

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. МАССЫ АТОМНЫХ ЯДЕР КАК ОБЪЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Численные значения атомных масс являются фундаментальной основой для построения и проверки различных ядерных моделей. Массы ядер, определяющие их энергию связи, отражают тонкий баланс между сугубо ядерными и кулоновскими силами и помогают получить информацию о структуре нуклонных уровней в ядре. Сравнение результатов теоретических ядерных моделей с экспериментально измеренными значениями масс особенно интересно для короткоживущих ядер, удаленных от дна долины бета-стабильности, для которых наблюдаются большие расхождения предсказаний в различных массовых моделях. Значения атомных масс обеспечивают расчеты энергий различных ядерных процессов распада и ядерных реакций.

В настоящем обзоре проанализированы основные понятия из области измерения атомных масс: единица атомной массы и ее энергетический эквивалент в их развитии, массовое число, избыток и недостаток массы, масс-дефект, ядерная энергия связи.

Проанализированы основные массовые формулы трех известных классов моделей: жидкокапельной модели и модели капельки, оболочечных, феноменологических.

Рассмотрен широкий круг задач из ядерной физики, для решения которых необходимо привлечение масс-анализаторов, требования к масс-анализаторам, привлекаемым к решению поставленных задач.

Подробное рассмотрение физических основ методов измерений масс, а также конкретных масс-анализаторов будет сделано в следующем обзоре, который готовится к публикации.

Atomic mass values provide fundamental information necessary for creating and testing current nuclear models. The nuclear masses, determining their binding energy, reflect the subtle balance between nuclear and Coulomb forces and help to shed light on the structure of nuclei levels. The comparison of theoretical predictions with the experimentally measured nuclear mass values is especially interesting for short-lived nuclei far from beta-stability line where various model predictions have very divergent results. Nuclear mass data also enable the calculations of the different nuclear decay energies and energy of nuclear reactions.

It is the aim of the present review to present an analysis of the basic concepts in the field of atomic mass measurements: the atomic mass unit and its energy equivalent, the mass number, the mass excess and mass deficit, the mass defect and the binding energy of the nucleus.

Three classes of mass formulas — within the liquid-drop model and droplet model, the shell model, the phenomenological model — are analyzed.

A wide range of problems has been considered, each one requiring the use of magnetic analysers for its solution.

A detailed presentation of the physical methods of mass-analysis and different mass-analysers is to be given in the second part of the review, which is now in preparation.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема измерений атомных масс настолько многообразна, что развернутое введение в проблему требует его разбиения на отдельные части.

1.1. Цели измерений. Измерения атомных масс представляют собой целое научное направление, целью которого является создание метрологической системы значений масс атомов, имеющей как фундаментально-познавательное значение, так и широкие приложения в различных научных дисциплинах. В ядерной физике, например, экспериментальные значения атомных масс являются исходными данными, определяющими энергию всех ядерных процессов, в которых участвуют нуклиды и отдельные нуклоны. В числе таких процессов — бета- и альфа-распады, протонная и кластерная радиоактивности, спонтанное и вынужденное деление тяжелых ядер. Энергия, выделяемая в процессе распада, определяет возможность того или иного ядерного превращения, а также в значительной мере определяет скорость превращения, зависящую от проницаемости потенциального барьера-препятствия или от доступного объема в фазовом пространстве импульсов конечных продуктов превращений.

Значения атомных масс являются фундаментом для построения различных моделей ядра и пробным камнем для их проверки. Особенно важны для теории ядерных моделей экспериментальные данные о массах нуклидов, удаленных от дорожки бета-стабильности, для которых наиболее сильно проявляются расхождения результатов различных теоретических предсказаний. Точные, предсказанные и измеренные значения масс нуклидов, лежащих на границе нейтронной стабильности ядер, имеют решающее значение для построения космологических теорий нуклеосинтеза в Большом Взрыве Вселенной.

Наряду с этим измерения атомных масс обеспечивают идентификацию нуклидов, образующихся в тех или иных ядерных реакциях и в ядерных превращениях. Наиболее простым начальным этапом идентификации

нуклида является определение его массового числа A (идентификации класса C). При более точном измерении атомных масс с разрешением мультиплета масс-изобаров возможна идентификация нуклидов и по атомному номеру Z (идентификация класса A). В этом случае используется более тонкое различие атомных масс нуклидов, зависящее от атомного номера. В этом применении измерения атомных масс выступают во втором прикладном аспекте. Такой прикладной масс-анализ является очень сильным аналитическим средством также и для идентификации сложных молекулярных соединений с молекулярным весом свыше ста тысяч дальтонов в химических исследованиях, проводимых в биологии, геологии, экологии, медицине и криминалистике.

Измерения атомных масс обеспечиваются широким арсеналом научных приборов, которые можно назвать общим термином «масс-анализаторы». Здесь под масс-анализатором подразумевается прибор, с помощью которого разделяется в пространстве или во времени смесь нуклидов с разными массами, и массы нуклидов измеряются с той или иной точностью по принципу или масс-спектрографа, или масс-спектрометра. Термином «масс-спектрограф» первоначально был назван масс-анализатор, «записывающий» на фотопластинке неподвижное изображение спектра масс ионов. Если придерживаться этого исторического определения, то в современной классификации масс-спектрографом, по-видимому, следует называть устройство, действующее в постоянном во времени режиме и одновременно фиксирующее массы нуклидов в некотором диапазоне их значений. Естественно, что это не исключает перестройку масс-спектрографа с одного режима на другой с целью охвата более широкого диапазона значений атомных масс. В отличие от масс-спектрографа масс-спектрометр — это прибор, работающий в качественно ином, непрерывно меняющемся во времени режиме и последовательно фиксирующий и измеряющий массы нуклидов. Применение фотографического метода «записи» спектра масс в таком режиме невозможно, поэтому для регистрации ионов в масс-спектрометрах применяются электрические методы, которые также широко используются для регистрации ионов и в современных масс-спектрографах. По-видимому, только в этом и состоит принципиальное различие этих двух типов масс-анализаторов, хотя в некоторых случаях для классификации масс-анализаторов используют различие ширины акцептанса атомных масс прибора, являющееся количественной, но не качественной характеристикой. Наряду с этими терминами в ядерной физике часто используется термин «масс-сепаратор». Этим термином называют масс-анализатор, разделяющий и анализирующий весовые количества вещества и большие токи ионов в режиме масс-спектрографа. Такие устройства требуют специального технического оснащения и подразделяются на низковольтные, среднетокковые и высоковольтные.

Современные масс-анализаторы, используемые в ядерной физике, позволяют измерять массы атомов всех химических элементов и широкий набор их молекулярных соединений с относительной погрешностью вплоть до 10^{-10} , выделять одни нуклиды из смеси других нуклидов при относительном содержании исследуемых ядер до 10^{-12} доли от массы образца, осуществляя при этом, если это необходимо, регистрацию отдельных атомов, производить масс-анализ короткоживущих радиоактивных нуклидов за время, измеряемое микросекундами.

В дополнение к непосредственному измерению атомных масс с помощью масс-анализатора в ядерной физике для опосредованного определения атомных масс широко используется измерение энергии, выделяемой в том или ином ядерном превращении или ядерной реакции, связывающей, таким образом, ядро неизвестной массы с известным нуклидом. И здесь для измерения энергии или импульсов продуктов превращений часто применяются анализаторы тех же типов, что и для непосредственного измерения атомных масс.

1.2. Содержание обзора. В настоящем обзоре, представляющем собой введение в последующее рассмотрение экспериментальных методов измерения атомных масс, рассматриваются массы атомных ядер как объекты измерений и исследований в задачах ядерной физики. Детальное изложение различных методов измерения атомных масс требует и детального описания самого предмета измерений. В связи с этим в предлагаемом читателю обзоре приводятся основные понятия из области определения атомной массы, напоминание о которых, как будет показано ниже, является в настоящее время не лишним. Даются сведения о систематизации экспериментальных значений атомных масс и о так называемых массовых формулах, представляющих естественное теоретическое дополнение к сведениям о базе экспериментальных данных. Рассматриваются некоторые задачи из области ядерной физики, требующие применения масс-анализаторов. Там же излагаются соответствующие требования к точности измерения атомных масс и к самим масс-анализаторам.

В последующее продолжение настоящего обзора предполагается включить изложение физических основ методов разделения и измерения атомных масс, рассмотрение различных вариантов статических магнитных масс-анализаторов, а также анализаторов, в которых дополнительно используется электрическое поле. Предполагается также рассмотреть резонансные масс-анализаторы и применение циклических ускорителей и накопительных колец ионов в качестве масс-анализаторов.

1.3. Основные литературные источники. Современные, достаточно полные и подробные обзоры по методам и технике измерения атомных масс в ядерной физике автору неизвестны. Имеются лишь обзорные работы по

рассматриваемым вопросам, выпущенные в свет много лет назад и, естественно, не отражающие последних достижений в области масс-анализа. К числу первых из обзоров следует отнести подробную и обстоятельную статью Бейнбриджа «Динамика и оптика заряженных частиц. Относительная распространенность изотопов различных элементов. Массы атомов», опубликованную в первом томе трехтомной энциклопедии «Экспериментальная ядерная физика» [1]. Эта обзорная работа была закончена автором в конце 1952 г., и она освещает практически все результаты в области теории масс-анализа и техники измерения масс, накопленные к тому времени. В настоящее время этот обзор интересен не только как источник сведений о начальном этапе техники масс-анализа, но и как сборник основных аналитических формул из области ионной оптики масс-анализа, основы которой были заложены еще в начале этого столетия и не претерпели изменений к настоящему времени.

В качестве иллюстрации исторического аспекта обзора Бейнбриджа пока лишь укажем на подробное освещение ситуации, сложившейся в начале века по вопросу возможного существования разновидностей атомов различных химических элементов, являющихся предметом рассмотрения в настоящем обзоре, а также роли Томсона и его масс-спектрографических опытов. Эксперименты Томсона и химические исследования, проведенные Содди, показали существование изотопов — разновидностей атомов одного и того же химического элемента, отличающихся друг от друга массой [1, с.495—496].

К числу содержательных публикаций по вопросам измерения атомных масс, безусловно, следует отнести материалы последних международных конференций по атомным массам и фундаментальным константам. Первая такая конференция была проведена в ФРГ в 1956 г. и получила нулевой порядковый номер. Затем прошли восемь конференций этой серии, шестая [2] и седьмая [3] из которых были проведены, соответственно, в 1979 г. и 1984 г. Намеченная к проведению в Иерусалиме восьмая конференция не состоялась, а последняя — девятая [4] — прошла в Германии в 1992 г. совместно с шестой конференцией по ядрам, удаленным от долины бета-стабильности.

Много полезных сведений по технике и методике измерения атомных масс можно найти и в материалах регулярных международных конференций «Электромагнитные сепараторы изотопов и техника их применений», последняя из которых (12-я) состоялась в 1991 г. [5]. Много полезного также содержится в материалах международных конференций по масс-спектрометрии, отражающих, в основном, применение масс-анализа в химических исследованиях.

2. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТОМНЫХ МАССАХ

Проблема измерений и исследований атомных масс, естественно, требует определения предмета измерений.

2.1. Масса атома, массовое число, избыток и недостаток массы. Масса атома сосредоточена практически в его ядре, содержащем Z протонов и N нейтронов, и в малой доле — в Z электронах, связанных в планетарную оболочку вокруг ядра. В начале этого века за единицу атомного веса была принята $1/16$ доля атомного веса кислорода, которая определила шкалу атомных весов, применяемую в химических исследованиях (единицу атомного веса — е.а.в.). Однако в предпринятых исследованиях изотопного состава различных химических элементов в качестве эталона по предложению Астона [6, с.219—221] стали использовать массу единственного из обнаруженных тогда изотопов кислорода, принятую равной точно 16 единицам массы. Предполагалось, что кислород является моноизотопным элементом, и, таким образом, старая химическая шкала атомных весов должна была сохраниться. Однако вскоре последовали открытия двух других изотопов кислорода с массами 17,004 и 18,004, содержащихся в природе в очень незначительных количествах. Эти открытия привели к тому, что новая физическая шкала атомных масс не совпала со старой химической шкалой атомных весов и единица атомного веса (е.а.в.) в химической шкале стала относиться к атомной единице массы (а.е.м.) в новой физической шкале как 1,000275:1.

Выраженные через новую массовую единицу массы всех нуклидов, кроме, естественно, массы наиболее легкого изотопа кислорода, получили значения, близкие к целым числам, т.е. они отличались от целых чисел в ту или иную сторону лишь на небольшую величину, существенно меньшую 0,1. Это обстоятельство позволило Астону провозгласить так называемое правило целых чисел и однозначно присвоить каждому нуклиду целое число A , которое он назвал массовым [6, с.62]. Заметим, что это нельзя было бы сделать, если бы за единицу массы была принята масса, например, атома изотопа водорода, как это было сделано в начале прошлого века английским ученым Дальтоном. В этом случае значения масс тяжелых атомов очень сильно (более чем на половину единицы массы) отличались бы от целых чисел, что не обеспечило бы однозначного соответствия значений атомных масс нуклидов ряду целых чисел.

Заметим, что первая шкала атомных весов, в которой за единицу атомного веса был принят вес легчайшего химического элемента — водорода, используется и в настоящее время. Например, в рекламах фирм, производящих масс-спектрометры, диапазон измеряемых масс-спектрометром масс часто дается в дальтонах в память об ученом, выдвинувшем гипотезу атомарного строения материи.

В 1992 г. Астон был удостоен Нобелевской премии по химии «за открытие с помощью сконструированного им масс-спектрографа большого числа изотопов нерадиоактивных элементов и за открытие правила целых чисел». Из второй части обоснования присуждения премии видна, по-видимому, многими сейчас забытая пионерская роль Астона в установлении дискретной структуры ядра атома.

Заметим, что только по прошествии более десяти лет, а именно после открытия нейтрона Чедвиком, удостоенного также Нобелевской премии, была принята гипотеза протонно-нейтронного строения ядра и стало ясно, что массовое число A , введенное Астоном через значения масс нуклидов, одновременно обозначает и число нуклонов, содержащихся в ядре. К сожалению, в литературе не всегда смысл массового числа A излагается в логической и исторической последовательности. Так, например, в единственной монографии на русском языке по систематизации атомных масс В.А.Кравцова [7, с.7—8], являющейся, по существу, обстоятельным учебником для высшей школы, массовое число A сначала определяется как «число всех нуклонов в ядре» и лишь потом дается «другое определение массового числа, как ближайшего целого числа к массе нуклида». Заметим, что и в современной ядерной физике нет способов непосредственного определения числа нуклонов в ядре, кроме как путем измерения его массы и определения через массу массового числа A .

Таким образом, в многочисленных измерениях масс изотопов различных элементов, проведенных в начале века Астоном и другими, было показано, что массы нуклидов $M(A, Z)$ в новой шкале масс выражаются формулой

$$M(A, Z) = A + \Delta(A, Z), \quad (1)$$

где A — массовое число, как теперь известно, равное сумме числа протонов Z и числа нейтронов N в ядре: $A = Z + N$, $\Delta(A, Z)$ — небольшая, по сравнению с единицей (меньше 0,1), величина, которая может иметь как положительное, так и отрицательное значение. В тех случаях, когда масса нуклида была больше его массового числа, величину Δ Астон называл избытком (excess) массы, в тех же случаях, когда масса нуклида оказывалась меньше массового числа абсолютное значение величины Δ называлось дефектом массы (defect of isotopic weight). Логичнее величину Δ в последнем случае было бы называть недостатком (deficit) массы — антонимом слова «избыток», тем более, что словом «дефект» Астон назвал и другой параметр массы нуклида, о чем будет сказано ниже.

2.2. Упаковочное отношение и масс-дефект. Первым, наиболее важным результатом определения понятия избытка массы явился анализ зависимости этой величины от массового числа. Для упрощения анализа Астон ввел [6, с.89—90] отношение

$$P(A, Z) = \Delta(A, Z) / A \quad (2)$$

как меру относительной плотности упаковки частиц в ядре атома. Эта величина была названа им упаковочной дробью или упаковочным отношением (packing fraction), но она почему-то вошла в русскую научную литературу как «упаковочный множитель» или «упаковочный коэффициент».

На рис.1 приведена первая кривая Астона, систематизирующая упаковочные отношения $P(A, Z)$ в зависимости от массового числа A для первых измеренных масс изотопов двадцати различных элементов. Упаковочное отношение выражено в относительных десятитысячных долях. Кривая демонстрировала в то время, по мнению Астона, в высшей степени интересную общую закономерность, отражавшую связь массы атома с внутриатомной энергией.

Кривая начинается с очень больших положительных значений для водорода, затем снижается, пересекая нуль в районе неона, достигает минимума в районе железа и никеля, затем медленно растет, вновь проходя через нуль вблизи ртути и принимая положительные значения в области самых тяжелых элементов.

Уменьшение, или «исчезновение», массы δM сопровождается, как это следует из теории относительности Эйнштейна, высвобождением энергии

$$E = \delta M c^2, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме. Отсюда следует, что разность между полной массой составляющих ядро нуклонов и действительной массой ядра

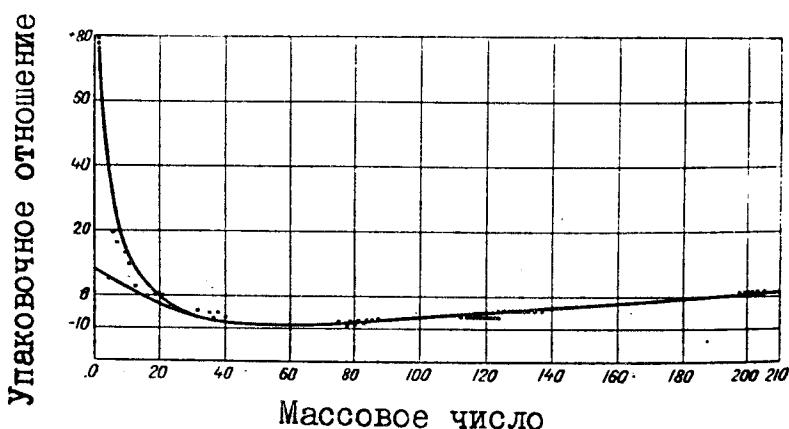


Рис.1. Первая зависимость упаковочного отношения $P(A, Z)$ от массового числа A [6]

$$\delta M(A, Z) = NM(1, 0) + ZM(1, 1) - M(A, Z), \quad (4)$$

где $M(1, 1)$ и $M(1, 0)$ — массы атома водорода и нейтрона соответственно, определяет полную энергию связи ядра:

$$E_b(A, Z) = [NM(1, 0) + ZM(1, 1) - M(A, Z)] c^2. \quad (5)$$

Ход упаковочной кривой отражает основные источники возможного выделения ядерной энергии, а именно: в области легких нуклидов возможны с большим выделением энергии на единицу массы вещества (3 МэВ/нуклон) реакции слияния ядер водорода с образованием ядра гелия и дальнейшего слияния ядер гелия с образованием более тяжелых ядер. Такие реакции являются источником энергии Солнца и других небесных светил, в том числе и сверхновых. В настоящее время в земных условиях термоядерные реакции слияния легких ядер осуществлены пока только в неуправляемом термоядерном взрыве, и их пытаются реализовать в управляемых термоядерных процессах в специальных установках.

В области тяжелых нуклидов экзоэнергетическим оказывается обратный процесс, а именно процесс превращения тяжелых ядер в менее тяжелые. Во времена первого издания книги Астона [6] из таких процессов был известен только последовательный альфа-распад изотопов урана и тория в конечные продукты — изотопы свинца. В настоящее время известны также процесс вынужденного деления тяжелых ядер на два ядра со средними массами, открытый Ганом и Штрассманом (1939 г.), и процесс спонтанного деления, открытый Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком (1940 г.). Эти два процесса сопровождаются выделением ~ 200 МэВ энергии на один акт деления или ~ 0,7 МэВ на один нуклон ядра, участвующего в делении. Вынужденное деление ядер урана или плутония используется, как известно, в неуправляемых ядерных взрывах и в управляемых, но иногда выходящих из-под контроля ядерных реакторах, как мощный источник тепловой энергии.

Впоследствии рядом авторов приводились кривые упаковочного отношения, построенные на основе большего числа значений масс нуклидов. Эти кривые, уточняя, например, эффекты заполнения нуклонами ядерных оболочек, повторяли основную закономерность упаковки ядер по мере роста их массового числа, обнаруженную Астоном.

Уменьшение массы вещества при образовании связанных ядер или в результате ядерных превращений Астон назвал «масс-дефектом» (mass defect). Это усилило неоднозначность применения терминов «дефект массы» и «масс-дефект», а также «избыток массы». Так, например, в монографии по атомной физике [7, с.337], допущенной в качестве учебного пособия для высших учебных заведений, читаем: «... дефект массы водорода равен + 0,008123 (в шкале масс $M(^{16}\text{O}) = 16$), дефект массы нейтрона + 0,00893» и т.д., вместо определений по Астону — избыток массы водоро-

да, избыток массы нейтрона. Аналогичные разнотечения определений имеются и на современной карте нуклидов [8] — избыток массы называется масс-дефектом (mass defect). В современных научных статьях массовое число иногда называется массой, атомным весом или массовым номером — буквальный переводом с английского «mass number».

Правильная или, по крайней мере, единообразная терминология в вопросах о массах нуклидов важна и потому, что в области легчайших ядер, являющихся в настоящее время предметом интенсивного теоретического рассмотрения и объектом экспериментальных исследований, значения избытка массы и масс-дефекта для некоторых нуклидов достаточно близки друг к другу. Поэтому при путанице в определениях этих понятий иногда бывает невозможно понять, о чем идет речь, даже если известны еще окончательно не установленные, приблизительные значения этих величин. Например, для такого экзотического и в достаточной мере не исследованного нуклида, как ${}^7\text{B}$ — эмиттера двух протонов, избыток массы и масс-дефект по данным различных теоретических моделей равны $\Delta M ({}^7\text{B}) = 23-29$ ме и $\delta M ({}^7\text{B}) = 23-29$ ме. (Здесь избыток массы нуклида и его масс-дефект выражены в новой единице массы e , которая будет рассмотрена ниже).

2.3. Современная единица атомной массы. Недостатком физической шкалы масс $M ({}^{16}\text{O}) = 16$ явились трудности сравнения масс различных нуклидов с нуклидом-эталоном ${}^{16}\text{O}$ из-за того, что кислород не образует молекулярных соединений с многими элементами. Более удобным в этом отношении был бы углерод с его большим разнообразием различных углеводородных соединений, дающих возможность сравнивать друг с другом масс-аналитическими методами массы изотопов почти всех элементов. В связи с этим в 1959 г. Комиссия по атомным весам Международного союза по чистой и прикладной химии (International Union of Pure and Applied Chemistry - IUPAC) рекомендовала в качестве эталона массы использовать углерод и предложила как единицу массы одну двенадцатую часть массы атома ${}^{12}\text{C}$, находящегося в основном атомном и ядерном состояниях. Это предложение было поддержано и утверждено на Генеральной ассамблее Международного союза по чистой и прикладной физике (International Union of Pure and Applied Physics — IUPAP). 13 декабря 1961 г., как сообщается в [7, с.16], бюро Отделения физико-математических наук АН СССР по докладу академика-секретаря Л.А. Арцимовича постановило: «Принять новую единицу для масс нуклидов (атомных весов) ${}^{12}\text{C} = 12$, рекомендованную X Генеральной ассамблеей ЮПАП и принятую летом 1961 г. на Совете ЮПАК». Эта мера атомной массы получила наименование «единица» и обозначения u (unit) в международном обращении и e — в текстах на рус-

ском языке. Соотношение между новой единицей массы и атомной единицей массы шкалы $M(^{16}\text{O}) = 16$ оказалось следующим:

$$1 \text{ e} = (1,000317917 \pm 0,000000017) \text{ а.е.м.}$$

Заметим, что установление новой единицы атомной массы через нуклид ^{12}C , определенный, в свою очередь, через атомную единицу массы в системе единиц $^{16}\text{O} = 16$ (масса ^{12}C равна 11,996 а.е.м., массовое число равно 12) не является достаточно строгим метрологически. Более логично, по-видимому, было бы определить новую единицу массы как одну двенадцатую часть массы легкого изотопа углерода из двух известных его стабильных изотопов, не требующую какого-либо предварительного «взвешивания» эталона массы в какой-либо шкале масс.

Численное значение единицы атомной массы определяется формулой

$$1 \text{ e} = m(^{12}\text{C}) / 12N_A = (1660540,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-33} \text{ кг}, \quad (6)$$

где $m(^{12}\text{C})$ — молярный вес изотопа углерода-12, равный $12 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, N_A — число Авогадро, равное $(6,0221363 \pm 0,0000068) \cdot 10^{23}$ /моль. Точность численного значения единицы массы определяется точностью числа Авогадро, последнее измерение которого проводилось в 1992 г. путем определения отношения молярного объема к атомному для сверхчистого кристаллического кремния.

2.4. Энергетический эквивалент единицы атомной массы. Внутреннюю энергию ядра, энергию ядерных превращений и ядерных реакций, энергию электромагнитного излучения, а также кинетическую энергию нейтральных продуктов превращений и реакций обычно выражают в принятых в ядерной физике специальных энергетических единицах — электрон-вольтах (эВ), хотя электрон-вольт по определению — это кинетическая энергия заряженной частицы с одним элементарным зарядом q_0 , ускоренной разностью электрических потенциалов в один вольт. Поэтому для того, чтобы использовать многочисленные числовые данные по энергиям ядерных превращений в расчетах атомных масс неизвестных нуклидов и, наоборот, чтобы использовать данные о массах ядер в расчетах энергий ядерных превращений и ядерных реакций, необходим коэффициент перевода единицы массы в энергетический эквивалент, выраженный в единицах $\text{эВ}/\text{c}^2$.

Энергетическое выражение единицы массы в $\text{эВ}/\text{c}^2$, определяемое приведенным выше соотношением из теории относительности (3), дается формулой

$$1 \text{ e} = [(10^{-3} \text{ кг/моль}) \cdot \text{c}^2 / (N_A q_0 V)] \text{ эВ}/\text{c}^2,$$

в которой численные значения скорости света c , элементарного заряда q_0 и единицы электрического напряжения V выражены в основных единицах (метр, килограмм, секунда, ампер) международной системы единиц (СИ), принятой одиннадцатой Генеральной конференцией по мерам и весам в 1960 г. Хотя за единицу напряжения в СИ принято электрическое напряжение, вызывающее в электрической цепи постоянный ток силой 1 А при мощности 1 Вт, тем не менее на протяжении многих лет на практике единица напряжения (вольт) задавалась электролитическими элементами напряжения, имеющимися в государственных метрологических лабораториях и периодически сравниваемыми с главным эталоном, хранящимся в Международном бюро мер и весов (МБМВ) (Bureau International de Poids et Mesures — BIPM). После реализации предсказанного Джозефсоном [10] эффекта туннелирования электронных пар сквозь диэлектрик, разделяющий два сверхпроводника, комиссией МБМВ было предложено использовать этот эффект для более точного поддержания эталона электрического напряжения. Сущность эффекта Джозефсона будет изложена ниже в связи с рассмотрением ядерного аналога эффекта. Здесь же лишь сообщим, что под действием разности электрических потенциалов V , приложенных к сверхпроводникам, через диэлектрик течет нестационарный (переменный) электрический ток с частотой

$$f = 2q_0 \cdot V / \hbar, \quad (7)$$

где \hbar — постоянная Планка. Формула (7), определяющая частоту переменного тока и сопровождающего его электромагнитного излучения, аналогична формуле для частоты электромагнитного излучения атомом, вызванного переходом электрона с одного уровня на другой, разделенных по энергии на $q_0 V$. Отличие (7) от формулы излучения атомом заключается лишь в замене коэффициента 1 на коэффициент 2, что обусловлено тем, что в эффекте Джозефсона в переходе из сверхпроводника в сверхпроводник участвует не один, а два спаренных электрона.

В 1969—1972 гг. было предложено, как сообщается в [11], использовать в качестве коэффициента пропорциональности между частотой электромагнитного излучения и разностью потенциалов в формуле (7) значение 483594,0 ГГц/В в соответствии со значением международного эталона напряжения, поддерживавшегося в то время. Это определило энергетический эквивалент единицы массы как $1 e = (931501,2 \pm 0,3) \text{ кэВ} / c^2$. Но после уточнения гиромагнитного отношения для протона в 1986 г. было рекомендовано новое значение: $2q_0 / \hbar = (483597,67 \pm 0,14) \text{ ГГц} / \text{В}$, на $7,6 \cdot 10^{-6}$ большее в относительной шкале, чем первое. В соответствии с этим был опре-

делен новый эквивалент единицы атомной массы: $1 e = (931494,32 \pm \pm 0,28) \text{ кэВ} / c^2$.

В 1990 г. коэффициент в формуле (7) снова претерпел изменение из-за уточнения эталона сопротивления и стал равным $2q_0 / \hbar = 483597,9 \text{ ГГц} / V^*$ без допущения возможной ошибки.

В связи с этим с тех пор и по настоящее время

$$1 e = (931493,86 \pm 0,07) \text{ кэВ}^* / c^2, \quad (8)$$

где V^* — эталонное значение единицы электрического напряжения, установленное в 1990 г. на основе формулы (7). Небольшие различия в коэффициентах перевода единицы атомной массы в ее энергетический эквивалент разных лет необходимо иметь в виду при взаимном пересчете значений масс и их энергетических эквивалентов, если недопустима относительная погрешность искомых значений больше 10^{-5} относительных долей.

3. ПРЕДСКАЗАНИЯ И СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЙ АТОМНЫХ МАСС

Как отмечалось выше, совокупность экспериментальных значений атомных масс является одной из фундаментальных основ для построения различных моделей ядра. Отдельное место в таких построениях занимают формулы для предсказания значений атомных масс, или, как их еще называют, массовые формулы, определяющие предположительные значения масс атомов в зависимости от атомного номера Z и массового числа A . Массовые формулы в своей основе представляют собой феноменологические или эмпирические аналитические выражения, базирующиеся на определенных теоретических представлениях. Эти аналитические выражения содержат свободные параметры, которые подбираются по экспериментальным (эмпирическим) значениям масс атомов, а также по данным о радиусах ядер, их магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментах. Общая масса ядра в модели складывается из макроскопической части, определяющей основную составляющую массы ядра на основе общего приближенного описания, и микроскопической части, представляющей не обязательно малую добавку к макроскопической части, обусловленную некоторыми особенностями рассматриваемых ядер. К массовым формулам предъявляется требование не только представлять значения масс всех известных ядер с максимально возможной точностью, но и достаточно надежно предсказывать массы еще не открытых нуклидов. Последнее требование проверяется не только практикой сравнения прогнозируемых значений масс с массами

новых ядер, но и математическими методами на основе принципа наибольшего правдоподобия.

Все массовые формулы можно с некоторой степенью условности разделить на три класса. Первый тип формул основан на классическом представлении ядра в виде капли жидкости. Второй тип формул выражает массу-энергию ядра на основе квантово-механической модели нуклонных оболочек в ядре. И, наконец, третий тип формул использует некоторые феноменологические (наблюдаемые) соотношения между значениями масс известных ядер.

3.1. Массовые формулы на основе модели жидкой капли. Первая классическая массовая модель этого типа была предложена около 60 лет назад в виде формулы, получившей название формулы Вайцеккера, или формулы Бете — Вайцеккера [12]. Эта формула определяет массу $M(N, Z)$ или энергию $E(N, Z)$ ядра, условно представляя ядро как сферическую каплю равномерно заряженной несжимаемой жидкости. Формула Вайцеккера имеет следующее аналитическое представление:

$$M(N, Z) = a_v A + a_s A^{2/3} + 3q_0^2 Z^2 / 5r_0 A^{1/3} + a_{sym} I^2 / A, \quad (9)$$

где $I = N - Z$ — число, названное избытком нейтронов, q_0 — электрический заряд протона, a_v, a_s, r_0, a_{sym} — подгоночные параметры, определяемые из экспериментальных значений атомных масс. Первый член в формуле представляет объемную энергию классической капли-ядра, второй — ее поверхностную энергию, третий — кулоновскую энергию заряженной жидкости. В формулу введена также квантово-механическая добавочная энергия симметрии, а точнее, энергия асимметрии нуклонного состава ядра.

Численные значения параметров в массовых формулах определяются по экспериментальным значениям атомных масс методом фитирования. Для этого составляется система линейных условных уравнений, приравнивающих экспериментальные значения масс так называемым теоретическим. В этой системе параметры формулы рассматриваются как неизвестные величины. Поскольку число неизвестных параметров массовой формулы m существенно меньше числа уравнений n , равного числу используемых экспериментальных значений атомных масс, то система оказывается переопределенной и с большой вероятностью несовместной. Так, например, формула (9) содержит всего четыре подгоночных параметра, в современных же жидко-капельных массовых формулах $m \simeq 50$, тогда как число экспериментальных значений атомных масс, используемых для юстировки коэффициентов, $n \simeq 2000$. Система несовместных уравнений не имеет точного решения и может быть удовлетворена лишь приближенно в той или иной мере. Такое решение ищется методом наименьших квадратов, т.е. путем минимизации

среднеквадратичного отклонения найденных по массовой формуле значений масс нуклидов от опорных экспериментальных значений масс:

$$\sigma_{\text{rms}} = [(1/n) \sum_{i=1}^n (M_{\text{exp}}^i - M_{\text{th}}^i)^2]^{1/2}. \quad (10)$$

Среднеквадратичное отклонение расчетных значений масс от экспериментальных данных для жидкокапельной массовой формулы составляет приблизительно $\sigma_{\text{rms}} = 2,5$ МэВ.

Формула (9) не учитывает деформацию ядра-капли, сжимаемость ядерной жидкости, она пригодна к тому же только для ядер с малым избытком нейтронов: $|N - Z| < A$.

В работе [13] Майерс и Святецкий представили массу ядра в виде разложения по малому безразмерному параметру — отношению радиуса действия ядерных сил к линейному размеру ядра, которое приблизительно пропорционально $A^{-1/3}$ и $[(N - Z)/A]^2$. Ограничившись низшими степенями членов разложения, авторы получили следующий ряд для представления массы ядра:

$$M(N, Z) = a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 A^{1/3} + a_4 I^2/A + a_5 I^4/A^{4/3} + a_6 I^4/A^3 + c_1 Z^2(1 + \alpha A^{1/3})/A^{1/3} + c_2 Z^2 A^{1/3} + c_3 Z^2/A + c_4 Z^{4/3}/A^{1/3}. \quad (11)$$

Первый и второй члены в формуле (11) выражают уже представленные в формуле (9) объемную и поверхностную энергию ядра. Третий член выражает дополнительную поправку к энергии, обусловленную сжимаемостью ядерного вещества и изменением кривизны поверхности ядра. Четвертый и пятый члены отражают поправки к объемной и поверхностной энергиям, обусловленные асимметрией нуклонного состава ядра. В последующих членах учитывается изменение кулоновской энергии, вызванное различием распределений нейтронов и протонов в ядре, размытостью поверхности ядра и некоторыми другими факторами.

Поскольку появление в формуле (11) новых по отношению к формуле (9) членов было обусловлено относительно большими значениями параметра разложения — приведенного выше отношения для ядер с малыми значениями A , т.е. для ядер малого размера, то новая модель получила наименование модели капельки (droplet).

Отклонения расчетных значений атомных масс от экспериментальных в модели капельки оказались приблизительно такими же, как и в жидкокапельной модели, и они отражали последовательность заполнения ядерных оболочек нуклонами. Все это указывало на необходимость дополнительного учета оболочечных поправок микроскопического типа к энергии ядра.

Простейшая поправка микроскопического типа к макроскопической массе ядра, которая качественно воспроизводила оболочечные вариации, была предложена Майерсом и Святецким [14]. Авторы исходили из модели движения независимых нуклонов в ограниченном объеме ядра и предположили, что микроскопическая поправка обусловлена расщеплением уровней этих нуклонов. В качестве исходной базы микроскопической части они выбрали систему равномерно расположенных вырожденных уровней ферми-газа в сферическом объеме. Затем ввели функцию расщепления уровней в зависимости от заполнения нуклонами очередной оболочки, связав заполнение оболочки с деформацией формы ядра. Деформация ядра приводила к изменению энергии расщепленных уровней и сильному их смешиванию. Затем находился минимум полной энергии ядра, равной сумме энергии в модели капельки и микроскопической добавки, в зависимости от деформации и рассчитывалась энергия полученного таким образом основного, т.е. наиболее низкого, состояния ядра. Коэффициенты модели определялись фитированием.

Полученные значения микроскопической поправки приблизительно учитывали отклонения рассчитанных по жидкокапельной модели значений масс от экспериментальных, однако отдельные отклонения достигали нескольких МэВ. Относительно велики были отклонения в области легких ядер с $N, Z \leq 29$ и особенно при $N = Z$. Расхождение в последнем случае было устранено введением так называемой вигнеровской поправки $-7 \cdot \exp(-6 |I|/A)$ МэВ, ранее примененной Вигнером при рассмотрении ядерных сил.

Дальнейшее развитие метода учета оболочечной поправки в массовых формулах было сделано В.М.Струтинским [15]. В качестве исходного микроскопического состояния им были взяты одночастичные протонные и нейтронные уровни энергии в потенциале Нильссона, что было более реалистично, чем уровни вырожденного ферми-газа. Далее рассматривалось влияние деформации формы ядра, описываемой четными полиномами Лежандра второго и четвертого порядков, на положение одночастичных уровней вблизи граничной энергии Ферми. Для выявления нерегулярной компоненты добавочной энергии, возникающей при деформации, использовалось специальное усреднение энергий одночастичных уровней на конечном интервале энергии, приблизительно равном энергетическому зазору между оболочками (7—10 МэВ). По минимуму добавочной энергии определялась равновесная форма ядра и его энергия. В оболочечной поправке этой модели дополнительно учитывалась энергия спаривания нуклонов.

Рассчитанные массы ядер согласуются с экспериментальными значениями значительно лучше, чем в предыдущих моделях: среднее отклонение составило 0,733 МэВ. Найденные дополнительно деформации ядер

согласуются с экспериментальными с погрешностью в пределах нескольких процентов.

Не останавливаясь более на следующих моделях этого типа, укажем лишь на самые последние жидкокапельные массовые формулы. Одна из формул [16] отличается тем, что содержит малое число, по современным понятиям, свободных параметров ($m = 12$) и, следовательно, как полагают авторы, лучше теоретически обоснована и в большей мере гарантирует правильность предсказания масс неизвестных нуклидов, чем формулы с многими параметрами. Другая особенность формулы заключается в простой связи энергии оболочечной поправки с деформацией, выражаемой линейной функцией. Формула [16] объясняет массы 652 известных нуклидов со среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\text{rms}} = 0,55$ ме и использована для предсказания масс 4162 ядер, однако с N и Z , большими 50.

Другая версия макроскопической-микроскопической массовой формулы на основе модели капельки описана в работе [17]. Сущность массовой формулы в какой-то мере можно представить из ее полного наименования: «формула ядерной массы в модели капельки с конечным радиусом действия ядерных сил и на основе одночастичного ограниченного потенциала Юкавы» и из ее макроскопических-микроскопических слагаемых, выражающих объемную и поверхностную энергии, энергию кривизны поверхности, кулоновскую энергию, объемную и поверхностную энергии, вызванные неадекватностью распределений в ядре нейтронов и протонов, кулоновскую обменную энергию, поправку на формфактор протона, энергию зарядовой асимметрии, вигнеровскую энергию, энергию спаривания нуклонов и, наконец, энергию связи электронов в оболочке атома. Для вычисления 29 параметров модели авторами были использованы значения атомных масс 1593 нуклидов от ^{16}O до ^{263}Rf . По массовой формуле [17] были вычислены массы 4678 нуклидов от ^{16}O до $^{318}122$.

Модель [17] получила сокращенное наименование FRDM — «Finite-Range Droplet Model».

В работе [17] была проведена оценка точности параметров массовой формулы и собственных погрешностей расчетной формулы, на которой остановимся. Как отмечалось выше, погрешности массовой модели обычно оцениваются среднеквадратичным отклонением (10). Использование формулы (10) для оценки точности массовой формулы оправданно, если все экспериментальные погрешности σ_{exp}^i малы по сравнению с σ_{rms} . Однако для значений масс нуклидов, сильно удаленных от дорожки бета-стабильности, это требование часто не выполняется. Массы таких ядер, как правило, короткоживущих и образующихся в ядерных реакциях с малыми сечениями, измерены с существенно большими погрешностями, чем массы стабильных

и долгоживущих нуклидов. В этих случаях среднеквадратичное отклонение (10) всегда завышает погрешность, вносимую самой массовой формулой.

Для оценки качества массовой модели авторы [17] использовали результаты работы [18] и выделили модельную погрешность из общей. На основе статистической теории распределений случайных отклонений они допустили, что теоретическая погрешность, зависящая от многих параметров массовой модели, распределена по нормальному закону случайных отклонений и не имеет систематического отклонения. Тогда отклонения погрешности μ_{th}^i от нулевого значения определяются дисперсией нормального распределения σ_{th}^i . В свою очередь, значение σ_{th}^i определяется, как показано в работе [18], требованием минимизации функции

$$S = \sum_{i=1}^n [M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*)]^2 / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})$$

при условии решения уравнений

$$\sum_{i=1}^n \{[(M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*))^2 - (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})] / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})^2 = 0,$$

$$\sum_{i=1}^n [(M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*)) / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*}) = 0.$$

В уравнениях σ_{th}^{2*} является приближенным значением истинной погрешности массовой формулы σ_{th}^2 , которая находится с помощью итерации. Совершенной массовой модели отвечает $\sigma_{th} = 0$.

В работе [17] погрешность теоретической модели без погрешности, вносимой неточностями опорных значений масс, составила $\sigma_{th} = 0,769$ МэВ. С другой стороны, теоретическая погрешность, найденная тем же способом с использованием значений масс 1443 ядер, известных с погрешностью, меньшей 0,1 МэВ, составила 0,782 МэВ. То, что погрешность σ_{th} не уменьшилась при базировании модели на более точных опорных массах, рассматривается авторами как подтверждение обоснованности метода оценки теоретической погрешности массовой формулы.

3.2. Массовые формулы на основе оболочечной модели ядра. Простейший вариант массовой формулы этого класса основан на представлении ядра как системы из сферических нуклонных пар с полным моментом количества движения, равным нулю, заполняющих ядерные оболочки в сферически-симметричном потенциале [19]. Энергия ядра в этой модели

выражается в виде энергии N_0 нейтронов и Z_0 протонов, составляющих заполненную оболочку, и энергии n нейтронов и p протонов сверх заполненной оболочки. В модель вводятся энергии спаривания двух нейтронов, двух протонов, а также нейтрона и протона, вводится ядерное эффективное взаимодействие нуклонных пар. Результатом такого рассмотрения является то, что массы ядер представляются в виде четырех разделенных промежутками параболических поверхностей в соответствии с четностью и нечетностью чисел нейтронов и протонов в ядрах. Границы оболочек четко проявляются резкими изменениями энергий связи нейтронов и протонов.

Для ядер с массовыми числами в интервалах между магическими числами, внутри которых имеется много промежуточных подоболочек, вводится дополнительная функция энергии деформации ядра, обусловленной конфигурационным взаимодействием. Эта функция, симметричная по отношению к частицам сверх оболочки и дыркам в оболочке, дополняет гладкие параболические поверхности энергии осциллирующими добавками, отражая реальный ход энергий отрыва нуклонов. Этот эффект особенно проявляется в изменении энергии связи пар нейтронов в области редких земель при $N = 90$. Хотя эта модель не имеет ясной физической интерпретации, тем не менее массовая формула на основе ядерных оболочек объясняет экспериментальные значения атомных масс с погрешностью 0,1—0,2 МэВ.

Другой, комбинированный вариант массовой формулы на базе модели капельки и оболочечной модели представлен в последней версии в работе [18]. Макроскопическая часть модели основана на экспоненциально ограниченном потенциале Юкавы. Исходным для микроскопической части является ограниченный одночастичный потенциал того же наименования. Использована новая модель для учета спаривания нейтронов, спаривания протонов, а также спаривания нейтронов и протонов. За нуль парной энергии принята энергия спаривания в четно-четных ядрах в отличие от обычно принимаемой за нуль средней энергии спаривания в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах. Эта модель впоследствии [20] получила сокращенное название FRLDM, аналогичное сокращенному названию модели [17], но с заменой в полном наименовании слова «droplet» — «капелька» на «liquid-drop» — жидкая капля.

На основе модели FRLDM рассчитаны массы 4678 нуклидов в интервале ядер от ^{16}O до $^{263}\text{122}$.

Для этой модели, так же как и для модели [17], имеется оценка теоретической погрешности массовой формулы. Точность представленной массовой формулы, построенной на экспериментальных значениях масс тех же, что и в [17], 1539 ядер от ^{16}O до ^{263}Rf , несколько хуже, погрешность теоретической формулы оценивается среднеквадратичной погрешностью $\sigma_{\text{th}} = 0,832$ МэВ.

Массовая формула [21] основана на эмпирической концепции оболочек с общим уравнением, построенным по типу

$$M(N, Z) = M_g(N, Z) + M_{eo}(N, Z) + M_s(N, Z),$$

где M_g — основная (приближенная и гладкая) функция от N и Z , M_{eo} — функция, учитывающая усредненную четно-нечетную составляющую массы, M_s — функция, учитывающая оболочечные поправки. Для 1657 масс опорных нуклидов $\sigma_{rms} = 0,538$ МэВ. По предложенной среднеквадратичной формуле предсказаны массы 7204 нуклидов.

По-видимому, самая недавняя массовая модель на основе концепции ядерных оболочек дана в [22]. Модель, носящая название «массы ядер в модели динамической симметрии фермионов», базируется на теории эффективного взаимодействия нуклонов-фермионов (в отличие от взаимодействия спаренных нуклонов-бозонов) с заполненными сферическими оболочками при ограниченной динамической симметрии. В качестве микроскопической части модели используется одночастичная энергия на основе потенциала Вудса — Саксона и модифицированная оболочечная поправка Струтинского. Массовая формула имеет следующий вид:

$$M(N, Z) = M(^{208}\text{Pb}) + n_n M(1, 0) + n_p M(0, 1) + \langle M \rangle,$$

где $n_n = N - 126$, $n_p = Z - 82$ — числа валентных нейтронов и протонов в ядре, $\langle M \rangle$ — ожидаемое значение (после итерации) гамильтониана. Модель обеспечивает согласие расчетных значений масс с 332 экспериментальными значениями в области изотопов актинидных элементов с $\sigma_{rms} = 0,34$ МэВ. Модель предсказывает возможность существования сверхтяжелых нуклидов с $Z = 114$ и $N = 164$. Энергия оболочечной поправки для нуклида $^{278}_{114}$ достигает $-12,6$ МэВ, что сравнимо с большой оболочечной поправкой в $-13,75$ МэВ для дважды магического ядра ^{208}Pb .

Авторы [22] отмечают лучшее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов по своей модели масс тяжелых нуклидов, оболочечных поправок, энергий отрыва последнего нейтрона и протона, чем по модели [18].

Заметим, что имеются и другие предсказания положения так называемого «острова» стабильности в «море» сверхтяжелых нуклидов. В середине 60-х годов в качестве магических чисел нейтронов и протонов в области тяжелых элементов рассматривались значения $N = 184$ и $Z = 114$. В 1986 г. в работе [23] впервые было показано, что наиболее долгоживущими нуклидами, по-видимому, должны быть деформированные ядра $^{288}_{110}$ и $^{290}_{110}$. Эти предсказания основываются на повышении вклада в устойчивость тяже-

лых ядер от оболочечной поправки вблизи $N = 162$ и $Z = 108$, обусловленного большим промежутком в схеме соответствующих уровней Нильссона.

Недавно к этим предсказаниям добавились результаты экспериментов [24]. В реакции облучения ^{248}Cm ионами ^{22}Ne были открыты два новых нуклида ^{265}Rf и ^{266}Rf , показавших повышение устойчивости ядер по мере приближения к $N = 162$.

3.3. Массовые формулы на основе феноменологических связей. Массовые формулы этого класса базируются на выявленных феноменологических связях между известными из эксперимента значениями атомных масс. Первой формулой такого типа явилась формула Гарви и Келсона [25]. Основой формулы служит следующая связь между, например, любыми шестью значениями атомных масс, установленная авторами путем анализа экспериментальных данных:

$$M(N+2, Z-2) - M(N, Z) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z-2) + \\ + M(N+1, Z) - M(N+2, Z-1) = 0. \quad (12)$$

Соотношение (12) было проверено подстановкой 621 значения атомных масс при $A \geq 16$ и $N \geq Z$ и при дополнительном условии, что если $N = Z$, то N — четное. Значение усредненного отклонения левой части соотношения (12) от нуля оказалось равным всего лишь 0,198 МэВ. Отклонения носили более или менее случайный характер, и в отклонениях не было найдено какой-либо закономерности или тенденции; лишь замечено, что отклонения уменьшаются с увеличением A .

Легко убедиться, что соотношение (12) точно выполняется, если допустить, что масса ядра зависит аддитивно только от числа нейтронов, числа протонов и массового числа, что является более или менее обоснованным следствием модели независимых частиц, т.е.

$$M(N, Z) = g_1(N) + g_2(Z) + g_3(A), \quad (13)$$

где g — произвольные функции своих аргументов. После подстановки (13) в (12) и сокращения одинаковых по абсолютной величине слагаемых, входящих попарно со знаками плюс и минус, в итоге получаем тождественный нуль.

В литературе приводятся несколько способов наглядной иллюстрации феноменологической связи значений масс (12) с использованием схемы заполнения нуклонами ядерных уровней и других наглядных пояснений. В настоящем обзоре приведем аналогичную иллюстрацию, предлагаемую автором обзора.

Представим соотношение (12) в виде

$$\Delta M(A, \Delta T_z = 2) = \Delta M(A+1, \Delta T_z = 1) + \Delta M(A-1, \Delta T_z = 1), \quad (14)$$

где ΔM — разность масс двух нуклидов-изобаров с разностью проекций изотопического спина, равной ΔT_z . Например, $\Delta M(A, \Delta T_z = 2) = M(N + 2, Z - 2) - M(N, Z)$, $T_z = (N - Z)/2$ — проекция изотопического спина на выделенное направление в условном изотопическом пространстве. Соотношение (14) представлено на рис.2,а схемой, показывающей, что разность масс двух нуклидов-изобаров с массовыми числами A и разностью проекций изоспинов $\Delta T_z = 2$ есть сумма двух других аналогичных разностей масс нуклидов, но с половинным значением $\Delta T_z = 1$ и с массовыми числами, соответственно, на единицу большими $A + 1$ и на единицу меньшими $A - 1$. Эта схема показывает путь, представленный толстыми прямыми линиями, приближенной экстраполяции от одной известной атомной массы $M(N, Z)$ к другой, неизвестной массе $M(N + 2, Z - 2)$ через две другие разности масс известных ядер. Изменения масс ядер при переходах от $M(N, Z)$ к $M(N + 1, Z)$ и от $M(N + 1, Z - 2)$ к $M(N + 2, Z - 2)$, показанные тонкими линиями, приблизительно компенсируются изменением массы при переходе от $M(N + 2, Z - 1)$ к $M(N, Z - 1)$. Справедливость такой приближенной экстраполяции не вызывает сомнений, если на пути экстраполяции нет резких скачков значений масс при изменении массового числа A . Последнее условие в достаточной мере обеспечивается отсутствием пересечения линиями экстраполяции линии $N = Z$.

Наряду с рассмотренной выше так называемой поперечной экстраполяцией масс, ведущей к новым значениям масс нуклидов, лежащих в стороне от дорожки бета-стабильности, в работах [25] также представлена продольная экстраполяция, ведущая, в частности, к массам изотопов новых далеких трансурановых элементов. Для этого случая

$$M(N + 2, Z) - M(N, Z - 2) + M(N + 1, Z - 2) - M(N + 2, Z - 1) + M(N, Z - 1) - M(N + 1, Z) = 0 \quad (15)$$

при условии, что $M(N, Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N - Z)$, где опять-таки f — произвольные функции своих аргументов. Соотношение (15) было так же, как и (12), проверено экспериментальными значениями масс 755 ядер и показало среднее отклонение от нуля, равное 0,189 МэВ.

Из соотношения (15) следует формула, аналогичная (14), для наглядной продольной экстраполяции масс нуклидов на область нуклидов неизвестных масс:

$$\Delta M(\Delta A = 4, T_z) = \Delta M(\Delta A = 2, T_z + 1/2) + \Delta M(\Delta A = 2, T_z - 1/2), \quad (16)$$

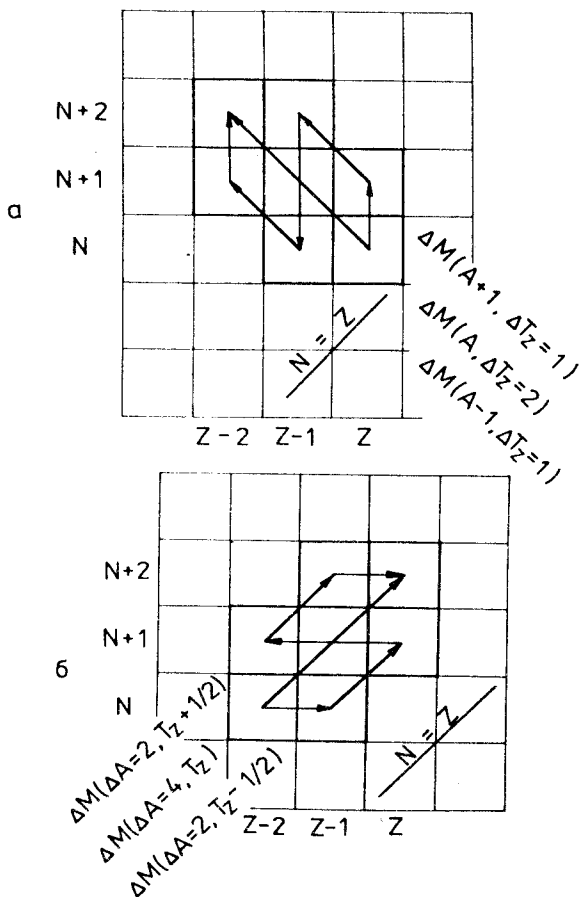


Рис.2. Иллюстрация к схеме экстраполяции значений атомных масс в феноменологической модели Гарви — Келсона. а) Поперечная экстраполяция. Толстыми сплошными линиями представлены разности масс $\Delta M(A, \Delta T_z)$. б) Продольная экстраполяция. Толстые сплошные линии — $\Delta M(\Delta A, T_z)$

где, например, $\Delta M(\Delta A = 4, T_z) = M(N + 2, Z) - M(N, Z - 2)$. Иллюстрация к продольной схеме определения неизвестной массы нуклида по формуле (16) приведена на рис.2,б. В этом случае экстраполирование к неизвестной атомной массе идет вдоль линий с постоянным значением проекции изотопического спина T_z вместо экстраполяции по линиям с постоянным значением массового числа в методе (14).

Массовая формула Гарви — Келсона использована в работе [26] для предсказания 6537 масс нуклидов. В этой работе для повышения точности предсказания в качестве опорных взяты экспериментальные значения масс, известные с погрешностью не более 0,250 МэВ. Стандартное отклонение рассчитанных значений от опорных экспериментальных оказалось равным

$\sigma_{\text{rms}} = 0,219$ МэВ. В результате были предсказаны массы нуклидов в интервалах $2 \leq Z \leq 109$, $4 \leq N \leq 157$ и $7 \leq A \leq 265$. Эти предсказания включали также нейтронно-обедненные ядра, однако без нуклидов с нечетными $N = Z$ для $Z < 27$.

Методом Гарви — Келсона в [27] были рассчитаны приблизительно 5600 избытков масс нуклидов с $2 \leq Z \leq 103$ и $4 \leq N \leq 157$ для $N \geq Z$, однако без нуклидов с нечетными $N = Z$ при $A < 40$. Стандартное отклонение в воспроизведении экспериментальных избытков масс составляет $\sigma_{\text{rms}} = 0,103$ МэВ. Рассчитаны также избытки масс для нейтронно-обедненных нуклидов на основе зарядово-симметричного соотношения. В этом случае были получены значения еще 250 избытков масс при стандартном отклонении расчетных значений масс от опорных $\sigma_{\text{rms}} = 0,231$ МэВ.

Имеется также большое число модельных подходов к расчетам масс ограниченного круга ядер или расчетов отдельных преимущественно легких нуклидов, на которых остановиться в обзоре не представляется возможным. В виде исключения укажем лишь на последнюю, по-видимому, по времени опубликования из таких работ — [28], в которой на основе принципа зеркальной симметрии $M(Z, N)_{\text{micro}} = M(N, Z)_{\text{micro}}$ и с учетом в макроскопической части массы ядра изменения кулоновской энергии, обусловленного заменой нейтронов на протоны в зеркальном ядре, произведено уточнение 451 значения масс нуклидов с $N > Z$ в области $9 \leq Z \leq 64$, $17 \leq A \leq 120$. В работе проводится также обстоятельное сравнение полученных результатов с результатами 11 других массовых моделей в препринте и с результатами 17 моделей в журнальном варианте. Заметим, что приведенные массы ядер выражены через избыток массы ядра, который в препринте на английском языке назван «mass excess», а в журнальной статье на русском языке «дефектом массы ядра».

3.4. Сборник массовых формул. Выше были рассмотрены основные массовые формулы, обобщающие и предсказывающие большие массивы значений масс. Естественно, что этими формулами не ограничивается круг известных в настоящее время массовых моделей. Результаты расчетов, законченных в 1986—1987 гг., по десяти наиболее разработанным массовым моделям разных авторов, шесть из которых [16—18,21,26,27] рассмотрены в настоящем обзоре, объединены в отдельном выпуске журнала «Таблицы атомных и ядерных данных». Кроме того, в этот сборник включены значения атомных масс [29], найденные в большинстве случаев экспериментально и лишь в небольшом числе случаев — путем расчетов на основе систематических тенденций в экспериментальных значениях. Все результаты, как рассчитанные, так и экспериментальные, сведены в одну удобную для пользования таблицу [29].

К настоящему времени произведены многие десятки расчетов больших массивов значений масс ядер на основе различных макроскопических-микроскопических моделей с разными вариантами макроскопической и микроскопической частей. Для расчетов микроскопической части массы ядра в качестве одночастичного потенциала использовались различные представления, и в том числе ограниченный потенциал Юкавы, потенциал Вудса — Саксона, осцилляторный потенциал. В каждом из таких микроскопических подходов применялись различные локальные параметры. Все эти разнообразные модели, апробированные и согласованные в области известных ядер, приводят к разным результатам при расчете масс неизвестных нуклидов, расположенных в области, далекой от дорожки бета-стабильности. В связи с этим оценка правдоподобности результатов расчетов для неизвестных еще нуклидов является важной задачей.

3.5. Сравнение массовых формул. В резюме редактора сборника массовых формул [30] проводится сравнение представленных моделей по числу подгоночных параметров, числу опорных экспериментальных значений масс, среднему и среднеквадратичному отклонениям рассчитанных значений от опорных экспериментальных, числу предсказанных значений масс. Используя эти результаты и полагая, что самая условно обоснованная массовая формула, в смысле аргументации, изложенной в [16], определяется минимальным значением произведения $m\sigma_{\text{rms}}$, учитывающего не только число параметров m , но и погрешность формулы σ_{rms} , получаем, что таковой формулой является формула работы [16].

В недавней работе [31] было проведено критическое рассмотрение различных массовых моделей. Для оценки точности предсказания атомных масс собственно самой моделью авторы применили метод, разработанный в более ранней работе тех же авторов [18] и описанный выше.

Теоретические погрешности различных моделей, обозначенных в [31] именами авторов или наименованиями моделей без указания литературных источников, показаны на рис.3 и 4. На рисунках по оси ординат представлена погрешность модели при оценке сравнительно неточно измеренных масс ядер, удаленных от дорожки бета-стабильности в ту и другую стороны на определенное число нейтронов. Относительно узкая прямолинейная полоска на рисунках, непосредственно прилегающая к оси абсцисс, представляет среднеквадратичное отклонение, определенное по всей совокупности масс нуклидов, использовавшихся для подгонки параметров модели. Черными точками представлены погрешности для масс относительно новых нуклидов, не включенных в число данных для подгонки параметров модели. Извилистой полосой даны стандартные отклонения от средней погрешности.

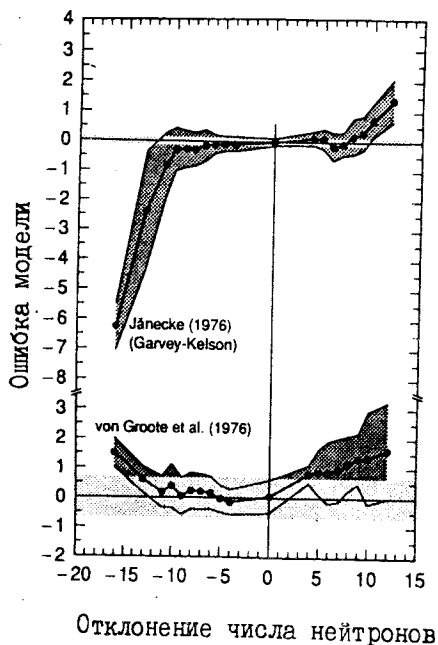


Рис.3. Теоретические погрешности различных массовых моделей [31]. Число нейтронов по оси абсцисс показывает удаление нуклида от дна долины. Обозначения: (•) — средняя погрешность μ_{th} ; XXXXX — $\mu_{th} +$ стандартное отклонение σ_{th} ; ::::: — σ_{th} , найденное по опорным значениям атомных масс

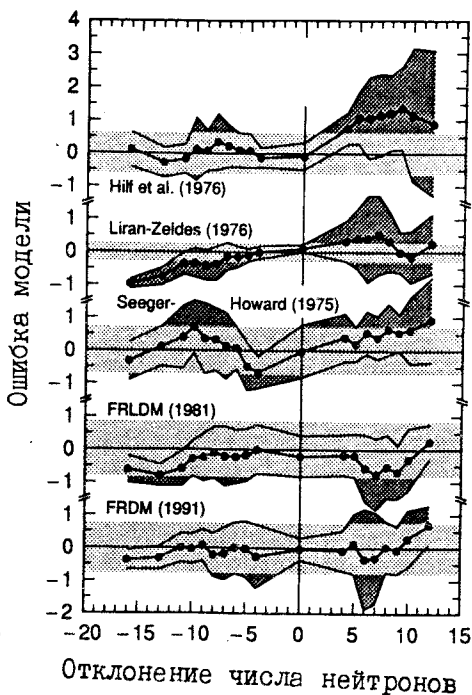


Рис.4. Теоретические погрешности различных массовых моделей [31]. Число нейтронов по оси абсцисс показывает удаление нуклида от дна долины бета-стабильности вдоль оси числа нейтронов. Обозначения, как на рис.3

В работе [31] отмечается, что в моделях, основанных на квантово-механической трактовке ядерного взаимодействия, а именно в трех моделях, приведенных в нижней части рис.4, только одна точка из всех точек, представляющих средние отклонения рассматриваемых значений масс, выходит за пределы первоначально найденных погрешностей. В этих моделях полные погрешности для выделенных ядер лежат в основном в границах первоначальной общей погрешности. Более того, для последних двух моделей нет систематической тенденции к сильному росту погрешности по мере удаления от дорожки бета-стабильности. В отличие от этих двух моделей, все

другие модели дают сильно расходящиеся результаты вне области бета-стабильности.

3.6. Таблица атомных масс. Отдельные разрозненные экспериментальные значения атомных масс различных нуклидов сводятся в таблицы. При этом производится оценивание, согласование и уравнивание экспериментальных данных для того, чтобы получить более надежные и более достоверные значения масс. Необходимость такой процедуры определяется тем, что каждое новое экспериментальное значение атомной массы представляет собой результат, как правило, одиночного измерения и нуждается в дополнительном сопоставлении с известными данными, подтвержденными несколькими результатами. В связи с этим все экспериментальные данные делятся на основные, или первичные, и вторичные. Основными значениями масс называют значения, которые вычислены из нескольких экспериментальных результатов и, как правило, из непосредственных измерений разностей масс измеряемого нуклида и опорного (эталонного) нуклида. Вторичными — значения, найденные с использованием только одной разности. Основные данные обеспечивают перекрестный контроль и уравнивание вторичных данных.

Последние по времени опубликования оцененные значения атомных масс приведены в таблице [32], составленной Оди и Вапстра. В ней представлены значения масс нуклидов, избытков масс, энергий связи нуклидов и энергий бета-распадов для более чем 2500 нуклидов. Значения масс нуклидов даны в единицах атомной массы e (6) и в единицах энергетического эквивалента единицы массы (8), которые выражены не в $\text{эВ}^*/c^2$, а почему-то в эВ^* . Энергии распадов выражены в эВ^* . Приблизительно для 1850 нуклидов даны значения, полученные непосредственно в экспериментах, для остальных нуклидов приведены значения, полученные путем расчетов на основе подмеченных тенденций. Эти нуклиды отмечены специальным значком.

В таблице особо выделены нуклиды, экспериментальные значения масс и энергий распадов которых отклоняются от регулярных тенденций, следующих из экспериментальных значений масс соседних ядер. Для таких нуклидов представлены экспериментальные значения масс, однако эти нуклиды отмечены другим специальным значком и для них рекомендованы значения масс, рассчитанные на основе подмеченных систематических тенденций путем экстраполяции и интерполяции соседних экспериментальных данных.

Особенностью таблицы является использование метода протока информации [33], с помощью которого специальными матрицами анализировалось влияние любых входящих данных на выходящие отъюстированные значения атомных масс. Это давало возможность судить о значимости тех или иных вводимых результатов.

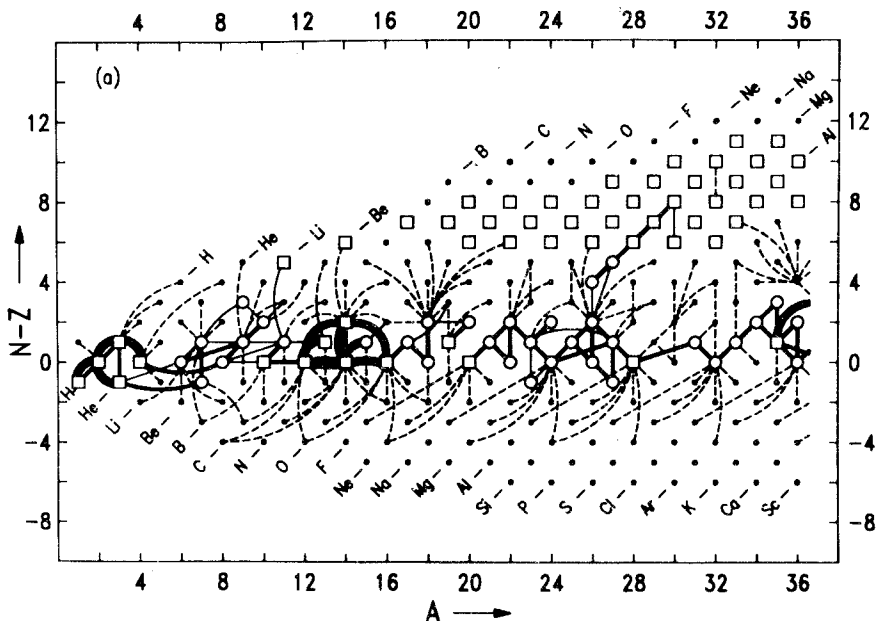


Рис.5. Схема связи значений масс нуклидов в начальной части карты нуклидов [32]. Первичные данные: (□) — для нуклидов, атомные массы которых измерены методом абсолютных масс-дублетов, т.е. с использованием в качестве опорных атомных масс ^{12}C , ^{35}Cl и ^{37}Cl ; (○) — для других первичных нуклидов; (=) — масс-спектрометрические связи; (—) — первичные связи из данных по ядерным реакциям. Вторичные данные: (*) — для вторичных нуклидов, масса которых определена только путем одного экспериментального измерения; (○) — для вторичных нуклидов, масса которых определена из систематических тенденций в экспериментальных значениях масс; (---) — вторичные связи

Связи входных данных представлены в таблице [32] в графической форме. В качестве примера на рис.5 приведена диаграмма связей входных данных для начальной части карты нуклидов, т.е. для нуклидов с массовыми числами от 1 до 36. Пояснения к связям используемых данных приведены в подписи под рисунком. Из рисунка видно, что значение массы упомянутого выше нуклида ^7B относится к вторичным, недостаточно обоснованным данным.

3.7. Наименования трансформиевых элементов. В таблице [32], так же, как и на карте нуклидов [9], используются предварительные, официально не утвержденные наименования последних химических элементов. Как

известно, вопрос о наименовании трансфермиевых элементов, т.е. элементов, расположенных за фермием в ряду элементов, имел длинную и запутанную историю, и в какой-то мере он разрешился лишь в самое последнее время. На протяжении многих лет в синтезе новых трансурановых элементов активно участвовали две группы исследователей: из Беркли (США) и из Дубны. В последние годы к ним присоединилась группа немецких физиков, работающих в Дармштадте (Германия). Каждая из этих групп имела свой подход к проблеме открытия новых элементов, свои достижения в области синтеза новых элементов и отстаивала свое право на открытие и, следовательно, наименование синтезированных элементов. Ситуация с названиями новых элементов усложнилась настолько, что в середине 80-х годов с инициативой добиться ясности в этом вопросе выступили IUPAP и IUPAC. Была создана Рабочая группа по трансфермиевым элементам. В эту группу вошли видные ученые с международным авторитетом в области ядерной физики и химии. Рабочая группа оценила вклады отдельных исследовательских коллективов в синтез трансфермиевых элементов, опубликовав три отчета о своей деятельности [34], и выработала рекомендации по наименованию этих элементов для Комиссии по номенклатуре в неорганической химии IUPAC. В свою очередь, комиссия по номенклатуре, руководствуясь сложившейся практикой наименования химических элементов по месту открытия, по свойствам элемента, в память об ученом, но не в честь ученого, отобрала следующие наименования трансфермиевых элементов [35] из числа предложенных авторами синтеза новых элементов, которые приведены в табл.1.

Даны следующие пояснения к выбору наименований трансфермиевых элементов [35]: «Для элементов 101—103 комиссия сохранила прежние наименования, несмотря на ошибочность первой работы по открытию но-

Таблица 1. Наименования трансфермиевых элементов

Атомный номер Z	Наименование		Символ
	Русское	Латинизированное	
101	Менделеевий	Mendelevium	Md
102	Нобелий	Nobelium	No
103	Лоуренсий	Lawrencium	Lr
104	Дубний	Dubnium	Db
105	Жолиотий	Joliotium	Jl
106	Резерфордий	Rutherfordium	Rf
107	Борий	Bohrium	Bh
108	Ханий	Hahnium	Hn
109	Мейтнерий	Meitnerium	Mt

белия. Элемент 104 был назван дубнием, чтобы признать известные вклады в химию и в современную ядерную физику ученых Международного научного центра в Дубне под Москвой. Жолиотий был выбран как наименование элемента 105 как признание французского ученого Ф. Жолио-Кюри, много внесшего в развитие ядерной физики и отмеченного в 1935 г. совместно с мадам И. Кюри Нобелевской премией. Элементы 106 и 107 были названы именами Эрнеста Резерфорда (Новая Зеландия) и Нильса Бора (Дания), чтобы отметить их заметные вклады в наши знания о структуре ядра. Наименование последних элементов по имени Отто Хана (Германия) и Лизы Мейтнер (Австрия) есть признание их решающей роли в открытии деления ядер».

Это решение комиссии по номенклатуре подлежит ратификации Советом IUPAC, который должен состояться 10—11 августа 1995 г. Предварительная публикация решения комиссии перед его ратификацией предполагает сбор возможных замечаний по наименованию трансфермиевых элементов.

В связи с этим заметим, что американские авторы 101-го элемента [36] в «признание заслуг великого русского химика Д.И. Менделеева, который первый использовал для предсказания химических свойств неоткрытых элементов периодическую систему элементов, принципы которой явились ключом к открытию большинства трансурановых элементов», назвали новый элемент именем Менделеева и предложили латинизированное наименование «mendeleevium». Это название вошло в литературу на русском языке в буквальной транскрипции как «менделевий», тогда как в русском языке все наименования, связанные с Д.И. Менделеевым, имеют более близкое к фамилии ученого написание. Например, поселок Менделеевск, минерал менделеевит, Менделеевская линия (улица в С.-Петербурге), Менделеевская премия, Менделеевский конгресс и тому подобное. Очевидно, что более правильно называть 101-й элемент «менделеевием», а в качестве латинизированного написания этого наименования использовать, по-видимому, «mendeleevium». Это замечание, независимо от того, будет оно официально принято или нет, преследует цель призвать к более точному наименованию 101-го элемента, в первую очередь, соотечественников великого русского химика, как это сделано в табл. 1.

Заметим также, что некоторые авторы синтеза трансфермиевых элементов выразили несогласие с решением Комиссии по номенклатуре в неорганической химии IUPAC и применяют или предлагают другие наименования. В одном из выпусков «The Bulletin of the Atomic Scientists» Сиборг, соавтор открытий более десяти трансурановых элементов, удостоенный совместно с Макмилланом Нобелевской премии по химии в 1951 г. «за открытие в области химии трансурановых элементов», пишет: «Впервые в истории может случиться, что признанные, бесспорные первооткрыватели

элемента лишены будут привилегии дать ему имя». Поводом для этого послужило непринятие Комиссией предложения назвать 106-й элемент, предварительно названный, например, в [9] — «Unnilhexium» — «сто шестым», именем Сиборга.

Заметим, в качестве справки, что Макмиллан также является лауреатом совместно с В.И.Векслером премии «Атом для мира» (1963 г.) за открытие принципа автофазировки при ускорении заряженных частиц.

В настоящем обзоре используются наименования, принятые комиссией, чтобы исключить путаницу в предмете рассмотрения.

4. НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ ИЗ ОБЛАСТИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ТРЕБУЮЩИЕ ПРИМЕНЕНИЯ МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ. ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ АТОМНЫХ МАСС

Некоторые задачи из области ядерной физики требуют применения масс-анализатора того или иного типа для идентификации и измерения масс нуклидов. Точность, с которой должны быть измерены атомные массы нуклидов, определяется требованиями, выдвигаемыми при решении конкретных задач. Требованиями же задачи определяются и другие условия проведения масс-анализа, а именно его чувствительность, эффективность и быстрота. Ниже рассматриваются некоторые, и в том числе еще не исследованные достаточно проблемы — задачи ядерной физики, требующие применения масс-анализаторов. Эти задачи или уже решаются, или готовятся к постановке в ближайшем будущем.

4.1. Идентификация нуклидов. Одной из часто встречающихся в ядерной физике задач является задача идентификации нуклидов в ядерных реакциях и ядерных превращениях по их массовому числу A и атомному номеру Z .

Идентификация осколков деления ядер. Потребность идентификации по A возникает, например, при изучении тонкой структуры массового выхода осколков деления тяжелых ядер, отражающей влияние заполненных оболочек на процесс деления. Для определения тонкой структуры массового выхода необходим масс-анализ с погрешностью, по крайней мере, не более одной массовой единицы. Если учесть, что средняя масса, например, тяжелых осколков составляет 140 е, то для решения этой задачи от масс-анализатора требуется всего-навсего способность выделять осколки и измерять их массы с погрешностью не более $\Delta M/M = 1:140 = 0,007$ или 0,7% (здесь символом Δ обозначен разброс значений масс в отличие от символа $\Delta(A, Z)$ для обозначения избытка атомной массы).

Магнитное и электрическое поля разделяют ионы в зависимости от отношения их масс к их ионным зарядам q , т.е. M/q . Для определения тон-

кой структуры массового выхода осколков деления необходим экспрессный масс-анализ, исключаяющий изменение масс первичных осколков в результате эмиссии запаздывающих нейтронов, обусловленной бета-распадом осколков. Также нужно, чтобы аксептанс или светосила масс-анализатора не зависели от атомного номера Z , т.е. химической природы осколков деления. Наилучшим образом удовлетворяют этим требованиям масс-анализаторы, использующие непосредственно импульсы осколков и их ионные заряды, полученные осколками в процессе деления. Масс-анализаторы, действие которых основано на торможении осколков, нейтрализации их ионного заряда, а затем их реэмиссии и реионизации до, например, однозарядного состояния и последующем ускорении, не обеспечат решения поставленной задачи.

Для тяжелых осколков деления равновесный ионный заряд в веществе мишени $q = (20-25) q_0$ и, следовательно, $\Delta q/q = 0,04$. Поэтому тяжелые осколки могут иметь значения A/q или отличающиеся на очень малую величину ($131/22 = 5,955$ и $138/22 = 5,957$) или равные одно другому ($132/22 = 6,0000$ и $138/23 = 6,0000$). Во втором случае разделение осколков может быть основано только на различии их избытков масс. В итоге от масс-анализатора потребуются в том и другом случаях итоговое разрешение по $\Delta (M/q)/(M/q)$ на уровне $(\Delta M/M) (\Delta q/q) = 3 \cdot 10^{-4}$.

Для разделения осколков деления в этой задаче необходим, скажем, забегая вперед, масс-анализатор одновременно с магнитным и электрическим отклонениями осколков деления, обеспечивающими их фокусировку по скорости и тем самым нужное разрешение.

Весьма интересной проблемой в области физики деления является задача о корреляции между выходом определенной пары осколков деления и числом эмитированных при этом нейтронов, определяемым масс-дефектом при делении. В работе [37], например, найдено, что при спонтанном делении ^{252}Cf на два сопряженных осколка из числа изотопов Мо и Ва, идентифицируемых по гамма-излучению, средняя множественность нейтронов равняется $4,0 \pm 0,1$. При этом, однако, наблюдаются отклонения в числе мгновенно испущенных нейтронов до 10, что характеризует, по-видимому, другую моду деления.

Более полное решение этой задачи может быть осуществлено путем применения двух масс-анализаторов, регистрирующих и идентифицирующих по A каждую пару сопряженных осколков деления, с одновременной регистрацией на совпадение мгновенных нейтронов.

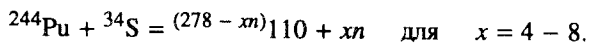
Широкую информацию о проблемах физики деления ядер можно найти в обстоятельных монографиях [38,39].

Разделение и идентификация легких ядерных фрагментов. Аналогичная ситуация с пространственным разделением и разрешением возникает при

отделении и идентификации некоторых легких продуктов ядерных реакций, образующихся в результате фрагментации высокоэнергетических бомбардирующих частиц. Например, при облучении водородной или углеродной мишени ионами лития с энергией 50 А МэВ с большими сечениями образуются ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, вылетающие из мишени с одной и той же скоростью, приблизительно равной скорости бомбардирующих частиц. Энергетичные ядра ${}^6\text{He}$ интересны для применения в качестве экзотических бомбардирующих частиц, например, для возбуждения мягкого дипольного резонанса. Для такого применения требуется достаточно надежное отделение пучка вторичных ядер ${}^6\text{He}$ от первичных бомбардирующих частиц и от другого сопровождающего ядерную реакцию продукта — ${}^3\text{H}$. Требуется также и монохроматизация вторичных ядер.

Значения M/q для ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, близкие к 3, отличаются всего на 0,2% только за счет различия их избытков масс $\Delta(A, Z)$. Разрешающей силы только магнитного масс-анализатора оказывается недостаточно, чтобы достаточно хорошо разделить два пучка указанных продуктов реакций, имеющих некоторый разброс скоростей. В этом случае задача решается путем дополнительного применения в магнитном масс-анализаторе деградера, дифференцированно снижающего кинетическую энергию анализируемых нуклидов в зависимости от их атомного номера Z и обеспечивающего таким образом разделение и идентификацию близких по значению M/q нуклидов. Известны деградеры кинетической энергии трех типов, отличающиеся своими ионно-оптическими действиями.

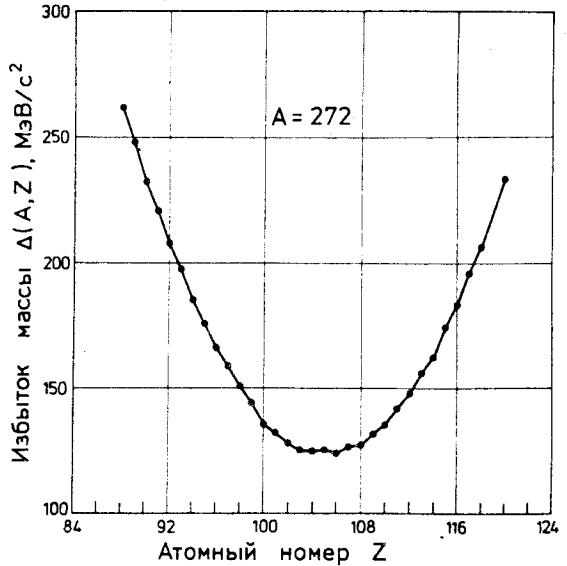
Идентификация тяжелых продуктов реакций слияния. Требования к идентификации продуктов, образующихся путем слияния тяжелых ионов с тяжелыми ядрами с образованием составного ядра, можно проиллюстрировать на примере возможной реакции синтеза ядер, например, 110-го элемента:



При энергии бомбардирующих ионов $\cong 250$ МэВ, необходимой для преодоления кулоновского барьера между сталкивающимися ядрами, продукты реакции — ядра отдачи — получают энергию $\cong 30$ МэВ, при которой их равновесные заряды в веществе мишени равны $q = (10-15) q_0$. Относительно широкий спектр значений M/q продуктов реакций сильно затрудняет их отделение от первичных бомбардирующих частиц и пространственную фокусировку продуктов реакций магнитным масс-анализатором. В этом случае задача отделения и фокусировки решается с помощью или газонаполненного магнитного масс-спектрографа, или масс-спектрографа с магнитным и электрическим полями. В первом случае наряду с магнитным разделением ядер отдачи одновременно осуществляется их фокусировка по ионному заряду в зависимости от скорости путем перезарядки ионов

Рис.6. Зависимость избытка массы нуклидов-изобаров с массовым числом $A = 272$ от атомного номера Z

при их движении в легком газе, наполняющем при небольшом давлении камеру магнитного масс-спектрографа. И в первом, и во втором случаях достигается разделение ядер отдачи и пучка бомбардирующих частиц, проходящих сквозь тонкую мишень, и идентификация продуктов реакций, по крайней мере, по массовому числу A . Для этого требуется относительное разрешение $\Delta A/A = 0,4\%$.



Обычно для идентификации по атомному номеру Z тяжелых продуктов реакций, испытывающих альфа-распад, используется «генетическая» связь исходного материнского ядра с последующими известными дочерним, внучатым и правнучатым ядрами, устанавливаемая путем регистрации последовательности эмиссий альфа-частиц. Наряду с такой идентификацией возможна идентификация тяжелых ядер по Z путем измерения их избытков масс $\Delta(A, Z)$. На рис.6 представлена зависимость избытков масс для нуклидов-изобаров с массовыми числами $A = 272$, построенная на основе усредненных предсказаний масс по массовым моделям, представленным в [29]. Из рис.6 следует, что для надежной идентификации элемента с $Z = 110$ в указанной выше реакции в присутствии возможных атомов мейтнерия, хания, бория, резерфордия от масс-анализатора потребуется разрешение по массе ΔM не менее $3 \text{ МэВ}/c^2$, т.е. потребуется относительное разрешение $\Delta M/M = 10^{-5}$.

Указанное разрешение в рассматриваемой задаче может быть обеспечено, например, ловушкой Пеннинга в варианте на линии с масс-спектрографом, функционирующим, в свою очередь, на линии с ускорителем тяжелых ионов. При этом ловушка должна обеспечить быстрый захват ядер отдачи, снижение их скорости путем «охлаждения» газом или азимутальным электрическим полем и прецизионное измерение отношений M/q с точ-

ностью, необходимой не только для установления массового числа A , но и атомного номера Z . В настоящее время разрабатываются проекты подобных установок.

Разделение и идентификация изомеров. Требования не менее высокой точности предъявляются к масс-анализу при разделении и идентификации нуклидов, находящихся в основном и близком к основному метастабильном состояниях. В качестве иллюстрации приведем требования к разделению изомеров ^{178}Hf , находящихся в основном и в высокоспиновом ($1^\pi = 16^+$) долгоживущем метастабильном ($T_{1/2} = 31$ год) состоянии с энергией возбуждения 2,447 МэВ. Это высокоспиновое состояние является уникальным случаем реализации ловушки на так называемой «ирист»-линии. В ядерных реакциях [40] высокоспиновый изомер образуется в пропорции примерно 1:20 по отношению к изомеру в основном состоянии и в небольшом количестве (до 10^{14} атомов).

Для изучения ядерно-физических свойств метастабильного изомера ^{178}Hf в условиях без мешающих примесей требуется его выделение из смеси различных продуктов ядерных реакций. Из выделенного высокоспинового изомера может быть изготовлена мишень для исследований под действием нейтронов и заряженных частиц. Помимо химического выделения здесь необходимо разделение по массам с разрешением $\Delta M/M = 0,001\%$.

4.2. Энергия отрыва нуклонов. Упаковочное отношение $P(A, Z) = \Delta(A, Z)/A$ (2) и энергия связи нуклида, приходящаяся на один нуклон $E_b(N, Z)/A$, которую называют удельной энергией связи ядра, гладко зависят от массового числа и не отражают периодичности строения ядер. Для более детального понимания структуры ядер очень информативной является энергия связи, или, что эквивалентно, энергия отрыва последнего нуклона или пары последних нуклонов. Эта величина также выражается через массы нуклидов. Например, энергия отрыва последнего нейтрона или двух последних нейтронов составляет, соответственно,

$$S_{1n}(N, Z) = [M(N-1, Z) + M(1, 0) - M(N, Z)] c^2,$$

$$S_{2n}(N, Z) = [M(N-2, Z) + 2M(1, 0) - M(N, Z)] c^2,$$

энергия отрыва последнего протона или двух последних протонов

$$S_{1p}(N, Z) = [M(N, Z-1) + M(0, 1) - M(N, Z)] c^2,$$

$$S_{2p}(N, Z) = [M(N, Z-2) + 2M(0, 1) - M(N, Z)] c^2.$$

Энергия связи двух нуклонов нечувствительна к эффекту четности или нечетности числа нуклонов в ядре и более рельефно отражает структуру ядра, например, заполнение нуклонами ядерных оболочек.

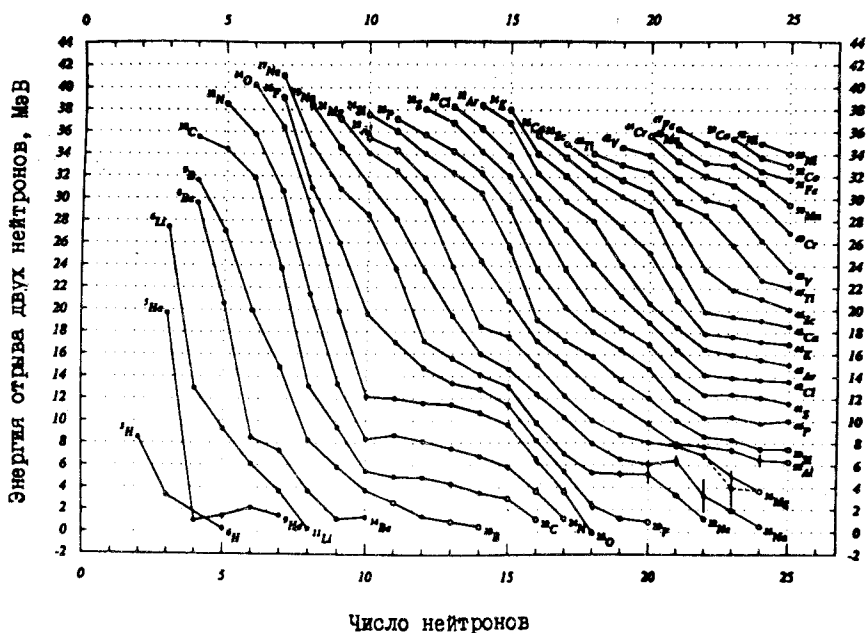


Рис.7. Энергия отрыва двух нейтронов для изотопов элементов от H до Ni [41]

На рис.7 представлена взятая из работы [41] энергия отрыва двух последних нейтронов $S_{2n}(N, Z)$ для группы ядер в начальной части карты нуклидов, построенная по данным последних измерений масс нуклидов. На рисунке обращает на себя внимание нарушение монотонного хода кривых в области нейтронно-обогащенных изотопов Ne, Na, Mg, Al, Si с $N = 20-23$ и в области нейтронно-обогащенных изотопов Ca, Sc с $N = 22-23$. Этот эффект относительного увеличения энергии отрыва двух нейтронов на 1—2 МэВ сверх ожидаемого связывают со значительной деформацией ядер.

Для установления этого факта потребовались прецизионные измерения масс короткоживущих ядер, которые были начаты еще в 60-х годах французскими исследователями с помощью масс-спектрометра с магнитным и электрическим полями, а затем продолжены американскими и французскими экспериментаторами с применением, соответственно, времяпролетного масс-спектрографа на пучке мезонной фабрики (LAMPF) и многофункционального масс-спектрографа на пучке ускорителя тяжелых ионов (GANIL). В последних экспериментах было достигнуто разрешение

$\Delta M/M = 10^{-4}$ и обеспечена точность измерения масс с относительной погрешностью не больше $\Delta M/M = 10^{-6}$.

На рис.7 можно заметить также резкое снижение энергии отрыва двух нейтронов от изотопов N, O, F, Ne в области $N = 15$ и особенно от ^{24}F по сравнению с соседними нуклидами. С другой стороны, кривые зависимости S_{2n} показывают повышение стабильности изотопов гелия с $N > 4$, известное как гелиевая аномалия. Рассмотрение этой и многих других проблем легких ядер дается в обстоятельной публикации [42].

Для дальнейшего уточнения поведения энергии связи нуклидов в этой области значений масс, по-видимому, потребуется улучшение разрешения и точности измерений масс, по крайней мере, на один порядок от указанных выше значений.

4.3. Энергия спаривания нуклонов. Точные измерения масс ядер позволяют проанализировать другую важную величину — энергию спаривания нуклонов, характеризующую тонкое взаимодействие между частицами внутри ядра. Парная энергия, например, для пары нейтронов $P_{nn}(N, N-1; Z)$, где параметры $N, N-1$ означают, что рассматриваемая величина относится как N -му, например четному, нейтрону, так и к $(N-1)$ -му нечетному нейтрону, определяется формулами

$$S_n(N, Z) = S_{2n}(N, Z)/2 + P_{nn}(N, N-1; Z), \quad (19)$$

$$S_n(N-1, Z) = S_{2n}(N, Z)/2 - P_{nn}(N, N-1; Z). \quad (20)$$

Хотя парная энергия непосредственно обусловлена четным спаренным нуклоном, при удалении которого эта энергия исчезает, тем не менее по установившейся традиции парную энергию обычно относят к обоим нуклонам из пары, отсчитывая энергию от среднего значения энергии связи нейтронов, как это представлено в (19) и (20). Тогда из соотношений (19) и (20) следует

$$P_{nn}(N, N-1; Z) = [S_n(N, Z) - S_n(N-1, Z)]/2. \quad (21)$$

Определение (21) отличается от аналогичного определения, например, в книге [7, с.9] коэффициентом $1/2$ в силу отмеченной выше условности выбора нуля отсчета парной энергии.

Для нейтронов, лежащих выше и ниже по порядку заполнения нуклонных уровней, имеем

$$P_{nn}(N+1, N; Z) = [S_n(N, Z) - S_n(N+1, Z)]/2, \quad (22)$$

$$P_{nn}(N-1, N-2; Z) = [S_n(N-2, Z) - S_n(N-1, Z)]/2. \quad (23)$$

Из формул (21), (22) и (23) непосредственно следуют средние парные энергии, характеризующие N -й четный и $(N - 1)$ -й нечетный нейтроны в ядре:

$$P_{nn}(N, Z) = [S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z)]/4, \quad (24)$$

$$P_{nn}(N - 1, Z) = [S_n(N, Z) - 2S_n(N - 1, Z) + S_n(N - 2, Z)]/4. \quad (25)$$

В формулах (24) и (25) перейдем от вторых разностей к третьим, т.е. перейдем от энергий отрыва нейтронов непосредственно к атомным массам. Тогда получим

$$P_{nn}(N, Z) = [M(N + 1, Z) - 3M(N, Z) + 3M(N - 1, Z) - M(N - 2, Z)]/4, \quad (26)$$

$$P_{nn}(N - 1, Z) = [-M(N, Z) + 3M(N - 1, Z) - 3M(N - 2, Z) + M(N - 3, Z)]/4. \quad (27)$$

Формула (26) для парной энергии четного нейтрона в ядре приводится в монографии Бора и Моттельсона [43, с.170], однако в несколько другом виде и без вывода, что не дает возможности судить о нуле шкалы отсчета парной энергии.

Из формулы (26) и (27) и аналогичных им следует, что определение парной энергии нуклонов в ядре, имеющей важное значение для рассмотрения и исследования процессов двойного протонного распада, двойного нейтронного распада, явления сверхтекучести ядер и ядерного эффекта Джозефсона, требует высокой точности измерения атомных масс в силу малой величины парной энергии и ее зависимости от вторых разностей масс. Так, например, чтобы рассчитать парную энергию с точностью хотя бы 90% при ее характерном значении 2 МэВ в районе сверхтекучих ядер вблизи олова, необходимы измерения атомных масс с относительной погрешностью не более $\Delta M/M = 10^{-7}$.

4.4. Радиоактивные распады нуклидов. Изучение радиоактивных распадов нуклидов также нуждается в значении прецизионных значений масс ядер. Как отмечалось выше, значения масс ядер определяют возможность или невозможность того или иного ядерного превращения и в предельном случае — возможность или невозможность существования того или иного ядра. Ядро считается существующим, если оно энергетически устойчиво по отношению к мгновенному (за время 10^{-22} с) спонтанному выбросу протона или нейтрона. Это условие определяет две границы области существования нуклидов со стороны нейтронно-обогащенных и нейтронно-обедненных ядер. В пределах этих границ в настоящее время предсказывается около 6—7 тыс. ядер. В природных условиях на Земле существуют 273 стабильных нуклида и 11 долгоживущих радиоактивных нуклидов, в секулярном

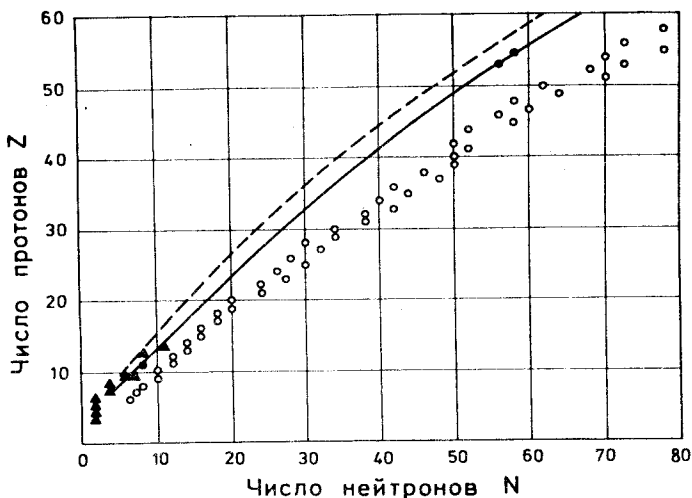


Рис.8. Границы между ядрами, устойчивыми и неустойчивыми по отношению к испусканию протона [44]. (о) — наиболее легкий стабильный изотоп данного элемента; (—) — граница стабильных ядер с нечетными Z ; (---) — граница стабильных ядер с четными Z ; (▲) — известные в настоящее время протонно-неустойчивые ядра; (•) — известные в настоящее время протонно-активные ядра

(вековом) равновесии с которыми находится еще 41 радиоактивное ядро. Приблизительно 1850 радиоактивных нуклидов из 6—7 тыс. возможных нуклидов в настоящее время производятся искусственно.

Протонный радиоактивный распад. Определение границ устойчивых ядер представляет в общем случае трудную задачу, поскольку небольшие погрешности в опорных значениях масс ведут к неопределенности в типе распада пограничных ядер (то ли бета-распад, то ли эмиссия нуклона) и отодвигают или приближают границу. На рис.8, взятом из [44] — одной из первых работ по рассмотрению возможностей протонного распада ядер и его экспериментального обнаружения, приведены предсказанные границы раздела между протонно-стабильными и протонно-нестабильными ядрами. Эта статья в основном повторяет результаты рабочего отчета АН СССР 1955 г. тех же авторов.

Границы между стабильными и протонно-активными ядрами построены на основе жидкокапельной формулы типа формулы Вайцзеккера, взятой из книги [45, с.16] с параметрами более чем 40-летней давности. Для расчетов

энергии отрыва последнего протона использовалась следующая формула, полученная из массовой формулы:

$$S_p(N, Z) = 931,14 \{ a_1 - 2a_2/3A^{1/3} + a_3[(A/2 - Z) + 1/4](A - 1) - a_4(2Z - 1)/A^{1/3} + \delta \}, \quad (28)$$

где $a_1 = 0,015$, $a_2 = 0,014$, $a_3 = 0,083$, $a_4 = 0,00063$, $\delta = \pm 0,036A^{-3/4}$, где, в свою очередь, знаки плюс и минус перед символом δ относятся, соответственно, к ядрам с четными и нечетными Z .

Граница раздела областей нуклидов, устойчивых и неустойчивых по отношению к испусканию протона, была оценена по формуле (28), исходя из условия $S_p(N, Z) = 0$.

Время жизни нуклидов, лежащих за границей устойчивости по отношению к эмиссии протона, в значительной мере определяется временем прохождения протона сквозь кулоновский барьер ядра. В тех случаях, когда это время существенно больше ядерного, например, $\sim 10^{-12}$ с, можно говорить о протонной радиоактивности ядер.

Там же на рисунке представлены добавленные нами, открытые к настоящему времени протонно-активные нуклиды (^{19}Na , ^{109}I и ^{113}Cs) и нуклиды, испытывающие мгновенную эмиссию протонов. Как видно из рис.8, несмотря на значительную давность предсказаний, наблюдается достаточно хорошее согласие расчетных результатов [44] с современными экспериментальными фактами. Рисунок 8 — один из примеров иллюстрации проверки массовых формул будущими результатами.

Точные значения масс в протонном распаде важны не только для установления возможности или невозможности распада, но в большей мере они нужны для оценки времени жизни будущего протонного излучателя. Рисунок 9, взятый из обзора [46], иллюстрирует важность точного предсказания масс для правильной постановки экспериментов по поиску протонно-радиоактивных нуклидов: неопределенность в значении энергии отрыва протона 0,2 МэВ для протонных излучателей в области $Z = 25$ ведет к возможным вариациям периода полураспада от 100 нс до 100 мс, т.е. в 10^6 раз. На том же рисунке представлены некоторые результаты [44] предсказаний периодов полураспада протонно-активных ядер в зависимости от энергии распада $Q_p = -S_p$.

Двойной протонный распад. Более точные прогнозы масс нуклидов особенно важны для поиска другого аналогичного явления — двойного протонного распада, или двухпротонного распада, до настоящего времени не обнаруженного. Это явление было предсказано В.И.Гольданским [47]. Опреде-

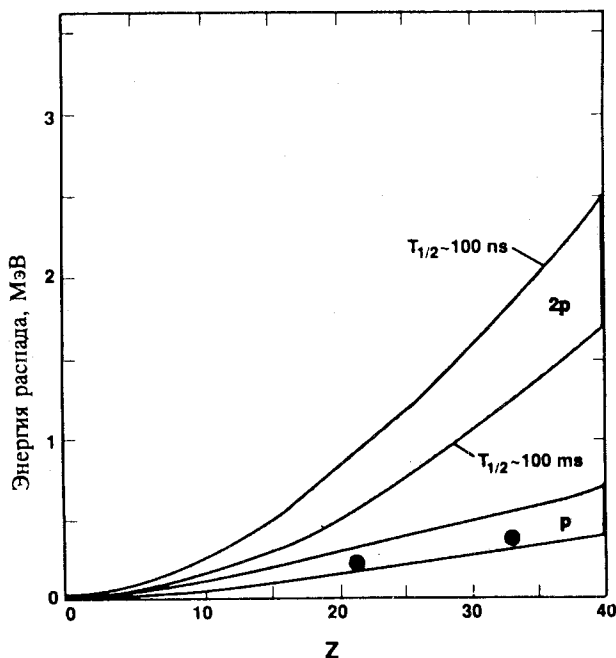


Рис.9. Расчетные значения энергий распадов ядер для протонного распада (p) и двойного протонного распада ($2p$) в зависимости от атомного номера Z для двух значений периода полураспада: $T_{1/2} = 100$ нс и $T_{1/2} = 100$ мс (сплошные линии) [46]. Точками представлены аналогичные расчетные значения энергии, взятые из [44], для протонного распада ядер ^{39}Sc и ^{63}As с периодом полураспада $T_{1/2} = 100$ мс

ление этого явления полностью аналогично известному с тридцатых годов определению двойного бета-распада.

Напомним, что Гепперт-Майер в своей работе [48], опубликованной примерно спустя один год после создания Ферми теории бета-распада, обратила внимание на то, что массы нуклидов-изобаров могут изменяться с ростом Z так, что испускание бета-частицы каким-то ядром окажется энергетически невозможным, в то время как эмиссия сразу двух бета-частиц этим ядром будет энергетически разрешена. Она писала: «Такое ядро будет метастабильно, так как оно не сможет превратиться в более стабильное ядро последовательной эмиссией двух электронов... Однако метастабильный изобар сможет превратиться в более стабильное ядро одновременной эмиссией двух электронов».

Условие двойного бета-минус-распада для атома с массой $M(A, Z)$ сводится к следующему:

$$M(A, Z+1) - E_{e1} > M(A, Z) > M(A, Z+2) - E_{e1} - E_{e2}, \quad (29)$$

где E_{e1} , E_{e2} — энергия связи последнего и предпоследнего электронов в оболочке атома. Учет энергий связи электронов в атомных оболочках необходим, чтобы исключить возможность одиночного бета-распада не

только в континуум, но и в связанное состояние, и разрешить двойной бета-распад в связанное состояние. Аналогичные условия имеют место и для двойного позитронного распада, и для одновременных позитронного распада и захвата орбитального электрона.

Для двойного протонного распада условие имеет вид

$$M(N, Z - 1) + M(0, 1) > M(N, Z) > M(N, Z - 2) + 2M(0, 1) \text{ или } + M(0, 2) \quad (30)$$

Энергии связи электронов в оболочках атома ^1H или ^2He , равные, соответственно, 13 и 80 эВ, здесь опущены.

В относительно недавней работе [49] на основе обобщенной модели Гарви — Келсона были предсказаны наиболее вероятные кандидаты на двухпротонный распад — ядра ^{39}Ti , ^{42}Cr , ^{45}Fe и ^{49}Ni . Однако специально предпринятые эксперименты по поиску двойного протонного распада ^{39}Ti [50] с применением магнитного масс-спектрографа показали, что этот кандидат в двухпротонные излучатели не испытывает двойной протонный распад.

Рисунок 9 иллюстрирует также зависимость времени жизни излучателей двух протонов от неопределенности значения энергии, выделяемой в распаде. Из этой иллюстрации и приведенного выше примера поиска двойного протонного распада ясна актуальность повышения точности непосредственных измерений атомных масс в области нейтронно-обедненных нуклидов для более определенного предсказания возможных двухпротонных излучателей.

Заметим, что имеется несколько публикаций по наблюдению двойного протонного распада или двухпротонного распада, однако не в смысле определений (29) и (30) из [48] и [47], а в смысле последовательной эмиссии из ядра двух отдельных протонов.

Двойной нейтронный распад. Явление, аналогичное двойному протонному распаду, может иметь место и при эмиссии нейтронов из нейтронно-обогащенных ядер. Расчеты по массовым формулам (см., например, [29]) предсказывают для многих нейтронно-обогащенных нуклидов невозможность эмиссии одиночного нейтрона и возможность при этом испускания одновременно двух нейтронов. Вероятные, первые по атомному номеру ядра-кандидаты на двойной нейтронный распад ^{14}Be и ^{32}Ne оказались бета-излучателями, остальные ядра-кандидаты пока не синтезированы. В связи с этим представляется интересным рассмотреть последние результаты измерений массы экзотического ядра ^{10}He , лежащего вблизи границы нейтронной стабильности ядер.

В работе [51] для получения ^{10}He использовалась реакция двухнуклонного встречного обмена $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He} + n + n$, а именно $(-2p + 2n)$ по

отношению к ядру-мишени. Существенной особенностью этой реакции было использование максимально возможных нейтронно-обогащенных нуклидов — пучка радиоактивных ядер ^{14}C и радиоактивной и токсичной мишени ^{10}Be . Это обеспечивало достаточно низкое абсолютное значение Q -реакции, отрицательное по знаку. Эксперименты проводились на ускорительном комплексе VIKSI (Германия).

Ядро ^{10}He , несмотря на двойную магичность, нейтронно-нестабильно. Поэтому для измерения его массы в работе [51] использовался известный метод измерения массы второго стабильного продукта бинарной ядерной реакции — ядра ^{14}O , сопряженного с нестабильным ^{10}He .

1) Метод измерения дополняющей (недостающей) массы. В этом методе для определения массы нестабильного продукта бинарной реакции измеряется импульс второго стабильного продукта реакции и по значению импульса определяется энергия реакции и отсюда — масса сопряженного нестабильного продукта.

Из закона сохранения энергии в бинарной реакции

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q/c^2 \quad (31)$$

и закона сохранения импульса

$$P_1 = P_3 + P_4, \quad P_2 = 0,$$

где M и P — массы покоя и импульсы, соответственно, исходных ядер (1,2) и конечных продуктов бинарной реакции (3,4), Q — энергия, выделяемая в реакции, в нерелятивистском рассмотрении следует

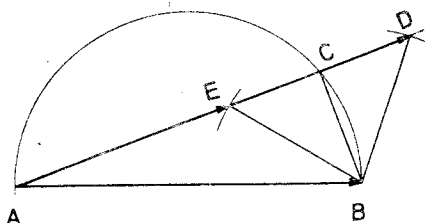
$$P_3 = P_1 M_3 \cos \theta / (M_1 + M_2) + \{2M_3 M_4 [E_1 M_2 / (M_1 + M_2) + Q - E^*] / (M_3 + M_4) - [P_1 M_3 \sin \theta / (M_1 + M_2)]^2\}^{1/2}, \quad (32)$$

где P_3 — импульс в лабораторной системе координат нуклонно-стабильного продукта реакции M_3 , сопряженного с нуклонно-нестабильным продуктом M_4 , θ — угол вылета в лабораторной системе координат продукта с массой M_3 по отношению к начальному направлению пучка бомбардирующих частиц, E_1 — кинетическая энергия бомбардирующей частицы M_1 , E^* — энергия возбуждения вторичных продуктов реакции. По импульсу P_3 ядра M_3 из формулы (32) находится Q — энергия реакции и энергия возбуждения E^* , по значениям которых с применением формулы (32) вычисляется масса распавшегося ядра M_4 .

Рис.10. Геометрическая схема связи величин P_1, P_3, Q, E^* и θ в бинарной реакции согласно (32). Дано: $AB = P_1 M_3 / (M_1 + M_2)$, $BE = BD =$

$$= \left\{ M_3 M_4 \frac{2E_1 M_2 / (M_1 + M_2) + Q - E}{(M_3 + M_4)} \right\}^{1/2},$$

угол $\angle BAD = \theta$. Имеем: $P_3 = AE$ и $P_3 = AD$



На рис.10 показана схема представления импульса P_3 (вектор AD или AE) в зависимости от угла θ , а также от энергии реакции Q и энергии возбуждения E^* (векторы BD и BE) по формуле (32). В построении дополнительно к формуле (32) использованы вписанный в окружность прямой угол ACB, опирающийся на диаметр окружности, и теорема Пифагора.

Авторы [51], имея ионы ^{14}C со строго определенной энергией 334,4 МэВ и применяя магнитный спектрограф типа Q3D с исключенными кинематическими эффектами реакции, нашли энергию основного резонансного состояния ^{10}He : $E(^{10}\text{He}) = (1,07 \pm 0,07)$ МэВ относительно энергии состояния $E(^8\text{He} + n + n)$ со статистической достоверностью 98,7% и шириной резонанса $\Gamma = (0,5 \pm 0,1)$ МэВ.

В работе [52] для получения ^{10}He применялась реакция развала ^{11}Li на $^8\text{He} + n + n + p$. В свою очередь, пучок ионов ^{11}Li с кинетической энергией (43 ± 3) А·МэВ получался как вторичный радиоактивный пучок путем фрагментации ионов ^{18}O , ускоренных на циклотронном комплексе RIKEN (Япония). Образование ^{10}He фиксировалось путем регистрации ^8He и протона с помощью дипольного магнитного анализатора импульсов и одновременной регистрацией двух нейтронов в совпадении с ^8He . Масса ^{10}He определялась методом инвариантной массы.

2) Метод инвариантной массы. Сущность этого метода изложена в работе [53]. Если перейти к общепринятым определениям, то теорию метода можно свести к следующему.

Из общего соотношения теории относительности $M = M_{\text{rest}} / (1 - \beta^2)^{1/2}$ следует

$$M = (M_{\text{rest}}^2 + P^2 / c^2)^{1/2}, \tag{33}$$

где M — динамическая полная масса ядра, M_{rest} — масса покоя ядра, v и P — скорость и импульс ядра в системе центра масс, $\beta = v/c$. Если пренебречь малыми потерями кинетической энергии ядер ^{11}Li в тонкой мишени, то можно положить

$$M(^{11}\text{Li}) = M(^{10}\text{He}) + M(^1\text{H}), \quad (34)$$

т.е. допустить инвариантность динамической массы в реакции развала ^{11}Li . Используя равенства (33) и (34), авторы определили массу покоя $M_{\text{rest}}(^{10}\text{He})$, измеряя для этого методом времени пролета скорости первичных частиц и измеряя с помощью дипольного магнита импульсы вторичных заряженных продуктов реакции. Такие измерения не требовали строгой монохроматичности пучка первичных частиц, что имело большое значение для использования в качестве бомбардирующих частиц немоноэнергетичных продуктов ядерных реакций.

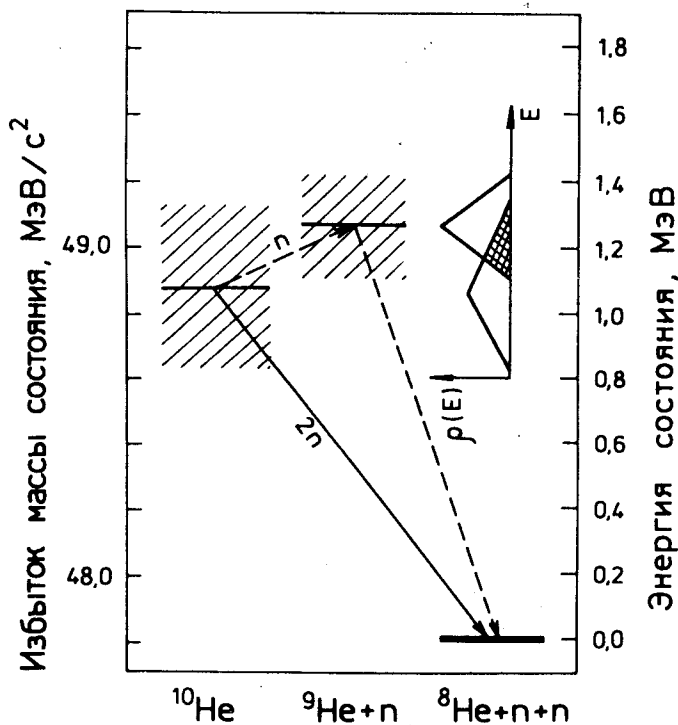
В работе [52] для резонансного состояния ^{10}He было получено $E(^{10}\text{He}) = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ и $\Gamma < 1,2$ МэВ. Заметим, что из соотношений (12) и (14) и известных в настоящее время значений масс ^9He , ^9Li , ^{10}Be , ^{11}Be и ^{11}Li [32] следует значение избытка массы $\Delta(^{10}\text{He}) = 49,09$ МэВ/с² или $E(^{10}\text{He}) = 1,35$ МэВ.

Три соавтора работ [51,52,54] Болен, Оглоблин и Эртцен за исследования свойств легких ядер удостоены премии имени Г.Н.Флерова (ОИЯИ, 1995).

Взвешенные результаты работ [51,52] представлены на построенной нами иллюстративной схеме рис.11. Там же представлены результаты тех же и некоторых других работ по энергии низшего резонансного состояния $^9\text{He} = ^8\text{He} + n$: $E(^8\text{He} + n) = 1,27$ МэВ с шириной резонанса $\Gamma = (0,30 \pm 0,07)$ МэВ (см. [54]).

Схема на рис.11 показывает, что одной из ветвей распада резонансного состояния ядра ^{10}He , живущего $\hbar/\Gamma = 2 \cdot 10^{-22}$ с, может быть, по-видимому, двойной нейтронный распад. Это выражается в том, что эмиссия одиночного нейтрона из наиболее вероятного состояния ^{10}He в наиболее вероятное состояние $^8\text{He} + n + n$ не происходит, поскольку $E(^{10}\text{He}) = 1,07$ МэВ $< E(^9\text{He} + n) = 1,27$ МэВ, а между тем осуществляется испускание сразу двух нейтронов ядром ^{10}He , разрешенное законом сохранения энергии $E(^{10}\text{He}) = 1,07$ МэВ $> E(^8\text{He} + 2n) = 0$.

Возможность последовательной эмиссии двух нейтронов из ^{10}He через резонансное состояние $^9\text{He} + n$ определяется только областью перекрытия ширин резонансных состояний ^{10}He и $^9\text{He} + n$. Это перекрытие при допущении простейшего, так называемого треугольного распределения плотностей уровней состояний, показанного также на рис.11, составляет приблизительно одну четвертую часть от интегрального значения плотности состояний начального уровня. Более того, эмиссия одиночного нейтрона из ^{10}He может быть дополнительно задержана центростремительным, препят-


 Рис.11. Энергии состояний ^{10}He , $^9\text{He} + n$, $^8\text{He} + n + n$ [51,52,54]

ствующим вылету нейтрона барьером, обусловленным p -состоянием ($l = 1$) восьмого нейтрона в ^{10}He . Для вылета же пары нейтронов ($j = 0$) центростремительный барьер отсутствует.

Более точное определение относительной частоты случаев последовательной эмиссии двух нейтронов требует более детального рассмотрения квантово-механического перехода между двумя уровнями.

Для детального изучения механизма эмиссии нейтронов при двойном нейтронном распаде ^{10}He более информативными могут оказаться измерения распределений импульсов ядер ^8He , образующихся непосредственно в результате распада ядер ^{10}He , нежели измерения импульсов сопряженных стабильных продуктов реакции. В этом случае ширина распределения разбросов значений импульсов будет отражать механизм эмиссии двух нейтронов из нестабильного ядра ^{10}He . По форме распределения импульсов отдачи

в результате эмиссии нейтронов можно будет судить, как испускаются нейтроны — независимо или в связанном виртуальном состоянии динейтрона.

Так, например, в случае рассмотренной выше реакции $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}) ^8\text{He} + n + n$ при энергии ионов ^{14}C , равной 334 МэВ, относительный разброс импульсов ядер ^8He будет равен $\Delta P/P = 5,4\%$ в случае двойного нейтронного распада с одновременной эмиссией двух несвязанных нейтронов и равен $\Delta P/P = 3,8\%$ в случае последовательной эмиссии двух нейтронов через резонансное состояние ^9He . Импульс же фоновых ядер ^8He , образующихся в реакции $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{16}\text{O}) ^8\text{He}$, будет существенно отличаться от измеряемого импульса.

Однако большой импульс ядер ^8He в этой реакции, обусловленный суммой первичного переносного импульса и импульса от девозбуждения двойной ядерной системы (импульс $AD = AC + CD$ на рис.9), может быть неприемлем для магнитного анализатора. Более доступным для проверки рассматриваемого эффекта должна быть реакция $^{14}\text{C} (^{26}\text{Mg}, ^{30}\text{S}) ^{10}\text{He}$. Эта реакция имеет $Q = -48$ МэВ, и при энергии бомбардирующих частиц ~ 20 А МэВ импульс ^8He , обусловленный разностью составляющих импульсов (импульс $AE = AC - CE$ на рис.9), равняется ~ 1 ГэВ/с; что вполне приемлемо для анализатора средней магнитной жесткости. Уширение распределения импульсов ядер ^8He в этой реакции будет составлять соответственно 24% и 9%.

Заметим, что парная энергия, определенная для седьмого нечетного нейтрона в ядре ^{10}He по формуле (27), равна 1,25 МэВ. Эта энергия может проявляться как энергия связи двух одновременно испускаемых нейтронов на начальном этапе двойного нейтронного распада.

В настоящее время в ЛЯР им.Г.Н.Флерова ОИЯИ планируется сооружение магнитного спектрографа высокого разрешения QD-типа с компенсацией кинематических эффектов ядерных реакций. Спектрограф будет установлен на перестраиваемом магнитном канале первичного и вторичного пучков циклотрона У-400М и будет функционировать в режиме потерь энергии с высокой квазимонохроматичностью пучка бомбардирующих частиц при сохранении полной интенсивности пучка в результате применения бесщелевой «монохроматизации». Это обеспечивается путем сопряжения диспергирующих способностей магнитного канала пучка первичных ионов и магнитного спектрографа QD-типа.

Двойной альфа-распад. Если попытаться продолжить дальше рассмотрение процессов двойного распада — двойного бета-распада, двойного протонного распада и двойного нейтронного распада, то невольно возникает вопрос относительно возможности или невозможности двойного альфа-распада. Сопоставление значений масс нуклидов показывает, что ядер, удовлет-

воряющих точно условию двойного альфа-распада, аналогичному условиям (29) и (30), по-видимому, нет. Однако распад, достаточно близкий к двойному альфа-распаду, можно ожидать для ядра ^{143}La . Точности измерений атомных масс в окрестности этого ядра позволяют говорить о возможности распада ядра ^{143}La в ядро ^{135}I путем одновременного испускания двух альфа-частиц с общим выделением энергии (730 ± 30) кэВ $^{143}\text{La} = ^{135}\text{I} + 2\cdot^4\text{He}$ при сильной задержке испускания одиночной альфа-частицы тем же ядром $^{143}\text{La} = ^{139}\text{Cs} + ^4\text{He}$, обусловленной выделением очень малой энергии, равной всего (80 ± 20) кэВ. Такое соотношение между энергиями двух последовательных альфа-распадов обусловлено наличием заполненной оболочки $N = 82$ в окрестности этих ядер, которая приводит к возможности альфа-распада нейтронно-обогащенных ядер в отличие от известных альфа-превращений нейтронно-обедненных нуклидов. Расчеты по простейшей формуле для вероятности проникновения заряженной частицы сквозь кулоновский барьер

$$P \sim \exp(-K), \quad \text{где } K = \int_{r_1}^{r_2} [2M(V-Q)]^{1/2} dr$$

показывают, что вероятность проникновения одновременно двух альфа-частиц сквозь кулоновский барьер, определяемая произведением вероятностей прохождения двух отдельных альфа-частиц, каждая из которых имеет половинную энергию двойного альфа-распада, в рассматриваемом случае заметной выше вероятности эмиссии первой из двух альфа-частиц. Аналогичная ситуация имеет место и для прохождения виртуального кластера ^8Be , связанного в ядре ^{143}La энергией спаривания двух альфа-частиц.

Поскольку точные условия двойного альфа-распада (типа условий (30)) в рассмотренном случае не выполняются, но ожидается, что одновременная эмиссия двух альфа-частиц будет преобладать над одиночным альфа-распадом, то этот возможный тип распада можно назвать квазидвойным.

Схема экспериментов по поиску возможного квазидвойного альфа-распада может быть такой. Тонкая мишень из ^{235}U облучается интенсивным потоком тепловых нейтронов в ядерном реакторе. Ядра ^{143}La ($T_{1/2} = 14,3$ мин), как осколки деления, собираются на коллектор масс-спектрографа, составленного из дипольного магнита и электростатического анализатора. Собранные осколки деления затем анализируются чувствительным масс-спектрометром на содержание нуклидов с массовыми числами 143, 139 и 135 и лазером — на содержание химических элементов неодима,

лантана и бария, являющихся конечными продуктами цепочек бета-распадов исходного и дочерних по отношению к альфа-распадам нуклидов.

Связанный бета-распад. Недавно открытое новое явление — бета-распад в связанное состояние [55]:



предъявляет новые требования к точности измерения атомных масс.

Известная из [32] разность масс нейтральных атомов ${}^{163}\text{Dy}$ и ${}^{163}\text{Ho}$ ведет к захвату ядром гольмия электрона из атомной оболочки с энергией захвата $Q_{\text{cc}} = 2,6\text{--}2,7$ кэВ. Возможность обратного явления определяется в рассматриваемом случае разностью энергий связи электронов в оболочках атомов гольмия и диспрозия, создающей нужное неравенство масс в процессе (35). В таблице атомных масс [32] приводятся экспериментальные значения масс, как правило, нейтральных атомов или, в некоторых случаях, однозарядных ионов. Разность же масс голого ядра диспрозия, циркулирующего на орбите накопительного кольца, и водородоподобного иона гольмия, ведущая к обратному процессу — бета-распаду в связанное состояние, может быть вычислена с использованием формулы

$$M(N, Z)^{Q+} = M(N, Z) - QM_e + E_e(Q)/c^2,$$

где $M(N, Z)^{Q+}$ — масса ионизированного атома с зарядовым числом $Q = q/q_0$, M_e — масса свободного электрона, $E_e(Q)$ — энергия связи Q электронов в оболочке атома, $M_e = (548579,903 \pm 0,013) \text{ не} = (510999,06 \pm 0,15) \text{ эВ}/c^2$.

Расчетные значения энергий связи электронов в атомах можно найти в таблице [56], однако точность определения этих значений неизвестна. Поэтому, например, разность полных энергий связи 66 электронов в атомах Dy и Ho может быть найдена с погрешностью существенно большей, чем погрешность в определении их атомных масс. В работе [55] приводится расчетное значение энергии связанного бета-распада, равное 50 кэВ, без указания погрешности этого значения.

Используя накопительное кольцо ионов как масс-спектрограф, авторы [55] измерили для связанного бета-распада ${}^{163}\text{Dy}$ период полураспада $T_{1/2}^{\beta b} = (48 \pm 3)$ сут, но не имели возможности разрешить дублет масс ${}^{163}\text{Dy}^{66+}$ и ${}^{163}\text{Ho}^{66+}$ ($\Delta M = 50 \text{ кэВ}/c^2$, $\Delta M/M = 3,3 \cdot 10^{-7}$) для того, чтобы экспериментально подтвердить или опровергнуть расчетную энергию распада, точное значение которой весьма существенно для понимания этого нового процесса.

Авторы [55] полагают, что связанный бета-распад представляет собой двухтельный процесс, конечными участниками которого являются только дочернее ядро и моноэнергетическое нейтрино. Однако нельзя исключить, что в некоторой доле случаев, определяемой константой электромагнитного взаимодействия, в связанном бета-распаде будет возникать внутреннее тормозное излучение, аналогичное внутреннему тормозному излучению при электронном захвате. Это следует из того, что ускорение электрона, вызывающее тормозное излучение при электронном захвате, идентично, но обратно по знаку замедлению электрона в кулоновском поле ядра в связанном бета-распаде. Тогда вместо двухтельного процесса в связанном бета-распаде в небольшой доле случаев должен иметь место менее кинематически определенный трехтельный процесс. Исследовать это явление можно, измеряя разность масс участников связанного бета-распада и измеряя распределение импульсов отдачи дочернего ядра. В предельном случае в таком эксперименте может быть измерена масса покоя испускаемого в связанном бета-распаде нейтрино.

Возможный эксперимент по изучению явления внутреннего тормозного излучения в связанном бета-распаде, а может быть, и эксперимент по измерению массы нейтрино, сводится к следующему. Накопленные на орбите кольца материнские и дочерние ядра связанного бета-распада (или электронного захвата) отбираются по импульсу и при этом достигается разрешение дублета их масс. Затем селекция прекращается и регистрируется уширение линии дочернего ядра в спектре частот обращения ионов, обусловленное накоплением новых дочерних ядер связанного бета-распада (или электронного захвата), получивших разброс по импульсам в результате испускания тормозных фотонов и нейтрино.

В релятивистском рассмотрении с учетом малых величин вплоть до второй степени импульсное уширение равняется

$$\Delta P/P = \pm (Q/Pc) \{1 - (M_v^2 c^4 / 2Q^2) [1 - (Q/Mc^2)]\}, \quad (36)$$

где $M = M(N-1, Z+1)^{Z+}$ — масса дочернего ядра после бета-распада ядра $M(N, Z)^{Z+}$ в связанное состояние, M_v — масса покоя нейтрино, $Q = Q_{\beta\beta}$ — энергия, выделенная в связанном бета-распаде.

Из формулы (36) следует, что полуширина импульсного распределения ионов $^{163}\text{Ho}^{66+}$, имеющих энергию в накопительном кольце 300 А·МэВ, составит $\Delta P/P = \pm 3,8 \cdot 10^{-7}$ под действием импульсов отдачи от испускания внутренних тормозных фотонов и безмассовых нейтрино. Этот относительный разброс импульсов приблизительно равен Q/Mc^2 .

Форма распределения импульсов отдачи позволит судить о том, только ли нейтрино или же нейтрино и внутренние тормозные фотоны сопровождают связанный бета-распад.

Если принять, что нейтрино, испускаемое в связанном бета-распаде, имеет массу покоя, отличную от нуля, то уширение импульсов должно уменьшиться. Для массы покоя нейтрино $M_\nu = 5 \text{ эВ}/c^2$ уменьшение разброса импульсов составит $\Delta P/P = 10^{-4}$ от разброса, обусловленного импульсами тормозных фотонов. В этом случае принцип, аналогичный принципу известного нониуса (верньера), позволит обеспечить измерения с относительной погрешностью на уровне 10^{-11} .

Заметим, что согласно последним опубликованным экспериментальным данным [57] масса покоя нейтрино оценивается значением $M_\nu < 7,2 \text{ эВ}/c^2$ на уровне 95% достоверности.

Аналогичным исследованиям могут быть подвергнуты нуклиды, испытывающие электронный захват из оболочки водородоподобного иона. Например, нуклиды после электронного захвата $^{37}\text{Ar}^{17+} = ^{37}\text{Cl}^{17+} + \nu$. Кинематика распада в этом случае будет такой же двухтельной из-за отсутствия электронов в оболочке дочернего ядра и из-за отсутствия в связи с этим эмиссии характеристических X-лучей. Эмиссия гамма-квантов из дочернего ядра в процессе электронного захвата ^{37}Ar отсутствует.

Конкретное проявление разброса частот обращения ионов в зависимости от разброса импульсов зависит от параметров накопительного кольца и, в частности, от коэффициента расширения равновесной орбиты при изменении импульса.

Известные методы электронного охлаждения ионов в накопительном кольце производят монохроматизацию ионов по скорости с погрешностью не ниже 10^{-6} . Лазерный метод охлаждения, обеспечивающий монохроматизацию на несколько порядков лучшую, неприменим к голым ядрам (если не иметь в виду внутриядерные гамма-переходы и гамма-лазер) и практически неприменим к водородоподобным тяжелым ионам. Для решения указанной выше задачи селекции накопленных ионов по импульсу, по-видимому, может быть применено магнитное поле сверхпроводящего и, следовательно, стабильного во времени соленоида. Селекция ионов при этом может быть основана на резонансной раскатке бетатронных колебаний побочных ионов в накопительном кольце, аналогичной раскатке колебаний в известном высокочастотном квадрупольном масс-спектрометре.

Кластерный распад. Из хода кривой зависимости упаковочного отношения от массового числа (см. рис.1) следует, что тяжелые ядра выделяют энергию при распаде с испусканием не только альфа-частиц, но и более тяжелых кластеров. Теоретические расчеты [58] и эксперименты [59] пока-

зали реальность этого нового типа распада в области тяжелых ядер с образованием в качестве дочернего ядра ^{208}Pb . Новые расчеты [60] показали возможность кластерного распада и в другой области ядер, а именно возможность распада в дочерние ядра, близкие к дважды магическому ядру ^{100}Sn . Одним из примеров распада в новой области нуклидов может быть распад ^{114}Ba с испусканием ^{12}C , для поиска которого предприняты эксперименты [61]. Однако такие эксперименты нуждаются в более точных значениях масс нуклидов в окрестности нуклида ^{100}Sn .

Масса ^{100}Sn представлена в таблице [32] значением, полученным из систематических закономерностей изменения экспериментальных масс, и имеет абсолютную погрешность $\pm 0,45$ МэВ ($\Delta M/M = \pm 5 \cdot 10^{-6}$), вносящую большую неопределенность в расчеты парциальных периодов кластерного распада. Увеличение относительной точности измерения массы атомов ^{100}Sn и атомов в этой области нуклидов по крайней мере в 10 раз существенно улучшит основы для постановки и проведения экспериментов по поиску новой кластерной радиоактивности.

4.5. Синтез нуклида ^{100}Sn . Изучение ядер с двумя заполненными нуклонными оболочками типа ядра ^{100}Sn представляет повышенный интерес для проверки и дальнейшего развития ядерных моделей. Согласно оболочечным моделям такое ядро должно иметь энергетический промежуток между уровнями соседних оболочек, равный 6,5 МэВ, и четко выраженные свойства дважды магических ядер, а также свойства сверхтекучести.

Изучение ядер, экстремально удаленных от дорожки бета-стабильности, имеет важное значение и для астрофизических теорий. В частности, нейтронно-дефицитные ядра в условиях, существующих на звездах, могут обеспечивать так называемый быстрый процесс захвата протонов.

Все это стимулировало авторов [62], [63] провести эксперименты по синтезу ядер в окрестности ядра ^{100}Sn — самого тяжелого дважды магического ядра с $Z = N$, пятого после аналогичных ядер ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca и ^{56}Ni , отстоящего на 18 нейтронов от линии бета-стабильности.

Эксперименты [62] были предприняты на ускорительном комплексе UNILAC SIS (Германия). В этих экспериментах для получения ядер ^{100}Sn применялись ионы ^{124}Xe с энергией 1095 А МэВ.

Эксперименты [63] проводились на ускорительном комплексе GANIL с пучком ионов ^{112}Sn , ускоренных до энергии 63 А·МэВ. В экспериментах использовался обогащенный изотоп ^{112}Sn из Фонда обогащенных изотопов, созданного в свое время по инициативе и под руководством академика И.В.Курчатова. Для сепарации и идентификации по Z , A и q продуктов ядерных реакций, образующихся при облучении мишени из ^{58}Ni (68,3%),

применялся дважды ахроматический магнитный масс-спектрограф с фильтром скоростей Вина, установленным в конце масс-спектрографа, и с соленоидальной сверхпроводящей линзой и дополнительным магнитным спектрографом, установленными перед основным масс-спектрографом. Было зарегистрировано 24 события образования ядер ^{100}Sn . Полученные результаты показаны на рис.12.

Авторы [63] рассматривают образование изотопов олова и изотопов других близких к нему нуклидов как результат реакции, подобной фрагментации бомбардирующих частиц при средних энергиях. Однако не исключена и другая интерпретация этой реакции, изложенная в связи с другими экспериментами в работах [64,65].

В работе [64] исследовалась практически та же реакция $^{124}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$, но в прямой кинематике, обращенной по отношению к так называемой обратной кинематике предыдущей реакции, при энергии ионов ^{58}Ni 249 МэВ. В работе [65] исследовалась реакция $^{120}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии ионов ^{112}Sn (4,25–4,8) А·МэВ. В обоих экспериментах наблюдались мультинейтронные передачи вплоть до шести нейтронов. Авторы [64,65] рассматривают эти реакции как возможное проявление ядерного эффекта Джозефсона.

Ядерный эффект Джозефсона. В обзорной работе по двойному протонному распаду [66] В.И.Гольданский пишет, что «сравнивая двупротонную радиоактивность с другими физическими явлениями, нетрудно усмотреть довольно близкую аналогию с туннельным переходом электронов между металлами в сверхпроводящем и нормальном состояниях под действием разности потенциалов, превышающей ширину щели в сверхпроводнике». В последующей работе В.И.Гольданского и А.И.Ларкина [67], названной ими «Аналог эффекта Джозефсона в ядерных превращениях», явление туннельного перехода спаренных нуклонов от одного ядра к другому в их близком кулоновском столкновении анализируется более детально.

Напомним, что в 1962 г. Джозефсон теоретически показал [10], что через слой диэлектрика, расположенный между двумя сверхпроводниками, возможен сверхпроводящий ток куперовских электронных пар. Появление сверхпроводящего тока электронов сквозь диэлектрик обусловлено усилением вероятности туннельного проникновения связанных пар в результате когерентности сверхпроводящих состояний двух сверхпроводников. Сверхпроводящий ток сквозь диэлектрик проявляется в двух формах: в виде стационарного (прямого) тока под действием электродвижущей силы, обусловленной изменением потока магнитной индукции, и в виде переменного тока с частотой, определяемой приведенной выше формулой (7), под действием приложенной разности электрических потенциалов.

Стационарный эффект Джозефсона в сочетании с явлением квантования потока магнитной индукции используется в сверхчувствительном изме-

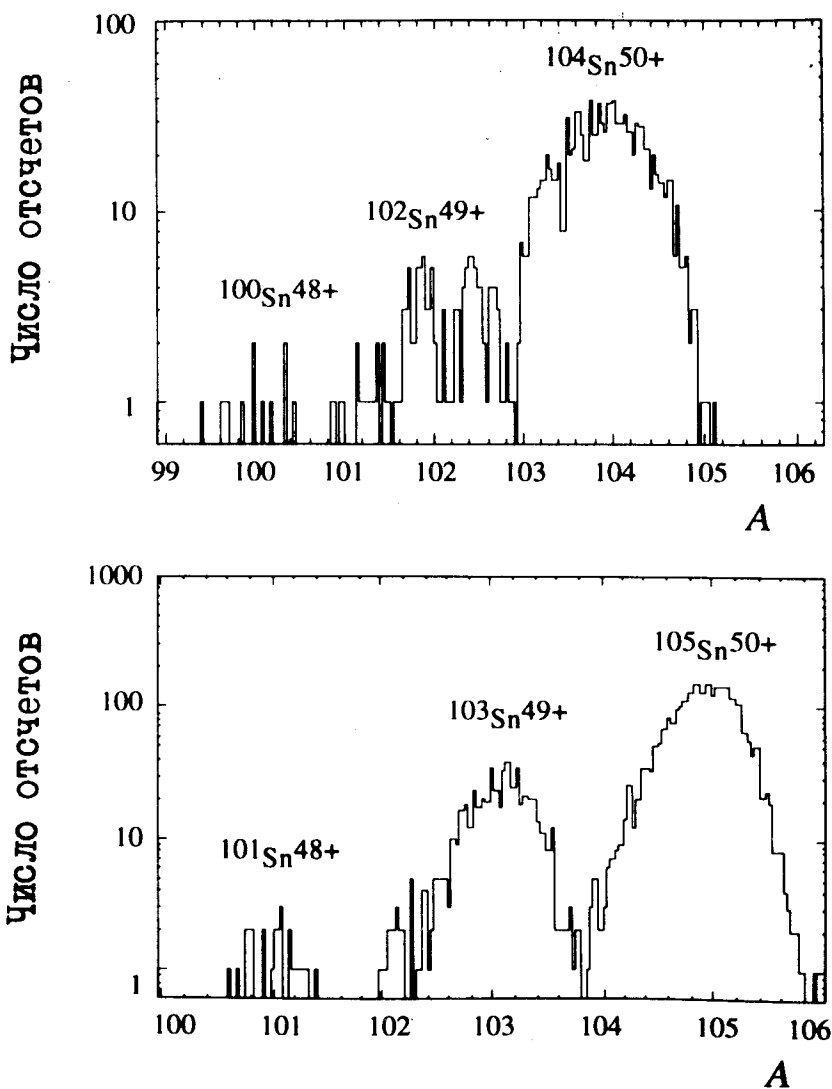


Рис.12. Выходы изотопов олова в экспериментах [63]. Значения масс получены на основе данных магнитного анализа продуктов реакций, измерений времени пролета и идентификации по Z

рителе магнитного потока — сквиде (SQUID — Superconducting Quantum Interference Device). Чувствительность устройства равняется 10^{-15} Вб, что достаточно для магнитной кардиографии. Нестационарный эффект Джозефсона нашел применение в метрологии, а именно, как сообщалось выше, для поддержания эталона напряжения (7), и явился основой для разработки и создания сверхчувствительных детекторов электромагнитного излучения.

За открытие, связанное с явлением туннелирования в твердых телах, Джозефсон вместе с другими участниками открытия был удостоен в 1973 г. Нобелевской премии.

Итак, в работе [67] было рассмотрено близкое прохождение без касания одного тяжелого ядра относительно другого по классической резерфордовской траектории и рассчитана вероятность туннельной квантово-механической передачи одного и двух протонов. Учтено влияние сверхтекучести сталкивающихся ядер на вероятность туннелирования протонов. В итоге было показано, что в случае, когда вблизи поверхности Ферми имеется лишь один уровень с малым угловым моментом и когда изменение энергии туннелирующих нуклонов мало (2—3 МэВ), отношение вероятности перехода спаренных нуклонов к произведению вероятностей двух однопартонных переходов становится экспоненциально большим. Этим самым было положено начало более глубокому теоретическому обоснованию и экспериментальным поискам возможного ядерного эффекта Джозефсона.

Проанализировать многочисленные теоретические рассуждения ядерного эффекта Джозефсона и попытки его экспериментального обнаружения, инициированные работами [66, 67], в настоящем обзоре не представляется возможным. Поэтому здесь отметим лишь одну особенность сверхтекучей передачи спаренных нуклонов, важную для интерпретации приведенных выше результатов по синтезу нейтронно-дефицитных изотопов олова.

Существенным ограничением сверхтекучей передачи пар нуклонов при столкновении двух ядер является необходимость испускания или поглощения электромагнитных квантов для компенсации разности энергий Q начального и конечного сверхтекучих состояний. Известный процесс диссипации энергии через тепловое возбуждение ядра здесь неприемлем из-за требований сохранения сверхтекучести ядер, разрушаемой тепловыми и вибрационными возбуждениями. Процесс диссипации энергии через эмиссию электромагнитного излучения, протекающую за время 10^{-18} с, маловероятен за короткое время столкновения двух тяжелых ионов, равное $\sim 10^{-21}$ с.

В случае передачи протонов компенсация разностей энергий начального и конечного состояний столкнувшихся ядер и, соответственно, увеличение вероятности реакции могут быть обеспечены за счет изменения электростатической энергии взаимодействия ядер. Это экспериментально было

обнаружено в работе [68], однако в реакциях не сверхтекучего типа, и рассматривалось также в работе [64] в связи с исследованиями реакций сверхтекучей передачи нуклонов.

В общем случае передачи нейтронов и протонов компенсацию разности энергий состояний можно осуществить за счет изменения как электростатической энергии, так и момента инерции ядер при передаче нуклонов, ведущего к изменению энергии орбитального вращения в столкновении. Это было впервые подмечено в [69] и независимо повторено в [65].

Согласно [69] общее условие компенсации разности энергий начального и конечного сверхпроводящих состояний Q за счет разности электростатической энергии до и после передачи протонов $\Delta B = B_{12} - B_{34}$ и за счет изменения энергии орбитального движения имеет вид

$$\frac{(A_1/A_2)[1 + (A_1/A_2^{1/3})]^2(1 + A_3/A_4)^{8/3}}{(A_3/A_4)[1 + (A_3/A_4)^{1/3}]^2(1 + A_1/A_2)^{8/3}} = 1 + (Q + \Delta B)/(E - B_{12}). \quad (37)$$

Формула (37) получена, исходя из законов сохранения энергии и момента количества движения, при сохранении положения общего центра масс столкнувшихся ядер, взаимодействующих посредством только внутренних сил при передаче пар нуклонов. При выводе формулы допущено, что во время передачи пар нуклонов осуществляется слабый скользящий контакт между ядрами, не возбуждающий ротационных возмущений, разрушающих сверхтекучесть ядер, в отличие от двух других известных типов взаимодействий сталкивающихся ядер — «стикинга» и «роллинга».

Некоторые результаты классического рассмотрения эффекта изменения орбитальной энергии двух столкнувшихся ядер в результате передачи нескольких пар нейтронов с использованием формулы (37) представлены в табл.2.

В табл.2 представлена рассмотренная выше реакция и другая возможная реакция, имеющая приблизительно то же значение Q . В четвертом столбце таблицы приведены расчетные значения изменения орбитальной энергии двух столкнувшихся ядер $^{52}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ в результате передачи нейтронов от ядра к ядру. При этом допущено, что весь избыток кинетической энергии

Таблица 2. Сравнение параметров двух альтернативных реакций мультинейтронной передачи при взаимодействии $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии 63 А.МэВ

Тип реакции	Продукты реакции	Энергия реакции, МэВ	ΔE_{orb} , МэВ	$Q_{\text{eff}} = Q + \Delta E_{\text{orb}}$, МэВ
-12n	$^{70}\text{Ni} + ^{100}\text{Sn}$	-33,0	+198	+165
+6n	$^{52}\text{Ni} + ^{118}\text{Sn}$	-34,6	-162	-197

бомбардирующего ядра над кулоновским барьером (2252 МэВ) реализован в орбитальном движении двух столкнувшихся ядер. Такая трансформация энергии возможна, если в столкновении реализуется прицельный параметр, приблизительно равный сумме радиусов сталкивающихся ядер, отвечающий слабому скользящему контакту. В последнем столбце представлен итоговый эффект, показывающий, что отрыв шести пар нейтронов от ^{112}Sn должен сопровождаться нужной передачей начальной энергии орбитального вращения во внутреннюю энергию ядра. При подхвате же трех пар нейтронов тем же ядром необходимые затраты внутриядерной энергии не только не компенсируются за счет энергии орбитального движения, а наоборот, передача нейтронов требует дополнительно к внутриядерным затратам увеличения кинетической энергии орбитального вращения. Это различие может проявиться в соответствующей величине сечений той и другой ветвей ядерной реакции; оно может быть измерено непосредственно в экспериментах с применением масс-анализатора по выходу ядер олова с $A > 112$ в сравнении с выходом ядер олова с $A < 112$ (см. рис.12).

В настоящее время в ЛЯР им. Г.Н.Флерова ОИЯИ создается ахроматический магнитный масс-анализатор продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона У-400М с очень большими угловым и импульсным аксептансами, с помощью которого предполагается провести эксперименты по выявлению роли возможного эффекта Джозефсона в прямой ядерной реакции $^{112}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$.

Заметим, что правомерность классического рассмотрения кулоновского столкновения двух заряженных ядер определяется известным критерием

$$\kappa = b/\lambda = (2q_1q_2/\hbar v) \gg 1, \quad (38)$$

где b — минимальное расстояние между сталкивающимися ядрами при лобовом сближении, или диаметр столкновения, равный двум максимальным параметрам удара, при которых рассеяние налетающего ядра происходит в заднюю полусферу в системе центра масс, λ — приведенная дебройлевская длина волны, q_1 и q_2 — заряды сталкивающихся ядер, v — их относительная скорость. Для конкретной оценки параметра классичности (38) более удобна следующая его форма:

$$\kappa = kZ_1Z_2[(A_1 + A_2)/A_2](A_1/E_1)^{1/2}, \quad (39)$$

где $k = 0,314 = (\langle\pi\rangle/10)$ МэВ $^{-1/2}$ (здесь $\langle\pi\rangle$ — мнемоническая, а не математическая величина), E_1 — кинетическая энергия бомбардирующих частиц в лабораторной системе координат, выраженная в МэВ, Z и A — атомные номера и массовые числа сталкивающихся ядер.

Для рассмотренного выше случая столкновения $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии ионов олова 63 А-МэВ из формулы (39) следует $k = 160$, что гарантирует правомерность классического рассмотрения этого столкновения.

Критерий (38) был сформулирован Н.Бором в работах [70] и вначале носил его имя. Так, например, в работе [71] читаем: «Диaposитив 1 показывает, как мы будем трактовать классически движение заряженных частиц... Известно, что очень важным в таком рассмотрении является значение параметра k . Согласно хорошо известному аргументу Нильса Бора, если этот параметр много больше единицы, то движение должно быть существенно классическим...».

Однако спустя некоторое время этот параметр стали называть параметром Зоммерфельда без какого-либо обоснования. Например, это имеет место в книге [72], представляющей собой изложение курса лекций, которые читались автором студентам начиная с 1967 г.

Более подробное изложение истории этого вопроса, а также выводов промежуточных результатов к критерию, не представленные Н.Бором, можно найти в работе [73].

4.6. Другие задачи, требующие измерения атомных масс. Важное применение имеют магнитные масс-сепараторы для разделения и идентификации радиоактивных нуклидов в исследованиях по ядерной спектроскопии. В этих исследованиях масс-сепараторы обеспечивают разделение изотопов по массовому числу A (класс идентификации типа C), а в отдельных случаях и дополнительное разделение смеси изобаров по атомному номеру Z (класс идентификации типа A).

Как отмечается в [74], метрологическое значение имеют повторные измерения масс атомов ^{35}Cl и ^{37}Cl , являющихся наряду с ^{12}C опорными нуклидами в измерениях атомных масс, последние измерения которых проводились более двадцати лет тому назад.

Для уточнения единицы атомной массы e требуется более точное измерение массы атомов ^{28}Si .

Уточнение константы Фарадея в электролизе требует повышение точности значения массы ^{109}Ag .

Нуклиды, значения масс которых расходятся с значениями, следующими из систематических тенденций, представленные таблицами В и С в [32], естественно, также нуждаются в улучшении точности измерения масс.

Проверка СРТ-принципа — фундаментального принципа симметрии материи и антиматерии, а также оценка масштаба возможного отклонения размерности объединенного координатно-временного пространства от четырех, требует измерений разности масс протона и антипротона с погрешностью не хуже $\Delta M/M = 10^{-9}$. Такие измерения ведутся и планируются новые [75].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном обзоре рассмотрены основные понятия из области измерения масс нуклидов: атомная масса, массовое число, избыток и недостаток массы, масс-дефект, энергия связи ядра в историческом аспекте. Изложена эволюция энергетического эквивалента единицы атомной массы.

Детально рассмотрены основные массовые формулы трех классов (жидкокапельные модели и модели капельки, оболочечные модели, феноменологические модели). Прокомментирована последняя таблица атомных масс.

Рассмотрены наиболее актуальные задачи из области ядерной физики, нуждающиеся в привлечении масс-анализаторов для своего решения, и в связи с этим — требования к точности измерений.

Наиболее интересными из этих задач являются — идентификация далеких трансурановых элементов с помощью масс-анализаторов, исследования двойного нейтронного распада, поиск квазидвойного альфа-распада, поиск проявления ядерного эффекта Джозефсона в ядерных реакциях, исследования бета-распада в связанное состояние и измерение массы нейтрино. Для этих задач приведены физические основы решений и схематически даны некоторые варианты возможных методических решений.

При рассмотрении методических вопросов умышленно не давались литературные ссылки на какие-либо конкретные действующие или проектируемые установки в надежде, что это будет сделано детально на примерах отдельных установок в следующем обзоре, который готовится к публикации.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. РАН Ю.Ц.Оганесяну, профессорам Ю.Э.Пенионжкевичу, Ю.П.Гангрскому и А.Г.Артюху за плодотворные обсуждения затронутых в обзоре вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бейнбридж К.Т.** — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Ред. Э.Серге. Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1955, т.1, с.493; **Bainbridge К.Т.** — In: *Experimental Nuclear Physics*. Ed. E.Segre, N.Y. — L., 1953, vol.1.
2. **Atomic Masses and Fundamental Constants-6**. Ed. J.A.Nolen, Jr. and W.Benenson. N.Y. and L.: Plenum Press, Inst. Phys. Publ., Bristol and Philadelphia.
3. **Proceed. 7th Intern. Conf. Atomic Masses and Fundamental Constants AMCO-7**. Darmstadt Seeheim, 1984. Ed. O.Klepper: Darmstadt, 1984.
4. **Proceed. 6th Intern. Conf. Nuclei Far From Stability and 9th Intern. Conf. Atomic Masses and Fundamental Constants**, Bernkastel — Kues, Germany, 1992, Inst. Phys. Conf. Ser. No.132.

5. **Proceed. Twelfth Intern. Conf. Electromagn. Isotope Separators and Technique. Related to their Applicat.** Sendai, Japan, 1991. Nucl. Instrum. and Methods, 1992, vol. B70. Ed. M. Fujioka, T. Shinozuka, Y. Kawase.
6. **Aston F.W.** — Mass-Spectra and Isotopes. London, Edward Arnold and Co. 1993; **Астон Ф.В.** — Масс-спектры и изотопы: Пер. с англ. М.: ГИИЛ, 1948.
7. **Кравцов В.Ф.** — Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1965.
8. **Шпольский Э.В.** — Атомная физика. М., Л.: ГИТЛ, 1950, т.2.
9. **Antony M.S.** — Chart of the Nuclides. Strasburg: Jean-Claude Padvines AGECOM Selestat. 1992.
10. **Josephson B.D.** — Phys. Lett., 1962, vol.1, p.251.
11. **Cohen E.R., Taylor B.N.** — In: [4], p.969.
12. **Von Weizsacker C.F.** — Z. Physik, 1935, Bd.96, s.431; **Bethe H.A., Bacher R.F.** — Rev. Modern Phys., 1936, vol.8, p.82.
13. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Ann. Phys., 1969, vol.55, p.395.
14. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1966, vol.81, p.1; **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Ark. Fys., 1967, vol.36, p.343.
15. **Струтинский В.М.** — ЯФ, 1965, т.3, с.614; **Strutinsky V.M.** — Nucl. Phys., 1968, vol. A122, p.1.
16. **Spanier L., Johansson S.A.E.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.259.
17. **Möller P., Myers W.D., Swiatecki W.J., Treiner J.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.225.
18. **Möller P., Nix J.R.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.213.
19. **Zeldes N.** — Ark. Fys., 1967, vol.36, p.361; **Zeldes N., Grill A., Simievic A.** — Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1967, vol.3, No.5.
20. **Möller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1992, vol. A536, p.61.
21. **Tashibana T., Uno M., Yamada M., Yamada S.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.251.
22. **Han X.-L., Wu C.-L., Feng D.H., Guidry M.N.** — Phys. Rev., 1992, vol. C45, p.1127.
23. **Möller P., Learder G.A., Nix J.R.** — Z. Phys., 1986, vol. A323, p.41.
24. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, vol.73, p.624.
25. **Garvey G.T., Gerace W.J., Jaffe R.L. et al.** — Rev. Mod. Phys., 1969, vol.41, pS1; **Garvey G.T.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, vol.19, p.433.
26. **Comay E., Kelson I., Zidon A.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.235.
27. **Jänecke J., Masson P.J.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.265.
28. **Avotina M.P., Voronova N.A., Erokhina K.T., Lemberg I.Kh.** — Preprint 1602, ФТИ, С.-Петербург, 1993. **Авогина М.П., Воронова Н.А., Ерохина К.И., Лемберг И.Х.** — ЯФ., 1995, том 58, с.248.
29. **Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.281.

30. **Haustein P.E.** — *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, 1988, vol.39, p.185.
31. **Möller P., Nix J.R.** — In: [4], p.43.
32. **Audi G., Wapstra A.H.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p.1.
33. **Audi G., Wapstra A.H., Dedieu M.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p193.
34. *Pure and Appl. Chem.*, 1991, vol.63, p.879; *Ibid.*, 1993, vol.65, p.1757; *Ibid.*, 1993, vol.65, p.1764.
35. *Ibid.*, 1994, vol.66, p.2419.
36. **Ghiorso A., Harvey B.G., Choppin G.R. et al.** — *Phys. Rev.*, 1955, vol.98, p.1518.
37. **Kliman J., Polhorsky V., Morrhas M. et al.** — *ЯФ*, 1994, т.57, с.1174.
38. **Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.** — *Treatise on Heavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.4, p.3.
39. **Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П.** — *Регистрация и спектрометрия осколков деления*. М.: Энергоатомиздат, 1992.
40. **Oganessian Yu.Ts., Karamian S.A., Gangrski Y.P. et al.** — *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1992, vol.18, p.393.
41. **Borcea C., Audi G., Wapstra A.H., Favaron P.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p.158.
42. **Ogloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E.** — *Treatise on Heavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.8, p.261.
43. **Бор О., Мотгельсон Б.** — *Структура атомного ядра*: Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1.
44. **Карнаухов В.А., Тарантин Н.И.** — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, с.1106. **Karnauchov V.A., Tarantin N.I.** — *Soviet Phys. JETP*, 1961, vol.12, p.771.
45. **Ферми Э.** — *Ядерная физика*: Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1951.
46. **Detraz C., Vieira D.J.** — In: *Annual Rev. Nucl. Part. Scien.* Ed. J.D.Jackson. 1989, vol.39, p.407.
47. **Гольданский В.И.** — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, с.497. **Goldanskii V.I.** — *Nucl. Phys.*, 1960, vol.19, p.482.
48. **Goepfert-Mayer M.** — *Phys. Rev.*, 1935, vol.48, p.512.
49. **Brown V.A.** — *Phys. Rev.*, 1991, vol.C43, p.R1513.
50. **Detraz C., Anne R., Bricault P. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1990, vol.A519, p.529.
51. **Ostrowski A.N., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.** — In: *Fifth Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Taormina, Italy, 1994. Ed. M. Di Toro, P.Piattelli, P.Sopienza, p.251; *Phys. Lett.*, 1994, vol.B338, p.13.
52. **Korshennikov A.A., Yoshida K., Aleksandrov D.V. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1994, vol.B326, p.31.
53. **Shimoura S.** — In: *Conf. Proceed. «Perspectives in Heavy Ion Physics»*. Ed. M.Di Toro, E.Migneco. SIF. Bologna, 1993, p.67.
54. **Bohlen H.G., Gebauer B., von Lucke-Petsch M. et al.** — In: *«Intern. School-Seminar Heavy Ion Physics»*. Ed. Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. JINR, Dubna, 1993, vol.1, p.17; **Seth K.K., Artuso M., Barlow D. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol.58, p.1930.
55. **Jung M., Bosh F., Beckert K. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, vol.69, p.2164.

56. **Huang K.N., Aoyagi M., Chen M.H. et al.** — *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, 1976, vol.18, p.243.
57. **Backe H., Barth H., Bonn J. et al.** — In: [4], p.771.
58. **Сандулеску А., Поэнару Д.Н., Грайнер В.** — ЭЧАЯ, 1980, т.1, с.1334.
59. **Rose H.J., Jones G.A.** — *Nature*, 1984, vol.307, p.245; **Александров Д.В., Белецкий А.Ф., Глухов Ю.А. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.152.
60. **Greiner W., Ivascu M., Poenaru D.N., Sandulescu A.** — *Treatise on Neavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.8, p.641.
61. **Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A., Mikheev V.L. et al.** — JINR FLNT Scientific Report 1991—1992. JINR E7-93-57, Dubna, 1993, p.2. **Оганесян Ю.Ц., Михеев В.Л., Третьякова С.П. и др.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1178.
62. **Schneider R., Friese J., Reinhold J. et al.** — *Z. Phys.*, 1994, vol.A348, p.241.
63. **Lewitowicz M., Anne R., Auger G. et al.** — *Phys. Lett.*, 1994, vol.B332, p.20.
64. **Chiodi I., Lunadi S., Morando M. et al.** — *Lett. Nuovo Cimento*, 1982, vol.33, p.159.
65. **Von Oertzen W., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.** — *Z. Phys.*, 1987, vol.A326, p.463.
66. **Гольданский В.И.** — УФН, 1965, т.87, с.255.
67. **Гольданский В.И., Ларкин Ф.И.** — ЖЭТФ, 1967, т.53, с.1032.
68. **Christensen P.R., Manko V.I., Vecchetti F.D., Nickles R.J.** — *Nucl. Phys.*, 1973, vol.A207, p.33.
69. **Тарангин Н.И.** — Сообщения ОИЯИ, P7-81-767, 1981; P7-82-184, 1982, Дубна; **Тарангин Н.И.** — В сб.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-83-644, Дубна, 1983, с.332.
70. **Bohr N.** — *Phys. Rev.*, vol.59, p.270; *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1948, vol.18, No.8 (ed.2 — 1953); **Бор Н.** — Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИИЛ, 1950.
71. **Breit G.** — *Proc. Conf. between Complex Nuclei*. Gatlinburg, 1958, p.284.
72. **Bass R.** — *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Berlin — Heidelberg — N.Y., 1980.
73. **Тарангин Н.И.** — Препринт ОИЯИ, P7-86-82, Дубна, 1986; в кн.: Нильс Бор и наука XX века. Сб. науч. трудов. Киев: Наукова думка, 1988, с.108.
74. **Audi G., Wapstra A.H.** — In: NOBEL SYMPOSIUM 91. CSNSM report 94-33, Lysekil, Sweden, 1994.
75. **De Saint Simon M., Thibault C., Audi G. et al.** — In: NOBEL SYMPOSIUM 91. CSNSM report 94-33, Lysekil, Sweden, 1994.