полупериодами.

Во всей остальной части данной статьи эти кривые для чётно-чётных ядер будут служить основой при сравнении с кривыми

Альфа-энергия и полупериоды

Таблица III

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Дважды чётные ядра						
Sm^{242}	6.18		150 дн.		150 дн.	
Sm^{240}	6.37		26.8 дн.	> 0.8	~ 30 дн.	
Pu^{240}	5.2		~ 6000 лет		~ 6000 лет	
Pu^{238}	5.60		92 года		92 года	
Pu^{236}	5.85		2.7 лет		2.7 лет	
Pu^{234}	6.26		8.5 час.	~ 0.03	~ 10 дн.	
U^{238}	4.25		4.51×10^9 лет		4.51×10^9 лет	
U^{234}	4.84		2.35×10^5 лет		2.35×10^5 лет	
U^{232}	5.40		70 лет		70 лет	
U^{280}	5.96		20.8 дн.		20.8 дн.	
U^{236}	6.83		9.3 мин.		12 мин.	
Th^{232}	4.05		1.39×10^{10} лет		1.39×10^{10} лет	
Th^{230}	0 4.76	0.80	8.0×10^4 лет		1.0×10^5 лет	
	I 4.69	0.20			4.0×10^5 лет	
Th^{228}	0 5.52	0.70	1.90 года		2.64 года	
	I 5.43	0.28			6.79 лет	

Продолжение

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-разветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Th ²²⁶	6.41		30.9 мин.		30.9 мин.	
Ra ²²⁶	0 4.88	0.91	1622 года		1780 лет	
	I 4.68	0.09			1.8×10^4 лет	
Ra ²²⁴	5.78		3.64 дн.		3.64 дн.	
Ra ²²³	6.62		38 сек.		38 сек.	
Em ²²³	5.59		3.83 дн.		3.83 дн.	
Em ²³⁰	6.39		54.5 сек.		54.5 сек.	
Em ²¹⁸	7.25		0.019 сек.		0,019 сек.	
Po ²¹⁸	6.12		3.05 мин.	~ 1	3.05 мин.	
Po ²¹⁶	6.89		0.158 сек.		0.158 сек.	
Po ²¹⁴	7.83		1.5×10^{-4} сек.		1.5×10^{-4} сек.	
Po ²¹²	8.95		3.0×10^{-7} сек.		3.0×10^{-7} сек.	
Чётно-нечётные ядра						
Pu ²⁴¹	5.1 (выч.)		~ 10 лет	2×10^{-5}	5×10^5 лет	9
Pu ²³⁹	4.24				2.4×10^4 лет	4
U ²³⁵	0 5.64	0.10	7.07×10^8 лет		7.1×10^9 лет	1000
	I 4.48	0.90			7.7×10^8 лет	13

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор отклоне- ния
U^{233}	4.90		1.6×10^5 лет		1.6×10^5 лет	2
U^{231}	5.6 (оцен.)		4.2 дн.	6×10^{-5}	200 лет	40
U^{229}	6.53		58 мин.	0.2	5 час.	9
Th^{229}	0 5.14	0.1	7000 лет		7×10^4 лет	350
	I 5.04	0.2			3.5×10^4 лет	45
	II 4.94	0.7			10^4 лет	3
Th^{227}	0 6.16	0.20	18.6 дн.		93 дн.	300
	I 6.13	0.038				
	II 6.10	0.25			74.5 дн.	100
	III 6.08	0.038				
	IV 6.03	0.013				
	V 5.97	0.025				
	VI 5.92	0.013				
	VII 5.87	0.20			93 дн.	10
	VIII 5.84	0.038				
	IX 5.82	0.15			124 дн.	8
	X 5.77	0.025			745 дн.	25

Продолжение

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Th ²²⁶	6.68		7.8 мин.	0.9	8.7 мин.	5
Ra ²²³	0 5.82	0.55	11.2 дн.		20.2 дн.	10
	I 5.71	0.36			31 дн.	4
	II 5.63	0.90			124 дн.	5
Ra ²²¹	6.83	0.83	31 сек.		31 сек.	7
Em ²¹⁹	0 6.94	0.085	3.92 сек.		4.7 сек.	14
	I 6.68	0.085			46 сек.	10
	II 6.56				46 сек.	3
Em ²¹⁷	7.88		10 ⁻³ сек.		10 ⁻³ сек.	4 (?)
Po ²¹⁵	7.50		1.83×10 ⁻³ сек.	~ 1 ?	1.8×10 ⁻³ сек.	1
Po ²¹³	8.49		4.10 ⁻⁶ сек.		4×10 ⁻⁶ сек.	1
Нечётно-чётные ядра						
Am ²⁴¹	I 5.58		490 лет		490 лет	2
Am ²³⁹	5.87		12 час.	10 ⁻⁴	13.7 лет	3 (?)
Np ²³⁷	4.85		2.2×10 ⁶ лет		2.2×10 ⁶ лет	4
Np ²³⁵	5.15		435 дн.	5×10 ⁻⁵	2.5×10 ⁴ лет	4 (?)

Продолжение

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Np ²³³	5.65		35 мин.	10^{-5}	10 лет	1 (?)
Pa ²³¹	0 5.10	0.87	3.43×10^4 лет		3.95×10^4 лет	40
	I 4.82	0.13			2.64×10^5 лет	5
Pa ²²⁹	5.79		1.5 дн.	0.01	150 дн.	3 (?)
Pa ²²⁷	6.57		38 мин.	0.8	50 мин.	6
Ac ²²⁷	5.04		21.7 лет	0.012	1810 лет	7
Ac ²²⁵	5.90				10.0 дн.	5
Ac ²²³	6.76		2.2 мин.	~ 1 (?)	2.2 мин.	7
Fr ²²¹	6.45		4.8 мин.	~ 1 (?)	4.8 мин.	5
Fr ²¹⁹	7.44		0.02 сек.		0.02 сек.	3 (?)
At ²¹⁷	7.15		0.021 сек.	~ 1 (?)	0.021 сек.	1
At ²¹⁵	8.15		10^{-4} сек.	~ 1 (?)	10 сек.	4 (?)
Дважды нечётные ядра						
Am ²⁴³	5.4 (выч.)				$\sim 2 \times 10^5$ лет	20 (?)
Pa ²³⁰	5.5 (оцен.)		17.7 дн.	3.5×10^{-5}	1400 лет	250 (?)
Pa ²²⁸	6.20		22 час.	~ 0.02	~ 50 дн.	150 (?)

Продолжение

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Ra^{226}	6.93		1.7 мин.	~ 1 (?)	1.7 мин.	6
Ac^{224}	6.28		2.9 час.	10.	29 час.	40
Fr^{220}	6.81		27.5 сек.	~ 1 (?)	27.5 сек.	13
At^{216}	7.94		10^{-3} сек.	~ 1 (?)	10^{-3} сек.	10
Особо запрещённые ядра						
(Изотопы висмута и другие со 126 или меньшим числом нейтронов)						
Bi^{214}	0 5.61	0.45	19.7 мин.	4×10^{-4}	76 дн.	400
	I 5.55	0.55			63 дн.	150
Bi^{213}	5.97		47 мин.	0.02	39 час.	350
Bi^{212}	0 6.20	0.27	60.5 мин.	0.337	11 час.	1000
	I 6.16	0.70			4.3 час.	600
	IV 5.70	0.011			272 час. (11.3 дн.)	150

Продолжение

Ядро	Альфа-энергия	Интенсивность альфа-групп	Измеренный полупериод	Отношение альфа-раз- ветвления	Альфа-полу- период	Фактор откло- нения
Bi ²¹¹	0 6.74	0.84	2.16 мин.	0.997	2.6 мин.	700
	I 6.38	0.16			13.5 мин.	150
Bi ²¹⁰	4.86		5.0 дн.	$\sim 3 \times 10$	5×10^4 лет	10 ⁴ (?)
Bi ¹⁹⁹	5.58		25 мин.	$\sim 2 \times 10$	2 лет	3000(?)
Bi ¹⁹⁷	6.3		2 мин.	?	>2 мин.	>10(?)
Em ²¹²	6.30		23 мин.	?	23 мин.	10
Fr ²¹²	6.37		19 мин.	0.5	38 мин.	16(?)
At ²¹¹	6.00		7.5 час.	0.40	19 час.	50
Po ²¹⁰	5.40		138 дн.		138 дн.	30
Po ²⁰⁹	5.02		200 лет	>0.9	200 лет	150
Po ²⁰⁸	5.24		3 лет		3 лет	30
Po ²⁰⁷	5.2		5.7 час.	$\sim 10^{-4}$	7 лет	50(?)
Po ²⁰⁶	5.3		9 дн.	0.1	90 дн.	6(?)
Po ²⁰⁴	5.45		4 час.	$\sim 10^{-4}$	5 лет	1000
Au ^{<190}	5.3		4.3 мин.	10^{-4}	1 мес.	400(?)

полупериод-энергия других типов ядер. Это семейство кривых по форме своей не укладывается в количественную трактовку процесса альфа-распада, в которой параметр Z считается постоянным для каждой отдельной кривой и радиус ядра считается монотонной функцией массового числа, причём это верно, независимо от типа ядра. Этот метод обработки данных по альфа-распаду уже применялся Бертелло³⁸ и Бисвасом³⁹, которые сделали попытку согласовать все различные типы ядер с соответствующими кривыми. Мы увидим позже, что можно получить довольно хорошее согласие между данными для дважды чётных ядер и теорией, если сделать некоторые разумные предположения относительно радиуса ядра. В ближайших параграфах будет видно, что ядерные типы, не являющиеся дважды чётными, не укладываются в это семейство кривых.

Следует обратить внимание на положение кривой изотопов полония на рис. 6, так как вычисления указывают, что Po^{212} и, возможно, Po^{214} проявляют здесь эффект уменьшения радиуса ядра, эффект особенно заметный у Po^{210} и более лёгких изотопов полония и приводящий к удлинению полупериода. В этом смысле неправильно проводить основную кривую полония через эти точки (Po^{212} и Po^{214}).

В последующем изложении, посвящённом ядрам с нечётным числом нуклонов, важное место занимает вопрос о роли тонкой структуры в степени запрещения альфа-распада. В этом пункте имеется резкое отличие между дважды чётными ядрами и всеми остальными. Среди чётно-нечётных ядер резко выделяется три случая тонкой структуры, причём в пределах точности экспериментальных данных все группы укладываются на кривых рис. 6. Иными словами, парциальные альфа-полупериоды для обеих групп каждого из ядер Ra^{226} , $\text{Th}^{230}(\text{Io})$ и $\text{Th}^{228}(\text{RdTh})$ совпадают с теми значениями, которые следовало бы ожидать, исходя из соответствующих энергий групп.

Можно заметить, что для ядер с нечётным числом нуклонов механизм запрещения альфа-распада таков, что переход на основной уровень является наиболее запрещённым.

Чётно-нечётные ядра

Если нанести на график зависимости полупериода от энергии точки, соответствующие ядрам с чётным Z и нечётным числом нейтронов, то можно заметить, что почти все эти точки лежат существенно выше кривых для соответствующих элементов с чётным числом нейтронов. Это иллюстрируется рис. 7, на котором чётно-нечётные ядра отмечены их символами, а основные кривые совпадают с кривыми дважды чётных ядер, приведёнными на рис. 6.

Особый интерес представляют те случаи, когда чётно-нечётные ядра испускают две или более группы альфа-частиц. Парциальные альфа-полупериоды альфа-распада этих групп вычислены (таблица III) и вместе с соответствующими значениями энергии нанесены на график. Можно заметить, что на основе принятого критерия коротко-пробежные группы менее запрещены, чем альфа-группа, соответствующая переходу в основное состояние. Наглядно этот эффект можно иллюстрировать на примере Th^{229} , имеющего три альфа-группы; сравнивая их с кривой для дважды чётных изотопов тория (рис. 6), мы видим, что группа с энергией 5,14 Мэв (переход на основной уровень) 350-кратно запрещена в то время, как группы в 5,04 Мэв и 4,84 Мэв соответственно 45-кратно и трёхкратно запрещены. Все другие случаи тонкой структуры качественно подобны Th^{229} в том смысле, что наиболее запрещённым является переход на основной уровень, а группы с малой энергией могут быть относительно незапрещёнными.

Существенно, что все чётно-нечётные ядра (во всяком случае те, которые удалось получить с достаточной для работы степенью чистоты, могут иметь переходы на уровни, отличные от основного, что подтверждается прямыми наблюдениями над альфа-группами и наличием гамма-излучения большой интенсивности. Уже был упомянут случай Th^{229} из семейства $(4n+1)$, для которого измерены три альфа-группы, и к этой категории резко выраженной сложной тонкой структуры принадлежит также $\text{Th}^{227}(\text{RdAc})$, $\text{Ra}^{223}(\text{AcX})$ и $\text{Em}^{219}(\text{An})$ из актино-уранового семейства.

Аномально большие парциальные альфа-полупериоды указанных выше чётно-нечётных ядер для переходов на основной уровень делают разумным предположение о существовании других случаев, для которых не удалось наблюдать переходов на основной уровень. Были все основания считать, что U^{235} является примером такого поведения, так как у него было обнаружено гамма-излучение большой интенсивности с энергией 160 кэв, находящееся, повидимому, в каскаде с единственной наблюдаемой альфа-группой (ссылки и подробности см. в приложении). Нами теперь обнаружена группа с относительной интенсивностью $10 \pm 1\%$, соответствующая переходу на основной уровень; в неразделённом или частично разделённом U^{235} эта группа маскируется альфа-частицами U^{234} (см. приложение). Следствием этих наблюдений является то, что в то время, как переход в 4,48 Мэв запрещён несколько больше чем 10-кратно, переход в основное состояние (4,64 Мэв) 1000-кратно запрещён. Ввиду этих новых фактов актуальной задачей является новое определение удельной активности и полупериода U^{235} , тем более, что значение полупериода этого изотопа фигурирует в вычислениях возраста Земли.

Имея в виду поведение U^{235} , было бы интересно исследовать связь между гамма-излучением и альфа-излучением некоторых других чётно-нечётных ядер типа Pu^{239} и U^{233} . Вполне возможно, что и в этих случаях наблюдаемые альфа-частицы не соответствуют переходам в основное состояние и эти переходы сильно запрещены. Гамма-излучение средней интенсивности наблюдается как у U^{233} , так и у Pu^{239} , но ещё не выяснено, связаны ли эти переходы каскадно с наблюдаемыми альфа-частицами. Косвенные указания, также подтверждающие предположение, что наблюдаемые альфа-частицы не соответствуют переходам на основной уровень, можно получить из рис. 1 и 7. Из рис. 1 видно, что энергии альфа-распада Pu^{239} , U^{233} и Ra^{223} аномально малы; иначе говоря, энергии распада этих изотопов лишь немногим больше энергии у соответствующих высших изотопов Pu^{240} , U^{234} и Ra^{224} . Отсюда можно было бы заключить, что к этим энергиям должны быть добавлены энергии гамма-лучей, как это было сделано с U^{235} и Am^{241} . Из рис. 7 можно видеть, что в отношении зависимости полупериод—энергия, наблюдаемые альфа-частицы Pu^{239} сравнимы с короткопробежной (главной) группой U^{235} , а U^{233} очень похож на наиболее короткопробежную группу Th^{239} , известные же альфа-группы Ra^{223} на короткопробежные группы Th^{237} . Из соотношений на рис. 7 можно заключить, что переходы на основной уровень у Pu^{239} и U^{233} ещё более запрещены, так же как и соответствующие группы их продуктов распада. Значение соотношения полупериод—энергия для случая тонкой структуры альфа-распада будет обсуждаться ниже.

На рис. 7 можно заметить, что Po^{213} и Po^{215} укладываются на основной кривой для полония и поэтому, повидимому, они представляют случаи незапрещённого альфа-распада. Прежде чем принять, что эти ядра являются исключениями, необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что основная кривая в этой области изотопов полония определяется Po^{212} и Po^{214} и что благодаря уменьшению радиуса ядра эти ядра сами являются запрещёнными (см. раздел о количественной трактовке альфа-распада). Имеется также возможность, что наблюдаемые альфа-частицы Po^{213} и Po^{215} не соответствуют переходам в основное состояние.

Нечётно-чётные и дважды нечётные ядра

Полупериоды ядер этих типов представлены на рис. 8; те же линии отсчёта для дважды чётных ядер, которые приведены на рис. 6 и 7, даны и на рис. 8. Между этими кривыми интерполированием проведены пунктирные кривые, изображающие положения, которые имели бы изотопы с нечётными Z , если бы их постоянные альфа-распада (подобно дважды чётным ядрам)

не были запрещены. Можно заметить, что они почти всегда запрещены и что дважды нечётные ядра больше уклоняются от их кривых, чем это имеет место даже для нечётно-чётных ядер. Количественные данные, лежащие в основе этих обобщений, можно найти в таблице III.

В отношении нечётно-чётных ядер можно усомниться в том, что отклонения от кривых отсчёта, изображённые на рис. 8 и в таблице III, передают истинную картину запрещённого характера переходов на основной уровень, так как, подобно тому как это было для чётно-нечётных ядер, совсем не ясно, соответствуют ли наблюдаемые альфа-частицы этим переходам. Так, например, наблюдаемая альфа-частица At^{241} с энергией 5,48 *Мэв* почти заведомо не соответствует полной энергии распада, ибо одновременно наблюдаются и гамма-лучи высокой интенсивности с энергией 62 *кэв*. Если существует ненаблюдаемая альфа-группа с энергией 5,54 *Мэв*, что весьма вероятно, то её парциальный полупериод должен быть очень велик и испускание этих частиц сильно запрещено. Сколько других ядер ведёт себя аналогично At^{241} — неизвестно.

В настоящее время известно два случая тонкой структуры альфа-распада среди нечётно-чётных ядер, а именно, Ra^{331} и Fr^{331} . В обоих случаях группа с меньшей энергией менее запрещена, а группа 6,5 *Мэв* у Fr^{331} вообще кажется не запрещённой.

Рассматривая данные для нечётно-чётных ядер в таблице III, можно заметить, что значительная доля парциальных альфа-полупериодов вычисляются на основе очень редких альфа-ветвей, связанных с процессом, в котором преобладает захват электрона. Существует значительная неопределённость в оценке числа случаев *K*-захвата, и опыт нашей лаборатории позволяет думать, что это число скорее недооценивается. Это означает, что истинные парциальные альфа-полупериоды, вероятно, больше, чем это условно принималось до сих пор.

Единственным примером нечётно-чётного ядра, для которого достаточно надёжно известны и энергия и альфа-полупериод и для которого нет запрета, является At^{217} . Не видно простого объяснения для этого исключения из общего правила, если только не предположить, что At^{217} представляет собой ещё один случай, когда переход в основное состояние не измеряется.

Несколько примеров дважды нечётных ядер показывают, что для этого типа ядер альфа-излучение запрещено. Имея в виду ограничения, накладываемые неопределённостями данных, можно всё же считать, что альфа-распад дважды нечётных ядер ещё более запрещён, чем это имеет место даже у чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер.

Особо запрещённые ядра

Особое значение этой группы, представленной на рис. 9, будет обсуждаться ниже. Сюда относятся все известные альфа-излучатели висмута и изотопы франция, эманации, астатина и полония со 126 или меньшим числом нейтронов. В случае полония эта группа включает несколько изотопов дважды чётного типа, и, как об этом говорилось выше, следовало бы, повидимому, в неё включить Po^{212} и Po^{214} .

Обсуждение запрещённого альфа-распада

Из данных рис. 6, 7 и 8 следует, повидимому, та общая закономерность в явлении альфа-радиоактивности, что ядра с нечётным числом нейтронов, протонов или тем и другим претерпевают запрещённый распад по сравнению с дважды чётными ядрами. Это в особенности относится к переходам на основной уровень в тех случаях, когда измеряется больше, чем одна альфа-группа. Когда удаётся измерять несколько альфа-групп наиболее запрещённым, оказывается переход в основное состояние; короткопробежные же группы оказываются значительно менее запрещёнными. Наоборот, немногие известные случаи тонкой структуры дважды чётных ядер не дают указаний на какое бы то ни было запрещение для любой из групп и парциальные альфа-полупериоды согласуются с их соответствующими альфа-энергиями.

Согласно теории одним из факторов запрещения альфа-распада является изменение спина, сопровождающее переход; кроме того, любой аномально малый радиус ядра также будет проявляться в запрещении альфа-распада. Имеются основания думать, что такой эффект сокращения радиуса ядра наблюдается у Em^{12} , Fr^{212} , At^{211} , у изотопов полония с массой 214 или меньше и, вероятно, у всех изотопов висмута. Было бы, однако, неразумным считать этот эффект основным в тяжёлых ядрах с нечётным числом протонов или нейтронов, так как, если их радиусы вообще отличаются от радиусов соседних чётных ядер, то только в сторону некоторого увеличения. Невозможно также объяснить аномальные полупериоды этих ядер и изменениями спина.

Согласно теории зависимость от спина такова, что для объяснения альфа-распада, имеющего продолжительность в 10 раз большую нормальной, пришлось бы допустить изменение спина на 5 единиц. Хотя такие большие изменения спина и наблюдались для бета-переходов, соответствующих распаду дважды нечётного ядра, с превращением его в дважды чётное, тем не менее неразумно считать, что такие большие изменения будут иметь место (во всяком случае как общее правило) для альфа-распада, у которого начальное и дочернее ядра принадлежат одному и тому

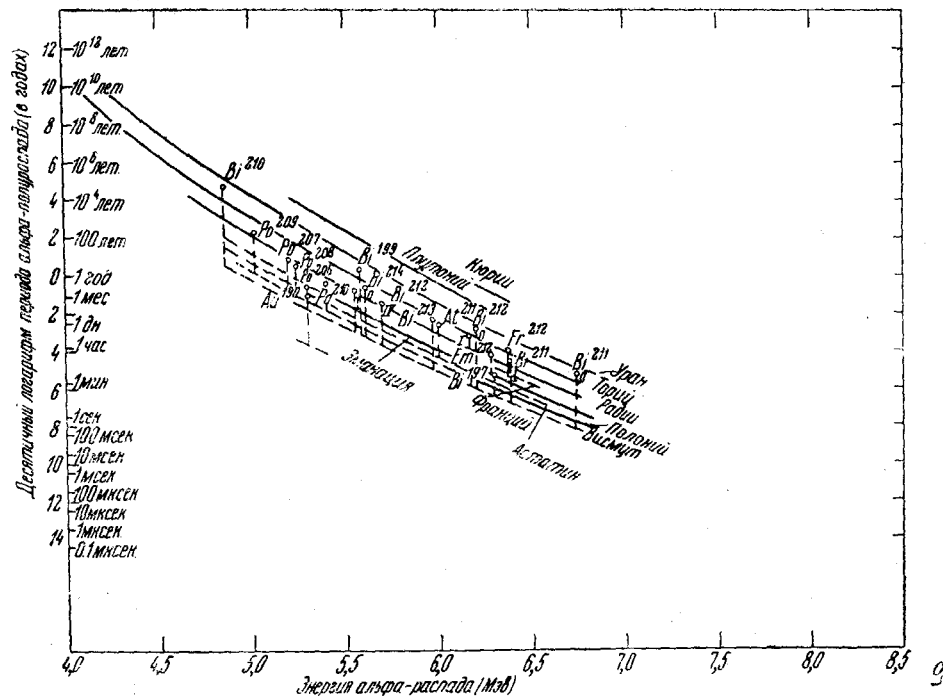


Рис. 9. Зависимость периода полураспада от энергии для особо запрещённых ядер.

же типу. Кроме того, для радиоактивных рядов типа $(4n+1)$ или $(4n+3)$, у которых практически все члены имеют аномальные постоянные распада, пришлось бы постулировать чередование у последовательных членов ряда больших и малых спиновых чисел, отличающихся на несколько единиц друг от друга. Для одного случая альфа-распада, а именно, для U^{235} , измерялись спиновые числа основного состояния. Для U^{235} было получено значение $5/2$ (или $7/2$)⁴⁰, а для Pa^{231} значение $3/2$ ⁴¹; изменение спина при переходе, таким образом, оказывается равным 1 или 2. Для объяснения же запрещения перехода на основной уровень у U^{235} исключительно изменением спина потребовалось бы изменение спина приблизительно на 10 единиц.

Поскольку современная теория альфа-распада в явном виде не может объяснить запрещённые переходы всех наблюдаемых категорий, то ниже предлагается качественное видоизменение теории, согласующееся в основных чертах с теорией Кондона-Гэрни. Рассмотрение формулы для постоянной альфа-распада показывает, что она состоит из двух частей: экспоненциального члена, характеризующего проникаемость барьера и из коэффициента перед экспоненциальным членом, являющегося медленно меняющейся функцией и принимаемого постоянным. Это можно писать в виде

$$\lambda = Ce^{-f(v, Z, r)}$$

Здесь λ — постоянная распада, C — упомянутый выше коэффициент и v , Z и r — соответственно скорость альфа-частицы, атомный номер и эффективный радиус ядра. Можно считать, что C связано с частотой столкновений альфа-частицы в начальном ядре с потенциальным барьером и численно приблизительно равно обратному времени прохождения ядра альфа-частицей. В такой модели неявно предполагается, что испускаемая альфа-частица образуется в самом ядре и что вероятность такого образования одинакова для всех ядер. Мы выдвигаем предположение, что влияние нечётного нуклона как раз и состоит в замедлении образования альфа-частицы. Нечётный нуклон, предположительно нуклон в высшем квантовом состоянии, должен быть одним из составляющих испускаемой альфа-частицы, если последняя покидает ядро с полной кинетической энергией; он поэтому соединится с нуклоном на более низком уровне, имеющем антипараллельный спин. Кроме того, один или больше нуклонов, возможно, изменяют свои квантовые состояния. Если мы предположим, что для этих процессов требуется значительное время, то тем самым появляется возможность объяснения запрещённого распада в ядрах с нечётным числом нуклонов. По этой же причине два нечётных нуклона должны привести к запрещению альфа-распада в ещё большей степени, чем одиночные нечётные нуклоны, что подтверждается сравнением дважды нечётных ядер с нечётно-чётными или чётно-

нечётными типами (см. таблицу III, рис. 7. и 8). Согласно этому взгляду можно также ожидать, что во всех случаях запрещения испускание альфа-частиц малой энергии может частично или даже полностью заменить переход в основное состояние, так как для нижележащих нуклонов вероятность соединения их в пары больше и во всяком случае образование альфа-частиц из них должно быть запрещено в меньшей степени.

В согласии с опытом степень запрещения этих групп с учётом их энергий должна быть меньше, чем для перехода на основной уровень.

Аномальность зависимости полупериода от энергии для Po^{210} и всех естественных изотопов висмута по сравнению с таковыми для других альфа-излучателей многократно отмечалась, и этот эффект приписывался внезапному уменьшению радиусов этих ядер. Не излишне попытаться связать эти аномалии в размерах ядер, вытекающие из свойств альфа-распада, с современными взглядами на существование устойчивых конфигураций в ядре. Однозначное решение этого вопроса в области ядер с быстро меняющимся радиусом, связанных между собой явлением альфа-распада, требует решения вопроса о том, следует ли увеличение барьера вследствие уменьшения размеров ядра приписать родительскому или дочернему ядру. В модели одного тела считается, что альфа-частица движется в ядре продукта распада и барьером для неё служит барьер продукта распада. Это означало бы, например, что альфа-распад изотопов висмута запрещён из-за аномально малого радиуса ядра таллия — продукта распада. Вероятно, эта модель недостаточна и ядро, обуславливающее потенциальный барьер, является гибридом родительского и дочернего ядер.

Как уже упоминалось, альфа-распад всех естественных изотопов висмута проявляет весьма высокую степень запрещения, превышающую значения нормальной кривой от сотен до нескольких тысяч раз. Часть этого явления может быть приписана нечётным нуклонам изотопов висмута, но степень запрещения настолько велика, что часть, повидимому, следует отнести за счёт эффекта изменения размеров ядра. Если принято, что среднее отклонение от нормальной кривой порядка 500, и если считать, что фактор 10 или 20 может быть объяснён наличием нечётных нуклонов, то на эффект сокращения ядра остаётся фактор порядка 50 или 25. Из формулы для постоянной распада следует, что уменьшение ядра на 10% приводит к увеличению полупериода в 50 раз. В следующем разделе более полно будет рассмотрена количественная сторона теории альфа-распада и мы увидим, что за исключением лёгких дважды чётных изотопов полония (Po^{212} , Po^{210} и Po^{208}) теория хорошо оправдывается для дважды чётных ядер. В отмеченных выше исключениях мы приписываем весь эффект запрещения альфа-испускания влиянию сокращения ядра, так как

для всех других дважды чётных изотопов, не находящихся близко к области ядер с 82 протонами и 126 нейтронами, согласно получается довольно хорошим. Степень запрещения Po^{210} и Po^{208} такова, что для её объяснения приходится предположить сокращение ядра порядка 10%. Так как без эффектов, обусловленных нечётными нуклонами, запрещение у изотопов висмута оказывается того же порядка, то приходится постулировать и для них сокращение ядра на величину приблизительно такого же порядка, т. е. приблизительно 10% или меньше.

Что же касается новых альфа-излучателей висмута, бедных нейтронами, то невозможно сказать, отличаются ли нет их свойства от тех закономерностей, которые были отмечены у тяжёлых альфа-излучателей висмута, так как отношение вероятностей альфа-распада и K -захвата для них точно неизвестно и поэтому вычисленные альфа-полупериоды, приведённые в таблице III, должны рассматриваться лишь как грубое приближение. Двухминутный период, приписываемый Bi^{197} , всего десятикратно запрещён, если этот изотоп распадается главным образом в результате альфа-испускания, но по этому вопросу данных нет. С другой стороны, лучшее определение альфа-разветвления 25-минутного Bi^{199} показывает, что альфа-распад этого изотопа сильно запрещён. Если пытаться объяснить эти эффекты висмута наличием замкнутых оболочек в ядре, то в лучшем случае, в настоящее время можно лишь утверждать, что энергия связи одного или большего числа протонов при общем количестве их, меньшем чем число протонов в замкнутой оболочке (82), аномальна велика, так же как весьма велика и энергия связи некоторых из нейтронов при числе их, заметно меньшем 126.

Ввиду явного преобладания альфа-распада у изотопов висмута можно было бы ожидать, что эта равномерность выступит у изотопов свинца ($Z=82$) ещё более резко. На самом же деле альфа-активность не наблюдалась даже у крайне бедных нейтронами ядер свинца, соответствующих тем лёгким изотопам висмута, для которых опять начинает проявляться альфа-активность. Можно удовлетворительно объяснить этот факт, предположив, что энергия распада изотопов свинца крайне низка, но возможно также, что полупериоды при данных энергиях распада крайне велики. Особенность положения свинца, повидимому, выражается в том, что после перехода через эту область, т. е. для ядер золота ($Z=79$) и ртути ($Z=80$), имеющих недостаток нейтронов, альфа-активность согласно наблюдениям Томпсона и др.¹³ опять начинает появляться.

Кроме изотопов висмута имеется другая группа, которая, повидимому, запрещена по отношению к альфа-распаду по причине аномальности радиуса ядра. Речь идёт о At^{211} , Em^{212} и об изотопах полония с массой 210 и меньше. Основным здесь является

наличие у этих изотопов 126 или меньшего числа нейтронов. Можно заметить, что эти ядра являются именно теми, для которых обнаруживается резкое отклонение от закономерностей зависимости массового числа от энергии, наблюдаемых в тяжёлых изотопах. В этой области, повидимому, даже у дважды чётных ядер альфа-распад запрещён.

На рис. 3 сделана попытка выделить области аномальной устойчивости ядра. Для этой цели были использованы два факта, а именно: у всех изотопов висмута наблюдается высокая степень запрещения альфа-распада и все ядра, имеющие 126 или меньше нейтронов, также проявляют это свойство. Аномально большие полупериоды, повидимому, означают, что в обоих случаях имеет место резкое изменение величины радиуса ядра. Теперь довольно ясно, что в ядрах со 126 или меньшим числом нейтронов имеется область ниже 126 нейтронов, в которой связь ядра лишь слабо меняется; при превышении же этого числа нейтронов наступает резкое уменьшение энергии связи. Этот эффект проявляется как максимум альфа-энергии для ядра со 128 нейтронами, распадающегося затем на ядро со 126 нейтронами; примерами такого случая являются Bi^{211} , Po^{212} и, возможно, At^{213} и высшие ядра этого типа. Сходным образом ядра со 126 или меньшим числом нейтронами обладают низкой альфа-энергией, и, что не менее важно, полупериоды аномально велики для соответствующих энергий. Если те несколько нейтронов, которые добавляются к 126 другим нейтронам, связаны относительно слабо, то энергии альфа-распада ядер со 127 нейтронами должны лежать между энергиями ядер со 126 и 128 нейтронами, так как альфа-частица уносит один слабо и один сильно связанный нейтрон. Это объяснило бы наблюдаемую альфа-энергию Po^{211} (AcC') и позволяет предсказать эту энергию для At^{213} , как это показано на рис. 1. Можно ожидать ещё один эффект для этих изотопов, а именно, проявление высокой степени запрещения альфа-распада, столь заметного для ядер со 126 или меньшим числом нейтронов. Для Po^{211} это приводит к значению полупериода, не меньшему 50 миллисекунд, что в 10 раз превышает значение, получаемое на основе соотношений Гейгера — Нуталла⁴².

Обсуждаемое влияние 126 нейтронов на энергетическую поверхность, вероятно, равным образом применимо и к числу протонов 82, но в последнем случае почти полное отсутствие измеримого потенциала альфа-распада непосредственно ниже висмута сводит на-нет ценность любых спекуляций по этому вопросу. Однако влияние лишнего по отношению к замкнутой оболочке нуклона на альфа-распад можно иллюстрировать значительно большим числом примеров, при числе протонов, равном 83, чем это позволяет скудный экспериментальный материал при числе нейтронов, равном 127. Все альфа-энергии изотопов висмута намного меньше,

чем у изотопов полония (по сравнению со смещением последующих элементов) и времена жизни обладают степенью запрещения, превышающей ту, которую следовало бы ожидать для изотопов с нечётным числом нуклонов.

Количественная трактовка альфа-распада

Из вышеизложенного должно быть ясно, что если и можно ожидать количественного согласия между экспериментальными данными и существующей теорией, то только для дважды чётных ядер. Предварительные вычисления для этих последних показывают, что и на самом деле согласие в широком интервале массовых чисел и атомных номеров получается неплохое. Таким образом, форма и расположение кривых рис. 6 хорошо передаются теорией одного тела для альфа-излучения; на это обстоятельство указывали ещё раньше Бисвас³⁹ и другие, которые вдобавок пытались и все остальные виды ядер поместить на эти кривые.

Так как единственным неизвестным параметром в формуле является радиус ядра, то можно попытаться путём совмещения кривых дважды чётных ядер определить функцию, которая позволяла бы описывать поведение ядерного радиуса в области тяжёлых элементов. Хотя ещё и не были проведены исчерпывающие вычисления, но предварительные оценки указывают, что лучшее согласие с экспериментом скорее даёт простая функция $r = 1,48 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, чем подобная же функция, к которой добавляется член, учитывающий радиус альфа-частицы или радиус действия её сил, как это предлагают некоторые авторы^{43,44}. Можно, наоборот, вычислить то значение, которое необходимо приписать радиусу дважды чётного ядра для того, чтобы получить наблюдаемое значение постоянной распада, и потом определить, насколько каждое такое значение отличается от правила $r = 1,48 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Десяток таких подсчётов для элементов, лежащих между кюрием и эманацией, показал, что среднее отклонение имеет порядок 1%; это нужно считать хорошим совпадением, если учесть, что нередко неопределённости в альфа-энергии приводят к ещё большим погрешностям в радиусах ядра. Уточнение измерений энергии и корреляция дополнительного материала должны показать, существуют ли на самом деле серьёзные отклонения от этой простой формулы для радиуса ядра.

Вычисления радиуса были выполнены также для шести из дважды чётных изотопов полония, для которых имеются надёжные данные по энергиям распада и по полупериодам. Давно было ясно, что при распаде Po^{210} и, возможно, всех изотопов висмута некоторую роль в удлинении полупериодов играет сокращение радиуса ядра. В случае изотопов висмута необходимо часть запрещения приписать общему эффекту нечётных нуклонов, часть —

эффекту радиуса ядра и часть, возможно, изменениям спина. Однако, для дважды чётных изотопов полония любое заметное запрещение приходится относить за счёт аномальностей в радиусе ядра. В теории одного тела для альфа-распада предполагается, что радиус ядра по существу совпадает с радиусом продукта распада. Поэтому в случае альфа-излучателей полония мы «измеряли» бы ядерные радиусы соответствующих изотопов свинца. Независимо от того, имеет смысл или нет отождествлять параметр расстояния при альфа-распаде с радиусом ядра продукта, можно с уверенностью сказать, что энергия связи, а отсюда и радиус ядра продукта играют важную роль в определении вида соотношения между энергией и полупериодом. Запрещение альфа-распада изотопов полония можно приписать сокращению радиусов ядер дочерних изотопов свинца, обладающих стабильной конфигурацией из 82 протонов. У Po^{212} и более лёгких изотопов число нейтронов продуктов распада равно 126 или меньше и это обстоятельство должно привести к дальнейшему усугублению запрещения из-за дальнейшего сокращения эффективного радиуса ядра. Если, наконец, мы допустим, что радиус родительского ядра также является определяющим фактором для эффективного радиуса альфа-излучения, то запрещение альфа-распада у изотопов полония с массовым числом 210 или меньше должно быть ещё более сильное, так как родительские ядра также обладают 126 нейтронами или меньше. Интересно отметить, что расхождение между вычисленными радиусами дважды чётных изотопов полония и радиусами, получаемыми по простой формуле $A^{1/3}$ как раз такое, какое можно было ожидать. В то время, как радиус ядра Po^{218} меньше только на 1,4%, у изотопов Po^{216} , Po^{214} , Po^{212} , Po^{210} и Po^{208} расхождения получаются соответственно равными 2,1, 2,8, 5,5, 8,1 и 9,0 процента.

Следует упомянуть, что дальнейшее разделение факторов, влияющих на ядерный радиус, можно получить на основе исследования таких изотопов, как Em^{213} . В этом случае и родительские и дочерние ядра имеют 126 или меньше нейтронов, но у дочерних ядер число протонов равно 84 вместо 82, как у продуктов распада изотопов полония. Можно заметить, что распад у Em^{212} меньше запрещён, чем у Po^{210} или Po^{208} , что, возможно, случайно.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Замечания об активности отдельных изотопов

Большинство из данных, использованных в настоящей статье, можно найти в сводке «Таблица изотопов»³. В этой сводке, однако, некоторые новые изотопы не рассмотрены; кроме того, для наших целей мы считали необходимым пересмотреть или рас-

ширить часть материала или снабдить её дополнительными замечаниями.

Cm²³⁸

Как указано в таблице³, этот изотоп является альфа-излучателем с энергией 6,50 Мэв и полупериодом 2,5 часа. Он, несомненно, неустойчив по отношению к захвату электрона (см. таблицу I), и хотя его разветвление не определялось, но весьма вероятно, что измеренный полупериод по существу определяется полупериодом захвата электрона. По этой причине этот изотоп не представлен на рис. 6, иллюстрирующем закономерности дважды чётных ядер.

Cm²⁴⁰

По предсказаниям этот изотоп кюрия также неустойчив по отношению к *K*-захвату. Однако было показано, что разветвление этого способа распада меньше 20% и поэтому ошибка получается небольшой, если считать, что измеренный полупериод равен полупериоду альфа-распада.

Cm²⁴⁴

Этот изотоп, открытый С. Г. Томпсоном⁴⁶ при облучении Am²⁴¹ ионами гелия энергией 38 Мэв, является долгоживущим альфа-излучателем с альфа-энергией 5,78 Мэв. Согласно Томпсону массовое число этого изотопа может быть равно либо 243, либо 244; исходя из проведённого нами детального обзора других изотопов кюрия⁴⁵, мы склоняемся в пользу числа 244. На основании не совсем надёжных данных по выходу Томпсон оценивает полупериод в 10 лет. Эта точка не была использована на рис. 6, хотя случайно она попадает приблизительно на ожидаемое место.

Am²⁴²

Существует большая неопределённость в приведённом в тексте полупериоде основного состояния Am²⁴². Указанный в таблице III полупериод альфа-распада основан на выходе Nr²³⁸ при альфа-распаде, причём предполагается, что в результате захвата нейтрона изотопом Am²⁴¹ одновременно с Am²⁴³ образуется в тех же количествах возбуждённый изомер $\odot$ Am²⁴², имеющий полупериод в 16 часов. Необходимо при этом допускать возможность значительной ошибки любого знака. Альфа-энергия определялась замыканием цикла, включающего в себя энергии бета-распада Am²⁴² и Nr²³⁸ и альфа-энергию Cm²⁴². Используемая для замыкания цикла энергия бета-распада Am²⁴² при этом считается равной энергии бета-частицы (0,6 Мэв). Если в каскаде с бета-частицей имеются γ -лучи, то энергия распада и соответственно альфа-энергия Am²⁴² будет выше.

Am^{241}

Изобилие мягких гамма-лучей и L -рентгеновских лучей привело к убеждению, что основная альфа-группа находится в каскаде с гамма-лучом. Предварительные измерения⁴⁷ альфа- и гамма-лучей, повидимому, подтверждают это предположение. Поэтому при получении указанного на рис. 1 значения энергии распада (5,64 Мэв) гамма-энергия прибавлялась к энергии альфа-частицы.

 Am^{239}

Указанный в сводке³ фактор альфа-разветвления ($\sim 0,1\%$) определялся заново и новое значение, равное $0,01\%$, использовалось нами при определении альфа-полупериода.

 Pu^{241}

Приведённый в таблице III альфа-полупериод основан на оценке количества U^{237} , получающегося при альфа-распаде и на оценке количества Pu^{241} , основанной на соображениях выхода этого изотопа. Погрешности такого порядка, что вычисленный этим способом полупериод правилен с точностью до фактора в 2 или 3. Альфа-энергия вычисляется замыканием цикла распада, включающего в себя энергии бета-распада Pu^{241} и U^{237} и энергию альфа-распада Am^{241} .

 Pu^{239}

В основном тексте упоминалось, что с Pu^{239} связано некоторое неидентифицированное электромагнитное излучение и что существует возможность, что измеренная энергия альфа-частицы не соответствует переходу на основной уровень. Это явление, следовательно, было бы подобно явлению, которое наблюдается у U^{235} . Если это подтвердится для Pu^{239} , то энергия распада будет больше, чем указанная на рис. 1.

 Pu^{234}

Степень альфа-разветвления этой активности с периодом 8 часов точно неизвестна вследствие трудности отделения этого процесса от процесса захвата электрона. Условно принято, что отношение разветвления равно $0,03$. Это приводит к значению альфа-полупериода в 10 дней. Энергия α -распада немного изменена и считается равной $6,15 \text{ Мэв}$ ⁴⁹.

 Pu^{232}

По оценкам, основанным на альфа- и рентгеновской активности, альфа-разветвление этого изотопа составляет 20% или меньше. Приведённое значение энергии также лишь приблизительное, так как эта альфа-группа приходится на тот же интервал энергии, что и продукт распада U^{228} , который сам точно не известен.

№ 235

Вместо приведённого в сводке³ значения альфа-разветвления $\sim 0,1\%$ нами принято значение $\sim 0,005\%$ ⁵⁰.

№ 233

Этот новый изотоп получается при облучении U^{235} и U^{233} дейтронами высокой энергии⁵¹. Распад этого изотопа происходит преимущественно путём захвата электрона с полупериодом в 35 мин., но наблюдается также и неинтенсивное излучение альфа-частиц энергии 5,53 Мэв. Как это и вообще имеет место для всех ядер, распадающихся путём захвата электрона без образования дочерних активностей, поддающихся точному измерению, мы можем в настоящее время лишь приблизительно оценивать разветвление и альфа-полупериод. Условное значение альфа-разветвления $\sim 10^{-3}\%$.

U^{235}

Основная альфа-группа (4,396 Мэв), повидимому, не связана с переходом на основной уровень, так как наблюдается излучение гамма-лучей высокой интенсивности³ и поэтому энергия распада, показанная на рис. 1, включает в себя энергию этого гамма-излучения.

Интенсивность перехода на основной уровень не была известна точно, так как этот переход наблюдался только в самое последнее время. На основании видимого расхождения порядка 20% между числом частиц с энергией 4,396 Мэв по отношению к α -частицам U^{238} ⁵² и числом частиц, которое должно было бы иметь место, считая, что на каждый распад приходится по одной частице согласно масс-спектрографическому анализу и выходу продуктов ряда актиния, выдвигалось предположение⁵², что 20% переходов оканчивается альфа-группой более высокой энергии, которая маскируется альфа-частицами U^{234} . Недавно наша лаборатория получила препарат, сильно обогащённый U^{235} , и мы смогли разрешить длинно-пробежную альфа-группу с относительной интенсивностью $10 \pm \pm 1\%$ и энергией на 180 кэв выше энергии основной группы. Экспериментальная погрешность этого определения порядка 20 кэв. Возможность выделения этой альфа-группы позволяет определять удельную активность U^{235} непосредственно на сильно обогащённом препарате и не исключено, что это приведёт к необходимости пересмотра принятого значения полупериода U^{235} . Однако, вместо того, чтобы попытаться исправить существующие данные, мы сохраним старое значение ($7,07 \cdot 10^8$ лет), пока необходимые точные измерения не будут выполнены.

U^{233}

Подобно Pu^{239} у этого изотопа наблюдается электромагнитное излучение довольно значительной интенсивности, но была идентифи-

цирована всего одна альфа-группа. Возможно, поэтому, что наблюдаемая альфа-группа не представляет переход на основной уровень. Так как схема распада непосредственно не определялась, то на рис. 1 приведена измеренная альфа-энергия.

U^{231}

До сих пор не удалось измерить альфа-энергию этого изотопа, обладающего полупериодом захвата электрона в 4,2 дня, так как его не удаётся получать в свободном от U^{230} и U^{232} виде, альфа-активность которых неизмеримо выше. Однако, изолируя продукты распада Th^{227} (RdAc) и Ra^{231} , можно определять степень альфа-разветвления. Соответствующее вычисление дало для полупериода значение 200 лет⁵³. Исходя из рис. 1 и также замыкая цикл распада (U^{231} , Ra^{231} , Ac^{227} , Th^{227}), в котором энергия распада при захвате электрона оценивалась в 0,5 Мэв, на основе соотношения Томпсона²⁹ можно было определить альфа-энергию. Соответствующее значение оказалось равным 0,5 Мэв.

Ra^{231}

Есть веские основания считать, что обе хорошо установленные группы альфа-частиц, использованные в настоящей статье, сами обладают тонкой структурой. Так, более энергичная группа имеет компоненту 5,04 Мэв, что на 30 кэв превышает значение, принятое для перехода на основной уровень. Это обстоятельство мало что меняет на кривой энергии рис. 1, но оно существенно в том отношении, что делает переход на основной уровень ещё более запрещённым, чем это показано на рис. 8. Менее существенным следствием этого изменения является необходимость пересмотра альфа-энергии U^{231} , так как оценка этой энергии основывалась на цикле распада, включающего в себя альфа-распад Ra^{231} . Однако другие ошибки вычисления полностью перекрывают то небольшое увеличение альфа-энергии, которое вызвано отмеченным обстоятельством.

Ra^{230}

Степень альфа-разветвления этой семнадцатидневной активности оценивалась, исходя из отношения активностей U^{230} и Ac^{226} , являющихся продуктами Ra^{230} . При этом считается, что полупериод в 17 дней обусловлен главным образом процессом захвата электрона, а не β^- -излучения. Выходы соответствуют альфа-полупериоду в 1400 лет. На рис. 8 это значение соответствует альфа-энергии 5,5 Мэв, получаемой интерполяцией из рис. 1.

$Th^{230} (Io)$

Некоторые особенности тонкой структуры иония (Th^{230}) хорошо изучены и заслуживают того, чтобы они были приняты во внима-

ние при установлении общих закономерностей. Более тщательное исследование спектра альфа-частиц указывает, что существует, по-видимому, по крайней мере две группы с энергией 4,68 и 4,61 $Mэв$ ⁵⁶, что согласуется с существованием хорошо известного гамма-излучения в 68 $кэв$ ^{57, 58}. По оценке Фезера³⁵ отношение группы 4,68 $Mэв$ к группе 4,61 $Mэв \sim 4:1$. Розенблюм, Вальдарес и Виял⁵⁶, кроме того, получили некоторые данные, указывающие на малоинтенсивную группу, энергия которой могла бы соответствовать переходу на уровень, лежащий на 170 $кэв$ выше основного. Соответствующее гамма-излучение, по-видимому, уже наблюдалось на опыте^{57, 58}. Из-за ненадёжности данных по интенсивности эта группа не приведена ни на рис. 6, ни в таблице III.

Th²²⁸ (Rd Th)

Имеются более поздние данные для интенсивности двух альфа-групп, а именно, 0,72 и 0,28 для групп с энергиями соответственно 5,423 и 5,339 $Mэв$ ⁵⁹.

Th²²⁴

Экспериментальное значение альфа-энергии (7,20 $Mэв$) согласуется с существованием короткого полупериода, но последний ещё не измерен. То же самое имеет место и для некоторых других короткоживущих изотопов как Ac²²², Ra²²⁰, Fr²¹⁸, Em²¹⁶ и Po²¹¹.

Ac²³⁸ (Ms Th₂)

Сообщалось об измерении энергии альфа-частицы редкого разветвления⁶⁰, причём получалось значение 4,54 $Mэв$, что согласуется с предсказаниями, базирующимися на рис. 1. Однако, согласно рис. 8, при такой энергии Ac²²⁸ должен обладать альфа-полупериодом, превышающим 10⁶ лет, что для альфа-разветвления даёт отношение, меньшее 1:10⁹. Крайне сомнительно, что в данном случае можно было обнаружить такое низкое альфа-разветвление.

Ac²²⁷

Существование двух альфа-групп, из которых одна приблизительно на 350 $кэв$ ниже основной группы⁶¹, не подтвердилось^{62, 63}, и поэтому мы будем считать, что Ac²²⁷ обладает одной единственной альфа-группой с энергией 4,95 $Mэв$, причём не исключается, что более тщательные измерения выявят очень тонкую структуру этой группы. В настоящее время не решён вопрос о том, соответствует ли наблюдаемая альфа-частица переходу на основной уровень или нет.】

Ra²²⁶

Хорошо установлено существование у Ra²²⁶ гамма-излучения, с энергией, приблизительно равной 0,19 $Mэв$ ^{64, 65}. На 100 альфа-

распадов Сталь⁶⁵ нашёл более 5 электронов внутренней конверсии, и он считает, что число гамма-лучей, не подвергавшихся конверсии, также составляет несколько процентов. Розенблум и Перрен⁶⁶ наблюдали соответствующую короткопробежную альфа-группу и отмечают, что интенсивность была как раз такой величины, которой следовало бы ожидать на основании измерений Сталя. Недавно Розенблум⁶⁷ указывал, что интенсивность короткопробежной группы составляет около 9 процентов в то время, как Чан⁶⁸ даёт значение 1,8%. Ввиду согласия между независимыми измерениями гамма-лучей и альфа-группы, произведёнными Сталем и Розенблумом, мы используем большее значение.

Fr²¹²

Этот крайне бедный нейтронами изотоп франция (по предсказаниям β -устойчивым изотопом франция является Fr²¹⁹) был получен Гайдом, Гиорсо и Сиборгом²⁸ при бомбардировке тория протонами высокой энергии. Он был химически выделен и было показано, что его массовое число должно быть значительно ниже 218, так как все более тяжёлые изотопы франция, у которых можно было бы допустить существование наблюдаемых альфа-энергий и полупериодов, образовали бы известные продукты распада естественного радиоактивного ряда.

Идентификация этого изотопа с Fr²¹² основана на наличии генетической связи, обусловленной альфа-распадом, с изотопом астатина, который, по предположению, идентичен с At²⁰⁸, и также на наличии связи, обусловленной K -захватом с новым изотопом эманации, которому приписывают, исходя из связи его с Po²⁰⁸, массовое число 212 (Em²¹²). Измеренный полупериод Fr²¹² равен 19 мин. и, судя по скорости возрастания числа альфа-частиц Em²¹², альфа-разветвление составляет приблизительно 50%. Энергия альфа-частиц равна 6,25 Мэв.

Em²¹⁸

Значения полупериода Em²¹⁸, приводимые различными исследователями, сильно расходятся. Для Em²¹⁸, получающейся как один из продуктов ряда U²³⁰, Студер и Гайд⁷ получили период полураспада, равный 19 миллисекундам. Уален⁶⁹, с другой стороны, утверждает, что им идентифицирована Em²¹⁸ как активность с полупериодом 1,3 секунды и возникающая как редкое β^- -разветвление At²¹⁸, которое, в свою очередь, возникает при редком β^- -разветвлении ThA²¹⁸. Есть несколько причин, почему следует отдать предпочтение значению Студера и Гайда; главной из них является значительно большая простота экспериментального метода получения Em²¹⁸. Другая причина состоит в хорошем согласии значений Студера и Гайда для энергии и полураспада с зако-

номерностями, изображёнными на рис. 6. Что же касается значения Уалена для полупериода (1,3 секунды), то оно слишком велико для энергии, приводимой Студером и Гайдом и, наоборот, если не принять этого значения энергии, а оценить его на основании полупериода 1,3 сек., то окажется, что энергия Em^{218} ниже, чем у At^{219} , что явно не согласуется с закономерностями рис. 1.

Em^{213}

Как уже упоминалось, этот новый изотоп эманации получается из Fr^{213} . Энергия альфа-частицы равна 6,18 Мэв^{28} . Измеренный полупериод равен 23 минутам²⁷ и так как мы считаем, что Em^{213} , вероятно, бета-устойчива, то, следовательно, этот период соответствует альфа-распаду.

At^{218}

В обзорной статье³ ошибочно сообщалось, что энергия альфа-частицы At^{218} , найденная Карликом и Бернетом³⁴, равна 6,72 Мэв . Правильное значение 6,63 Мэв .

At^{213}

Этот изотоп никогда не наблюдался и альфа-энергия оценивалась нами (см. рис. 1), исходя из тех соображений, что в этой области ядро со 128 нейтронами должно обладать максимальной энергией по сравнению с другими изотопами. Эта оценка была сделана для подчёркивания того, что именно такую закономерность следует ожидать и что не следует надеяться получить правильное значение альфа-энергии At^{213} посредством интерполирования между At^{213} и At^{214} .

At^{212}

Полупериод этого изотопа по измерениям⁷⁰ равен 0,25 сек., и из рис. 8 можно оценить альфа-энергию в 7,4 Мэв , если учесть, что ядро принадлежит к типу дважды нечётных и что распад проходит через конфигурацию со 126 нейтронами. Ошибка этой оценки, вероятно, превышает 200 кэв . Следует ожидать, что альфа-энергия будет лежать между значениями для At^{211} и At^{213} и в таком смысле значения альфа-энергии, приписываемые и At^{212} и At^{213} , согласуются между собой.

At^{210} и более лёгкие изотопы астатина

Келли и Серге⁷¹ дают для отношения альфа-разветвления минимальное значение 10^{-4} , что приводит к значению в 10 лет для альфа-полупериода. Если считать, что At^{210} находится в таком же отношении к At^{211} , как Po^{209} к Po^{210} , то из рис. 1 можно оценить его альфа-энергию в 5,4 Мэв . Нанеся эти значения энергии и полупериода на рис. 8, можно заметить, что альфа-

распад запрещён по крайней мере в сотни раз. Эту высокую степень запрещения можно объяснить частично дважды нечётностью этого ядра и частично наличием менее чем 126 нейтронов. Интересно отметить, что запрещение альфа-распада больше, чем у At^{211} (при условии, что взятое значение энергии правильно) и этот факт можно объяснить общим отличием дважды нечётных ядер от нечётно-чётных.

У астатина при массах, меньших 210, альфа-излучение опять наблюдается, но ещё не удалось надёжно идентифицировать различные активности. Последние, несомненно, распадаются, преимущественно в результате захвата электрона, но степень разветвления не оценивалась даже грубо. Таким образом, ни одно из этих ядер не удаётся использовать для выяснения закономерностей зависимости полупериода от энергии. Тем не менее кое-какие измерения альфа-энергии были произведены, и соответствующим изотопам были приписаны те значения, которые указаны на рис. 1. Необходимо подчеркнуть, что приведённые полупериоды суть экспериментально измеренные периоды, а не периоды альфа-излучения.

Условно At^{209} приписывается полупериод 5,5 часов и испускание альфа-частиц с энергией 5,65 Мэв. Эта оценка исходит из функции возбуждения висмута, получаемой при облучении последнего ионами гелия и также из вероятного существования Po^{209} среди сложного комплекса активностей⁷³. Другая альфа-частица с энергией 5,65 Мэв и полупериодом 1,7 часа приписывается At^{208} ; это излучение наблюдалось при альфа-распаде активности, приписываемой $\text{Fr}^{213\ 28}$. Главным доводом считать At^{208} источником этого альфа-излучения было образование Po^{208} , причём скорость этого образования соответствует распаду с периодом 1,8 часа. Следует отметить, что при реакциях расщепления висмута образуется, повидимому, другой изотоп астатина, являющийся предшественником Po^{208} , причём его полупериод больше 1,8 часа, и заметного альфа-излучения не наблюдается⁷³. Возможно, что мы здесь имеем дело с двумя изомерами At^{208} , относительные количества которых зависят от метода их образования.

На основании измерений функции возбуждения альфа-частицы с энергией 5,76 Мэв и полупериод 1,8 часа⁷³ приписывают At^{207} . Два других изотопы несколько произвольно отождествляют с At^{205} и At^{204} , хотя интервал массовых чисел определяется опытами по возбуждению. Одна из активностей имеет полупериод в 25 мин. и альфа-энергию 5,9 Мэв, другая — соответственно 10 минут и 6,1 Мэв⁷².

Po^{209}

Исходя из данных по выходу, считают, что полупериод альфа-распада этого нового изотопа полония равен 200 годам⁷¹. После введения небольшой поправки энергия альфа-частиц оказывается

равной $4,90 \text{ Мэв}^{13}$. Степень разветвления процесса захвата электрона точно неизвестна, но по интенсивности L -рентгеновских лучей можно считать, что она не превосходит $^{24} 1:10$. Соответственно этому период захвата электрона был бы больше 2000 лет.

Po^{205} и более лёгкие изотопы полония

Как и в случае лёгких изотопов аstatина, очень мало известно об альфа-периодах и массовых числах этих ядер. Однако энергии и массовые числа известны с точностью всё же достаточной для того, чтобы можно было их нанести на рис. 1 и убедиться, что получается ожидаемый общий ход. По принятым в настоящее время измерениям полупериод Po^{205} равен 1,5 часа и энергия альфа-частицы — $5,2 \text{ Мэв}$. Альфа-частица с энергией $5,35 \text{ Мэв}$ и полупериодом 4 часа теперь приписывается $^{24} \text{Po}^{204}$, а Po^{203} мы попрежнему считаем альфа-излучателем с энергией $5,56 \text{ Мэв}$ и полупериодом 40 мин. В обоих случаях степень альфа-разветвления остаётся неизвестной.

$\text{Bi}^{208} (?)$

В опубликованном ранее сообщении 10 альфа-частица $5,0 \text{ Мэв}$, найденная Хоулэндом и Перлманом, необоснованно приписывалось Bi^{208} . Эта альфа-частица наблюдалась как очень слабая активность во фракции висмута, получаемая при облучении последнего нейтронами ядерного котла. Считалось, что имеет место реакция (п, 2п). Этот взгляд не был привлекательным, так как надо было ожидать, что альфа-энергия Bi^{208} будет во всяком случае не больше, а скорее меньше, чем у Bi^{209} . В настоящее время исследуется интересная возможность, что альфа-группа $5,0 \text{ Мэв}$ соответствует метастабильному состоянию $\text{Bi}^{210} (\text{RaE})$, которое сильно запрещено по отношению к изомерному переходу и бета-распаду. Частичные, но ещё не решающие данные по этому вопросу уже получены.

Bi^{201}

60-минутная активность с альфа-частицами $5,15 \text{ Мэв}$, которая раньше приписывалась Bi^{2003} , теперь приписывается Bi^{201} , исходя из её генетической связи с 8-часовым Pb и 72-часовым Tl , которым условно приписывается массовое число 201 21 .

Bi^{199}

Это единственный из альфа-излучателей висмута с недостатком нейтронов, для которого оценено альфа-разветвление. Определение этого изотопа основывалось на наблюдении его появления в результате последовательных процессов захвата электрона у Pb^{199} и у 7,5-часового Tl^{199} . Альфа-разветвление вычислялось

на основе выхода Ti^{199} и наблюдаемое альфа-излучение составляет $1,7 \cdot 10^{-3}$ процента, что даёт альфа-полупериод в 3 года.

Bi^{197}

Полупериод в 2 минуты, приписываемый Bi^{197} , является минимальным периодом альфа-распада, так как при этом сделано предположение, что измеренный полупериод определяется процессом альфа-распада.

Au^{190}

Последние измерения показывают, что этот альфа-излучатель является изотопом золота. Измеряя другое излучение с периодом полураспада в 5 минут, можно было оценить альфа-разветвление в 10^{-2} процента ²³.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Geiger and J. M. Nuttall, Phil. Mag, **22**, 613 (1911), **23**, 439 (1912).
2. G. Gamow, Zeits. f. Physik **51**, 204 (1928); Structure of Atomic Nuclei and Nuclear Transformations (Oxford University Press, London (1937)); E. U. Condon and R. W. Gurney, Phys. Rev. **33**, 127 (1929), Nature **122**, 439 (1928), H. A. Bethe, Revs. Mod. Phys. **9**, 161 (1937).
3. G. T. Seaborg and I. Perlman, Revs. Mod. Phys. **20**, 585 (1948).
4. Ссылки на эту работу и также на другие работы, специально не рассматриваемые в настоящей статье, можно найти в «Таблице изотопов»⁸.
5. Hagemann, Katzin, Studier, Ghiorso and Seaborg, Phys. Rev. **72**, 252 (1947).
6. English, Cranshaw, Demers, Harvey, Hincks, Jelley and May, Phys. Rev. **72**, 253 (1947).
7. M. H. Studier and E. K. Hyde, Phys. Rev. **74**, 591 (1948).
8. Ghiorso, Meinke and Seaborg, Phys. Rev. **74**, 695 (1948), Meinke, Ghiorso, and Seaborg, Phys. Rev. **75**, 314 (1949).
9. Templeton, Howland and Perlman, Phys. Rev. **72**, 527 (1947), D. H. Templeton and I. Perlman, Phys. Rev. **73**, 1211 (1948); ссылки на другие работы см. в приложении.
10. Perlman, Ghiorso and Seaborg, Phys. Rev. **74**, 1730 (1948); **75**, 1096 (1949).
11. G. Fournier, Comptes Rendus **184**, 878 (1927); K. Fajans, «Radioelements and Isotopes» (Mc Graw-Hill Book Company Inc., New-York, (1931)) Chapter I.
12. J. Schintlmeister, Wien. Chem. Zeit. **46**, 106 (1943).
13. A. Berthelot, J. de phys. et rad. VIII, **3**, 17 (1942).
14. B. Karlik, Acta Phys. Austriaca **2**, 182 (1948).
15. A. H. Wapstra, Nature **161**, 529 (1948).
16. E. Glueckauf, Proc. Phys. Soc. **61**, 25 (1948).
17. H. A. Bethe and R. F. Bacher, Revs. Mod. Phys. **8**, 82 стр. 104 и 165 (1936).
18. N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
19. T. P. Kohman, Phys. Rev. **76**, 448 (1949).
20. Bi^{203} и B^{205} распадаются путём захвата электрона с полупериодами, равными приблизительно 2 часам и 14 дням соответственно

- (D. G. Karraker and D. H. Templeton, неопубликованные данные); Bi^{208} распадается путём захвата электрона с полупериодом 12 часов (H. M. Neumann and I. Perlman, неопубликовано).
21. H. M. Neumann and I. Perlman, неопубликовано.
 22. E. Borda and N. Feather, Proc. Roy. Soc. (London) A 190, 20 (1947).
 23. Thompson, Ghiorso, Rasmussen and Seaborg, Phys. Rev. 76, 1406 (1949).
 24. D. G. Karraker and D. H. Templeton, неопубликованные данные.
 25. W. Elsasser, J. de Phys. et rad., 5, 625 (1934).
 26. M. G. Mayer, Phys. Rev. 74, 235 (1948).
 27. Ghiorso, Meinke and Seaborg, Phys. Rev. 76, 1414 (1949).
 28. Hyde, Ghiorso and Seaborg, неопубликовано.
 29. S. G. Thompson, Phys. Rev. 76, 319 (1949).
 30. N. Feather and H. O. W. Richardson, Proc. Phys. Soc. 61, 452 (1948).
 31. M. G. Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
 32. L. W. Nordheim, Phys. Rev. 75, 1894 (1949).
 33. E. Feenberg and K. C. Hammack, Phys. Rev. 75, 1877 (1949).
 34. B. Karlik and T. Bernert, Zeit. f. Physik 123, 51 (1944).
 35. N. Feather, Nucleonics 5, 22 (1949).
 36. S. Biswas and A. Mukherjee, Ind. J. Phys. 22, 80 (1948).
 37. A. J. Dempster, Phys. Rev. 73, 1125 (1948).
 38. A. Berthelot, J. de Phys. et rad. VIII 3, 52 (1942).
 39. S. Biswas, Ind. J. Phys. 23, 51 (1949).
 40. O. E. Andersen and H. E. White, Phys. Rev. 71, 911 (1947).
 41. H. Schüler and H. Gollnow, Naturwiss 22, 511 (1934).
 42. Доклад Международной Комиссии по Эталонам Радия, 1930 г., Rev. Mod. Phys. 3, 427 (1931).
 43. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9, 163 (1937).
 44. E. Amaldi and B. N. Cacciapuoti, Phys. Rev. 71, 739 (1947).
 45. K. Street, Jr. and G. T. Seaborg, неопубликованные данные.
 46. S. G. Thompson, диссертация, Калифорнийский университет (1948) „Ядерные и химические свойства америция и кюрия“.
 47. Goeckermann, Robinson and Stover, неопубликованные данные.
 48. R. A. James and K. Street, Jr., неопубликованные данные.
 49. D. A. Orth and G. T. Seaborg, неопубликованные данные.
 50. R. A. James, неопубликованные данные.
 51. Magnussen, Thompson and Seaborg, неопубликованные данные.
 52. Clark, Spencer-Palmer and Woodward, British Atomic Energy Project Report, BR-522 (1944).
 53. Crane, Ghiorso and Perlman, неопубликованные данные.
 54. S. Rosenblum and E. Cotton, Comptes Rendus 226, 171 (1948).
 55. W. W. Meinke and G. T. Seaborg, неопубликованные данные.
 56. Rosenblum, Valadares and Vial, Comptes Rendus 227, 1088 (1948).
 57. A. G. Ward, Proc. Camb. Phil. Soc. 35, 322 (1939).
 58. I. Curie, Comptes Rendus 227, 1225 (1948).
 59. Rosenblum, Valadares and Perey, Comptes Rendus 228, 385 (1949).
 60. G. Guéhen, Ann. soc. sci. Bruxelles B 52, 60 (1932); B 53, 115 (1933).
 61. R. G. Gregoire and M. Perey, Comptes Rendus 225, 733 (1947).
 62. L. Vigneron, Comptes Rendus 226, 715 (1948).

63. Ghiorso, Hollander and Perlman, Документ Комиссии по Атомной энергии Соединённых Штатов, AECD — 2232 (1948).
 64. O. Hahn and L. Meitner, Zeit. f. Physik **26**, 161 (1924).
 65. E. Stahl, Comptes Rendus **194**, 608 (1932).
 66. S. Rosenblum and J. Perrin, Comptes Rendus **195**, 317 (1932).
 67. S. Rosenblum, Nucleonics **4**, 38 (1949).
 68. W. Y. Chang, Phys. Rev. **70**, 632 (1946).
 69. R. Walen, Comptes Rendus **227**, 1090 (1948).
 70. Weissbluth, Putnam and Segrè, устное сообщение (Июль 1948).
 71. E. L. Kelley and E. Segrè, Phys. Rev. **75**, 999 (1949).
 72. Barton, Ghiorso and Perlman, неопубликованные данные.
 73. Ghiorso, неопубликованные данные.
 74. Neumann, Howland and Perlman, неопубликованные данные.
-