

Ю.В.Буртаев

НУКЛИДЫ

*НАБРОСОК
ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ*

в четырех частях

Часть 3
СРЕДНИЕ НУКЛИДЫ С $56 \geq Z \geq 21$

МОСКВА
1997

ББК 22.382

УДК 539.1

Буртаев Ю.В. Нуклиды.

*Набросок феноменологического описания. В 4 частях.*Часть 3. СРЕДНИЕ НУКЛИДЫ С $56 \geq Z \geq 21$. Москва. 1997. 188 с.: илл.

В книге предложена, обоснована и обсуждена достоверная и объективная концепция структур нуклидов и их взаимодействий. Основные идеи и концепции, качественные следствия и выводы, количественные параметры нуклидов и соотношения между ними, представленные в книге, основаны целиком и исключительно на опытных результатах.

В первой части на основе единой концепции предложена модель пространственной структуры легких нуклидов с $21 \leq Z$ (от изотопов водорода до изотопов скандия), предложены и рассмотрены соотношения для расчета их энергий связи и магнимов, обсуждены структуры и параметры возбужденных состояний нуклидов.

Во второй части предложена и рассмотрена систематизация структур и параметров легких нуклидов, обсуждены основные закономерности их изменения, обусловленные увеличением числа их протонов и нейтронов.

В третьей части предложена модель пространственной структуры средних нуклидов с $56 \geq Z \geq 21$ (от изотопов Sc до изотопов Ba), рассмотрены спектры их параметров (энергий связи, моимпов и магнимов), обсуждены структуры и параметры их возбужденных состояний.

В четвертой части предложена модель пространственной структуры тяжелых нуклидов с $Z \geq 56$ (от изотопов бария и выше), рассмотрены спектры их параметров (энергий связи, моимпов и магнимов), обсуждены спектры их возбужденных состояний и основные закономерности распадов радиоактивных нуклидов.

Книга адресована всем, кто профессионально занимается физикой и другими естественными науками, а также тем, кто “просто” интересуется, как “устроены” простейшие квантовые, целочисленные структуры – нуклиды, каково их достоверное и объективное описание.

Издается за счет автора

Охраняется законом РФ об авторском праве**Воспроизведение данной книги или любого его переиздания невозможно
без письменного разрешения автора.****Любые попытки нарушения закона будут преследоваться
в судебном порядке.**

Все пожелания и замечания направлять по адресу
129805, Москва, ул. Павла Корчагина, 22, МГОУ
Тел. (095) 286-8475, Факс (095) 283-8071

© Ю.В.Буртаев, текст, 1997

© Ю.В.Буртаев, иллюстрации, 1997

Глава 3.1

ПОЯС АФРОДИТЫ

"Вы немножко ошиблись. Вы сочинили и напечатали в своем умном сочинении, что будто бы на величайшем светиле есть черные пятнушки. Этого не может быть, потому что этого не может быть никогда. Как Вы могли видеть на солнце пятны, если на солнце нельзя смотреть простыми человеческими глазами, и для чего на нем пятны, если и без них можно обойтись?.. Извините меня дурмана ядовитого, что так глупо съострил! Ужасно я предан науке! Рубль сей парус девятнадцатого столетия для меня вовсе не имеет никакой цены, наука его затемнила у моих глаз своими дальнейшими крылами. Всякое открытие терзает меня как гвоздик в спине. Хотя я невежда, а все же таки негодник старый занимаюсь наукой и открытиями, которые собственными руками произвожу и наполняю свою нелепую головешку, свой дикий череп мыслями и комплектом величайших знаний. Матушка природа есть книга, которую надо читать и видеть. Я много произвел открытий своим собственным умом, таких открытий, каких еще ни один реформатор не изобретал."

А.П. Чехов

В этой части, посвященной обсуждению и описанию нуклидов с $Z > 21$, методологический подход в принципе будет таким же, как и в предыдущей, 1 части.

Однако будут и некоторые концептуальные и стилистические отличия. Во-первых, будет значительно сокращена подробность рассмотрения нуклидов. Невозможность тотального, последовательного перебора всех оставшихся нуклидов в ограниченном объеме 3 части заставляет отказаться от всеобъемлющего описания всех аспектов строения и взаимодействия всех структур.

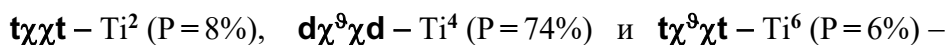
Мы будем придерживаться мозаичного стиля, останавливая внимание на наиболее важных, возможно с субъективной точки зрения автора, особенностях, отличиях или, наоборот, закономерностях в поведении нуклидов или значениях параметров, характеризующих их состояние.

Во-вторых, без детального объяснения будут по возможности широко использоваться определения, понятия и представления, условные обозначения и наглядные модели, иллюстрации, которые были введены и неоднократно, подробно прокомментированы в двух предыдущих частях.

Основной целью этой части будет выявление и подтверждение основных закономерностей в поведении, свойствах нуклидов, предложенных и описанных в двух первых частях, а также рассмотрение и обсуждение всех новых черт, особенностей, обусловленных своеобразием нуклидов с $Z > 21$.

Итак, после формирования $\chi\chi$ -остова при последовательном увеличении числа протонов на z -поверхностях χ -кластеров F-остова могут формироваться кластеры H-макушки различной конфигурации. Особенности изотопов скандия ($Z=21$) были рассмотрены в гл.1.10. Устойчивые изотопы титана с $Z=22$ и четным A , из условия симметрии структуры относительно χ -плоскости, в основном состоянии принимают конфигурации с антисимметричными **d**-дейтропами или **t**-тритопами на противоположных z -полюсах $\chi\chi$ -остова.

Три примера таких конфигураций с упаковкой $D=2, 4, 6$:



представлены на рис. 3.1.1 (третий столбец).

Заметим, что изотоп титана $^{44}\text{Ti}^0$ с нулевой нейтронной упаковкой $D=0$, хотя и имеет достаточно симметричную \mathbf{dxxd} -структуру, но уже является неустойчивым. Отсутствие нейтронной упаковки вызывает β^+ -переход $^{44}\text{Ti} - \beta^+ \rightarrow ^{44}\text{Sc}$ с достаточно большим временем полураспада $T^* = 67$ лет.

Если ^{40}Ca завершал совокупность устойчивых четно-четных нуклидов с $D=0$, то ^{44}Ti является первым из всех последующих нуклидов ($Z > 21$), которые неустойчивы без нейтронной упаковки ($D=0$).

Конечно, это справедливо и для изотопов хрома ($Z=24$). Четно-четный изотоп ^{48}Cr с \mathbf{axxa} -конфигурацией и $D=0$ претерпевает β^+ -переход $^{48}\text{Cr} - \beta^+ \rightarrow ^{48}\text{V}$, а устойчивый изотоп ^{50}Cr упакован двумя z -полюсными нейтропами и имеет $ху$ -симметричную $\mathbf{n(axxa)n}$ -конфигурацию – рис. 3.1.1 (пятый столбец).

Как и все нечетно-нечетные нуклиды с $Z > 7$, нуклиды с $хх$ -остовом, имеющие четное A и нечетное Z , неустойчивы. Но если изотопы скандия имеют достаточно малое время жизни – рис. 3.1.1 (второй столбец), то $\mathbf{dx^8xa}$ -нуклид ^{50}V с тетранейтронным Θ -поясом ($D=4$) живет столь долго ($T^* = 1.4 \cdot 10^{17}$ лет), что встречается в естественном виде ($P=0.25\%$). Столь долгое (практически бесконечное) время жизни обусловлено двумя взаимосвязанными обстоятельствами. Во-первых, $\mathbf{dx^8xa}$ -структура ^{50}V значительно отличается от своих изобаров. Она отличается и от $\mathbf{tx^8xt}$ -структуры $^{50}\text{Ti}^6$ (вероятность ε -захвата – $6/7$), и от $\mathbf{n(axxa)n}$ -структуры ^{50}Cr (вероятность β^- -перехода – $1/7$) – рис. 3.1.1.

Второе обстоятельство, практически запрещающее β^- -переход или ε -захват нуклида ^{50}V , это очень большое значение его моимпа. В основном состоянии оба z -полюсных, не спаренных нуклопа \mathbf{d} -макушки ^{50}V имеют орбитал $l_n^d = l_p^d = 3$ и противоположно направленные спины – рис. 3.1.1. Тогда моимп и магним ^{50}V :

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 3 + 3 + (1/2 - 1/2) = 6;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

Экспериментальные значения: $j_{\text{эсп}} = 6$, $\mu_{\text{эсп}} = 3.34$.

Так как основное состояние его ближайших изобаров имеет $j=0$, а их первый возбужденный уровень – $j=2$, то необходимость сохранения моимпа в обоих возможных β^- -переходе или ε -захвате обуславливает такие кинематические условия этих переходов, чтобы выполнялось требование $\Delta j = 6$ или $\Delta j = 4$.

Это требование может быть выполнено либо за счет $\Delta j = 4$, передаваемого первичной структуре нуклида ^{50}V за счет какого-либо внешнего воздействия (нейтрино, фотона, электрона...), либо за счет $\Delta j = 4$, переданного от нуклонов ^{50}V продуктам его трансформации (конечному изобару, нейтрино, электрону), либо за счет обоих факторов. Очень малая вероятность, уникальность условий, удовлетворяющих этому требованию, и удлиняет срок жизни ^{50}V .

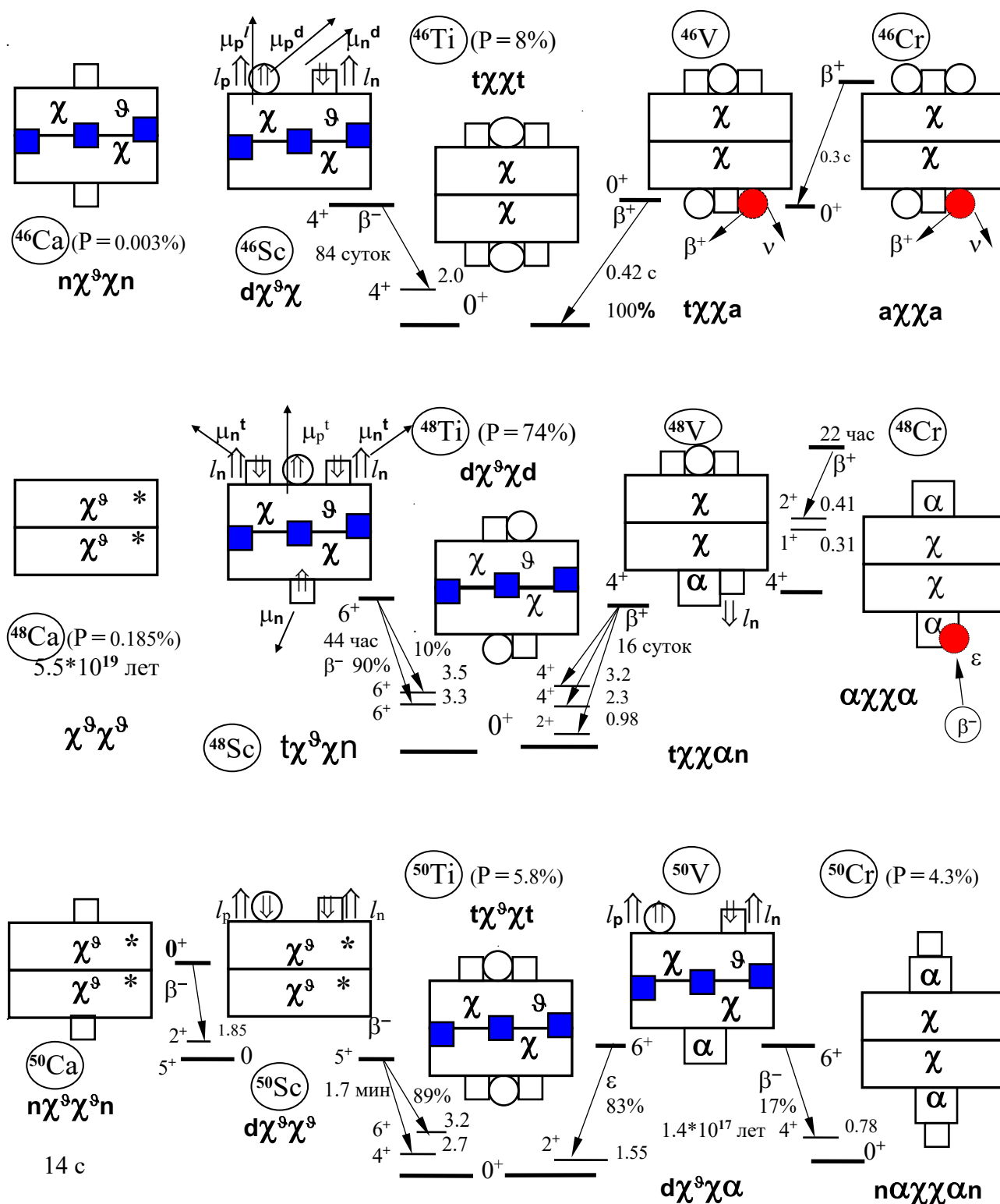
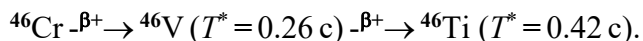


Рис.3.1.1. Структуры основных состояний чётных изотопов 2Θ-клана: ^{20}Ca , ^{21}Sc , ^{22}Ti , ^{23}V и ^{24}Cr с $A = 46, 48$ и 50

Для контраста обратим внимание на совершенно противоположный случай. Три изобара с $A = 46$: **ахха**-структура ^{46}Cr ($D = -2$), **аххт**-структура ^{46}V ($D = 0$) и **тххт**-структура ^{46}Ti ($D = 2$) в основном, невозбужденном состоянии имеют аналогичную конфигурацию и поэтому одинаковый моимп $j = 0$. Одинаковость конфигураций этих изобаров и равенство их моимпов создают идеальные условия для последовательных β^+ -переходов:



Контраст периодов полуперехода этих трансформаций $^{46}\text{Cr} \rightarrow ^{46}\text{V} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$ (менее одной секунды) особенно разителен в сравнении с бесконечным временем жизни до возможных переходов $^{50}\text{V} \xrightarrow{\beta^-} ^{50}\text{Cr}$ или $^{50}\text{V} \xrightarrow{\varepsilon} ^{50}\text{Ti}$. Вот какое значение имеет Θ -пояс. Добавление только четырех нейтронов к изобарам с $A = 46$ резко изменяет судьбу двух нуклидов: ^{50}V и ^{50}Cr . Очень существенно изменяется конфигурация их Н-макушки и нейтронной упаковки и кардинально изменяется степень их устойчивости: из совершенно негармоничных они становятся гармоничными, вечно устойчивыми структурами.

Заметим, что, если моимпы и магнимы четно-четных изотопов ^{20}Ca , ^{22}Ti , ^{24}Cr в основном состоянии равны нулю, то магним нечетно-нечетных изотопов ^{21}Sc и ^{23}V не может быть равен нулю. Это относится, в том числе, и к уже упомянутому **пххр**-нуклиду ^{42}Sc ($D = 0$), а также к **аххт**-структуре ^{46}V ($D = 0$), у которых моимп $j = 0$. (В скобках заметим, что ^{46}V в состоянии с $j = 0$ не может иметь **дхха**-структуру, так как два нуклопа в невозбужденном состоянии **d**-дейтропа имеют всегда сонаправленные спины и суммарный моимп

$$j = (s_p + s_n) = 1.$$

Нечетные изотопы вышеупомянутых нуклидов далеко не столь симметричны и гармоничны. Из изобаров с $A = 45, 47, 49$ устойчивы только уже рассмотренный **х⁹хр**-нуклид ^{45}Sc ($D = 3$) с $P = 100\%$, а также два изотопа титана: **дх⁹хр**-нуклид ^{47}Ti ($D = 3$) с $P = 7.32\%$ и **пх⁹ха**-нуклид ^{49}Ti ($D = 5$) с $P = 5.45\%$. Вся троица этих устойчивых нуклидов имеет **хх**-остов, стянутый Θ -поясом. Заметим, что и другие нуклиды с $A = 45, 49$, имеющие Θ -пояс плюс один нуклон, живут достаточно долго: **х⁹хп**-нуклид ^{45}Ca ($T^* = 164$ суток), Θ -зеркальный устойчивому изобару ^{45}Sc , и **рх⁹ха**-нуклид ^{49}V ($T^* = 330$ суток), Θ -зеркальный устойчивому изобару ^{49}Ti – рис. 3.1.2. Все другие изобары с $A = 45, 47, 49$ имеют значительно меньшее время жизни (основные параметры их переходов указаны на рис. 3.1.2).

Отметим, что одиночный нуклоп на z -поверхности **хх**-остова ощущает себя не очень уравновешенно и для устойчивости структуры нуклида в основном состоянии вынужден иметь орбитальное движение с орбиталом $l = 3$. Это относится ко всем уже рассмотренным нуклидам Ca ($A = 41, 43, 45, 47$) и Sc ($A = 41, 43, 45, 47, 49$), а также к изотопам V ($A = 49, 51$) и нуклиду ^{49}Ti . Конфигурация большинства этих нуклидов приведена на рис. 3.1.2.

Моимп всех этих нуклидов одинаков и равен сумме орбитала и спина одиночного, не спаренного нуклопа:

$$j = l_N + s_N = 3 + 1/2 = 7/2.$$

Магним нуклидов с четным Z : $\mu = -\mu_n \cos\varphi_n \approx -2 \cos\varphi_n$.

Магним нуклидов с нечетным Z : $\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos\varphi_p$.

Основные параметры этих нуклидов ($\mu_{\text{эсп}}$, φ_N) приведены в табл. 2.2.1.

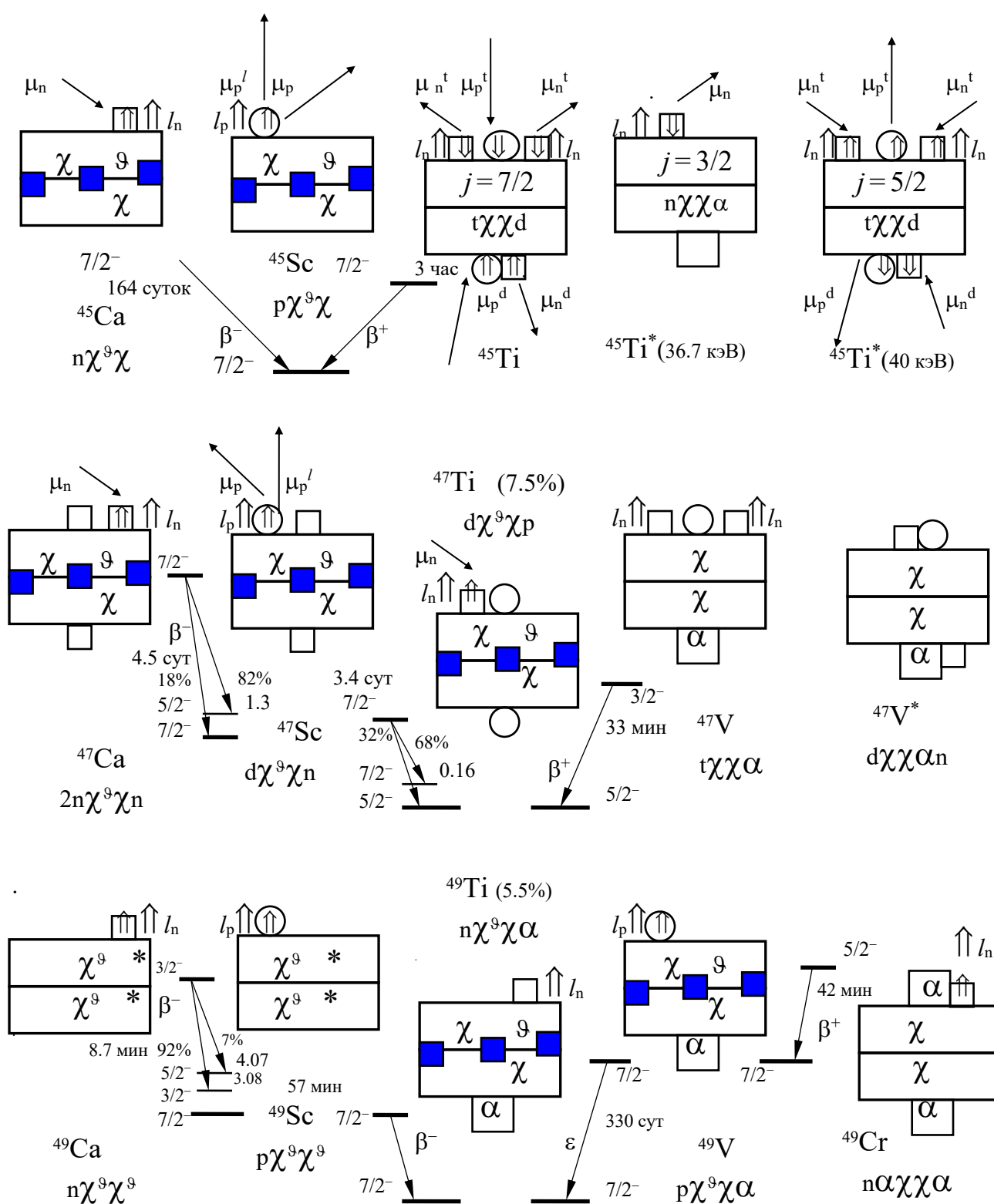


Рис.3.1.2. Структуры основных состояний
нечетных изотопов ^{20}Na , ^{21}Sc , ^{22}Ti , ^{23}V и ^{24}Cr с $A=45, 47, 49$

Однако α -кластер на одной z -поверхности $\chi\chi$ -остова или пара протонов на его противоположных z -поверхностях без уравнивающего этот остов ϑ -пояса значительно изменяют картину. Так, в основном состоянии нуклид $^{45}\text{Ti}(7/2)$ имеет $\mathbf{t}\chi\chi\mathbf{d}$ -структуру с орбиталями двух нейтронов z -полюсного триптопа $l_n^t=2$. Ориентация спинов нуклонов \mathbf{t} -триптопа и \mathbf{d} -дейтропа указана на рис. 3.1.2. Тогда в основном состоянии моимп и магним $^{45}\text{Ti}(7/2)$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^5 s_N = 2 + 2 + (2 \cdot 1/2 - 3 \cdot 1/2) = 7/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_p^d \cos\varphi_p^d - \mu_n^d \cos\varphi_n^d.$$

В первом приближении примем $\mu_n \approx 2$, $\mu_p \approx 2.8$, $\varphi_p^d \approx \varphi_n^d \approx 0$ и получим:

$$\mu \approx -2.8 + 2 \cdot 2 \cos\varphi_n^t + 2.8 - 2 \approx 2(2 \cos\varphi_n^t - 1).$$

Экспериментальные значения: $j_{\text{эксп}} = 7/2$, $\mu_{\text{эксп}} = 0.095$.

(В скобках заметим, что экспериментальному значению $\mu_{\text{эксп}} = 0.095$ в принципе не противоречит и "одночастичная" $\mathbf{n}\chi\chi\alpha$ -конфигурация ^{45}Ti с одиночным нейтроном на свободной от α -кластера z -поверхности $\chi\chi$ -остова. В этой конфигурации моимп и магним создаются только одиночным нейтроном с очень большим орбиталом $l_n=4$ и противоположно направленным ему спином:

$$j = l_n - s_n = 4 - 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_n \cos\varphi_n, \text{ но угол } \varphi_n \text{ наклона } z_n\text{-оси нейтрона весьма близок к } 90^\circ.)$$

Изменение ориентации всех спинов на противоположное направление относительно орбиталов $l_n=1$ дает моимп для возбужденного состояния $^{45}\text{Ti}^*(40 \text{ кэВ})$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^5 s_N = 1 + 1 - (2 \cdot 1/2 - 3 \cdot 1/2) = 5/2.$$

Магним этого возбужденного состояния можно определить согласно выражению для основного состояния $^{45}\text{Ti}(7/2)$, но с изменением знаков всех слагаемых на противоположные:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_p^t \cos\varphi_p^t - 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t - \mu_p^d \cos\varphi_p^d + \mu_n^d \cos\varphi_n^d \approx \\ &\approx 2.8 - 2 \cdot 2 \cos\varphi_n^t - 2.8 + 2 \approx -2(2 \cos\varphi_n^t - 1). \end{aligned}$$

Экспериментальные значения для возбужденного состояния $^{45}\text{Ti}^*(40 \text{ кэВ})$:

$$j_{\text{эксп}} = 5/2, \mu_{\text{эксп}} = -0.07.$$

Конечно, нуклид ^{45}Ti может принимать и $\mathbf{n}\chi\chi\alpha$ -конфигурацию. Тогда одиночный нейтрон на свободной от α -кластера z -поверхности $\chi\chi\alpha$ -базиса имеет орбитал $l_n=2$ и противоположный ему спин. В этой конфигурации возбужденное состояние $^{45}\text{Ti}^*(36.7 \text{ кэВ})$ имеет моимп и магним:

$$j = l_n - s_n = 2 - 1/2 = 3/2,$$

$$\mu = \mu_n \cos\varphi_n \text{ (экспериментальное значение: } \mu_{\text{эксп}} = 0.825).$$

Отметим, что $\mathbf{n}\chi\chi\alpha$ -конфигурация $^{45}\text{Ti}^*(36.7 \text{ кэВ})$ заметно отличается от декларированной выше $\mathbf{t}\chi\chi\mathbf{d}$ -структуры основного состояния $^{45}\text{Ti}(7/2)$ – рис. 3.1.2.

Это проявляется в длительном времени жизни этого возбужденного состояния – $3 \cdot 10^{-6}$ с. Изотоп ^{47}Ti ($D=3$) имеет более гармоничную **dx⁹xp**-структуру, уравновешенную экваториальным тетранейтронным **9**-поясом. В основном состоянии ^{47}Ti два z-полюсных протона взаимно уравновешивают друг друга, а не спаренный нейтрон **d**-дейтропа имеет орбитал $l_n^d=2$ и сонаправленный с ним спин – рис. 3.1.2. Тогда моимп и магним:

$$j = l_n + s_n = 2 + 1/2 = 5/2,$$

$$\mu = -\mu_n \cos \varphi_n \approx -2 \cos \varphi_n \text{ (экспериментальное значение: } \mu_{\text{эксп}} = -0.788 \text{)}.$$

Кстати, возможность одиночному, несвязанному нуклону иметь достаточно большой орбитал **xx**-остов допускает при сравнительно небольшом значении энергии возбуждения. Так, среди возбужденных состояний **nx²xd**-нуклида ^{43}Sc имеется состояние с очень большим моимпом $j=19/2$ ($E^*=3.123$ МэВ). Если учесть достаточно небольшое значение энергии возбуждения $E^*=3.123$ МэВ и считать, что **xx**-остов не деформировался, то можно принять, что в этом состоянии орбиталы двух нуклонов равны $l_N=5$. Для обсуждения предложим два варианта.

В одном из них (**tx²xx**-конфигурация) все три нуклона Н-макушки размещены на одной z-поверхности **xx**-остова – рис. 3.1.3в. Согласно ориентации спинов, представленной на рис. 3.1.3в, моимп и магним этого состояния $^{43}\text{Sc}^*$:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^3 s_n = 2 \cdot 5 + (1/2 - 2 \cdot 1/2) = 19/2;$$

$$\mu = \mu_p + 2 \mu_n \cos \varphi_n.$$

В первом приближении примем $\mu_n \approx 2$, $\mu_p \approx 2.8$, $\varphi_n \approx 85^\circ$ и получим:

$$\mu \approx 2.8 + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n. \text{ Экспериментальные значения: } j_{\text{эксп}} = 19/2, \mu_{\text{эксп}} = 3.12.$$

Зеркальный ему изобар ^{43}Ti ($D=-1$) имеет **ax²xx**-конфигурацию аналогичного возбужденного состояния $^{43}\text{Ti}^*(19/2; 3.067$ МэВ). Согласно ориентации орбиталов и спинов нуклонов, указанной на рис. 3.1.3г, моимп и магним $^{43}\text{Ti}^*$:

$$j = \Sigma^2 l_p + \Sigma^3 s_n = 2 \cdot 5 + (1/2 - 2 \cdot 1/2) = 19/2;$$

$$\mu = 2\mu_p' - 2\mu_p \cos \varphi_p - \mu_n \cos \varphi_n.$$

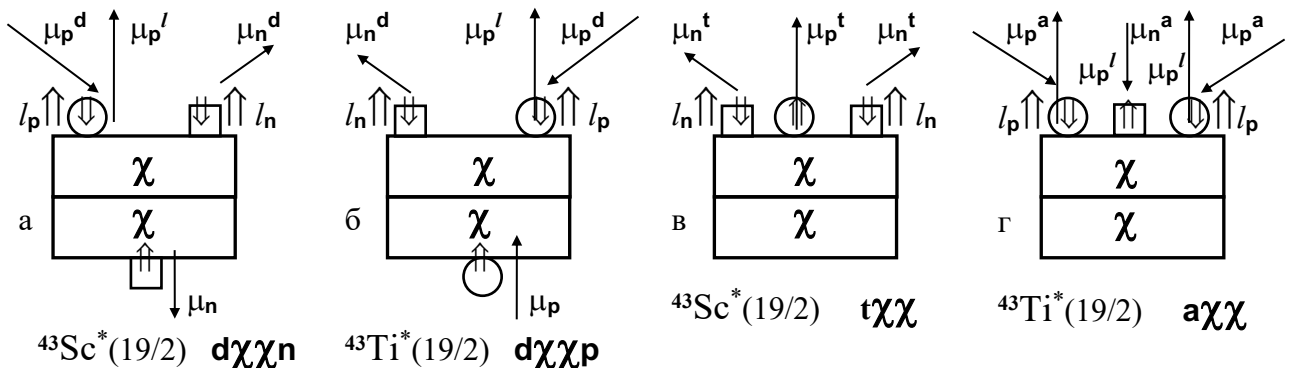


Рис. 3.1.3. Структуры возбужденных состояний изобаров $^{43}\text{Sc}^*(19/2)$ и $^{43}\text{Ti}^*(19/2)$

В первом приближении примем $\mu_n \approx 2$, $\mu_p \approx 2.8$, $\varphi_p \approx 82^\circ$, $\varphi_n \approx 0$ и получим:

$\mu \approx 2*5 - 2*2.8 \cos\varphi_p - 2 \cos\varphi_n$. Экспериментальное значение: $\mu_{\text{эксп}} = 7.22$.

В другом варианте **dxxn**-конфигурация основного состояния ^{43}Sc не изменяется, но нейтрон и протон z -полюсного **d**-дейтропа приобретают орбиталы $l_n^d = l_p^d = 5$, а их спины им противоположны – рис. 3.1.3а. Тогда моимп и магним этого возбужденного состояния $^{43}\text{Sc}^*(19/2; 3.123 \text{ МэВ})$:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^3 s_n = 2*5 + (1/2 - 2*1/2) = 19/2;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p^d \cos\varphi_p^d + \mu_n^d \cos\varphi_n^d - \mu_n \cos\varphi_n.$$

В первом приближении ($\mu_n \approx 2$, $\mu_p \approx 2.8$, $\varphi_n \approx 30^\circ$, $\varphi_n^d \approx \varphi_p^d \approx 78^\circ$) получим:

$$\mu \approx 5 - 2.8 \cos\varphi_p^d + 2 \cos\varphi_n^d - 2 \cos\varphi_n.$$

Экспериментальные значения: $j_{\text{эксп}} = 19/2$, $\mu_{\text{эксп}} = 3.12$.

Зеркальный ^{43}Sc **dxxp**-изобар ^{43}Ti должен иметь аналогичное возбужденное состояние $^{43}\text{Ti}^*(19/2; 3.067 \text{ МэВ})$ в той же конфигурации – рис. 3.1.3б. Приняв те же значения кинематических параметров нуклонов дейтропа и с заменой одиночного нейтропа на протон (**n** → **p**), получим магним $^{43}\text{Ti}^*$:

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p^d \cos\varphi_p^d + \mu_n^d \cos\varphi_n^d + \mu_p \cos\varphi_p.$$

В первом приближении ($\mu_n \approx 2$, $\mu_p \approx 2.8$, $\varphi_p \approx 30^\circ$, $\varphi_n^d \approx \varphi_p^d \approx 78^\circ$) получим:

$$\mu \approx 5 - 2.8 \cos\varphi_p^d + 2 \cos\varphi_n^d + 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 7.22).$$

Нужно упомянуть и о том, что недостаток и переизбыток нейтронов резко изменяет состояние не спаренного нейтрона даже на таком стабильном острове, как **xx**-бипентагел. Так, моимп $j=3/2$ имеет не только нуклид ^{39}Ca (см. табл.2.2.1), испытывающий недостаток нейтрона ($D=-1$), что ведет к деформации **xx**-остова. Такой же моимп $j=3/2$ имеет и **nx⁹xx⁹**-структура ^{49}Ca , в которой **xx**-остов дополнительно к **9**-поясу и **n**-заглушке на его одном z -полюсе упакован на другом z -полюсе вторым **9**-уплотнителем. Совокупность нечетных изотопов ^{20}Ca ($A=41, 43, 45, 47$) с моимпом $j=7/2$ обрамлена двумя изотопами с $j=3/2$ (^{39}Ca и ^{49}Ca).

Если в двух **9**-уплотнителях в **nx⁹xx⁹**-структуре ^{49}Ca по два нейтрона заменить на два протона, то вместо двух нейтронных **9**-уплотнителей упаковки получим два z -полюсных **α**-кластера и от структуры ^{49}Ca перейдем к структуре ^{49}Cr .

Нуклид ^{49}Cr с (**αxxα**)**n**-конфигурацией в основном состоянии имеет только один нейтрон, не входящий в состав (**αxxα**)-базиса. Чтобы удержаться на острове, этот нейтрон имеет орбитал l_n . Тогда в основном состоянии ^{49}Cr моимп и магним:

$$j = l_n \pm s_n; \quad \mu = \pm \mu_n \cos\varphi_n \approx \pm 2 \cos\varphi_n.$$

Если $\mu < 0$, то $l_n = 2$ ($j = 2 + 1/2 = 5/2$); если $\mu > 0$, то $l_n = 3$ ($j = 3 - 1/2 = 5/2$).

Постепенное прибавление нейтронов к **xx**-остову для изотопов ^{23}V приводит к уплотнению и в дальнейшем к перенасыщению нейтронной упаковки **xxα**-базиса с одиночным, не спаренным протоном (первый столбец рис. 3.1.4). При этом из всех изотопов ^{23}V устойчив только $^{51}\text{V}^5$ с **9**-поясом на **xx**-остове.

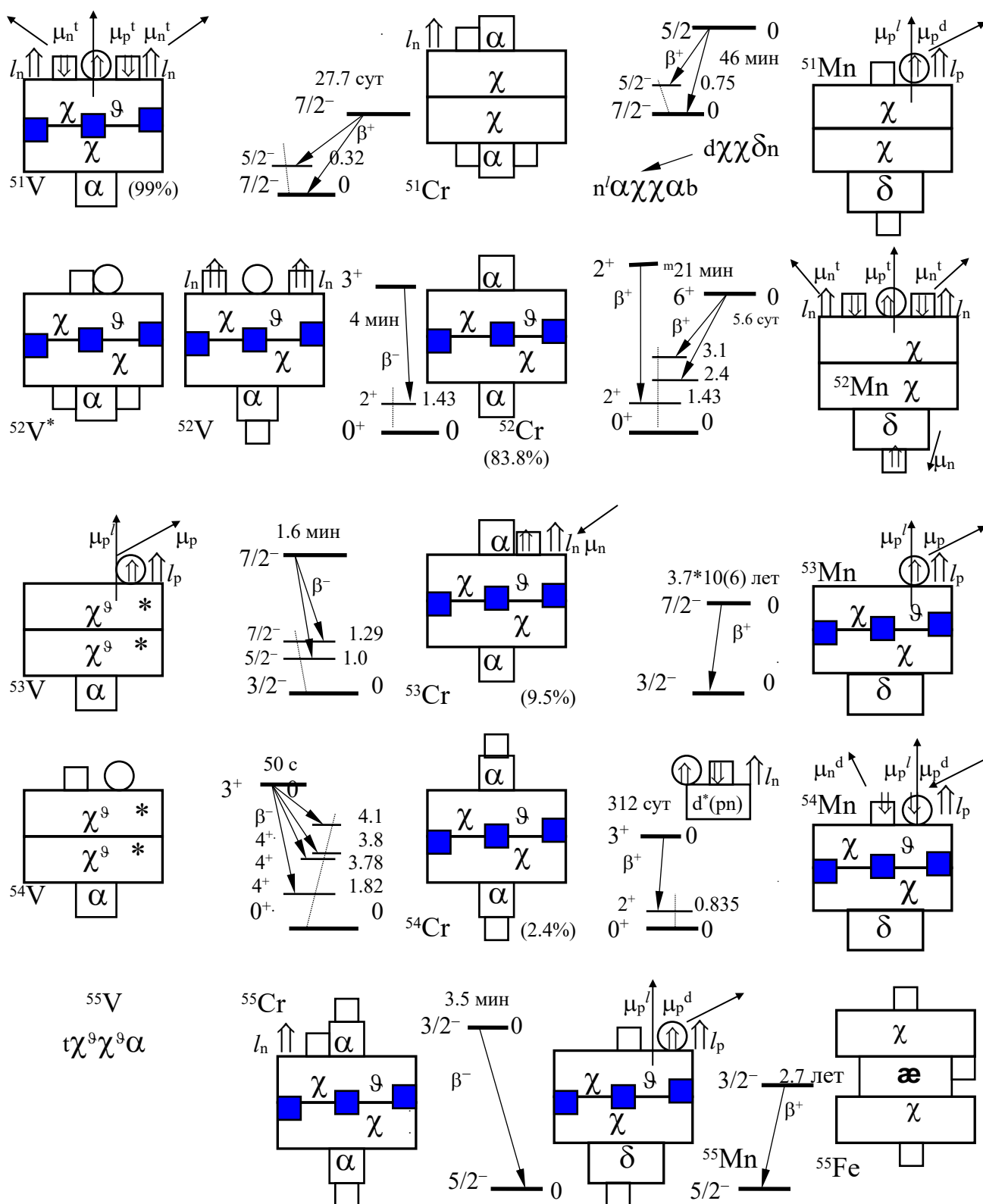


Рис.3.1.4. Структуры основных состояний
изотопов ^{23}V , ^{24}Cr и ^{25}Mn с $A = 51, 52, 53, 54$ и 55

Этот изотоп с упаковкой $D=5$ может иметь $\mathbf{d}(\chi^9\chi\alpha)\mathbf{n}$ -конфигурацию, отличающуюся от $\mathbf{p}(\chi^9\chi\alpha)$ -конфигурации $^{49}\text{V}^3$ (рис. 3.1.2) только двумя антисимметричными z -полусными нейтронами.

Однако, численный состав нейтронной упаковки ($D=5$) этого устойчивого нуклида $^{51}\text{V}^5$ ($P=99.75\%$) позволяет скомпоновать более χ -симметричную $\mathbf{t}(\chi^9\chi\alpha)$ -структуру – рис. 3.1.4. Если орбиталы нейтронов z -полусного \mathbf{t} -триптопа $l_n^t=2$, их спины им противоположны, а спин центрального протона сонаправлен с орбиталом нейтронов – рис. 3.1.4 –, то моимп и магним ^{51}V :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^3 s_n = 2*2 + (1/2 - 2*1/2) = 7/2;$$

$$\mu = \mu_p + 2\mu_n \cos\varphi_n.$$

$$\text{В первом приближении } (\mu_n \approx 2, \mu_p \approx 2.8, \varphi_n \approx 54^\circ) \mu \approx 2.8 + 2*2 \cos\varphi_n \approx 5.14.$$

$$\text{Экспериментальные значения: } j_{\text{эксп}} = 7/2, \mu_{\text{эксп}} = 5.14.$$

(В скобках заметим, что экспериментальному значению $\mu_{\text{эксп}}=5.14$ соответствует и «одночастичная» $\mathbf{d}(\chi^9\chi\alpha)\mathbf{n}$ -конфигурация ^{51}V с не спаренным протоном дейтропа на свободной от α -кластера z -поверхности $\chi\chi$ -остова. В этой конфигурации два нейтрона уравнивают друг друга, а моимп и магним создаются только не спаренным протоном с орбиталом $l_p=3$ и сонаправленным ему спином:

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p^d \cos\varphi_p^d \approx 3 + 2.8 \cos\varphi_p^d.)$$

Все другие изотопы ванадия с $D>5$ неустойчивы и за очень недолгое время претерпевают β^- -переход $^{52,53,54}\text{V} \xrightarrow{\beta^-} ^{52,53,54}\text{Cr}$ (основные параметры переходов указаны на рис. 3.1.4 – первый столбец).

Все изотопы хрома с Θ -поясом на экваторе $\chi\chi$ -остова устойчивы:

$$\alpha\chi^9\chi\alpha - \text{Cr}^4 (P=83.8\%), \mathbf{p}\alpha\chi^9\chi\alpha - \text{Cr}^5 (P=9.5\%), \mathbf{p}\alpha\chi^9\chi\alpha\mathbf{n} - \text{Cr}^6 (P=2.4\%).$$

Учитывая уже упомянутый устойчивый изотоп $^{50}\text{Cr}^2$, можно сделать вывод: α -целочисленный $\alpha\chi\chi\alpha$ -базис с двумя z -полусными α -кластерами может удерживать от распада или два z -полусных нейтропа, или Θ -пояс, или Θ -пояс в совокупности с одним или двумя нейтронами.

Заметим, что на очень уравновешенном $\alpha\chi^9\chi\alpha$ -базисе одиночный нейтрон нуклида $^{53}\text{Cr}^5$ чувствует себя не очень взвинченным и имеет минимальный орбитал $l_n=1$. Моимп и магним основного состояния изотопа ^{53}Cr целиком определяются параметрами этого одиночного нейтропа – рис. 3.1.4:

$$j = l_n + s_n = 1 + 1/2 = 3/2,$$

$$\mu = -\mu_n \cos\varphi_n \approx -2 \cos\varphi_n \text{ (экспериментальное значение: } \mu_{\text{эксп}} = -0.47).$$

Понятно, что в изотопе ^{55}Cr , который дополнен двумя антисимметричными z -полусными нейтронами, состояние не спаренного нейтрона на том же базисе не изменится и его моимп такой же как и у ^{53}Cr : $j = l_n + s_n = 3/2$.

Добавление еще одного протона принципиально деформирует $\alpha\chi\chi\alpha$ -базис. Два z -полусных α -кластера сплющиваются и формируют уже обсуждавшийся δ -кластер остова

(сопоставьте, например, с аналогичным сплющиванием при переходе от $\alpha\alpha\alpha$ -нуклида ^{21}Ne к $\delta\alpha t$ -нуклиду ^{21}Na).

Все достаточно долгоживущие изотопы ^{25}Mn имеют $\chi\chi$ -несимметричный $\delta\chi\chi$ -остов (или $\alpha\alpha\chi\alpha$ -базис) с одиночным, не спаренным протоном в некоторой нейтронной упаковке. На рис. 3.1.4 в третьем столбце представлены конфигурации изотопов ^{25}Mn с $1 < D < 5$. Из них устойчив только $n\delta\chi^9\chi d$ -изотоп $^{55}\text{Mn}^5$, имеющий ϑ -пояс на $\delta\chi\chi$ -остове и два центральных, антисимметричных, z -полюсных нейтрона-заглушки (ну, и, конечно, не спаренный протон в составе дейтропа). У $\delta\chi^9\chi p$ -изотопа $^{53}\text{Mn}^3$ одиночный протон на пустой z -поверхности χ -кластера находится почти в таком же состоянии, как и у изотопов, например, скандия или ^{49}V . Моимп и магним ^{53}Mn :

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p^d \cos\varphi_p^d \approx 3 + 2.8 \cos\varphi_p^d \quad (\mu_{\text{эксп}} = 5.022).$$

Однако в результате z -симметризации $\delta\chi\chi$ -остова (или $\alpha\alpha\chi\alpha$ -базиса) двумя z -полюсными нейтронами состояние одиночного протона в основном состоянии изотопов $^{51,55}\text{Mn}$ изменяется. У этих изотопов протон имеет орбитал $l_p = 2$, и, соответственно, моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 2 + 1/2 = 5/2,$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos\varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

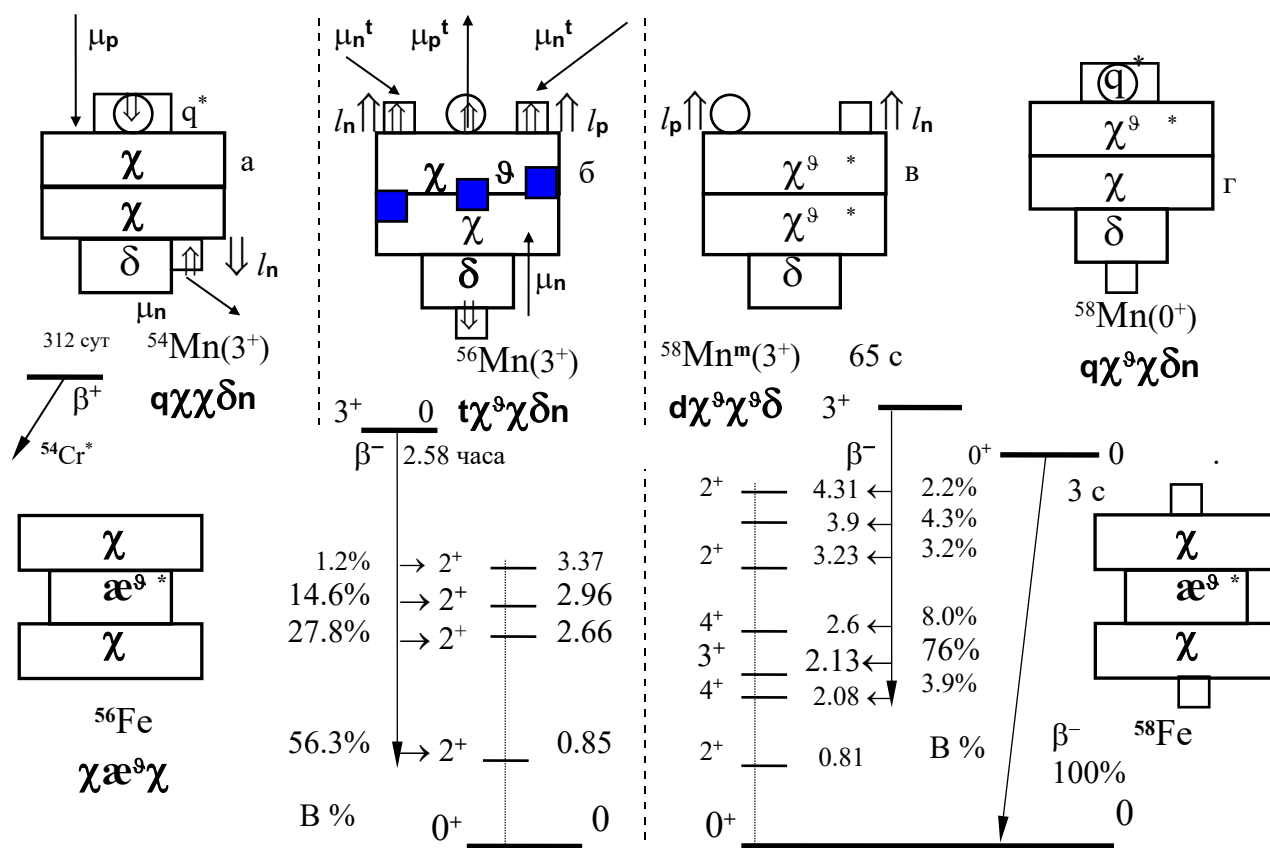
У изотопа ^{51}Mn магним $\mu_{\text{эксп}} = 3.57$ ($\varphi_p \approx 56^\circ$), а у ^{55}Mn $\mu_{\text{эксп}} = 3.45$ ($\varphi_p \approx 58^\circ$).

И для $\chi\chi$ -несимметричного, «хромононого» $\delta\chi\chi$ -остова ϑ -пояс Афродиты оказывает значительное уравнивающее влияние. Кроме устойчивого ^{55}Mn не забудем и о том, что период полураспада $\delta\chi^9\chi p$ -изотопа ^{53}Mn превышает миллион лет ($T^* = 3.7 \cdot 10(6)$ лет!). И у нечетно-нечетного $\delta\chi^9\chi d$ -изотопа ^{54}Mn , остов которого стянут ϑ -поясом, период полуперехода не мал (порядка года).

Вследствие значительной $\chi\chi$ -несимметрии $\delta\chi\chi$ -остова основные состояния изотопов ^{25}Mn с четным A имеют значительные кинематические отличия.

Начнем с того, что в $n\delta\chi^9\chi p$ -структуре основного состояния ^{58}Mn оба z -полюса остова имеют по нуклонной заглушке (на одном – нейтрон, а на другом – протон), а одиночный протон дополнительно стреножен ϑ -обвязкой – рис. 3.1.5г. Моимп этого состояния $j = s_n - s_p = 0$. Из этого состояния ^{58}Mn очень быстро претерпевает β^- -переход $^{58}\text{Mn} \xrightarrow{\beta^-} ^{58}\text{Fe}$ ($T^* = 3$ с) в основное состояние ^{58}Fe ($B = 100\%$).

Конечно, нуклид ^{58}Mn может иметь и другую, $\delta^9\chi^9\chi d$ -структуру, в которой на одной z -поверхности остова размещен дейтрон, а другая свободна от нуклонов, – рис. 3.1.5в. В этой структуре с моимпом $j = 3$ нуклид $^{58}\text{Mn}^m(3^+)$ живет дольше ($T^* = 65.3$ с), чем в основном состоянии, и, естественно, что это изомерное состояние имеет и совершенно другие конечные уровни $^{58}\text{Fe}^*$ в сравнении с конечным уровнем в β^- -переходе основного состояния $^{58}\text{Mn}(0) \xrightarrow{\beta^-} ^{58}\text{Fe}(0)$.

Рис. 3.1.5. Структуры четных изотопов ^{25}Mn и ^{26}Fe

Характерно, что изотоп ^{50}Mn имеет $n\delta\chi\chi p$ -структуру, то есть конфигурацию Н-макушки, аналогичную ^{58}Mn , но его остов лишен обоих ϑ -обручей. И так же, как и ^{58}Mn , изотоп ^{50}Mn в основном состоянии имеет нулевой моимп $j = \Sigma^2 s_N = 0$.

Все изотопы марганца с четным $50 < A < 58$ имеют, однако, другую структуру своих Н-макушек и, соответственно, другие значения моимпов. Изотоп $^{52}\text{Mn}^2$ имеет в основном состоянии $n\delta\chi\chi t$ -структуру, а орбиталы и спины нуклонов Н-макушки указаны на рис. 3.1.4. При «традиционном» для $\chi\chi$ -остова $l_n^t = 3$ моимп и магним основного состояния ^{52}Mn :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 3 + (2 \cdot 1/2 - 2 \cdot 1/2) = 6;$$

$$\mu = \mu_p + 2\mu_n^t \cos \varphi_n^t - \mu_n \cos \varphi_n \approx 2.8 + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t - 2 \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.06).$$

Изотоп ^{52}Mn может иметь и другую, $2n\delta\chi\chi d$ -конфигурацию. Если в этой конфигурации протон z -полюсного дейтропа имеет орбитал $l_p = 2$, а ориентация спинов нейтронов указана на рис. 3.1.4, то моимп и магним этого состояния:

$$j = l_p + \Sigma^4 s_N = 2 + (2 \cdot 1/2 - 2 \cdot 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p^d \cos \varphi_p^d + \mu_n^d \cos \varphi_n^d - 2\mu_n \cos \varphi_n \approx 2 - 2.8 \cos \varphi_p^d + 2 - 2 \cdot 2 \cos \varphi_n.$$

Это изомерное состояние $^{52}\text{Mn}^m(2^+; 0.378 \text{ МэВ})$ имеет магним $\mu_{\text{эксп}} = 0.008$ и его «стандартный» γ -переход в основное состояние $^{52}\text{Mn}(6^+; 0)$ не наблюдается.

Зато имеет место β^+ -переход $^{52}\text{Mn}^m(2^+) \xrightarrow{\beta^+} ^{52}\text{Cr}^*(2^+)$ в более соответствующую ему структуру $^{52}\text{Cr}^*(2^+)$ с периодом полуперехода $T^* = 21$ мин – рис. 3.1.4.

Прибавление двух нейтронов к ^{52}Mn (или четырех – к ^{50}Mn) не сохраняет кинематические параметры (моимп) ни ^{52}Mn , ни ^{50}Mn . В изотопе ^{54}Mn , имеющем $\text{п}\delta\chi\chi^9\text{p}$ -конфигурацию, ϑ -пояс центрирует протон по z -оси на поверхности χ -кластера, а нейтрон на противоположной z -поверхности $\chi\chi$ -остова вращается вокруг δ -кластера с традиционным орбиталом $l_n = 3$ – рис. 3.1.5. В этой конфигурации моимп и магним:

$$j = l_n + \Sigma^2 s_n = 3 + (1/2 - 1/2) = 3;$$

$$\mu = \mu_p + \mu_n \cos\varphi_n.$$

Конечно, нуклид ^{54}Mn может иметь и другие конфигурации. Две из них, $\delta\chi^9\chi d$ -структура с различными орбиталями и ориентациями спинов двух нуклонов, представлены на рис. 3.1.4.

Изотоп ^{56}Mn в основном состоянии имеет ту же структуру Н-макушки, что и ^{52}Mn . Но его $\delta\chi\chi$ -остов стянут ϑ -поясом, что изменяет и кинематические параметры двух нейтронов t -триптопа на его z -поверхности. При орбитале $l_n^t = 1$ и ориентации спинов, представленной на рис. 3.1.5б, моимп и магним ^{56}Mn :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_n = 2*1 + (3*1/2 - 1/2) = 3;$$

$$\mu = \mu_p - 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 - 2*2 \cos\varphi_n^t + 2 \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.2).$$

Этот изотоп живет недолго и с периодом полуперехода $T^* = 2.56$ часа совершает β^- -переход $^{56}\text{Mn} - \beta^- \rightarrow ^{56}\text{Fe}^*$ – рис. 3.1.5б.

Все изотопы ^{25}Mn с $A > 55$ в результате β^- -перехода и последующих γ -переходов приобретают структуру соответствующих изотопов ^{26}Fe . Тринадцать пар протонов и столько же пар нейтронов позволяют скомпоновать очень устойчивый, ху-симметричный $\chi\text{æ}\chi$ -остов с экваториальным, внутренним æ -тригелом между двумя внешними χ -пентагелами. Чрезвычайная уравновешенность, гармония $\chi\text{æ}\chi$ -остова, особая симпатия к нему Субстанции зримо, явственно проявляется в распространенности нуклидов ^{26}Fe с $Z = 26$. Все устойчивые изотопы ^{26}Fe ($D = 2, 4, 5, 6$) имеют очень большую распространенность относительно ближайших нуклидов – рис. 3.1.6 (на этом рисунке для наглядности точки, соответствующие относительной распространенности изотопов одного и того же элемента, соединены линиями). Это относится не только к относительной распространенности нуклидов в составе уникальной планеты Земля, не только к нашей родимой Солнечной системе (самому Солнцу и другим планетам), но в полной мере справедливо даже для совсем не нашенского космического излучения, рожденного очень и очень далеко от «нашей» Галактики.

Наиболее гармоничный изотоп ^{56}Fe ($D = 4$), имеет $\chi\text{æ}\chi$ -остов, стянутый по экваториальному æ -тригелу ϑ -поясом Афродиты. Естественно, что этот изотоп имеет и наибольшую относительную распространенность ($P = 91.6\%$). Его распространенность больше, чем у любого нуклида с $Z > 10$. Но и распространенность других изотопов ^{26}Fe в природе значительна.

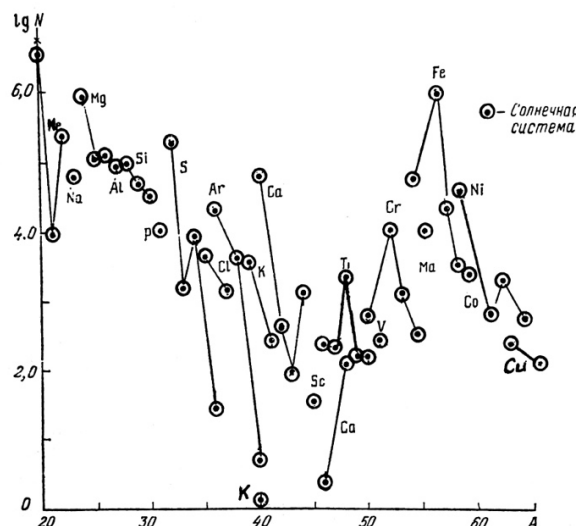


Рис. 3.1.6. Относительная распространенность нуклидов с $20 < A < 65$ в Солнечной системе

Структуры основных состояний четных устойчивых изотопов ${}^{26}\text{Fe}$ ($A = 54, 56, 58$) представлены в левом столбце рис. 3.1.7. Добавить какую-либо дополнительную информацию к графическому, условному отображению структуры этих изотопов словами особого смысла не имеет.

Фактически это относится и к структуре основных состояний устойчивых четных изотопов ${}^{28}\text{Ni}$ ($A = 58, 60, 62, 64$) – третий столбец рис. 3.1.7 –, а также к устойчивым четным изотопам ${}^{30}\text{Zn}$ ($A = 64, 66, 68, 70$) – пятый столбец рис. 3.1.7. Структуры изотопов ${}^{28}\text{Ni}$ и ${}^{30}\text{Zn}$, представленные на рис. 3.1.7, сопроводим лишь очень кратким комментарием.

Во-первых, у всех отмеченных четных нуклидов Fe, Ni и Zn совершенно одинаковый $\chi\alpha\chi$ -остов. Во-вторых, $\chi\alpha\chi$ -остов для всех этих устойчивых четных нуклидов упакован или двумя z -полюсными нейтронами ($D = 2$), или экваториальным ϑ -поясом ($D = 4$), или и тем, и другим ($D = 6$). Одно дополнение. У максимально плоского $\chi\alpha\chi$ -базиса Fe возможности удержать два ϑ -обруча вокруг двух χ -кластеров очень велики, но не беспредельны. Изотоп ${}^{60}\text{Fe}$ ($D = 8$), имеющий $\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi$ -конфигурацию, живет очень долго ($T^* = 1.5 \cdot 10(6)$ лет), но тем не менее имеет место неизбежный переход ${}^{60}\text{Fe} - \beta^- \rightarrow {}^{60}\text{Co}$.

Однако наращивание $\chi\alpha\chi$ -остова вдоль z -оси антисимметричными d - или t -кластерами Н-макушки в изотопах ${}^{28}\text{Ni}$ или α -кластерами в изотопах ${}^{30}\text{Zn}$ позволяет природе скомпоновать и устойчивые изотопы ${}^{28}\text{Ni}$ и ${}^{30}\text{Zn}$ с нейтронной упаковкой $D = 8$. Правда, относительная распространенность этих изотопов с двумя ϑ -обручами невелика. У $d\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi d$ -изотопа ${}^{64}\text{Ni}$ относительная распространенность $P = 1.16\%$, а у $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi\alpha$ -изотопа ${}^{68}\text{Zn}$ – $P = 18.6\%$ – третий столбец рис. 3.1.7.

Даже нечетный изотоп ${}^{57}\text{Fe}$ ($D = 5$) распространен больше, чем любые нуклиды с нечетным A и $Z > 14$, и больше, чем все рассматриваемые в этой части нуклиды с $Z > 21$ (кроме ${}^{58}\text{Ni}$) – рис. 3.1.6. Если воспользоваться персонажами античной мифологии, то несимметричные нуклиды ${}^{25}\text{Mn}$ можно назвать именем Гефеста, хромоногого от рождения.

А вот симметричные, плотно сбитые нуклиды ${}^{26}\text{Fe}$ справедливо назовем Аресом, агрессивным, бесшабашным красавцем, богом распрей и раздоров, авантюристом и сражений.

Это объект Природы, который всюду возникает, везде и во всем пытается поучаствовать.

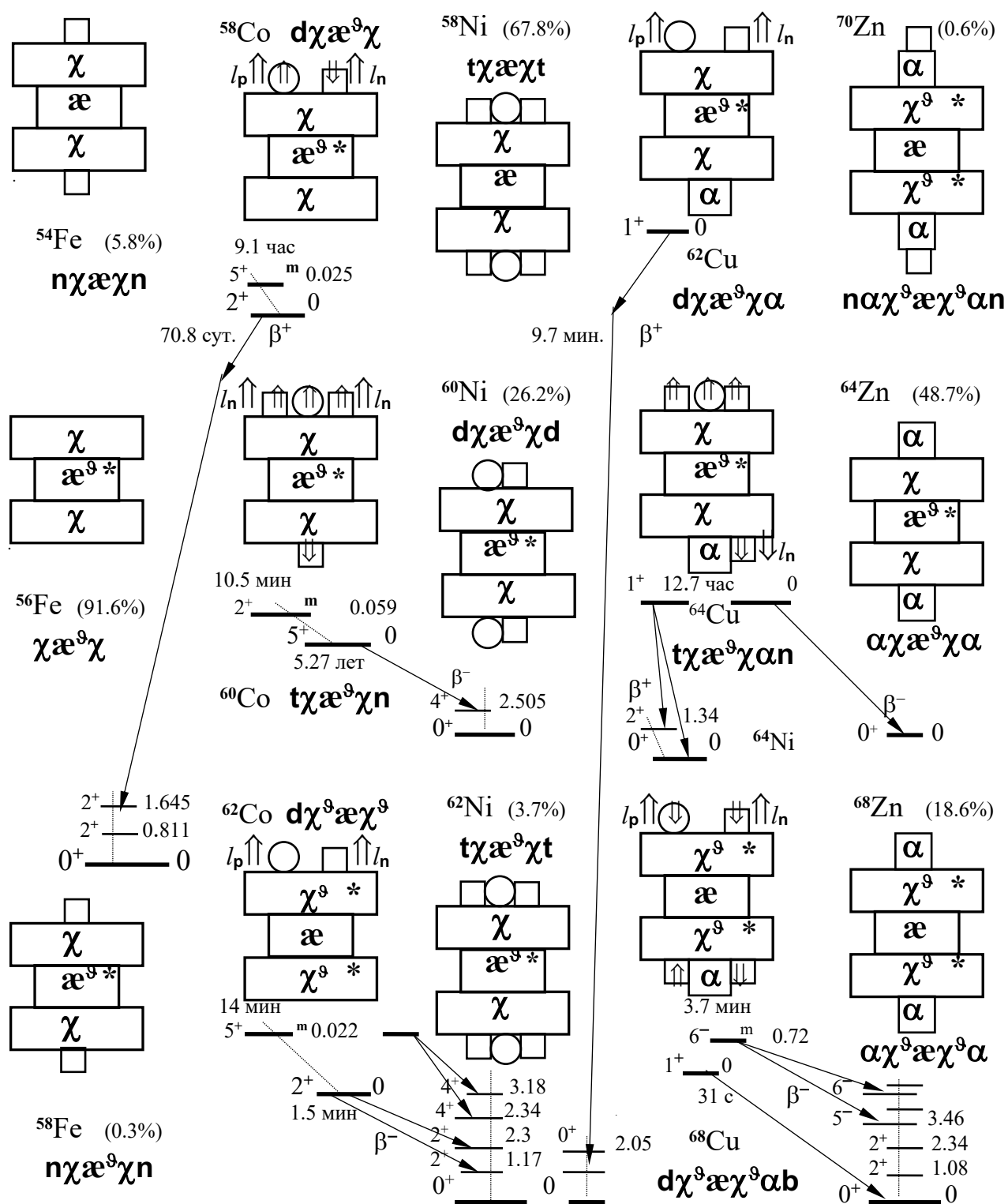


Рис. 3.1.7. Структуры основных состояний четных изотопов ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu и ^{30}Zn с $A = 54-70$

В-третьих, упомянем и о том, что Н-макушки изотопов с одинаковыми нейтронными упаковками $D = N - Z = 2, 4, 6, 8$ совершенно идентичны, соответственно, для следующих пар нуклидов: ^{20}Ca и ^{26}Fe (первый столбец рис. 3.1.1 и 3.1.7); ^{22}Ti и ^{28}Ni (третий столбец рис. 3.1.1 и 3.1.7); ^{24}Cr и ^{30}Zn (второй столбец рис. 3.1.4 и пятый – рис. 3.1.7). И еще один штрих. Если **пaxxan**-конфигурация ^{50}Cr ($D=2$) еще устойчива, то более z -вытянутая **пaxæxan**-конфигурация ^{62}Zn ($D=2$) без ϑ -пояса уже неустойчива и совершает β^+ -переход $^{62}\text{Zn} \rightarrow ^{62}\text{Cu}$ с периодом полуперехода $T^* = 9.2$ час.

Если идентификация или интерпретация (первое подразумевает экспериментальный аспект, а второе – аспект феноменологического описания) структуры основных состояний четно-четных изотопов Fe, Ni и Zn не вызывает особых трудностей (и моимп, и магним этих состояний равны нулю), то интерпретация конфигурации нечетно-нечетных нуклидов связана с целым рядом проблем. Среди них назовем проблемы точного измерения (идентификации) кинематических величин, характеризующих состояние нуклидов (моимп, магним и т.д.). Интерпретация экспериментальных данных, в свою очередь, неизбежно усложнена необходимостью перебора всех возможных вариантов незапрещенных конфигураций и их проверкой на соответствие значениям моимпов, магнимов, каналам β -, γ -переходов, реакциям резонансного возбуждения и т.д.

Проиллюстрируем вышесказанное обсуждением вероятной структуры нескольких нечетно-нечетных нуклидов кобальта и меди.

Изотоп кобальта с $A = 58$ в основном состоянии может иметь **dxæ⁹χ**-конфигурацию. При этом оба нуклона z -полюсного дейтропа имеют равный орбитал $l_n^d = l_p^d = 1$ и спины, направление которых указано на рис. 3.1.7. Тогда моимп и магним этого состояния ^{58}Co :

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 1 + 1 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_p^I + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 1 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

$$\text{Экспериментальные значения: } j_{\text{эксп}} = 2, \mu_{\text{эксп}} = 4.03.$$

Однако изотоп ^{58}Co в основном состоянии может иметь и **пxæx⁹p**-конфигурацию, в которой протон на одной из z -поверхностей **xæx**-остова упакован и центрирован ϑ -обвязкой, а на другой z -поверхности одиночный нейтрон имеет орбитал $l_n = 2$ – рис. 3.1.8а. Тогда моимп и магним этой конфигурации:

$$j = l_n + \Sigma^2 s_N = l_n + (s_p - s_n) = 2 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 2.8 + 2 \cos \varphi_n.$$

В изомерном состоянии этот изотоп ^{58}Co может иметь **dxæ⁹χ**-конфигурацию, в которой оба нуклона **d**-дейтропа имеют орбиталы $l_n^d = l_p^d = 2$ и сонаправленные с ними спины – рис. 3.1.8б. Тогда моимп и магним этого изомерного состояния:

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 2 + 2 + (1/2 + 1/2) = 5;$$

$$\mu = \mu_p^I + \mu_p \cos \varphi_p - \mu_n \cos \varphi_n \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p - 2 \cos \varphi_n.$$

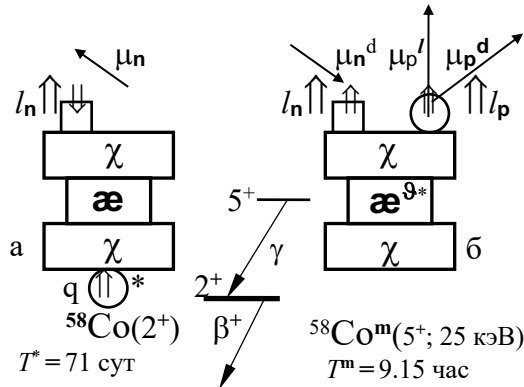


Рис. 3.1.8. Структуры основного и изомерного состояний ^{58}Co

Как видно из рис. 3.1.8, конфигурации Н-макушек основного и изомерного состояний ^{58}Co отличаются значительно, что проявляется и в большой разности их моимпов. Очень небольшое значение энергии возбуждения изомерного состояния ($E^m = 25$ кэВ) в совокупности с отличием конфигураций их Н-макушек обуславливает долгое время жизни этого изомерного состояния ($T^m = 9.15$ часа).

Аналогичные с ^{58}Co структуры Н-макушки (с дополнительной упаковкой $\chi\chi\chi$ -остова \mathfrak{g} -поясом) имеет и изотоп ^{62}Co .

В основном состоянии этот изотоп также имеет моимп $j = 2$, а в изомерном состоянии – $j = 5$. Можно принять гипотезу, что и конфигурации Н-макушки, включая орбиталы и спины ее двух нуклонов для состояний $^{62}\text{Co}(2^+; 0)$ и $^{62}\text{Co}^m(5^+; 22$ кэВ), аналогичны конфигурациям $^{58}\text{Co}(2^+; 0)$ и $^{58}\text{Co}^m(5^+; 25$ кэВ), соответственно, – рис. 3.1.8.

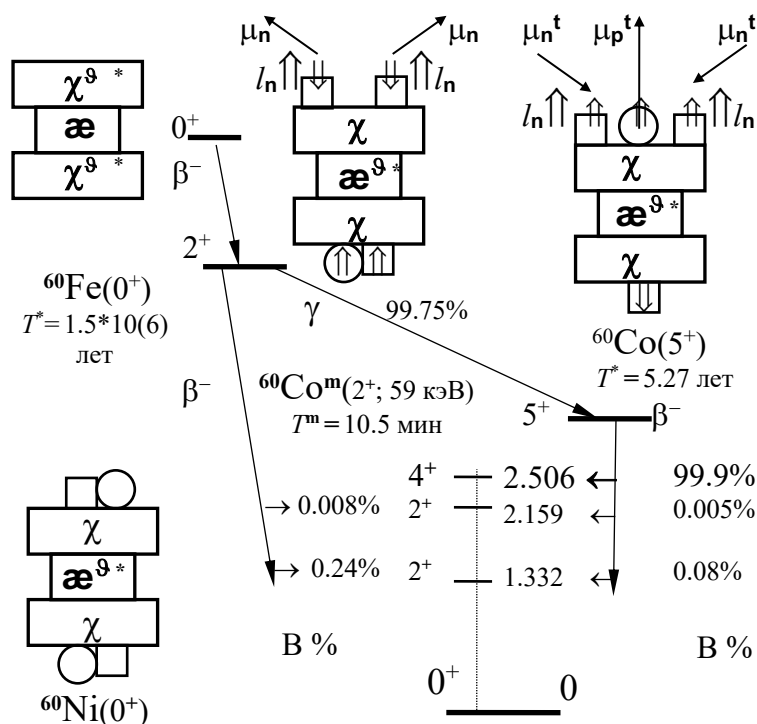
Для иллюстрации на рис. 3.1.7 приведена обсуждаемая $d\chi^9\mathfrak{ae}^9\chi$ -конфигурация изомерного состояния $^{62}\text{Co}^m(5^+)$, имеющая период полураспада $T^m = 13.9$ мин, который даже больше, чем период полуперехода основного состояния $^{62}\text{Co}(2^+)$, который равен $T^* = 1.5$ мин. Эта «аномалия» $T^* < T^m$ для ^{62}Co , несомненно, обусловлена тем, что $n\chi^9\mathfrak{ae}^9p$ -конфигурация основного состояния $^{62}\text{Co}(2^+)$ в большей степени соответствует (больше аналогична) низшим возбужденным состояниям $^{62}\text{Ni}^*(2^+; 1.173$ МэВ) (62.8% переходов) и $^{62}\text{Ni}^*(2^+; 2.302$ МэВ) (25.8% переходов) – рис. 3.1.7 –, чем конфигурация изомерного состояния $^{62}\text{Co}^m(5^+)$ – конфигурациям возбужденных состояний $^{62}\text{Ni}^*(2^+)$.

Знаменитый изотоп ^{60}Co (первые эксперименты группы Ц. Ву 1957 г. по проверке сохранения СР-четности в β -переходах, в которых были использованы для проверки высказанных «чисто гипотетических» предположений о несохранении СР-четности в β -переходах именно β -распады ^{60}Co) в основном состоянии имеет $t\chi\mathfrak{ae}^9\chi n$ -конфигурацию. Оба нейтрона z -полюсного t -триптопа имеют орбитал $l_n^t = 2$ и направления спинов, указанные на рис. 3.1.7. Тогда моимп и магним ^{60}Co :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_N = 2*2 + (3*1/2 - 1/2) = 5;$$

$$\mu = \mu_p - 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 - 2*2 \cos\varphi_n^t + 2 \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.78).$$

Этот изотоп также имеет изомерное состояние. Характерно, что β^- -переход долгоживущего изобара ^{60}Fe с вероятностью 100% идет именно в это изомерное состояние $^{60}\text{Co}^m(2^+; 52.8$ кэВ). Из предпосылки четности Н-макушки изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$, получаемого в результате β^- -перехода $^{60}\text{Fe} - \beta^- \rightarrow ^{60}\text{Co}^m(2^+)$ четной $\chi^9\mathfrak{ae}^9\chi$ -структуры ^{60}Fe , в качестве вероятной рассмотрим $2n\chi\mathfrak{ae}^9\chi d$ -конфигурацию $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ – рис. 3.1.9.

Рис. 3.1.9. Структуры четных изобаров с $A = 60$

Если предположить, что орбиталы пары нейтронов $l_n = 1$, то при указанной на рис. 3.1.9 ориентации спинов четырех нуклонов Н-макушки имеем моймп и магним $^{60}\text{Co}^m(2^+)$:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_N =$$

$$= 2 \cdot 1 + 2 \cdot 1/2 - 2 \cdot 1/2 = 2;$$

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_p^d \cos \varphi_p^d - \mu_n^d \cos \varphi_n^d + \\ &\quad + 2\mu_n \cos \varphi_n \approx \\ &\approx 2.8 \cos \varphi_p^d - 2 \cos \varphi_n^d + \\ &\quad + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n. \end{aligned}$$

Экспериментальные значения:

$$j_{\text{эксп}} = 2, \quad \mu_{\text{эксп}} = 4.4.$$

Если из основного состояния $^{60}\text{Co}(5^+)$ совершается с подавляющей вероятностью (99.9%) β^- -переход в возбужденное состояние $^{60}\text{Ni}^*(4^+; 2.506 \text{ МэВ})$, которое, возможно, имеет аналогичную $\text{tx}\alpha^9\chi\text{p}$ -конфигурацию, и с очень малой вероятностью в $\text{dx}\alpha^9\chi\text{d}$ -состояния $^{60}\text{Ni}^*(2^+; 1.332 \text{ МэВ})$ и $^{60}\text{Ni}^*(2^+; 2.159 \text{ МэВ})$, то из изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ β^- -переход с очень малой вероятностью (0.25%) идет только на два указанных состояния $^{60}\text{Ni}^*(2^+)$ – рис. 3.1.9.

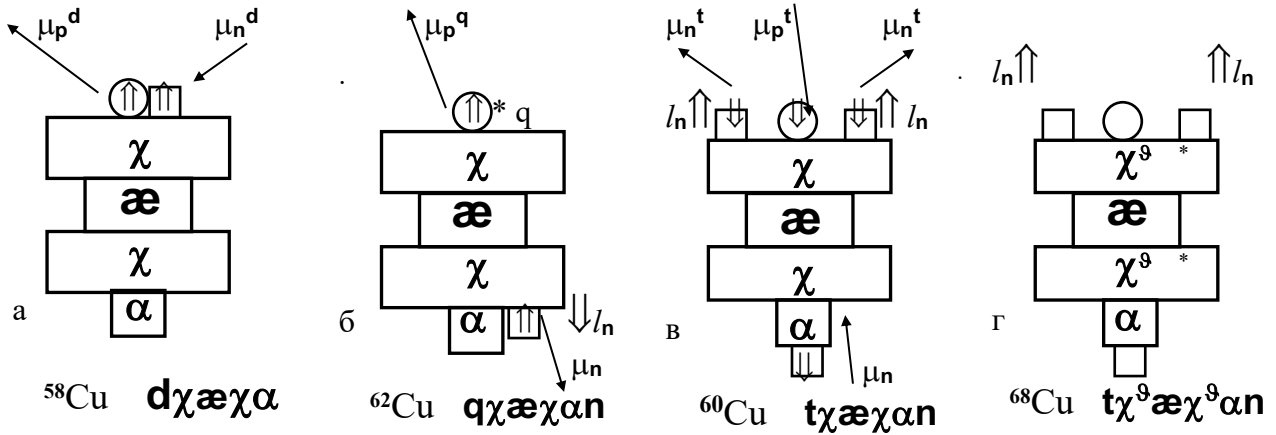
А в основном из изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ с вероятностью 99.75% совершается γ -переход: $^{60}\text{Co}^m(2^+) \rightarrow ^{60}\text{Co}(5^+)$.

Нечетно-нечетный изотоп ^{58}Cu ($D=0$) из условия ху-симметрии структуры и с учетом упаковки $\chi\alpha\chi$ -остова на одном его z -полюсе α -кластером в основном состоянии, вероятнее всего, имеет $\text{dx}\alpha^9\chi\alpha$ -конфигурацию, причем оба нуклона не имеют орбиталов – рис. 3.1.10а. Моймп основного состояния ^{58}Cu :

$$j = s_p + s_n = 1.$$

Изотоп ^{62}Cu ($D=4$) дополнительно к ^{58}Cu имеет тетранейтронный пояс. Этот 9-пояс может быть размещен вокруг внутреннего, экваториального α -кластера остова. Однако наличие z -полюсного α -кластера не менее вероятной делает и более «стройную», z -вытянутую $\text{p}^9\chi\alpha\chi\alpha\text{n}$ -конфигурацию – рис. 3.1.10б. Образно эту структуру можно вообразить жонглёршей, плотно укутавшей свою голову единственным предметом своей одежды – широким, эластичным 9-поясом, стянутым с талии, – и непрерывно вращающей вокруг своих бедер шляпку-котелок, сдернутую со своей Н-макушки.

Приняв орбитал единственного вращающегося нейтрона $l_n = 2$ и противоположное ему направление спинов двух не спаренных нуклонов (протона и нейтрона), получим моймп и магним ^{62}Cu в этой конфигурации – рис. 3.1.10б.

Рис. 3.1.10. Структуры основных состояний четных изотопов ^{29}Cu

$$j = l_n + \Sigma^2 s_N = 2 - 2 \cdot 1/2 = 1;$$

$$\mu = -\mu_p^q \cos \varphi_p^q + \mu_n \cos \varphi_n \approx -2.8 \cos \varphi_p^q + 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.38).$$

(Заметим, что гипотетическая $\mathbf{d}\chi\mathbf{æ}^9\chi\alpha$ -конфигурация ^{62}Cu с \mathbf{d} -дейтроном на z -полюсе противоречит экспериментальному значению магнима ($\mu_{\text{эксп}} = -0.38$). В этой конфигурации не спаренные нуклоны дейтропа не имеют орбитала:

$$j = s_p + s_n = 1; \quad \mu = \mu_p^d \cos \varphi_p^d - \mu_n^d \cos \varphi_n^d \approx 2.8 \cos \varphi_p^d - 2 \cos \varphi_n^d.$$

Изотоп ^{60}Cu ($D=2$) из вышеупомянутой тенденции z -вытянутости структуры в основном состоянии, вероятнее всего, может иметь $\mathbf{t}\chi\mathbf{æ}\chi\alpha\mathbf{n}$ -конфигурацию – рис. 3.1.10в. Если орбиталы двух нейтронов t -триптопа $l_n^t=2$, а спины всех четырех нуклонов N -макушки им противоположны, то моимп и магним ^{60}Cu :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 2 - 4 \cdot 1/2 = 2;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos \varphi_p^t + 2\mu_n^t \cos \varphi_n^t + \mu_n \cos \varphi_n \approx -2.8 \cos \varphi_p^t + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t + 2 \cos \varphi_n.$$

Экспериментальные значения: $j_{\text{эксп}} = 2$, $\mu_{\text{эксп}} = 1.22$.

Изотоп ^{64}Cu ($D=6$) отличается от ^{60}Cu добавленным \mathfrak{D} -поясом. Этот тетранейтронный пояс уже не может быть замотан вокруг протона на z -полюсе (как это было возможно для ^{62}Cu). Поэтому \mathfrak{D} -пояс размещается на экваториальном $\mathbf{æ}$ -кластере остова, а нуклид ^{64}Cu в основном состоянии имеет $\mathbf{t}\chi\mathbf{æ}^9\chi\alpha\mathbf{n}$ -конфигурацию, отличающуюся от вышерассмотренной структуры ^{60}Cu только \mathfrak{D} -поясом – рис. 3.1.7. Если принять, что только не спаренный нейтрон, вращающийся вокруг α -кластера на z -поверхности остова, имеет орбитал $l_n=2$ и сонаравенный с ним спин, а все нуклоны t -триптопа не имеют орбитального вращения и их спины противоположны орбиталу одиночного нейтрона, то моимп и магним ^{64}Cu :

$$j = l_n + \Sigma^4 s_N = 2 + (1/2 - 3 \cdot 1/2) = 1;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos \varphi_p^t + 2\mu_n^t \cos \varphi_n^t - \mu_n \cos \varphi_n \approx -2.8 \cos \varphi_p^t + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t - 2 \cos \varphi_n.$$

Экспериментальные значения: $j_{\text{эксп}} = 1$, $\mu_{\text{эксп}} = -0.216$.

Изотоп ^{68}Cu ($D=10$) дополнительно к ^{60}Cu упакован уже двумя ϑ -поясами. Из условия симметрии можно предположить, что они размещаются на двух χ -кластерах остова в $\text{n}\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\text{t}$ -конфигурации – рис. 3.1.10г. Для обеспечения максимальной уравниженности в этой структуре оба нейтрона тритопа имеют орбитал $l_n^t=2$ (или $l_n^t=3$). Эту конфигурацию можно сопоставить изомерному состоянию $^{68}\text{Cu}^m(6^+; 0.72 \text{ МэВ})$, у которого помимо γ -перехода еще имеются и три канала β^- -перехода в возбужденные состояния $^{68}\text{Zn}^*$ с $j=4, 5, 6$:

$$^{68}\text{Cu}^m(6^+; 0.72 \text{ МэВ}) \begin{cases} \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}^*(6^+; 3.61 \text{ МэВ}) & P=4.9\%; \\ \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}^*(5^-; 3.46 \text{ МэВ}) & P=3.6\%; \\ \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}^*(4^+; 2.42 \text{ МэВ}) & P=2.2\%. \end{cases}$$

Основное состояние ^{68}Cu , вероятнее всего, имеет $2\text{n}\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\text{d}$ -конфигурацию – рис. 3.1.7. В этом состоянии ^{68}Cu имеет $j=1$ и с $T^*=31$ с испытывает β^- -переход в основном на самые нижние возбужденные уровни $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\alpha$ -нуклида ^{68}Zn :

$$^{68}\text{Cu}(1^+; 0) \begin{cases} \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}(0; 0) & P=37\%; \\ \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}^*(2^+; 1.078 \text{ МэВ}) & P=37\%; \\ \beta^- \rightarrow ^{68}\text{Zn}^*(2^+; 2.34 \text{ МэВ}) & P=16\%. \end{cases}$$

Четный состав (d и 2n) Н-макушки $^{68}\text{Cu}(1^+; 0)$ гораздо больше соответствует $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\alpha$ -структуре основного состояния ^{68}Zn , поэтому и период его полуперехода меньше, чем время жизни его изомерного состояния $^{68}\text{Cu}^m(6^+; 0.72) - 3.7$ мин.

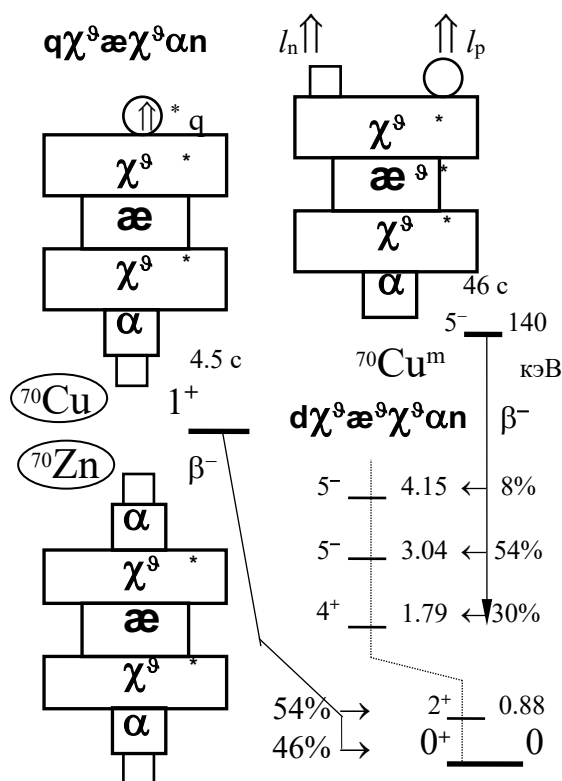


Рис. 3.1.11. Структуры основного и изомерного состояний ^{70}Cu

Изомерное состояние имеет и изотоп ^{70}Cu . В основном состоянии ^{70}Cu имеет $\text{n}\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\text{q}$ -конфигурацию с $j=s_p+s_n=1$. С очень небольшим периодом полуперехода $T^*=4.5$ с из основного состояния ^{70}Cu совершается β^- -переход на два нижних уровня $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi\alpha\text{n}$ -нуклида ^{70}Zn – рис. 3.1.11.

Изомерное состояние $^{70}\text{Cu}^m(5^-; 140 \text{ кэВ})$ имеет $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha\epsilon^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{d}$ -конфигурацию, в которой оба нуклона d -дейтрона имеют орбитал $l_n^d=l_p^d$, так что $j=\Sigma^2 l_n^d + \Sigma^2 s_n^d$.

Из этого изомерного состояния $^{70}\text{Cu}^m(5^-)$ тоже совершается β^- -переход, но уже на другие возбужденные уровни $^{70}\text{Zn}^*$ и со значительно большим периодом полуперехода $T^m=46$ с – рис. 3.1.11. И в этом случае соотношение $T^m > T^*$ обусловлено аналогией одной пары начальных и конечных конфигураций или отличием другого возможного сочетания этих состояний.

А каковы особенности нечётных нуклидов с $\chi\alpha\epsilon\chi$ -остовом?

Зеркальные нуклиды с одним нуклоном на $\chi\alpha\chi$ -остове неустойчивы. Нуклид ^{53}Fe с $n\chi\alpha\chi$ -структурой испытывает β^+ -переход с $T^* = 8.5$ мин. Его одинокий нейтрон на z -поверхности χ -кластера находится в состоянии, подобном состоянию нейтрона на z -поверхности $\chi\chi$ -остова нечетных изотопов ^{20}Ca . Его орбитал также равен $l_n = 3$, а моимп $j = 7/2$. Зеркальный ^{53}Fe ($D = 1$) $p\chi\alpha\chi$ -изобар ^{53}Co ($D = -1$) в основном состоянии должен иметь протон с кинематическими параметрами, аналогичными параметрам протона в нечетных изотопах ^{21}Sc с $\chi\chi$ -остовом.

Интересно, что $\chi\alpha\chi$ -остов позволяет одиночному протону развить очень большой орбитал $l_p = 10$. В состоянии с таким орбиталом одиночного протона моимп состояния $j = l_p - s_p = 19/2$. Состояние $^{53}\text{Co}^m(19/2^-)$ было экспериментально обнаружено группой Черни {Л.39} в реакции $^{54}\text{Fe}(p, 2n)^{53}\text{Co}^m(19/2^-)$. В протонном спектре этой реакции отчетливо заметна одна узкая линия с $E_p = 1.6$ МэВ, точно соответствующая p -распаду $^{53}\text{Co}^m - p \rightarrow ^{52}\text{Fe}$. При дальнейшем исследовании этой реакции было установлено, что в состоянии $^{53}\text{Co}^m(19/2^-; 3.2 \text{ МэВ})$ нуклид живет достаточно долго ($T^* = 0.247$ с) и совершает не γ -переход $^{53}\text{Co}^m - \gamma \rightarrow ^{53}\text{Co}^*$, а сразу переходит в более гармоничную структуру двумя способами. Во-первых, имеет место β^+ -переход в структурно аналоговое, зеркальное состояние $^{53}\text{Fe}^*(19/2^-)$ с вероятностью $B = 98.5\%$, а, во-вторых, имеет место выброс протона с энергией протона $E_p = 1.6$ МэВ (вероятность $B = 1.5\%$) – рис. 3.1.12. Это достаточно уникальный случай, когда из изомерного состояния, имеющего долгое время жизни, имеет место не γ -переход, не β^- -переход, а выброс протона.

Если обратиться к другим нечетным нуклидам с $\chi\alpha\chi$ -остовом, то нечетные изотопы ^{27}Co имеют состояние не спаренного протона на z -поверхности остова, подобное состоянию протона на $\chi\chi$ -остове ^{21}Sc .

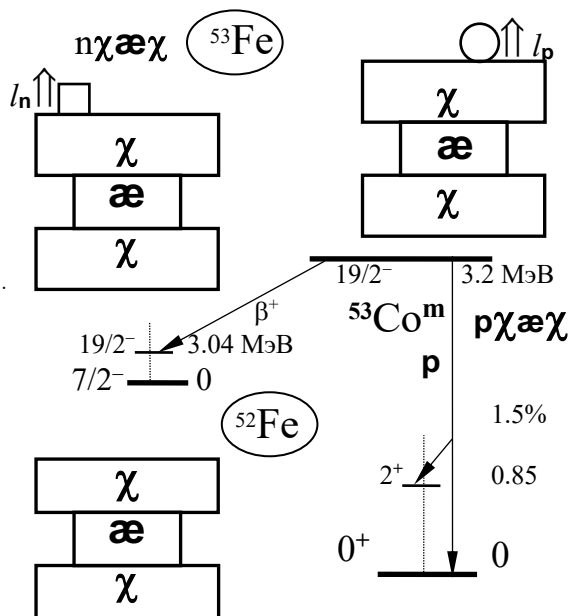


Рис. 3.1.12. Каналы распада изомерного состояния $^{53}\text{Co}^m(19/2^-)$

Следовательно, в основном состоянии он имеет орбитал $l_p = 3$, моимп изотопов ^{27}Co

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2,$$

а магним $\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p$ – рис. 3.1.13 (второй столбец). Экспериментальные значения для изотопов ^{27}Co с различной упаковкой $D = 1, 3, 5$ близки: $^{55}\mu = 4.82$, $^{57}\mu = 4.74$, $^{59}\mu = 4.62$. Заметно, что с увеличением нейтронной упаковки угол наклона φ_p z_p -оси не спаренного протона чуть-чуть увеличивается.

Даже численно значения магнимов изотопов ^{27}Co близки значениям магнимов для изотопов ^{21}Sc , а для $D = 3$ они практически равны. Усложнение, вытягивание структуры $\chi\alpha\chi$ -остова α -кластером на одном из его z -полюсов значительно изменяет состояние не спаренного нуклона в такой $\chi\alpha$ -несимметричной конфигурации.

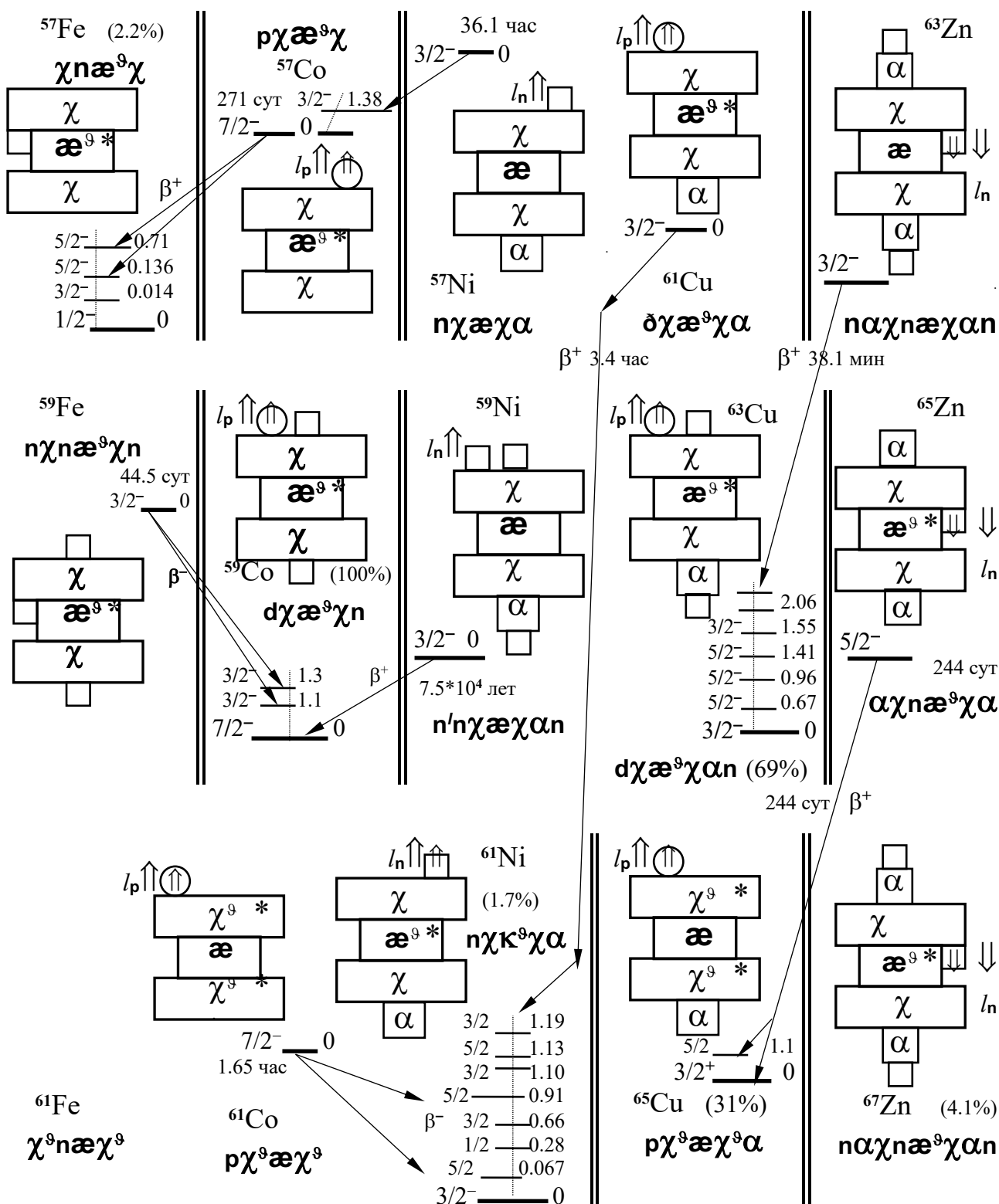


Рис.3.1.13. Структуры основных состояний нечетных изотопов ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu и ^{30}Zn с $A = 57-67$

Нечетные изотопы ^{29}Cu , имеющие α -целочисленный ($\chi\alpha\chi\alpha$)-базис, имеют не спаренный протоп в одинаковых кинематических состояниях с минимальным орбиталом $l_p = 1$, моимп $j = l_p + s_p = 3/2$, а магним:

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx 14.2.8 \cos \varphi_p \quad \text{рис. 3.1.13 (четвертый столбец)}.$$

Экспериментальные значения для изотопов ^{29}Cu с $D = 3, 5, 7$ близки: $^{61}\mu = 2.14$, $^{63}\mu = 2.226$, $^{65}\mu = 2.385$. Приметно, что с увеличением нейтронной упаковки угол наклона φ_p z_p -оси не спаренного протопа чуть-чуть уменьшается.

Заметим, что «постоянство» состояния не спаренного нуклопа справедливо и для нечётных изотопов ^{28}Ni , конфигурация которых зеркальна конфигурациям изотопов ^{29}Cu . Не спаренный нейтрон ^{28}Ni с $A = 57, 59, 61$ также, как и протоп ^{29}Cu , имеет орбитал $l_n = 1$, моимп $j = l_n + s_n = 1 + 1/2 = 3/2$. То же относится и к магнимам изотопов ^{28}Ni . Изотоп $^{61}\text{Ni}^5$ ($D = 5$) с $\alpha\chi\alpha^9\chi n$ -конфигурацией, ϑ -зеркальной $\alpha\chi\alpha^9\chi p$ -конфигурации $^{61}\text{Cu}^3$ ($D = 3$) – рис. 3.1.13 –, имеет магним:

$$\mu = -\mu_n \cos \varphi_n \approx -2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.75).$$

Обратим внимание, что и углы наклона этих ϑ -зеркальных конфигураций почти одинаковы: φ_p ($^{61}\text{Cu}^3$) $\approx 66^\circ$, φ_n ($^{61}\text{Ni}^5$) $\approx 68^\circ$.

Если одиночный протоп почти не реагирует на изменение нейтронной упаковки и его магним остается почти постоянным и для ^{27}Co , и для ^{29}Cu при изменении $D = N - Z$, то для нуклидов с четным Z (^{26}Fe , ^{30}Zn) поведение не спаренного нейтрона особым постоянством не отличается. Не спаренный нейтрон нечетных изотопов ^{26}Fe и ^{30}Zn значительно изменяет свои кинематические параметры при изменении их нейтронной упаковки. Это было обсуждено еще при рассмотрении нечетных изотопов ^{24}Cr с ($\alpha\chi\chi\alpha$)-базисом. Это справедливо и для нечётных изотопов ^{30}Zn с ($\alpha\chi\alpha\chi\alpha$)-базисом.

Так, оба нечётных изотопа ^{30}Zn с ϑ -поясом: $n(\alpha\chi\alpha^9\chi\alpha)$ -изотоп $^{65}\text{Zn}^5$ ($D = 5$) и $n(\alpha\chi\alpha^9\chi\alpha)2n$ -изотоп $^{67}\text{Zn}^7$ ($D = 7$) – в основном состоянии имеют орбитал не спаренного нейтрона $l_n = 3$, а моимп и магним:

$$j = l_n - s_n = 3 - 1/2 = 5/2, \quad \mu = \mu_n \cos \varphi_n \approx 2 \cos \varphi_n.$$

Экспериментальные значения: $^{65}\mu = 0.77$, $^{67}\mu = 0.876$.

Но ^{63}Zn ($D = 3$) в основном состоянии имеет $j = 3/2$, а ^{69}Zn ($D = 9$) – $j = 1/2$, или в изомерном состоянии $^{69}\text{Zn}^m$ – $j = 9/2$. Это может быть обусловлено тем, что в z -вытянутом ($\alpha\chi\alpha\chi\alpha$)-базисе изотопов ^{30}Zn , если экваториальный α -кластер не обтянут ϑ -поясом, то не спаренный нейтрон может располагаться в одной из пустых ниш экваториального α -кластера, между двумя χ -кластерами. Это относится к $n\alpha\chi(\alpha n)\chi\alpha n$ -конфигурации основного состояния $^{63}\text{Zn}^3$ – рис. 3.1.13 (5 столбец), к $\alpha\chi^9(\alpha n)\chi^9\alpha$ -конфигурации основного состояния $^{69}\text{Zn}^9$, и может быть отнесено к $n\alpha\chi^9(\alpha n)\chi^9\alpha n$ -конфигурации основного состояния $^{71}\text{Zn}^{11}$. Не спаренный нейтрон в нише α -кластера, между двумя χ -кластерами, обтянутыми ϑ -обручами, имеет минимально возможный моимп $j = 1/2$.

Можно предположить, что и нечётные изотопы ^{26}Fe имеют состояние не спаренного нейтрона, сходное с состоянием нейтрона в изотопах ^{30}Zn .

Так, в $n\chi(n\alpha^9)\chi n$ -конфигурации изотопа ^{59}Fe с тремя нейтронами на $\chi\alpha^9\chi$ -остове имеет место одинаковые моимп $j=3/2$ и магним $|\mu| \approx 0.28$ с нуклидом $^{63}\text{Zn}^3$, который имеет $n\alpha\chi(\alpha n)\chi\alpha n$ -конфигурацию – рис. 3.1.13. Изотоп ^{57}Fe ($\chi\alpha^9\chi$ -остов плюс один нейтрон) имеет такой же моимп $j=1/2$, как и ^{69}Zn , который имеет $\alpha\chi^9\alpha^9\chi\alpha$ -базис плюс один нейтрон.

Впрочем, все предположения к обсуждению структуры и конфигураций требуют дополнительного исследования на базе другого массива экспериментальных данных, информации из экспериментов другого характера (сечения реакций при разных снарядах, вероятности каналов γ -переходов, β^- -переходов и т.д.).

Акцентируем внимание на том, что из нечетных изотопов с $\chi\alpha\chi$ -остовом устойчивы только нуклиды с Θ -поясом Афродиты: $\chi n\alpha^9\chi$ -нуклид ^{57}Fe ($P=2.2\%$), $d\chi\alpha^9\chi n$ -нуклид ^{59}Co ($P=100\%$), $n\chi\alpha^9\chi\alpha$ -нуклид ^{61}Ni ($P=1.25\%$), $d\chi\alpha^9\chi\alpha n$ -нуклид ^{63}Cu ($P=69\%$) – все имеют $D=5$, а также $q\chi\alpha^9\chi\alpha$ -нуклид (где $q \equiv p^9$) ^{65}Cu ($P=31\%$) и $n(\alpha n\chi\alpha^9\chi\alpha)n$ -нуклид ^{67}Zn ($P=4.1\%$) – оба с $D=7$.

Из радиоактивных изотопов наиболее устойчивы (имеют достаточно большой период полураспада), также нуклиды с упаковкой, близкой к Θ -поясу ($D=4 \pm 1$): $p\chi\alpha^9\chi$ -нуклид ^{57}Co ($D=3$), $n\alpha\chi\alpha^9\chi\alpha$ -нуклид ^{65}Zn ($D=5$) – с $T^* \approx 3/4$ года. Даже на этом фоне выделяется долгожитель ^{59}Ni ($D=3$), у которого конкурируют $2n\chi\alpha\chi\alpha n$ - и $d\chi\alpha^9\chi p$ -конфигурации и который имеет период ε -захвата $T^* = 2.9 \cdot 10^5$ лет! Долго живет и его изотоп ^{63}Ni , прихвативший еще дополнительный Θ -пояс и поэтому испытывающий уже β^- -переход с $T^* = 100$ лет.

В заключение этой главы добавим несколько обобщающих штрихов к структурам, свойствам, параметрам нуклидов и начнем с систематики изомеров.

Сразу заметно, что среди рассмотренных нуклидов с $70 \geq A$ изомерными состояниями обладают только нечётно-нечётные нуклиды: ^{21}Sc , ^{25}Mn , ^{27}Co и ^{29}Cu . При этом четко прослеживается закономерность: изомерные состояния имеют нуклиды с незанятыми z -поверхностями χ -кластеров, имеющие еще один не спаренный протон и нечётное число нейтронов N . Это справедливо для $\chi\chi$ -остова ^{21}Sc ($D=0, 2, 4, 8$), $\delta\chi\chi$ -остова ^{25}Mn ($D=0, 2, 8$), $\chi\alpha\chi$ -остова ^{27}Co ($D=4, 6, 8$). Если к этим нуклидам добавить ^{13}Al , имеющий $\alpha\alpha$ -остов плюс протон и нейтроны упаковки ($D=-2, 0, 4$), то можно сделать достаточно прозрачный вывод, что в этих случаях изомерное состояние обусловлено потенциальной возможностью иметь на противоположных внешних z -поверхностях χ -кластеров чётное или нечётное число нуклонов, то есть суммарную N -макушку из чётной или нечётной совокупности нуклонов на каждом из двух z -полюсов остова: $[d(pn) + 0]$ или $[p + n]$; $[t(npn) + n]$ или $[d + 2n]$. А устойчивость (длительное время жизни) изомеров дополнительно обуславливается достаточно большой разницей $\Delta j = |j^m - j_0|$ между моимпами изомерного и основного состояний нуклидов. Уточним, что и это обстоятельство, по существу, есть прямое следствие неодинаковой конфигурации двух вариантов N -макушек и, соответственно, неравенства параметров их нуклонов.

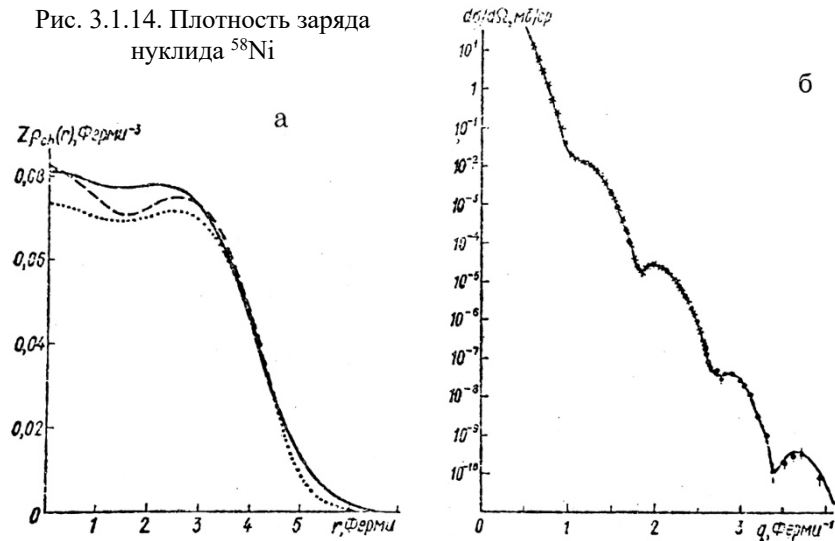
Кстати, у всех нечётно-нечётных нуклидов с незанятой хотя бы одной z -поверхностью χ -кластера и с $D=0$ в основном состоянии моимп $j=0$: $^{42}\text{Sc}(0; 0)$, $^{46}\text{V}(0; 0)$, $^{50}\text{Mn}(0; 0)$, $^{54}\text{Co}(0; 0)$. Следовательно, все они имеют pFn -конфигурацию ($^{42}\text{Sc}(0; 0)$, $^{50}\text{Mn}(0; 0)$, $^{54}\text{Co}(0; 0)$) или tFa -конфигурацию ($^{46}\text{V}(0; 0)$).

Рис. 3.1.14. Плотность заряда нуклида ^{58}Ni

(а) Распределение плотности заряда на основе экспериментальных данных по рассеянию электронов и рентгеновскому излучению μ -атомов {л.40}.

(б) Зависимость экспериментальных сечений упругого рассеяния электронов на ^{58}Ni от переданного момента: {л.43};

* {л.41}



Другой, важный штрих – постоянство «средней плотности заряда» нуклидов, которая интерпретируется на основе совокупности независимых экспериментов.

Как уже упоминалось, первыми экспериментами, на основе которых интерпретировалась плотность распределения зарядов, были работы Р.Хофстадтера по рассеянию электронов нуклидами. Для иллюстрации на рис. 3.1.14б приведена зависимость экспериментального сечения упругого рассеяния на ^{58}Ni от переданного импульса, а на рис. 3.1.14а – плотность заряда ^{58}Ni , интерпретирующая экспериментальные данные. Сравнение с рис. 1.1.10 свидетельствует о плотной и в среднем одинаковой упаковке F-остовов всех нуклидов, что является косвенным свидетельством одинаковой плотности нуклонов в α -, δ -, æ -, χ -кластерах F-остовов всех нуклидов.

Систематика приращений энергий связи, моимпов, магнимов будет более подробно обсуждена в гл. 3.6, а сейчас лишь назовем двух абсолютных рекорсменов по удельной энергии связи на один нуклон. По этому критерию наиболее плотной утрамбовкой, укладкой нуклонов является $\chi\text{æ}^9\chi$ -остов с ϑ -поясом. Этот $\chi\text{æ}^9\chi$ -остов является наиболее плотной структурой: кубический трицилиндр, у которого поперечные α -размеры по всем трем осям x , y , z равны трем. Правда, оба рекорсмена имеют две антисимметричные z -полюсные заглушки. Наибольшую энергию связи на один нуклон имеет $\text{t}\cdot\chi\text{æ}^9\chi\text{t}\cdot$ -нуклид ^{62}Ni ($D=6$), у которого $E_0^A = E_0 / A = 545.288 / 62 = 8.79496$ МэВ и у которого обе z -поверхности $\chi\text{æ}^9\chi$ -остова дополнительно упакованы t -тритопами. Второе место по этому критерию занимает $\text{n}\chi\text{æ}^9\chi\text{n}$ -нуклид ^{58}Fe , у которого тот же динамически остов завинчен, задраен двумя антисимметричными z -полюсными нейтронами – рис. 3.1.7. У вице-рекордсмена ^{58}Fe удельная энергия связи меньше лишь на самую малость: $E_0^A = E_0 / A = 509.969 / 58 = 8.79255$ МэВ.

Оба рекорсмена имеют одинаковую по составу нейтронную упаковку $D=6$, и, вот, «нестыковка»: распространенность этих изотопов не максимальна. Если $\chi\text{æ}^9\chi$ -нуклид ^{56}Fe имеет большую относительную распространенность $P=91.6\%$, то вице-рекордсмен $\text{n}\chi\text{æ}^9\chi\text{n}$ -нуклид ^{58}Fe имеет лишь $P=0.34\%$.

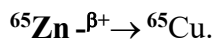
Если $t_x\chi\alpha\chi t_y$ -нуклид ^{58}Ni имеет $P=67.8\%$, то рекордсмен $t_x\chi\alpha^9\chi t_y$ -нуклид ^{62}Ni имеет лишь $P=3.66\%$. Как видим, «принцип экономии энергии» не является абсолютным. Природа создала больше таких изотопов, которые ей красивее, симпатичнее, гармоничнее, а не таких, которые «экономнее энергетически».

Еще один субъективный штрих. Если все нуклиды с нечетным Z , рассмотренные в этой главе, имели только один (единственный) устойчивый изотоп с упаковкой, включающей ϑ -пояс, – $^{23}\text{V}^5$, $^{25}\text{Mn}^5$, $^{27}\text{Co}^5$ и $^{21}\text{Sc}^3$, – рис. 3.1.2, 3.1.4, 3.1.13, то медь, кроме $^{29}\text{Cu}^5$ ($P=69.1\%$), имеет и второй устойчивый изотоп Cu^7 . Этот изотоп с $p\chi^9\alpha^9\chi\alpha$ -конфигурацией имеет не один пояс на экваториальном α -кластере, а две ϑ -обвязки на χ -бюсте и χ -бедрах. Если обратиться к мифологии, то на основе этимологии можно сказать, что Афродита в данном случае спустилась с Олимпа, явилась на Кипр и была наречена Кипридой. Киприда всегда носит либо ϑ -пояс на χ -талии ($^{63}\text{Cu}^5$), либо две ϑ -обвязки на χ -бюсте и χ -бедрах ($^{65}\text{Cu}^7$). Если ($\alpha\chi\alpha\chi\alpha$)-Афродита не вступает в «химические» связи, то Киприда или Афродита Пандеймос всюду участвует в земной жизни и вступает в «химические» связи с любым достаточно активным и напористым партнером.

И совсем кратко о возбужденных состояниях нуклидов. Некоторые возбужденные уровни рассмотренных нуклидов, проявляющиеся с наибольшей вероятностью в β -переходах, представлены на рис. 3.1.1-2, 4-5, 7, 9, 11-13. Для полноты картины воспроизведем более полную диаграмму возбужденных уровней изобаров с $A=65$ и $A=66$ – рис. 3.1.15-16. На этих рисунках отчетливо заметны упоминавшиеся особенности спектров.

Спектры возбужденных уровней чётно-нечётных нуклидов ^{66}Ni , ^{66}Zn намного разреженнее, чем спектры их нечётно-нечётных изобаров ^{66}Cu или ^{66}Ga – рис. 3.1.16. В то же время, спектры нуклидов с нечётным $A=65$ по общей разреженности примерно одинаковы, но в деталях не имеют никакого сходства. Относительно приведенных на рис. 3.1.16 структур нуклидов нужно заметить, что $d\chi^9\alpha^9\chi\alpha$ -конфигурация, вероятнее всего, имеет место в возбужденных состояниях изобара $^{66}\text{Cu}^*$, а в основном состоянии ^{66}Cu , возможно, имеет $p^9\chi\alpha^9\chi\alpha n$ -конфигурацию, отличающуюся от $p^9\chi\alpha\chi\alpha n$ -конфигурации ^{62}Cu – рис. 3.1.10б – только ϑ -поясом на α -экваторе. Эта структура имеет большую степень сходства, аналогии с $n(\alpha\chi\alpha^9\chi\alpha)n$ -конфигурацией основного состояния ^{66}Zn . Поэтому β^- -переход $^{66}\text{Cu} \rightarrow ^{66}\text{Zn}$ идет с наибольшей вероятностью в основное состояние ^{66}Zn (92.6%), да и период полуперехода невелик – $T^* = 5.1$ мин.

Кстати, β^- -переход $n\chi^9\alpha^9\chi\alpha$ -нуклида ^{65}Ni также с наибольшей вероятностью (60%) идет в основное состояние ^{65}Cu , имеющее аналогичную $p\chi^9\alpha^9\chi\alpha$ -структуру – рис. 3.1.15. Это особенно заметно в сравнении с β^+ -переходом:



Различие начальной $n(\alpha\chi\alpha^9\chi\alpha)$ -конфигурации ^{65}Zn и конечной структуры ^{65}Cu значительно удлиняет период полураспада ($T^* = 244$ суток) и обуславливает наибольшую вероятность β^+ -перехода ^{65}Zn не в основное, а в возбужденное состояние $^{65}\text{Cu}^*(5/2^-; 1.115 \text{ МэВ})$. Естественно, что β^- -переход $^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$ в это возбужденное состояние, напротив, имеет небольшую вероятность – рис. 3.1.15.

На рис. 3.1.15, 16 представлены возбужденные уровни и предполагаемые структуры изобаров с $A=65, 66$, у которых $Z=31, 32$.

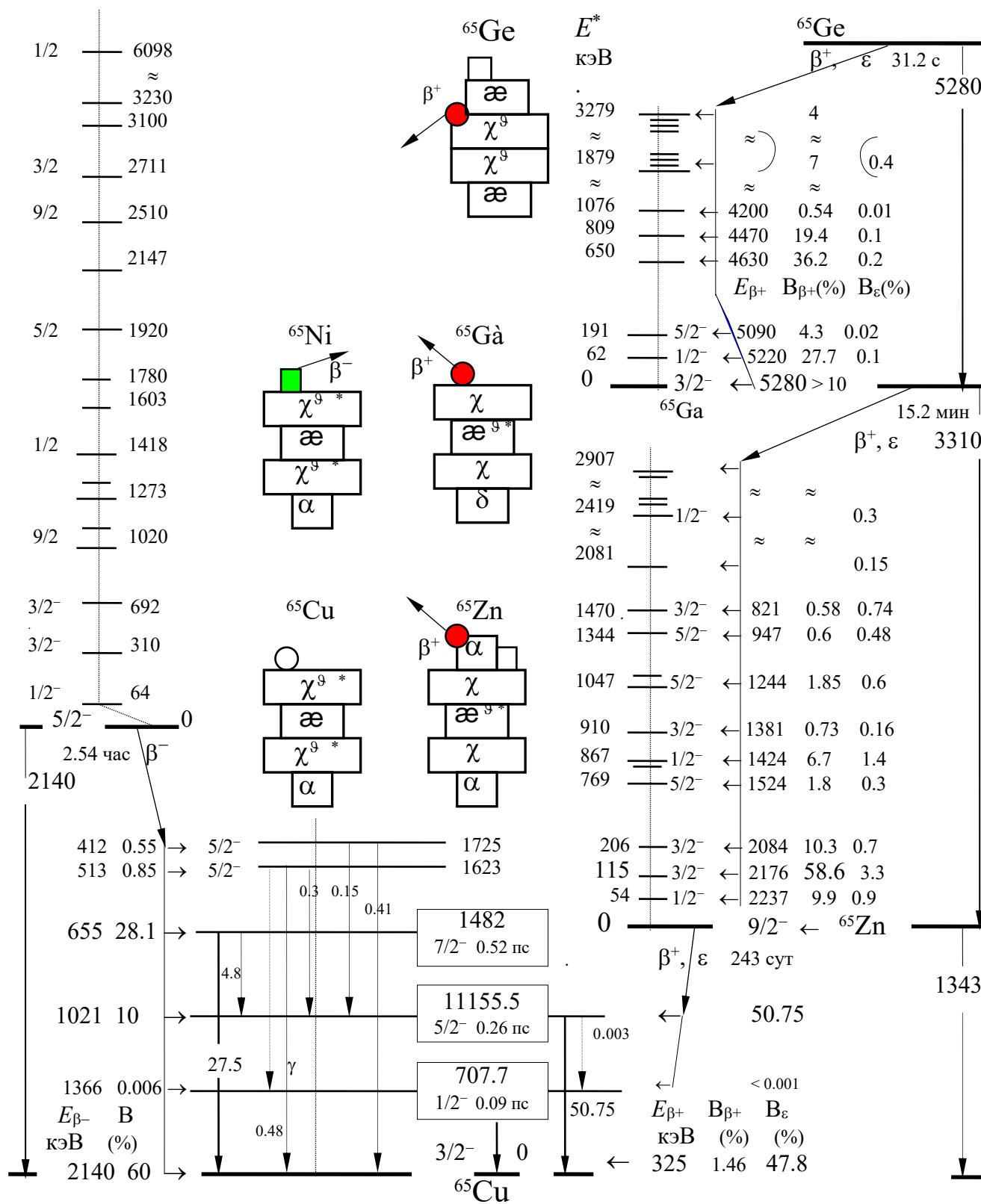
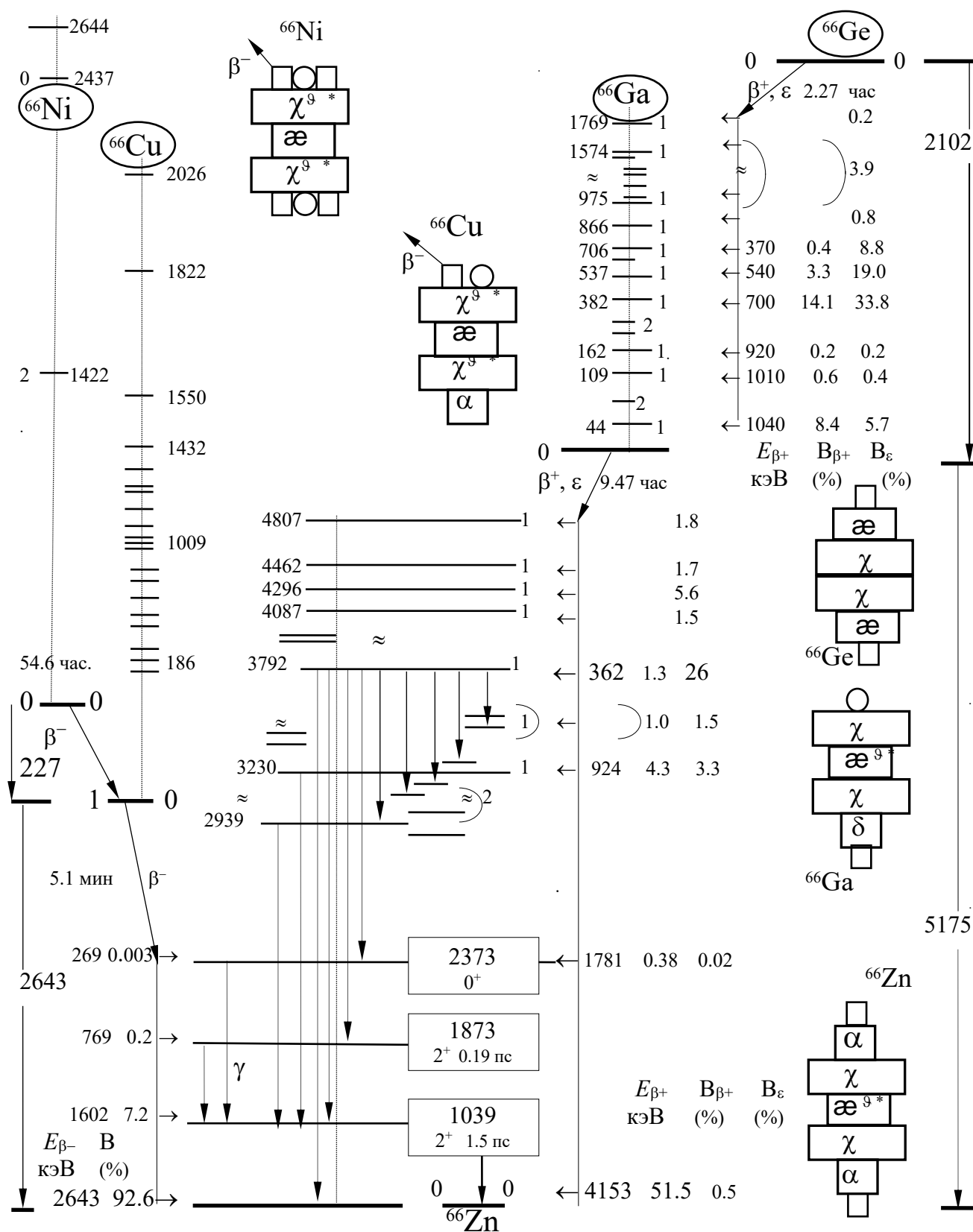


Рис.3.1.15. Возбужденные уровни и каналы β -переходов изобаров с $A=65$

Рис.3.1.16. Возбужденные уровни и каналы β -переходов изобаров с $A = 66$

Добавление одного протона к $(\alpha\chi\alpha\chi\alpha)$ -базису ${}_{30}\text{Zn}$ плюс некоторое количество нейтронов упаковки сплюсывает z -вытянутую конфигурацию α -целочисленного остова. Все изотопы ${}_{31}\text{Ga}$ имеют «переходный», $\chi\chi$ -несимметричный $\delta\chi\alpha\chi$ -остов плюс не спаренный протон и несколько нейтронов упаковки. На рис. 3.1.15, 16 представлены вероятные структуры основных состояний, нижние возбужденные уровни двух изотопов ${}_{31}\text{Ga}$ и каналы их β^+ -перехода: $\text{Ga} - \beta^+ \rightarrow \text{Zn}$.

Добавление еще одного протона к $\delta\chi\alpha\chi\chi\chi\chi$ -нуклиду ${}^{65}\text{Ga}$ позволяет материи скомпоновать $\chi\chi$ -симметричную $\chi\chi\alpha\chi\chi\chi$ - или $\chi\chi\alpha\chi\chi\chi$ -структуру ${}^{66}\text{Ge}$ – рис. 3.1.16. Однако оба изотопа ${}^{65}\text{Ga}$ ($D=3$), ${}^{66}\text{Ga}$ ($D=4$) и ${}^{65}\text{Ge}$ ($D=1$), ${}^{66}\text{Ge}$ ($D=2$) имеют недостаточную нейтронную упаковку и совершают последовательный β^+ -переход $\text{Ge} - \beta^+ \rightarrow \text{Ga} - \beta^+ \rightarrow \text{Zn}$. Более подробно нуклиды с $A \geq 65$ рассмотрены в гл. 3.2.

Еще раз подчеркнем, что в тексте были использованы известные экспериментальные данные, но выводы и заключения из них далеко не традиционны.

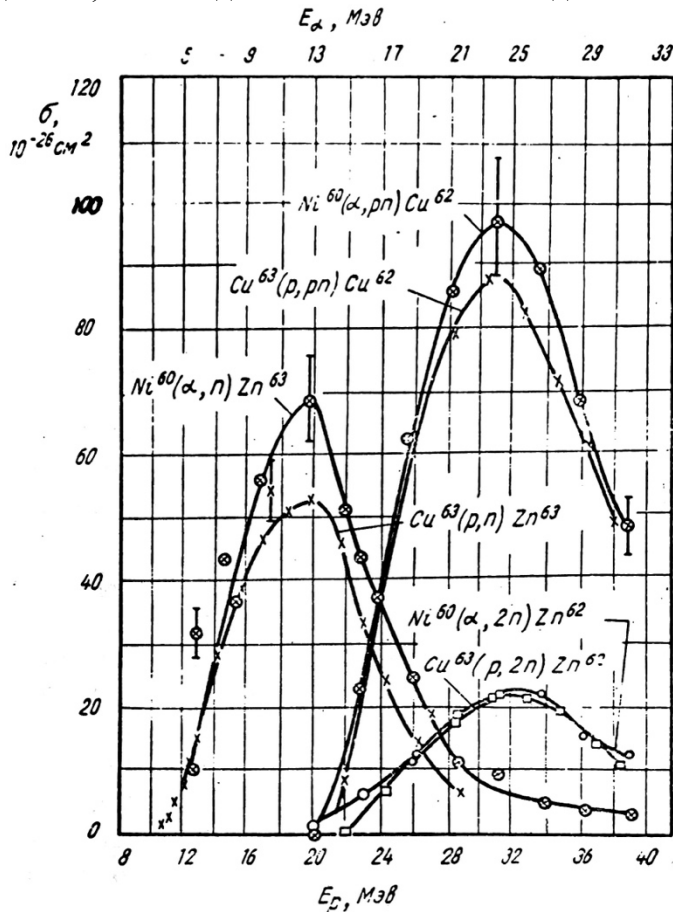


Рис. 3.1.17. Экспериментальные поперечные сечения для (p, n) , $(p, 2n)$, (p, pn) реакций на ${}^{63}\text{Cu}$ и для (α, n) , (α, pn) реакций на ${}^{60}\text{Ni}$ как функции E_p и E_α , соответственно {л.42}. Шкала E_p смещена на 7 МэВ относительно шкалы E_α

В качестве небольшого замечания можно отметить широко известный эксперимент для реакций срыва и подхвата для двух мишеней: (p, n) , $(p, 2n)$, (p, pn) реакции на ${}^{63}\text{Cu}$ и (α, n) , (α, pn) реакции на ${}^{60}\text{Ni}$ {л.42}.

Подобие, аналогия зависимости сечений реакций от энергии разных снарядов на двух разных мишенях убедительно свидетельствует о большой степени подобия их остовов, если, конечно, реакции происходят без их деформации, а все изменения кадрового состава нуклидов происходят только с их Н-макушками.

Этот эксперимент мы привели для иллюстрации того, насколько велика возможность из одних и тех же экспериментальных данных делать совершенно противоположные суждения, выводы и формировать абсолютно отличные друг от друга модели и описания одних и тех же объектов.

Структура устойчивых нуклидов с $Z \geq 32$, имеющих четырехэтажный $\alpha\chi\chi\alpha$ -остов, будет рассмотрена в следующей главе.

ФАНАТИЗАЦИЯ

“Если еще сегодня представители различных специальностей заперты в так называемые ученые общества для общего признания науки, то часто они замечают, что сами являются каждый для другого непосвященным человеком. И нередко, когда коллега докладывает о своих работах, в глубине сердца слушателей закрадывается тихая неуважительная мысль: нет, почему они интересуются этим?”

Если коллега близкой специальности не поймет сразу, почему мы надеемся получить от данного исследования значительные выводы, то причина заключается в том, что он не знает пути предшествующего исследования, которым и была вызвана установка интереса. Действительно ли мы имеем здесь дело с таким весьма субъективным моментом? Можно было бы возразить, что ведь ученые всех стран довольно едины в мнении, какие дальнейшие исследования в их области следует считать перспективными. Разве их суждение не объективно? Во-первых, надо совершенно четко уточнить: ученые всех стран, но *одной* специальности и *одной* эпохи. Они составляют рассеянную по всему миру сравнительно небольшую группу. Они не только находятся между собой в определенной переписке, но в большинстве случаев и лично знакомы. Они читают те же ведущие журналы, обсуждают между собой возникающие идеи, сообщая решают, какие из них следует сохранить.”

Э.Шредингер

Сколько существует в мире “теоретиков” от физики, которые занимаются научным творением только и исключительно для “просвещения” всего человечества, а также для вдалбливания экспериментаторам того, что они должны делать, и растолкования того, что они получили фактически в результате экспериментов? (Заметим, что подавляющая часть такого рода деятельности теоретика приходится на то, чтобы разъяснить экспериментаторам, почему исключительно красивые абстрактные построения, которые блестяще соответствуют его личному, и на его взгляд, единственно правильному образу мышления, ну совсем, ну никак не стыкуются с ответами природы, с экспериментальными данными.)

Можно задать вопрос и в такой формулировке: сколько существует профессиональных экспериментаторов-физиков, которые “понимают” смысл и содержание абстрактных теорий, особенно в области “полей” или “элементарных частиц”? Фанатичная вера экспериментаторов (не говоря уже об остальной части человечества) в “общепринятые научной общественностью” конструкторы, субстанты и формируемые на их основе модели и описания часто поражает своей силой воздействия. Подчас вопреки самой элементарной логике честные, правдивые, однозначно бесхитростные ответы природы экспериментаторам, согласно “великим принципам” ряда теоретиков, насильственно втискиваются в априорно декларируемые схемы и конструкции или объявляются ложными, аномальными...

И, конечно, в такой ситуации полнейшей непогрешимости особо амбициозные, крайне активные теоретики испытывают высшую степень фанатизма.

Для конкретики приведем широко известную байку. “О Я.И.Френкеле рассказывают, что якобы в ФТИ в 30-годы его изловил в коридоре некий экспериментатор и показал полученную на опыте кривую. Подумав минуту, Я.И. дал объяснение хода этой кривой, а также разъяснил, почему она должна идти только так и никак по-другому. Однако выяснилось, что кривая случайно была перевернута вверх ногами. Кривую водворили на место и, немного поразмыслив, Я.И. вкратце объяснил противоположное поведение кривой, но для более подробного разъяснения, почему она должна идти так, попросил подойти потом, так как он как раз в это время занимался теоретической проработкой именно этой проблемы.”

Чтобы вернуться к более прозаическому занятию по перебору экспериментальных данных и проверке на их основе достоверности и объективности высказанных моделей остановимся только на двух проблемах.

1. Просмотрите относительную распространенность устойчивых изотопов на двухэтажном $\chi\chi$ -остове и трехэтажном $\chi\alpha\chi$ -остове, сопоставьте максимальную относительную распространенность изотопов и структуру их нейтронной упаковки.

Какие заключения можно сделать из того, что, во-первых, относительная распространенность всех четно-четных изотопов (кроме Ni) с этими остовами максимальна при $D=4$: Ti^4 (74%), Cr^4 (84%), Fe^4 (92%), Zn^4 (49%) – см. рис. 3.1.1, 3.1.4, 3.1.7? Во-вторых, какие заключения можно сделать из того, что все нечетные устойчивые нуклиды с этими остовами имеют обязательно один Θ -пояс (конечно, в совокупности с одиночным протоном Н-макушки при $D=3$, с нейтроном или Н-макушкой в составе **bp** (**d+n**) при $D=5$)? Это относится к устойчивым четно-нечетным изотопам Ti^5 , Cr^5 , Fe^5 , Ni^5 (все имеют $D=5$), а также к нечетно-четным изотопам Sc^3 , V^5 , Mn^5 , Co^5 , Cu^5 – см. рис. 3.1.2, 3.1.4, 3.1.13.

Согласны ли Вы с трактовкой структуры нейтронной упаковки, которая представлена в этой главе?

Каковы по этой поводу другие объяснения, интерпретации и концепции?

2. Просмотрите систематику моимпов и магнимов основных состояний устойчивых нечетных изотопов, рассмотренных в этой главе.

Обратим Ваше внимание на то, что устойчивые нечетные изотопы с двухэтажным $\chi\chi$ -остовом в основном состоянии имеют в одночастичной модели Н-макушки одиночный нуклон с орбиталом $l=3$ и лишь у нуклида Cr^5 орбитал $l=1$. Наоборот, устойчивые нечетные изотопы с трехэтажным $\chi\alpha\chi$ -остовом в основном состоянии имеют в одночастичной модели Н-макушки одиночный нуклон с орбиталом $l=1$ и лишь у нечетных устойчивых нуклидов Co и Zn орбитал $l=3$.

Во-вторых, обратим Ваше внимание на то, что нечетный изотоп Fe^5 обладает уникально малым модулем магнима, который создается в одночастичной модели не спаренным нейтроном: $\mu_{nz}=0.09$, а нечетный изотоп V^5 обладает максимальным модулем магнима, который создается в одночастичной модели не спаренным протоном (за вычетом орбитальной составляющей): $\mu_{pz}=2.15$.

В-третьих, обратим Ваше внимание на то, что модули магнима четно-нечетных изотопов заключены в пределах $1.1 > \mu_{nzz} > 0.5$ ($\mu_{срел}=0.8$), а модули магнима нечетно-четных изотопов (за вычетом орбитальной составляющей магнима одиночного протона) заключены в пределах $1.76 > \mu_{pz} > 1.02$ ($\mu_{срел}=1.45$).

Согласны ли Вы с трактовкой структуры Н-макушки и одночастичной моделью создания моимпа и магнима нуклидов, которая представлена в этой главе?

Каковы по этой поводу другие объяснения, интерпретации и концепции?

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data Sheets for A=45, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 40, ¹².
2. Nuclear Data Sheets for A=46, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 49, p.237; 1978, Vol. 24, ¹¹.
3. Nuclear Data Sheets for A=47, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 48, ¹¹; 1977, Vol. 22, ¹¹.
4. Nuclear Data Sheets for A=48, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 45, p.557; 1978, Vol. 23, ¹¹.
5. Nuclear Data Sheets for A=49, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 48, p.569; 1978, Vol. 24, ¹².
6. Nuclear Data Sheets for A=50, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 61, p.1; 1984, Vol. 42, ¹⁴.
7. Nuclear Data Sheets for A=51, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 48, p.111.
8. Nuclear Data Sheets for A=52, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 58, p.677; 1978, Vol. 25, ¹².
9. Nuclear Data Sheets for A=53, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 61, p.47; 1984, Vol. 43, p.481.
10. Nuclear Data Sheets for A=54, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 50, p.255; 1978, Vol. 23, ¹⁴.
11. Nuclear Data Sheets for A=55, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 44, p.463.
12. Nuclear Data Sheets for A=56, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.1; 1977, Vol. 20, ¹³.
13. Nuclear Data Sheets for A=57, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 47, p.1.
14. Nuclear Data Sheets for A=58, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 61, p.189; 1984, Vol. 42, ¹⁴.
15. Nuclear Data Sheets for A=59, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 39, p.641.
16. Nuclear Data Sheets for A=60, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 48, p.251; 1979, Vol. 28, ¹².
17. Nuclear Data Sheets for A=61, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 38, p.463.
18. Nuclear Data Sheets for A=62, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.337; 1979, Vol. 26, ¹¹.
19. Nuclear Data Sheets for A=63, Nucl. D. Sh., 1979, Vol. 28, p.559.
20. Nuclear Data Sheets for A=64, Nucl. D. Sh., 1991, Vol. 62, ¹²; 1979, Vol. 28, ¹².
21. Nuclear Data Sheets for A=65, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 47, p.135.
22. Nuclear Data Sheets for A=66, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 61, p.461; 1983, Vol. 39, ¹¹.
23. Nuclear Data Sheets for A=67, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 39, p.741.
24. Nuclear Data Sheets for A=68, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 55, p.1; 1981, Vol. 33, ¹⁴.
25. Аллер Л. Распространенность химических элементов. М.: ИЛ, 1963.
26. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, вып.1-4. М.: Атомиздат, 1969.
27. Барретт Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер, Киев: Наукова думка, 1981.
28. Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер. Справочник, под ред. П.М. Рубцова, М.: Энергоатомиздат, 1989.
29. Гусев И.Г., Дмитриев П.П. Цепочки радиоактивных превращений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1994.
30. Дмитриев А.Г., Жуковский Н.Н и др. Схемы распада радиоактивных ядер A = 65-69. Свойства атомных ядер, вып. 18. Ленинград: Наука, 1975.
31. Карнаухов И.А., Петров Л.А. Ядра, удаленные от линии β -стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
32. Конферман Г., Ядерные моменты. М.: ИЛ, 1960.
33. Корсунский М.И., Изомерия атомных ядер. М.: Гостехтеориздат, 1954.
34. Кравцов В.А., Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
35. Ланько Э.В., Домбровский Г.С., Шубный Ю.К. Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер Z = 1-30. Ленинград, изд. Наука, 1972.
36. Левон А.И., Немец О.Ф., Электромагнитные моменты возбужденных и радиоактивных ядер. Киев: Наукова думка, 1989.
36. Поликанов С.М., Изомерия формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
37. Чердынцев В.В., Распространенность химических элементов. М.: Гостехтеориздат, 1956.
38. Элтон Л., Размеры ядер. М.: ИЛ, 1962.
39. Cerny J. et al, Nucl. Phys., 1972, v. 36B, p.457
40. Ehlich R.D., Phys. Rev., 1968, 173, 1088.
41. Ficenec J. et al, Phys. Lett., 1970, 32B, 460.
42. Goshal S.N., Phys. Rev., 1950, 80, 939.
43. Sick I. et al, Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 910.

Глава 3.2

ДЕЛЬТА-КЛАН С ЧЕТЫРЁХЭТАЖНЫМ ОСТОВОМ ($37 \geq Z \geq 32$)

То, что мы слышим сегодня на языке спектров, и есть подлинная музыка сфер атомов, созвучие целочисленных отношений, одно из многих проявлений все возрастающего порядка и гармонии. Навсегда останется в теории спектров имя Бора. Но есть еще и другое имя, которое долго еще будет с ним связано, — имя Планка. Все целочисленные закономерности спектральных линий и атомистики берут свое начало в конечном счете из квантовой теории. Она есть тот таинственный орган, на котором природа исполняет музыку спектров, и ее ритму подчиняется строение атома и ядра".

А. Зоммерфельд

Тридцать два протона в совокупности с $N > 32$ нейтронами позволяют материи скомпоновать $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остов, состоящий только из двух пар: пары χ -пентагелов и пары æ -тригелов и поэтому симметричный относительно $\chi\chi$ -плоскости. Однако для устойчивости этого четырёхэтажного остова только одного ϑ -пояса уже недостаточно. Это и закономерно — этажерка из четырех æ - и χ -крестов, чтобы плотно прикрутить кластеры и не развалиться, требует к ϑ -поясу, как минимум, еще дополнительную пару z -полюсных заглушек-нейтронов, с двух сторон анти заворачивающих квартет крестов с нечётной α -численностью (3α и 5α).

Это относится не только к $\text{næ}\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{æn}$ -нуклиду ^{70}Ge , но и к $\text{tæ}\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{æt}$ -нуклиду ^{74}Se , и к $\text{n}(\alpha\text{æ}\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{æ}\alpha)\text{n}$ -нуклиду ^{78}Kr , которые имеют минимальные значения A среди устойчивых изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr . Структура этих нуклидов с минимальной для устойчивых изотопов нейтронной упаковкой $D=6$ представлена в первом столбце рис. 3.2.1. Заметно, что относительная распространенность самых лёгких устойчивых изотопов ^{70}Ge , ^{74}Se , ^{78}Kr регулярно уменьшается с ростом Z и для ^{78}Kr она очень мала — $P=0.35\%$.

А какова структура наиболее распространенных изотопов для семейств нуклидов с $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остовом, какова наиболее элегантная нейтронная одежда, которая больше всего «нравится» природе, которая наиболее гармонична с ее точки зрения? Недолго думая, можно «догадаться», что это структура максимально симметрична и относительно z -оси, и относительно $\chi\chi$ -плоскости $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остова.

Для изотопов ^{34}Se и ^{36}Kr , имеющих достаточную z -высоту и обладающих центрирующими стабилизаторами внешних z -поверхностей $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остова в составе **d**-, **t**- или α -кластеров, такой наиболее гармоничной структурой будет конфигурация с экваториальным ϑ -поясом, расположенным строго посередине между двумя χ -кластерами, в обрамлении еще двух $\chi\chi$ -симметричных ϑ -обручей вокруг двух внешних æ -кластеров. Такими структурами являются:

$\text{dæ}^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{æd}$ -изотоп $^{80}\text{Se}^{12}$ ($P=49.8\%$) и

$\alpha\text{æ}^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\text{æ}\alpha$ -изотоп $^{84}\text{Kr}^{12}$ ($P=56.8\%$) —

четвертый столбец рис. 3.2.1.

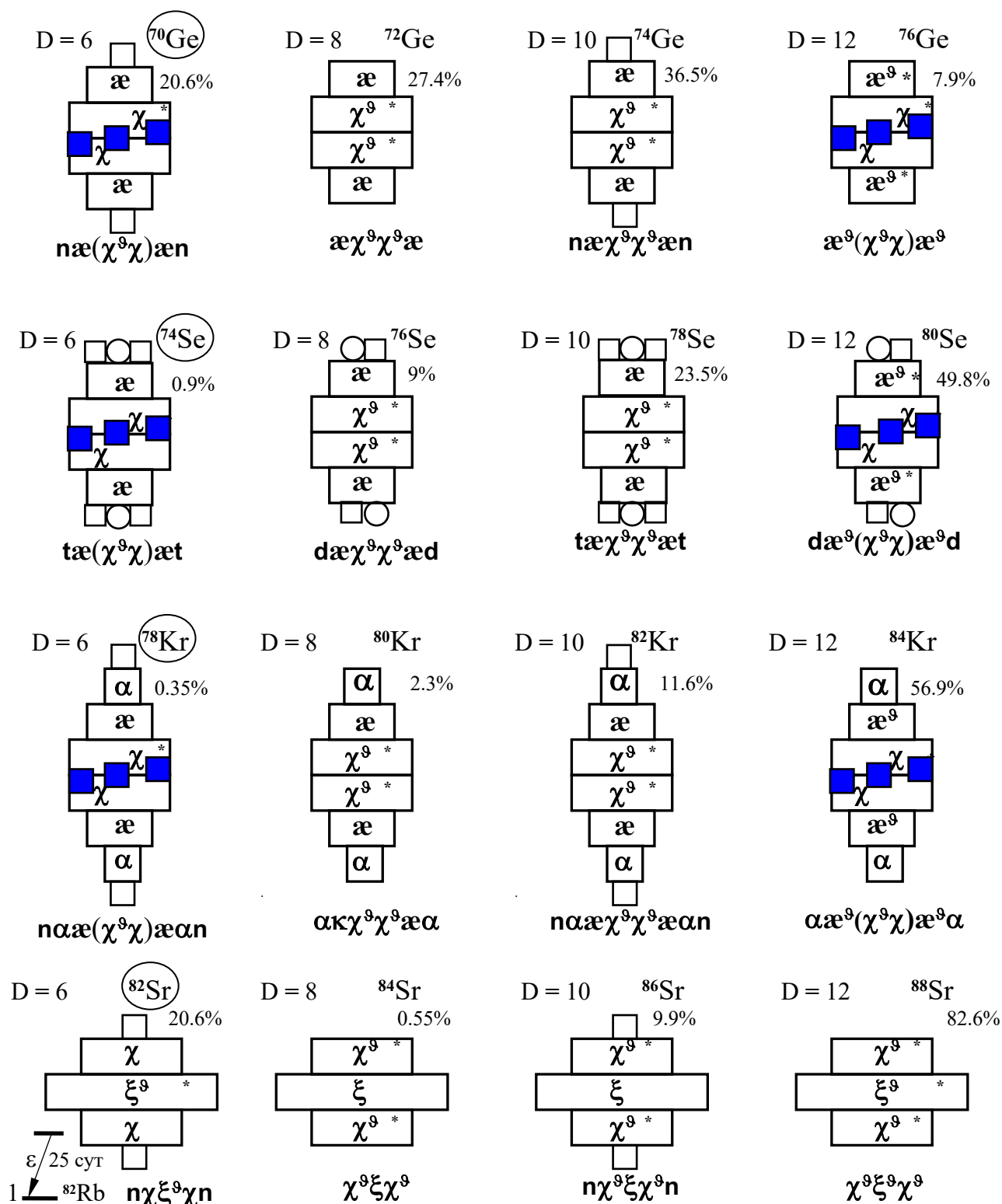


Рис.3.2.1. Структуры и относительные распространённости изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr с нейтронной упаковкой $D = 6, 8, 10, 12$

Правда, $\mathfrak{a}^3\chi^3\chi^3\mathfrak{a}$ -изотоп ${}^{76}\text{Ge}^{12}$ с тремя \mathfrak{D} -обручами имеет не очень большую распространенность ($P=7.9\%$), но это обусловлено тем, что z -вытянутость собственно $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остова без **d**-, **t**- или α -макушек на его z -поверхностях относительно невелика и для такого «голового» остова более соразмерны нейтронные упаковки меньшего состава:

$\mathfrak{a}^3\chi\chi^3\mathfrak{a}$ -изотоп ${}^{72}\text{Ge}^8$ ($P=27.4\%$) и

$n\mathfrak{a}^3\chi\chi^3\mathfrak{a}n$ -изотоп ${}^{74}\text{Ge}^{10}$ ($P=36.5\%$) –

первая строка рис. 3.2.1.

Остальные чётно-чётные устойчивые изотопы ${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{36}\text{Kr}$ с $D=6, 8, 10, 12$ представлены на рис. 3.2.1, где дополнительно к условному обозначению структуры дана их относительная распространенность P . Заметим, что кроме структур, указанных на рис. 3.2.1, z -вытянутые ${}_{34}\text{Se}$ и ${}_{36}\text{Kr}$ имеют еще и устойчивые

$t\mathfrak{a}^3\chi^3\chi^3\mathfrak{a}t$ -изотоп ${}^{82}\text{Se}^{14}$ ($P=9.2\%$) и

$n\mathfrak{a}^3\chi^3\chi^3\mathfrak{a}n$ -изотоп ${}^{86}\text{Kr}^{14}$ ($P=17.4\%$),

у которых три \mathfrak{D} -обруча упаковки дополнены двумя z -полюсными нейтронами.

Итак, после формирования $(\mathfrak{a}\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{a})$ -базиса для изотопов ${}_{36}\text{Kr}$ достигнут предел в наращивании структуры вдоль z -оси на $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остове при последовательном увеличении числа протонов от $Z=32$ до $Z=36$.

Как меняется структура F -остова при прибавлении еще одного α -кластера (при увеличении числа протонов до $Z=38$)? Ответ подсказывает аналогия – так же, вероятно, как это было с максимально z -вытянутой структурой ${}_{18}\text{Ar}$. Согласно этому предположению, для $Z=38$ и $N>Z$ происходит уплотнение, сплющивание вдоль оси z нуклидов α - и \mathfrak{a} -кластеров и их преобразование в другой, «плоский», α -целочисленный кластер ξ . При этом формируется гораздо более плоский $\chi\xi\chi$ -остов в нейтронной упаковке с $D=N-Z$.

Таким образом, из еще одного прибавленного α -кластера, а также двух z -полюсных α -кластеров и двух \mathfrak{a} -кластеров $(\mathfrak{a}\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{a})$ -базиса ${}_{36}\text{Kr}$ субстанция формирует z -симметричный $\chi\mathfrak{u}$ -плоский крест, включающий девять α -подструктур (нечётное! число, обеспечивающее его z -осевую симметрию), который в дальнейшем будем называть «нонагелом» и обозначать буквой « ξ » (ξ -нонагел).

Следовательно, изотопы ${}_{38}\text{Sr}$ имеют «плоский», трехэтажный $\chi\xi\chi$ -остов, сплюснутый особенно в сравнении со стройной α -шестиразмерной по z -оси $(\mathfrak{a}\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{a})$ -фигурой изотопов ${}_{36}\text{Kr}$. Естественно, что столь резкое сплющивание остова по z -оси, уменьшение его этажности уменьшает допустимую вариативность устойчивых конфигураций изотопов при изменении нейтронной упаковки.

Шесть нейтронов уже не могут навсегда стабилизировать $\chi\xi\chi$ -остов и $n\chi\xi^3\chi n$ -изотоп ${}^{82}\text{Sr}^6$ претерпевает ε -захват: ${}^{82}\text{Sr} \xrightarrow{\varepsilon} {}^{82}\text{Rb}$. Наиболее гармоничен, конечно, $\mathfrak{D}\chi\xi^3\chi\mathfrak{D}$ -изотоп ${}^{88}\text{Sr}^{12}$ ($P=82.6\%$) с тремя тетранейтронами: \mathfrak{D} -кушак на экваториальном ξ -нонагеле плюс две z -полюсные \mathfrak{D} -крышки – рис. 3.2.1, нижняя строка. Заметим, что трехэтажный $\chi\xi\chi$ -остов настолько сплюснут, что уже 14 нейтронам упаковки на нем гармонично разместиться нет возможности.

Изотоп $^{90}\text{Sr}^{14}$ с $n\chi^9\xi^9\chi^9n$ -конфигурацией нейтроноизбыточен, а потому неустойчив и совершает β^- -переход ($^{90}\text{Sr} \xrightarrow{\beta^-} ^{90}\text{Y}$), хотя и ^{82}Se , и ^{86}Kr с той же нейтронной упаковкой $D=14$, как уже упоминалось, устойчивы. Структуры других устойчивых чётных изотопов ^{38}Sr представлены на рис. 3.2.1 – нижняя строка.

Если интерпретация структуры основного состояния чётно-чётных нуклидов не вызывает особых сомнений, то реконструкция структуры нуклидов с нечётным A не так однозначна, гораздо более вариативна и кроме простого перебора возможных структур H -макушек вызывает необходимость учета кинематических величин (моимп, магним и т.д.), а также других экспериментальных данных.

Начнем со структуры изотопов ^{31}Ga . В предыдущей главе уже упоминалось, что изотопы ^{31}Ga с $D=3$ и 4 неустойчивы – нейтронная упаковка в составе только одного ϑ -пояса еще недостаточна. Поэтому $^{65}\text{Ga}^3$ и $^{66}\text{Ga}^4$ после β^+ -переходов ($^{65,66}\text{Ga} \xrightarrow{\beta^+} ^{65,66}\text{Zn}$ – рис. 3.1.15, 16), в конечном счете, преобразуются в структуры с наиболее гармоничной, элегантной нейтронной одеждой: $^{65}\text{Cu}^7$ (два ϑ -обруча) и $^{66}\text{Zn}^6$ (ϑ -пояс плюс две z -полусные нейтронные заглашки).

Совершенно ясно, что $(\alpha\chi\alpha\chi\alpha)$ -базис ^{30}Zn , сверх меры обвешанный нейтронами упаковки, должен изменить свою структуру, а для этого наиболее доступный (для нуклоно стабильных структур – единственный) способ – это β^- -переход. Действительно, нейтроно избыточные нуклиды $^{69}\text{Cu}^{11}$ и $^{69}\text{Zn}^9$ посредством последовательного β^- -перехода преобразуются в устойчивую структуру $^{69}\text{Ga}^7$ – рис. 3.2.2.

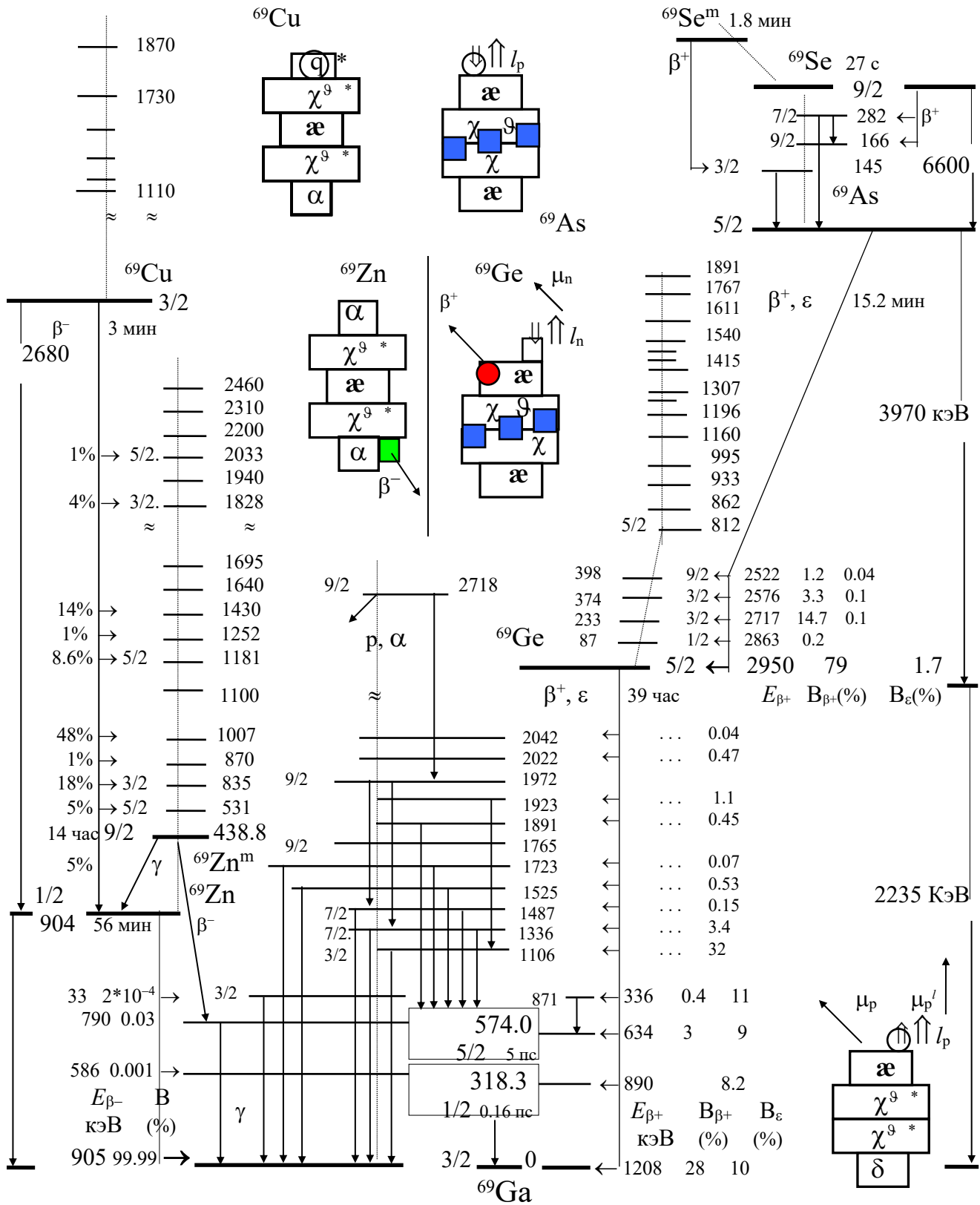
Обратим внимание, что из всех возможных структур с нечётным $A=69$ устойчивой является только одна – $^{69}\text{Ga}^7$, имеющая $\delta\chi^9\chi^9\alpha\epsilon p$ -конфигурацию с двумя ϑ -обручами на двух χ -кластерах. Все остальные структуры с $A=69$ испытывают неудобство либо от избытка нейтронов (Cu^{11} и Zn^9 – оба с β^- -переходом), либо от их недостатка (Se^1 , As^3 , Ge^5 – все с β^+ -переходом или ϵ -захватом) – рис. 3.2.2.

Попутно обратим внимание на некоторые особенности спектров β^- - и β^+ -переходов. Из основного состояния ^{69}Cu (с возможной $p^9\chi^9\alpha\epsilon\chi\alpha$ -конфигурацией) совершается β^- -переход с $E_\beta=2680$ кэВ и $T^*=2.8$ мин с разной вероятностью на 12 конечных уровней $^{69}\text{Zn}^*$. Однако, с наибольшей вероятностью идет переход только в одно возбужденное состояние $^{69}\text{Zn}^*(1007 \text{ кэВ})$ – $B=48.2\%$ – рис. 3.2.2. Очевидно, что это свидетельствует о том, что структура основного состояния ^{69}Cu в наибольшей степени соответствует структуре только этого возбужденного состояния $^{69}\text{Zn}^*(1007 \text{ кэВ})$ и в меньшей степени конфигурациям других возбужденных уровней $^{69}\text{Zn}^*$.

Из схемы β^- -перехода ^{69}Zn нужно выделить две особенности. Во-первых, с подавляющей вероятностью (99.999%) β^- -переход $^{69}\text{Zn}(1/2)$ совершается только в основное состояние $^{69}\text{Ga}(3/2)$. Во-вторых, среди возбужденных уровней ^{69}Zn имеется «изомерное состояние» $^{69}\text{Zn}^m(9/2^-; 439 \text{ кэВ})$. Из этого состояния совершается γ -переход в основное состояние (99.97%), а также β^- -переход:

$^{69}\text{Zn}^m(9/2) \xrightarrow{\beta^-} ^{69}\text{Ga}^*(5/2; 574 \text{ кэВ})$ с вероятностью 0.03% – рис. 3.2.2.

Акцентируем внимание на то, что $T^m=13.8$ часа много больше, чем период полураспада основного состояния $^{69}\text{Zn}(1/2)$ – $T^*=56.4$ мин.

Рис.3.2.2. Структуры, возбужденные уровни и каналы β -переходов изобаров с $A=69$

Очевидно, что проявление изомерных свойств у нуклидов с нечётным Z обусловлено целым рядом факторов, свойств, возникающих при изменении Z структур и их возможных конфигураций. Более подробно эти факторы и свойства структур с потенциальной изомерией будут рассмотрены чуть ниже.

Завершая рассмотрение схем β -перехода нуклидов с $A=69$, укажем, что изомерные свойства имеет и нуклид $^{69}\text{Se}^1$, имеющий только один не спаренный нейтрон, не входящий в α -целочисленные кластеры $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остова. В качестве гипотезы для обсуждения предложим два из возможных вариантов: $\text{næ}\chi\chi\text{æ}\alpha$ -конфигурацию основного состояния $^{69}\text{Se}(9/2)$ с $T^*=27$ с и $\text{tæ}\chi\chi\text{æd}$ -конфигурацию изомерного состояния $^{69}\text{Se}^m$ с $T^m=1.8$ мин. Основные параметры ε - и β^+ -переходов $\text{pæ}\chi^3\chi\text{æ}$ -нуклида $^{69}\text{As}^3$ и ϑ -зеркального ему $\text{næ}\chi^3\chi\text{æ}$ -нуклида $^{69}\text{Ge}^5$ и их конфигурации указаны на рис. 3.2.2. Сразу отметим, что идентичность спектров возбужденных состояний $^{69}\text{As}^*$ и $^{69}\text{Ge}^*$, конечно, не имеет места, хотя «аналогию» некоторых уровней этих изобаров можно обнаружить в результате анализа их моимпов, магнимов, вероятностей γ -переходов, заселяемости в реакциях и т.д.

Для накопления информации в целях последующих обобщений и соответствующих выводов приведем краткий комментарий к возбужденным уровням $^{69}\text{Ge}^*$. Первый возбужденный уровень $^{69}\text{Ge}^*(1/2; 87 \text{ кэВ})$ имеет период полуперехода $T^{\gamma}=5$ мкс. Можно предположить, что на этом уровне конфигурация основного состояния не изменилась, но орбитал нейтрона стал равен $l_n=1$ в отличие от $l_n=3$ для основного состояния. Достаточно большая вероятность β^+ -перехода:

$$^{69}\text{As} - \beta^+ \rightarrow ^{69}\text{Ge}^*(3/2; 233 \text{ кэВ}) - B = 15\% -$$

говорит о том, что и это состояние имеет конфигурацию основного состояния $^{69}\text{Ge}(5/2)$, но отличается от него лишь значением моимпа нейтрона.

Но вот возбужденное состояние с большим моимпом $^{69}\text{Ge}^*(9/2; 398 \text{ кэВ})$ может иметь и другую конфигурацию: нейтрон с орбиталом $l_n=4$ вращается на z -поверхности χ -кластера вокруг æ -кластера. Его моимп $j=l_n+s_n=9/2$, а магним $\mu=-\mu_n \cos\varphi_n$ ($\mu_{\text{эксп}}=-1$). О другой конфигурации $^{69}\text{Ge}^*(9/2)$ по сравнению с конфигурацией $^{69}\text{Ge}(1/2)$ свидетельствует и большая разница их моимпов при малом значении энергии возбуждения $E^*=398 \text{ кэВ}$.

Заметим, что ϑ -зеркальность структуры изобаров $^{69}\text{As}^3$ и $^{69}\text{Ge}^5$, один из которых имеет протон на $\text{æ}\chi^3\chi\text{æ}$ -остове, а другой – нейтрон на том же самом остова, для их основных состояний отчетливо проявляется в одинаковых значениях их моимпов и «аналоговых» значениях их магнимов. Моимп обоих изобаров при $l_N=3$ одинаков:

$$j=l_N-s_N=3-1/2=5/2.$$

$$\text{Магним } ^{69}\text{As}: \mu=\mu_p^I-\mu_p \cos\varphi_p \approx 3-2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}}=1.2).$$

$$\text{Магним } ^{69}\text{Ge}: \mu=\mu_n \cos\varphi_n \approx 2 \cos\varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}}=0.73) - \text{рис. 3.2.2.}$$

Понятно, что ε - и β^+ -переход из основного состояния $\text{pæ}\chi^3\chi\text{æ}$ -нуклида $^{69}\text{As}^3$ наиболее вероятен именно в ϑ -зеркальное основное состояние $\text{næ}\chi^3\chi\text{æ}$ -нуклида $^{69}\text{Ge}^5$ ($B \approx 80\%$). Однако, последующий ε - и β^+ -переход: $^{69}\text{Ge} - \varepsilon, \beta^+ \rightarrow ^{69}\text{Ga}^*$ требует обязательной перестройки одного из двух æ -кластеров $\text{æ}\chi^3\chi\text{æ}$ -остова ^{69}Ge .

Поэтому с наибольшей вероятностью идет ε -захват с переходом в возбужденное состояние ${}^{69}\text{Ga}^*(3/2; 1106 \text{ кэВ})$, в наибольшей степени «конфигурационно» соответствующее исходной $\text{п}\alpha\chi^{\vartheta}\chi\alpha$ -структуре основного состояния ${}^{69}\text{Ge}^5$ (заметим, что ε -захват «требует» меньшей энергии, чем β^+ -переход). А для β^+ -перехода из основного состояния ${}^{69}\text{Ge}^5$ у нуклида ${}^{69}\text{Ga}^7$ нет более подходящей конфигурации, чем $\text{р}\alpha\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\delta$ -конфигурация основного состояния ${}^{69}\text{Ga}^7$ (вероятность перехода $B=28\%$), ибо вышеупомянутый уровень ${}^{69}\text{Ga}^*(1106 \text{ кэВ})$ при β^+ -переходе недоступен по энергетическим ограничениям.

Как было обсуждено для нуклидов, рассмотренных ранее, их нечётный состав (нечётное число нуклонов $A = Z + N$) накладывает очень большие ограничения на состав нейтронной упаковки их устойчивых изотопов. Каков же состав нейтронной упаковки нечётных устойчивых изотопов ${}_{31}\text{Ga}$, ${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{33}\text{As}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{35}\text{Br}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{37}\text{Rb}$, ${}_{38}\text{Sr}$? Вероятная конфигурация всех устойчивых изотопов указанных нуклидов с $38 \geq Z \geq 31$ (их основных или нижних возбужденных состояний) без подробного обоснования представлена на рис. 3.2.3. В качестве дополнительной информации на рис. 3.2.3 дана относительная распространенность устойчивых изотопов и основные параметры распада остальных неустойчивых изотопов.

Несколько комментариев к структурам, представленным на рис. 3.2.3. Во-первых, отметим, что в глаза бросается аналогия структур Cl-Br, K-Rb. В этих двух парах нуклидов структура или еще не достигла (${}_{17}\text{Cl}$ - ${}_{35}\text{Br}$) абсолютно симметричного, максимально z -вытянутого ($\alpha\alpha\alpha\alpha$)-базиса ${}_{18}\text{Ar}$ и ($\alpha\alpha\chi\chi\alpha\alpha$)-базиса ${}_{36}\text{Kr}$, или в результате добавления еще одного протона «сверх того» (${}_{19}\text{K}$ - ${}_{37}\text{Rb}$) приобрела «деформированную», грушевидную, наполовину сплюснутую конфигурацию. Если у ${}_{17}\text{Cl}$ и ${}_{19}\text{K}$ по два устойчивых изотопа (Cl^1 , Cl^3 и K^1 , K^3 см. гл. 1.9-1.10), то и у ${}_{35}\text{Br}$ и ${}_{37}\text{Rb}$ тоже два устойчивых изотопа с почти одинаковой распространенностью – рис. 3.2.3. У $\text{d}(\alpha^{\vartheta}\chi\chi^{\vartheta}\alpha\alpha)\text{n}$ -изотопа ${}^{79}\text{Br}^{\vartheta}$ два ϑ -обруча на $(\alpha\chi\chi\alpha\alpha)$ -базисе, а у $\text{p}(\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\chi\alpha^{\vartheta}\alpha)$ -изотопа ${}^{81}\text{Br}^{11}$ – три ϑ -обруча. Оба устойчивых изотопа ${}^{85}\text{Rb}^{11}$ и ${}^{87}\text{Rb}^{13}$ имеют по три ϑ -обруча на грушевидном $\xi\chi\alpha\alpha$ -($\alpha\xi\chi\alpha$)остове – рис. 3.2.3 (третья и четвертая строки).

Все сказанное относительно грушевидного, ху-несимметричного остова ${}_{37}\text{Rb}$ можно отнести и к двум устойчивым изотопам ху-несимметричной, «деформированной» структуры ${}_{31}\text{Ga}$ с той лишь разницей, что устойчивые $(\delta\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha)\text{p}$ -изотоп ${}^{69}\text{Ga}^7$ и $\text{d}(\delta\chi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha)\text{n}$ -изотоп ${}^{71}\text{Ga}^{\vartheta}$ имеют по два ϑ -обруча на двух экваториальных χ -кластерах – первый столбец рис. 3.2.3.

Все нуклиды с чётным Z имеют только по одному устойчивому изотопу с нечётным A . В своей структуре они имеют по два ϑ -обруча плюс один нейтрон (${}^{73}\text{Ge}^{\vartheta}$, ${}^{77}\text{Se}^{\vartheta}$) или еще плюс пара z -полюсных антисимметричных нейтронов (${}^{83}\text{Kr}^{11}$, ${}^{87}\text{Sr}^{11}$). Единственный устойчивый изотоп имеет и мышьяк – ${}^{75}\text{As}^{\vartheta}$. Конфигурация всех этих изотопов представлена на рис. 3.2.3.

Очень важный факт, который необходимо отметить. Это неодинаковость моимпов основных состояний чётно-нечётных (${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{38}\text{Sr}$) по сравнению с моимпами нечётно-чётных (${}_{31}\text{Ga}$, ${}_{33}\text{As}$, ${}_{35}\text{Br}$, ${}_{37}\text{Rb}$) нуклидов. В то же время моимпы основных состояний нечётно-чётных нуклидов у многих изотопов (при нечётном $Z = \text{const}$) одинаковы, и их магнимы достаточно близки по своим значениям.

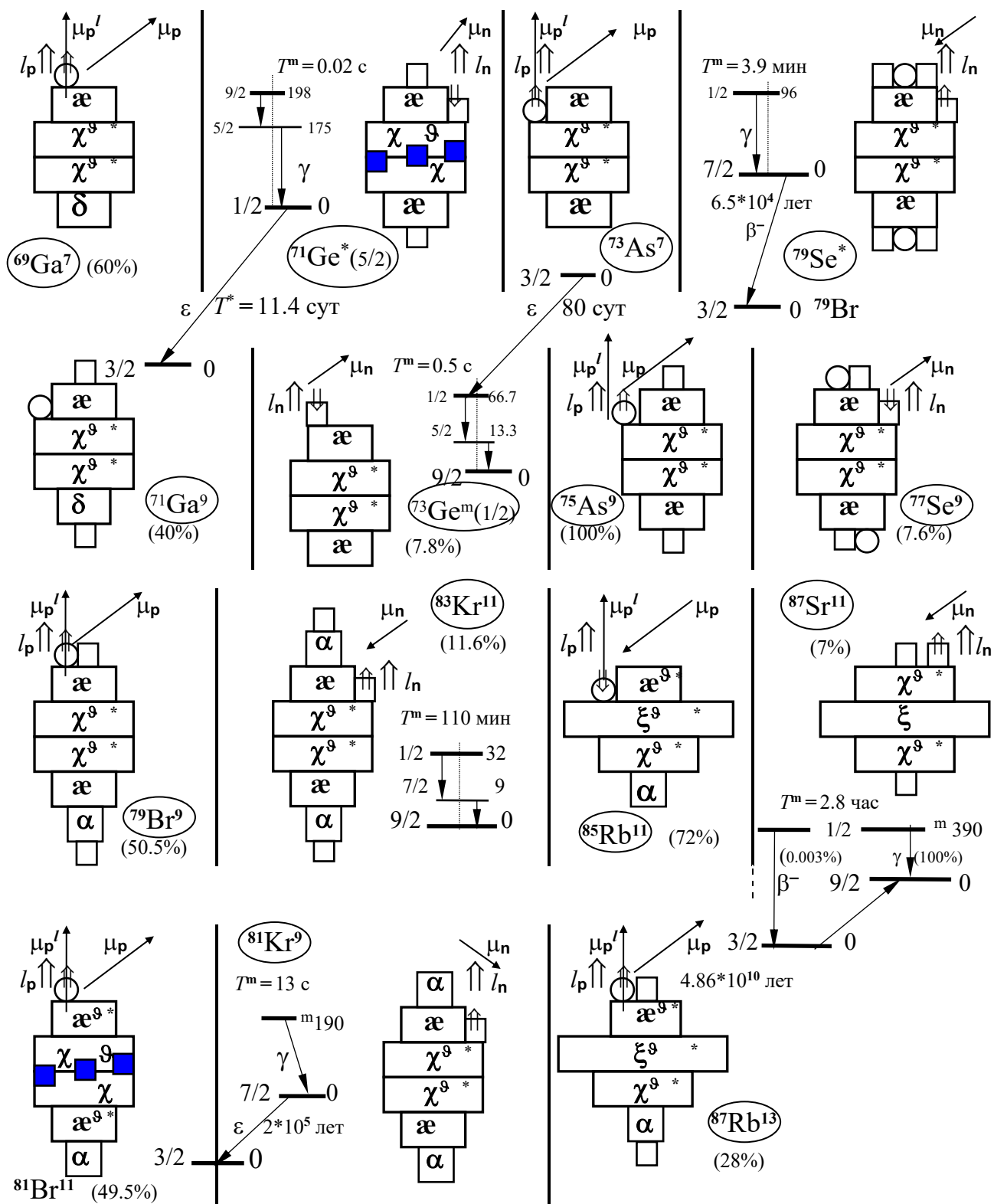


Рис. 3.2.3. Структуры состояний нечетных изотопов $_{31}\text{Ga}$, $_{32}\text{Ge}$, $_{33}\text{As}$, $_{34}\text{Se}$, $_{35}\text{Br}$, $_{36}\text{Kr}$, $_{37}\text{Rb}$, $_{38}\text{Sr}$ с $A = 69-87$

Так, для указанных на рис. 3.2.3 изотопов ^{69}Ga , ^{71}Ga , ^{73}As , ^{75}As , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{87}Rb , а также и для многих других изотопов ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb моимп основного состояния нуклидов $j=3/2$. Можно предположить, что в этих случаях чётное число нейтронов упаковки находится строго в антисимметричных состояниях и они попарно компенсируют друг друга. Тогда моимп указанных нуклидов в одночастичной модели определяется только одним не спаренным протоном: при $l_p=1$ моимп $j=l_p+s_p=1+1/2=3/2$, а их магним: $\mu=\mu_p'+\mu_p \cos\varphi_p \approx 1+2.8 \cos\varphi_p$. Экспериментальные значения магнимов изменяются от $\mu_{\text{эксп}}=1.85$ (^{67}Ga , ^{97}Rb) до $\mu_{\text{эксп}}=2.7$ (^{71}Ga , ^{87}Rb). Экстремальные значения измерены для «деформированных», ху-несимметричных остовов ^{31}Ga и ^{37}Rb с большим избытком или недостатком нейтронов упаковки. Близко к максимальным значениям имеют магнимы «гармоничных» изотопов с максимальной устойчивой нейтронной упаковкой.

Для более симметричных, z-вытянутых изотопов ^{35}Br (хотя трудно ввести достаточно объективный критерий «более» или «менее» симметричности) или менее симметризованных нейтронной упаковкой изотопов ^{31}Ga и ^{37}Rb значения магнимов группируются около среднего значения $\mu_{\text{эксп}}=2-2.3$ (нуклиды ^{69}Ga , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{81}Rb , ^{89}Rb , ^{91}Rb).

Если у нечётных изотопов ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br в основном состоянии моимп $j=3/2$ (кроме $^{71}\text{As}^{5/2}(5/2)$ и $^{69}\text{As}^{3/2}(5/2)$), то это достаточно убедительно свидетельствует о том, что в основном состоянии всех упомянутых нечётных нуклидов не спаренный протон должен находиться в аналогичных динамических условиях с орбиталом $l_p=1$ и моимпом $j=l_p+s_p=3/2$. Возможное расположение этого не спаренного протона для обсуждения представим в двух вариантах. Во-первых, протон может иметь орбитальное движение с $l_p=1$ на z-поверхности внешнего æ-кластера æχχæ-остова – первый столбец рис. 3.2.3, на котором дополнительно дана ориентация спина орбитала и магнима протона для ^{71}Ga , ^{79}Br , ^{81}Br .

Однако, не исключен и другой вариант – орбитальное движение протона с $l_p=1$ вокруг æ-кластера на z-поверхности внутреннего χ-кластера. Этот второй вариант проиллюстрирован в третьем столбце рис. 3.2.3, на котором дана ориентация спина орбитала и магнима протона для изотопов ^{33}As . Выбор только одного из этих двух предложенных вариантов или обоснование справедливости обоих вариантов (но для изотопов с различной конфигурацией) требует более глубокого исследования с постановкой специально ориентированных экспериментов.

К штриховым контурам добавим только один мазок (информацию к размышлению). Среди уже рассмотренных нуклидов в подобном состоянии с $l_p=1$; $j=l_p+s_p=3/2$; $\mu_{\text{эксп}}=2-2.4$ – одиночный протон находится в уже рассмотренных в 1 части нечётно-чётных изотопах $^{21,23}\text{Na}$ (δæ-остов) и $^{63,65}\text{Cu}$ (æχæα-базис).

Завершая обзор нечётно-чётных нуклидов, обратим внимание на то, что грушевидный αχξæ-базис изотопов ^{37}Rb , несомненно, обеспечивает гораздо большую вариативность состояния не спаренного протона при разной нейтронной упаковке.

Действительно, при наличии только одного 9-пояса на ξ-нонагеле протон имеет орбитал $l_p=2$. Для αχ⁹ξæp-изотопа $^{77}\text{Rb}^3$ моимп и магним:

$$j=l_p-s_p=3/2; \quad \mu=\mu_p'-\mu_p \cos\varphi_p \approx 2-2.8 \cos\varphi_p \approx 0.63 \quad (\text{при } \varphi_p \approx 60^\circ).$$

Для $n\alpha\chi^9\xi\alpha d$ -изотопа $^{79}\text{Rb}^5$ при том же $l_p = 2$ моимп $j = l_p + s_p = 5/2$ (спин меняет только свою ориентацию относительно орбитала не спаренного протона), а магним: $\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos\varphi_p \approx 3.37$ (при том же значении $\varphi_p \approx 60^\circ$). При нейтронной упаковке $D = 7, 13, 15, 17, 23$ изотопы ^{37}Rb имеют вышеупомянутые $l_p = 1; j = 3/2$. А вот для $D = 9, 11$ (два ϑ -обруча) и $D = 19, 21$ (пять ϑ -обручей) изотопы Rb имеют протон с орбиталом $l_p = 3$, моимпом $j = l_p - s_p = 5/2$. Магним этих изотопов Rb ($A = 83, 85, 93, 95$):

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 - 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} \approx 1.33-1.43).$$

Взаимная ориентация орбитала и спина одиночного протона для устойчивых изотопов $^{85}\text{Rb}(5/2)$ и $^{87}\text{Rb}(3/2)$ условно показана в третьей строке рис. 3.2.3. Характерно, что и для одиночного протона, размещенного на одной из «голых» z -поверхностей $\alpha\chi\chi\alpha$ -остова, не имеющих **d**-, **t**- или **α** -кластеров, это состояние является энергетически наиболее экономным.

У $p(\alpha\chi^9\chi\alpha)$ -изотопа $^{69}\text{As}^3$, $d(\alpha\chi^9\chi\alpha)n$ -изотопа $^{71}\text{As}^5$ в основном состоянии не спаренный протон имеет такие же орбитал $l_p = 3$ и моимп $j = l_p - s_p = 5/2$, а значение магнима этих изотопов As находится в тех же пределах, что и для вышеупомянутых изотопов Rb(5/2):

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 - 2.8 \cos\varphi_p.$$

Правда, при уплотнении нейтронной упаковки это состояние протона уже не остается энергетически наиболее экономным. Так, для изотопа $^{73}\text{As}^7$ с двумя ϑ -обручами (первая строка рис. 3.2.3) основное состояние имеет $j = 3/2$ и лишь в возбужденном состоянии $^{73}\text{As}^*(5/2; 67 \text{ кэВ})$ протон имеет $l_p = 3$ и $j = l_p - s_p = 5/2$.

Еще одна особенность спектра возбужденных состояний рассматриваемых нуклидов с нечётным числом протонов нуждается в обсуждении. Этой особенностью является наличие у некоторых нечётных изотопов Br и Rb «изомерных» состояний. К их рассмотрению мы вернемся чуть ниже, в контексте обсуждения изомерных состояний чётно-нечётных изотопов $^{32}\text{Ge}, ^{34}\text{Se}, ^{36}\text{Kr}, ^{38}\text{Sr}$.

Предварительно определимся с самой концепцией «изомерии». Изомерными состояниями нуклидов исторически были названы такие возбужденные состояния, β -переход или γ -переход из которых происходит с «достаточно» большим периодом полуперехода T^m . Естественно, что понятие: достаточно большой период T^m – является растяжимым и легко подвергается субъективным трактовкам. Как и многие другие множества, выделяемые на основе некоторых свойств, признаков, определяемые качественными критериями, множество изомерных состояний нуклидов формируется в «результате исторического развития», по взаимной договоренности и «всеобщему согласию» научной общественности или по пионерскому предложению признанных корифеев науки. Учитывая, что изомерные состояния экспериментально были установлены с необходимой достоверностью Б. Курчатовым, И. Курчатовым, Л. Мысовским и Л. Русиновым в 1935 г. в опытах с ^{80}Br ($T^* = 17.7$ мин), его состоянием $^{80}\text{Br}^m(86 \text{ кэВ}; T^m = 4.4 \text{ часа})$ и его изотопами ^{82}Br ($T^* = 35.3$ часа) и ^{78}Br ($T^* = 6.5$ мин), остановимся на основных аспектах изомерии из уважения к историческим фактам на примере нуклидов с $Z = 32-38$.

Бросая ретроспективный взгляд на рассмотренные ранее нуклиды и их возбужденные состояния, среди которых неоднократно уже встречались изомерные состояния, можно сформулировать некоторые качественные признаки «изомерии», выявить условия ее потенциальной возможности, определить сопутствующие ей или связанные с ней количественные соотношения, ограничения.

Сошлемся сначала на наиболее яркие из уже рассмотренных изомерных нуклидов. Как было обсуждено, достаточно ярко изомерные свойства проявляются в структурах нечётно-нечётных нуклидов с «плоским» остовом, обе ничем не занятые z -поверхности которых может занять пара нейтрон-протон в двух конфигурациях. Например, в основном состоянии ^{26}Al имеет **dææ**-структуру, а в изомерном $^{26}\text{Al}^m(229 \text{ кэВ})$ – **pææn**-структуру. Или, наоборот, ^{42}Sc в основном состоянии имеет **pχχп**-структуру, а в изомерном состоянии $^{42}\text{Sc}^m(618 \text{ кэВ})$ – **dχχ**-структуру.

Принципиальное отличие этих конфигураций сопровождается, во-первых, очень большим отличием их моимпов: для двух состояний ^{26}Al разность $\Delta j = 5$, а для двух состояний ^{42}Sc разность $\Delta j = 7$. А, во-вторых, разность энергетических уровней основного и изомерного состояний сравнительно невелика: для ^{26}Al энергия $E^m = 229 \text{ кэВ}$, а для ^{42}Sc энергия $E^m = 618 \text{ кэВ}$. Наконец, нередко эти два обстоятельства сопровождаются тем, что между основным и изомерным состояниями других промежуточных («средних» между ними) состояний с промежуточными значениями моимпа и энергии нет.

Все вышеописанные условия и обстоятельства в их совокупности и взаимосвязи обуславливают внешние признаки изомерии: длительное время существования нуклида в изомерном, так называемом метастабильном состоянии, если оно высвечивается только в результате γ -перехода, а также дополнительно имеет «свои», изомерные каналы β -перехода, не совпадающие с каналами β -перехода основного состояния (если из изомерного состояния осуществляется β -переход).

Итак, обобщая обсуждение изомерных состояний нуклидов, еще раз повторимся: изомерия обусловлена потенциальной возможностью структуры F-остова, которую он предоставляет нуклонам Н-макушки для того, чтобы занимать принципиально различные его z -поверхности, принимать принципиально различные конфигурации, но при этом отличающиеся очень небольшим («очень небольшим»? – опять очень субъективно, но что поделаешь...) энергетическим порогом E^m . Вышесказанное полностью относится ко всем уже упомянутым в предыдущих частях изомерам и, нужно ожидать, что и ко всем другим, еще не рассмотренным изомерам.

Поэтому на первый план выходит необходимость вскрытия потенциальной возможности, которую предоставляет тот или иной F-остов для реализации принципиально разных конфигураций (состояний) нуклонами Н-макушки, отличающихся небольшим энергетическим порогом. Основная же особенность рассматриваемых в этой главе изомеров в том, что в отличие от всех предыдущих, это нуклиды с чётным Z и нечётным A . Эта совокупность нечётных нуклидов с чётным Z исторически получила название «остров изомерии» (первый). Каковы же особенности конфигурации **æχχæ**-остова, обеспечивающие необходимые (или достаточные) условия изомерии?

Начнем с конкретных примеров. Для нуклида ^{71}Ge не спаренный, «лишний» нейтрон на уравновешенной, антисимметричной $n(\mathfrak{a}\chi^3\chi\mathfrak{a})n$ -структуре (остов в шести нейтронной упаковке) может занять место либо на z -поверхности внешнего \mathfrak{a} -кластера, либо на оставшейся незанятой z -поверхности внутреннего χ -кластера (первые две строки второго столбца рис. 3.2.3).

Эти две возможности для этого конкретно упакованного нуклида ($D = 7$) реализованы некоторыми состояниями, отличающимися энергиям и моимпами. В основном состоянии ^{71}Ge орбитал не спаренного нейтрона $l_n = 1$, а спин ему противоположен. Тогда моимп и магним:

$$j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2; \quad \mu = \mu_n \cos\varphi_n (\mu_{\text{эксп}} = 0.546).$$

В другом состоянии $^{71}\text{Ge}^m(198 \text{ кэВ})$, имеющем другую конфигурацию (другую z -поверхность для местонахождения не спаренного нейтрона), этот нейтрон имеет орбитал $l_n = 4$ и сонаправленный с ним спин. Тогда моимп и магним:

$$j^m = l_n + s_n = 4 + 1/2 = 9/2; \quad \mu^m = -\mu_n \cos\varphi_n.$$

А вот между этими двумя состояниями в спектре возбужденных уровней имеется еще одно состояние – $^{69}\text{Ge}^*(5/2; 175 \text{ кэВ})$. Для этого состояния можно предложить два варианта. Во-первых, можно предположить, что состояние нейтрона на этом уровне подобно состоянию нейтрона в основном состоянии изотопа $^{69}\text{Ge}(5/2; 0)$ – рис. 3.2.2, а потому «конфигурационно» подобно положению нейтрона на поверхности \mathfrak{a} -кластера в основном состоянии $^{71}\text{Ge}(1/2; 0)$.

Естественно, что из изомерного состояния $^{71}\text{Ge}^m(9/2; 198 \text{ кэВ})$ сначала совершается γ -переход в промежуточное состояние $^{71}\text{Ge}^m(9/2) \xrightarrow{\gamma} ^{71}\text{Ge}^*(5/2)$. И лишь с этого промежуточного уровня совершается γ -переход $^{71}\text{Ge}^*(5/2) \xrightarrow{\gamma} ^{71}\text{Ge}(1/2)$. Конечно, время высвечивания этого промежуточного состояния $\tau \approx 78 \text{ нс}$ неизмеримо меньше времени жизни изомерного состояния T^m .

Однако, небольшая разница энергий изомерного и промежуточного состояний $\Delta E = E^m - E_1^* = 23.5 \text{ кэВ}$ и достаточно большая разность моимпов этих состояний $\Delta j = 2$ обуславливает метастабильный характер изомерного уровня, хотя и не впечатляет своей длительностью $T^m = 0.02 \text{ с}$. Это обстоятельство, в свою очередь, не исключает и другой вариант для $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ – аналогичное местоположение нейтрона на z -поверхности χ -кластера и для изомерного $^{71}\text{Ge}^m(9/2)$, и для промежуточного $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ состояний. Такая конфигурация промежуточного состояния у $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ для полноты картины представлена на рис. 3.2.3, первая строка.

Уплотнение упаковки до двух \mathfrak{g} -обручей на двух экваториальных χ -кластерах и отсутствие двух антисимметричных нейтронов на z -полюсах $(\mathfrak{a}^3\chi\chi^3\mathfrak{a})n$ -изотопа ^{73}Ge меняет относительное расположение двух рассмотренных конфигураций. В основном состоянии ^{73}Ge орбитал $l_n = 4$; моимп и магним:

$$j = l_n + s_n = 4 + 1/2 = 9/2, \quad \mu = -\mu_n \cos\varphi_n.$$

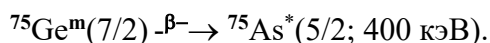
А в изомерном состоянии $^{73}\text{Ge}^m(1/2; 66.7 \text{ кэВ})$ орбитал не спаренного нейтрона $l_n = 1$, а спин ему противоположен. Тогда моимп и магним:

$$j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2, \quad \mu = \mu_n \cos\varphi_n - \text{рис. 3.2.3, вторая строка.}$$

Но и в этом случае между этими двумя состояниями имеется промежуточный уровень $^{73}\text{Ge}^*(5/2)$. Уплотнение нейтронной упаковки удлинняет время жизни $T^m = 0.53$ с, на величину которого в сторону уменьшения T^m действует увеличение разницы энергий возбужденных уровней $\Delta E = E^m - E_1^* = 54.4$ кэВ, которая является энергией γ -кванта, излучаемого при переходе на промежуточный уровень $^{73}\text{Ge}^*(5/2; 13.3$ кэВ), с которого, в свою очередь, совершается γ -переход в основное состояние с $\tau \approx 78$ мкс – рис. 3.2.3.

Уплотнение упаковки еще на два нейтрона для ^{75}Ge конфигурационно воссоздает z -полусную структуру (два антисимметричных нейтропа) Н-макушки изотопа вышерассмотренного ^{71}Ge . Естественно, что и относительное энергетическое соотношение состояний с $j = 1/2$ и $j = 9/2$ этих двух изотопов одинаково. В основном состоянии у ^{75}Ge , как и у ^{71}Ge , орбитал не спаренного нейтрона $l_n = 1$, а спин ему противоположен. Тогда $j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2$, а значения магнимов достаточно близки: $\mu = \mu_n \cos \varphi_n$ ($^{75}\mu_{\text{эсп}} = 0.51$).

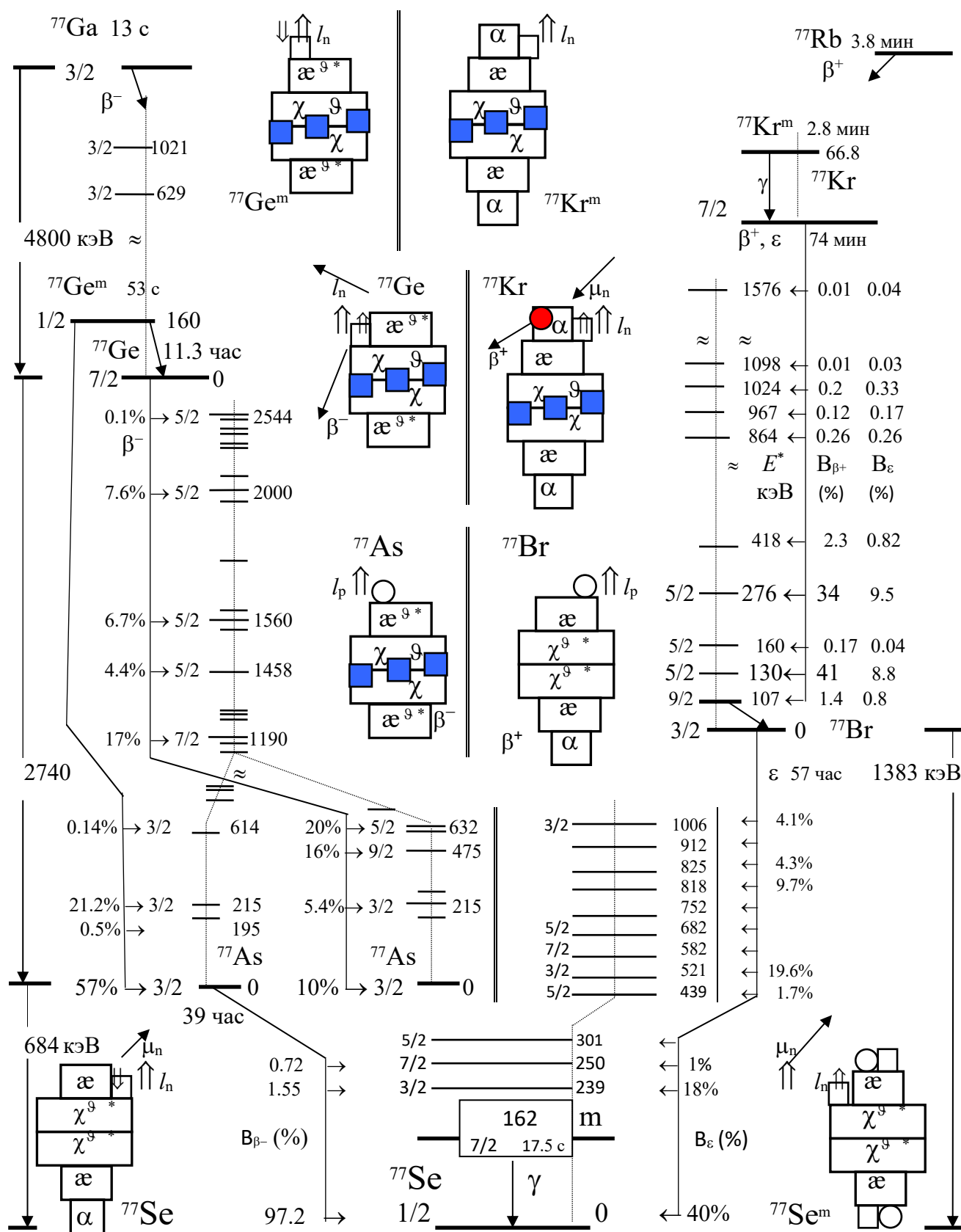
Уплотнение упаковки остова еще на 9-обруч сказывается в том, что в отличие от $^{71}\text{Ge}^m(9/2; 198$ кэВ) у $^{75}\text{Ge}^m(139.7$ кэВ) нейтрон имеет орбитал $l_n = 3$ (а не 4, как у $^{71}\text{Ge}^m$), а спин ему сонаправлен. Тогда моимп $j^m = l_n + s_n = 3 + 1/2 = 7/2$, а дополнительная упаковка остова сказывается, во-первых, в том, что увеличивается $T^m = 47.7$ с, а, во-вторых, в том, что кроме γ -перехода сразу в основное состояние с $E_\gamma = 139.7$ кэВ ($B = 99.7\%$), с небольшой вероятностью ($B = 0.03\%$) совершается β^- -переход только в одно из возбужденных состояний $^{75}\text{As}^*$:



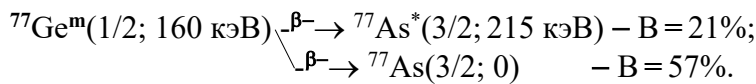
Конечно, β^- -переход из основного состояния $^{75}\text{Ge}(1/2)$ совершается на другие уровни: в основное состояние $^{75}\text{As}(3/2; 0)$ ($B = 87.1\%$), и в возбужденное состояние $^{75}\text{As}^*(3/2; 264.6$ кэВ) ($B = 11.5\%$). Среди других пяти уровней $^{75}\text{As}^*$, которые заселяются в результате β^- -перехода: $^{75}\text{Ge}(1/2) - \beta^- \rightarrow ^{75}\text{As}^*$ – с малой вероятностью ($B < 1\%$), наименьшую, ничтожную вероятность (0.001%) имеет именно тот единственный уровень $^{75}\text{As}^*(5/2; 400$ кэВ), который высвечивается в β^- -переходе изомерного состояния $^{75}\text{Ge}^m(7/2)$.

Рассмотренные изомерные состояния с $j = 1/2$ и $j = 7/2$ ($9/2$) трех изотопов $\text{Ge}^{7,9,11}$ в той или иной степени (вариации значений: $4 \geq \Delta j \geq 2$; $400 \geq \Delta E^m \geq 20$ кэВ; вариации T^m от нескольких секунд до нескольких часов) аналогичны и для многих нечётных изотопов ^{30}Zn , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr . Такая пара состояний (основное и изомерное) имеет место у этих семейств нуклидов с $D = 1$ (^{69}Se), $D = 5$ (^{73}Se , ^{77}Kr), $D = 7$ (^{71}Ge , ^{79}Kr), $D = 9$ (^{69}Zn , ^{73}Ge , ^{77}Se , ^{81}Kr , ^{85}Sr), $D = 11$ (^{71}Zn , ^{75}Ge , ^{79}Se , ^{83}Kr , ^{87}Sr), $D = 13$ (^{77}Ge , ^{81}Se , ^{85}Kr), $D = 15$ (^{79}Ge , ^{83}Se). Из этого перечня видно, что изомерными состояниями обладают все наиболее устойчивые ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr с нечётными $15 \geq D \geq 5$, то есть чётно-нечётные изотопы, имеющие $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остов в некоторой нейтронной упаковке. Бросается в глаза и то, что максимальное число изотопов с изомерными состояниями имеют нуклиды с $D = 9$ и 11 , то есть нуклиды, обязательно имеющие по два 9-обруча, начиная с ^{30}Zn и включительно по ^{38}Sr .

Для конкретности рассмотрим нижние возбужденные уровни и каналы β^- -переходов изобаров с $A = 77$ и $A = 79$.

Рис.3.2.4. Структуры, возбужденные уровни и каналы β -переходов изобаров с $A=77$

Начнем рассмотрение с изобаров с $A=77$ – рис. 3.2.4. Нейтроно избыточный нуклид $^{77}\text{Ga}^{15}(3/2)$ с $T^*=13.2$ с испытывает β^- -переход на несколько возбужденных уровней $^{77}\text{Ge}^*$, но среди них нет основного уровня $^{77}\text{Ge}(7/2; 0)$. В свою очередь, $n(\text{æ}^9\chi^9\chi^9\text{æ})$ -изобар $^{77}\text{Ge}^m$, имеющий одиночный нейтрон Н-макушки в состоянии, почти аналогичном состоянию в уже рассмотренном $^{73}\text{Ge}^m$, испытывает из состояния $^{77}\text{Ge}^m(1/2)$ не только γ -переход (как это было у $^{73}\text{Ge}^m$), а еще и β^- -переход с $T^m=53$ с на несколько возбужденных уровней $^{77}\text{As}^*$. Из изомерного состояния $^{77}\text{Ge}^m(1/2; 160 \text{ кэВ})$ с вероятностью 21% идет γ -переход в основное состояние, а также β^- -переход в основном на два уровня ^{77}As – рис. 3.2.4:



Из основного состояния $^{77}\text{Ge}(7/2)$ идет β^- -переход $^{77}\text{Ge}(7/2) \xrightarrow{\beta^-} ^{77}\text{As}^*$ на 34 различных возбужденных уровня $^{77}\text{As}^*$ ($T^*=11.3$ часа), некоторые из которых указаны на рис. 3.2.4.

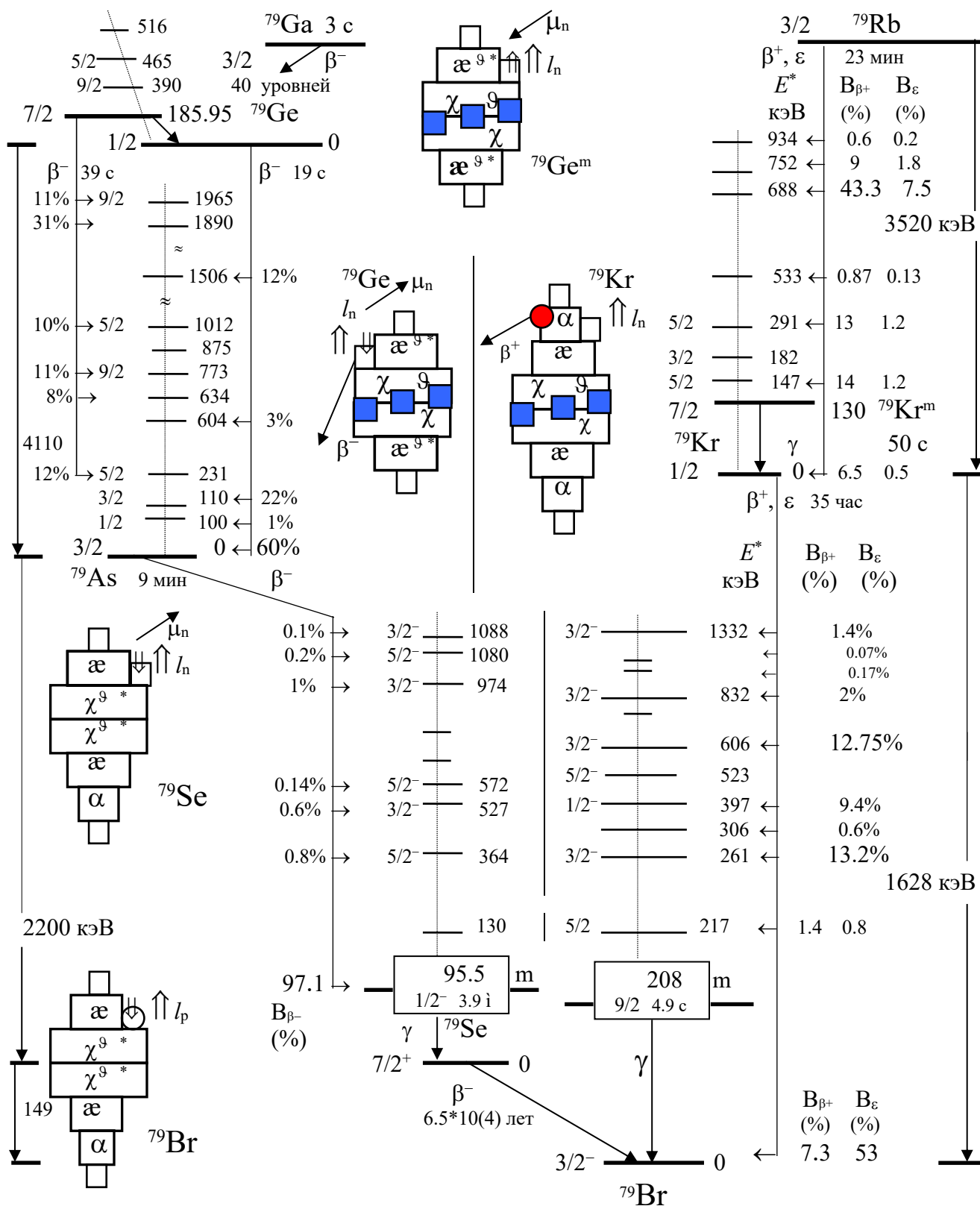
Неустойчивый $p(\text{æ}^9\chi^9\chi^9\text{æ})$ -изобар $^{77}\text{As}^{11}(3/2)$ с периодом полуперехода $T^*=38.8$ час испытывает β^- -переход с подавляющей вероятностью в основное состояние $^{77}\text{Se}^9(1/2) - B=97\%$, но почти не виден β^- -переход в изомерное состояние $^{77}\text{Se}^m(7/2; 162 \text{ кэВ}) - B=0.32\%$. Если для основного состояния предложена более (опять субъективизм?!) уравновешенная $n(\text{æ}^9\chi\chi^9\text{æ}\alpha)$ -конфигурация – рис. 3.2.1а – с орбиталом не спаренного нейтрона $l_n=1$ и моимпом $j=l_n-s_n=1-1/2=1/2$, то для изомерного состояния $^{77}\text{Se}^m(7/2)$ можно предложить $d(\text{æ}^9\chi\chi^n\text{æ}^9)d$ -конфигурацию, в которой не спаренный нейтрон на z -поверхности χ -кластера имеет орбитал $l_n=3$ и моимп $j=l_n+s_n=3+1/2=7/2$. Изомерное состояние $^{77}\text{Se}^m(7/2)$ высвечивается только в результате γ -перехода с $T^m=17.4$ с – рис. 3.2.4.

Заметим, что и в β^- -переходе $^{77}\text{As}(3/2)$, и в β^+ -переходе $^{77}\text{Br}(3/2)$ изомерный уровень почти не заселяется ($B<2\%$) и не высвечивается.

Протоноизбыточные изобары с $A=77$ испытывают β^+ -переход. Как и у изотопов ^{32}Ge у $n(\alpha\text{æ}\chi^9\chi\text{æ}\alpha)$ -структуры $^{77}\text{Kr}^5$ одиночный нейтрон может вращаться на z -поверхности æ -кластера или на z -поверхности χ -кластера (вокруг æ -кластера).

Предположим, что в основном состоянии $^{77}\text{Kr}(7/2)$ не спаренный нейтрон на z -поверхности χ -кластера имеет орбитал $l_n=3$ и моимп $j=l_n+s_n=3+1/2=7/2$. Тогда в изомерном состоянии $^{77}\text{Kr}^m$ одиночный нейтрон может вращаться на z -поверхности æ -кластера вокруг α -кластера – рис. 3.2.4. Изомерное состояние $^{77}\text{Kr}^m(66.8 \text{ кэВ})$ с $T^m=2.8$ мин испытывает γ -переход в основное состояние $^{77}\text{Kr}(7/2)$. А из основного состояния $^{77}\text{Kr}(7/2)$ осуществляется β^+ -переход или ε -захват в основном на два возбужденных уровня $^{77}\text{Br}^*(5/2)$ с $j=5/2$ – рис. 3.2.4. Основные параметры (периоды полураспада, вероятности каналов) β^+ -переходов ^{77}Kr и ^{77}Br представлены на рис. 3.2.4. Здесь же представлены условные обозначения структур изобаров с $A=77$.

Почти все вышесказанное можно повторить, комментируя условную схему возбужденных уровней и каналов β -переходов изобаров с $A=79$ – рис. 3.2.5. Почти все, но с одной существенной оговоркой.

Рис.3.2.5. Структуры, возбужденные уровни и каналы β -переходов изобаров с $A = 79$

Оговоркой, которая обусловлена тем, что нейтронная упаковка всех изобаров увеличилась ровно на два нейтрона и конфигурация всех антисимметричных упаковок (конечно, за вычетом не спаренного нейтрона) нуклидов с чётным Z ($_{32}\text{Ge}$, $_{34}\text{Se}$, $_{36}\text{Kr}$) изменилась.

Теперь $^{79}\text{Ge}^{15}$ может иметь $2n(\alpha^9\chi^9\chi^9\alpha)n$ -конфигурацию и в основном состоянии его моимп $j=1/2$, а в изомерном состоянии $^{79}\text{Ge}^m(186 \text{ кэВ}) - j=7/2$, то есть взаимное энергетическое расположение уровней с $j=1/2$ и $j=7/2$ снова стало таким же, как и взаимный порядок основного и изомерного уровней с $j=1/2$ и $j=9/2$ для $^{75}\text{Ge}^{11}$ и $^{71}\text{Ge}^7$.

Соответственно, $^{79}\text{Se}^{11}$ в основном состоянии имеет $2n(\alpha^9\chi^9\chi^9\alpha)n$ -конфигурацию и орбитал не спаренного нейтрона $l_n=3$, а его моимп $j=7/2$. Изомерное состояние $^{79}\text{Se}^m$ может иметь $t(\alpha^9\chi^9\chi^9\alpha)t$ -конфигурацию с орбиталом экваториального нейтрона $l_n=1$ и моимпом: $j=l_n-s_n=1-1/2=1/2$.

И третий изобар с $A=79$ и чётным $Z - ^{79}\text{Kr}^7$ – изменил взаимное энергетическое расположение состояний с $j=1/2$ и $j=7/2$ по сравнению со своим изотопом ^{77}Kr . У $2n(\alpha\alpha\chi^9\chi^9\alpha)n$ -нуклида $^{79}\text{Kr}^7$ в основном состоянии не спаренный нейтрон имеет орбитал $l_n=1$ и моимп $j=l_n-s_n=1-1/2=1/2$, а в изомерном состоянии $^{79}\text{Kr}^m$ орбитал не спаренного нейтрона $l_n=3$, а его моимп $j=7/2$.

Итак, у всех трех изобаров ^{79}Ge , ^{79}Se , ^{79}Kr основное и изомерное состояния (рис. 3.2.5) поменялись своими моимпами $j=1/2$ и $j=7/2$ по сравнению с их изотопами ^{77}Ge , ^{77}Se , ^{77}Kr (рис. 3.2.4).

Краткий комментарий к спектрам β -переходов изобаров с $A=79$. Нейтронно избыточный $p^9(\alpha^9\chi^9\chi^9\delta)2n$ - или $d(\alpha^9\chi^9\chi^9\delta)n$ -изобар $^{79}\text{Ga}^{17}(3/2)$ с $T^*=3 \text{ с}$ совершает β^- -переход на 40 уровней $^{79}\text{Ge}^*$. При этом максимальная вероятность перехода на какой-то уровень $^{79}\text{Ge}^*$ невелика (порядка 10-15% на три уровня, включая основное состояние $^{69}\text{Ge}(1/2)$, а на остальные уровни порядка 1% и не менее 0.1%). Вывод: у $^{79}\text{Ga}^{17}(3/2)$ столь много «лишних» нейтронов, что без особого выбора конечной конфигурации он поскорее стремится преобразовать один из них (какой попадется под руку!) в протон, приобретая при этом с достаточно равным распределением вероятности одно из 40 возможных состояний $^{69}\text{Ge}^*$.

Нейтронноизбыточный $2n(\alpha^9\chi^9\chi^9\alpha)n$ -изобар $^{79}\text{Ge}^{15}$, в свою очередь, из основного состояния с $T^*=19 \text{ с}$ совершает β^- -переход на 10 уровней $^{79}\text{As}^*$, но уже с подавляющей вероятностью в основное состояние $^{79}\text{As}(3/2) - B=60\%$. Из изомерного состояния $^{79}\text{Ge}^m(7/2; 186 \text{ кэВ})$ с $T^m=39 \text{ с} (> T^*=19 \text{ с})$ также совершается β^- -переход, но уже на 12 уровней $^{79}\text{As}^*$. Естественно, что оба исходных состояния ^{79}Ge и $^{79}\text{Ge}^m$ уже имеют возможность и достаточное время для выбора конечной конфигурации $^{79}\text{As}^*$. И, конечно, их выбор принципиально не одинаков: каналы с максимальной вероятностью для двух β^- -переходов из двух разных метастабильных конфигураций ^{79}Ge не совпадают друг с другом. Ни один из пяти конечных уровней $^{79}\text{As}^*$, на которые с максимальной вероятностью совершается β^- -переход из основного состояния $^{69}\text{Ge}(1/2)$, не совпадает ни с одним из шести конечных уровней $^{79}\text{As}^*$, на которые с максимальной вероятностью совершается β^- -переход из изомерного состояния $^{79}\text{Ge}^m(7/2)$ – рис. 3.2.5.

В свою очередь, $d(\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha)n$ -изобар $^{79}\text{As}(3/2)$ с $T^* = 9$ мин совершает β^- -переход на 7 уровней $^{79}\text{Se}^*$, но с подавляющей вероятностью ($B = 98\%$) в изомерное состояние $^{79}\text{Se}^m(1/2)$, а β^- -переход в основное состояние $^{79}\text{Se}(7/2)$ не осуществляется. Акцентируем внимание на сопоставлении конфигураций основного состояния изобаров $^{79}\text{Se}^{11}(7/2)$ и $^{79}\text{Br}^9(3/2)$ и изомерного состояния $^{79}\text{Se}^m(1/2)$.

Если основное состояние $^{79}\text{Br}^9(3/2)$ имеет $d(\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha)n$ -конфигурацию, то, конечно же, этой конечной устойчивой структуре больше соответствует (более конфигурационно аналогична) $2n(\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha)n$ -конфигурация основного состояния $^{79}\text{Se}^{11}(7/2)$. Ведь в этих двух конфигурациях достаточно одному из двух нейтронов на α -кластере ^{79}Se преобразоваться в протон и условия для формирования конечной конфигурации $^{79}\text{Br}^9$ готовы, потому что вся остальная часть их структуры идентична – рис. 3.2.5.

Правда, этот β^- -переход замедляют, тормозят два обстоятельства. Во-первых, очень небольшая разность энергий связи этих двух изобаров. Причем, значение $E_0(^{79}\text{Br}) = 686.334$ МэВ даже меньше, чем $E_0(^{79}\text{Se}) = 686.976$ МэВ, так что полная энергия, выделяемая в этом β^- -переходе, мала: $E_{\beta^-} = 149$ кэВ. А, во-вторых, разность моимпов этих двух состояний достаточно велика: $\Delta j = |j^{\text{Br}} - j^{\text{Se}}| = 3$. Оба эти обстоятельства в совокупности фантастически удлиняют время жизни ^{79}Se до $T^* = 65\,000$ лет.

А что происходит с изомерным состоянием $^{79}\text{Se}^m(1/2; 95.5 \text{ кэВ})$? Ведь у этого состояния в сравнении с изобаром $^{79}\text{Br}(3/2)$ и разность энергетических уровней больше почти на 100 кэВ, да и разность моимпов $\Delta j = |j^{\text{Br}} - j^{\text{Se}}| = 1$ почти идеальна для β^- -перехода. Ан нет! Нет, и все тут. Не ограниченный количественно значениями $E_{\beta^-} = 149$ кэВ и $\Delta j = 1$ β^- -переход ($^{79}\text{Se}^m - X \beta^- \rightarrow ^{79}\text{Br}$) не наблюдается. Из этого изомерного состояния $^{79}\text{Se}^m$ имеет место только γ -переход в основное состояние: $^{79}\text{Se}^m(1/2) - \gamma \rightarrow ^{79}\text{Se}(7/2)$ с $T^m = 3.9$ мин.

Наиболее правдоподобное истолкование такого «непонятного» поведения $^{79}\text{Se}^m$ – это принципиальное различие его $t\alpha^8\chi^n\chi^8\alpha t$ -конфигурации – рис. 3.2.3, первая строка – и $d\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha n$ -конфигурации ^{79}Br – рис. 3.2.3, третья строка. Это отличие конфигураций и обуславливает решающее ограничение (фактически запрещение) β^- -перехода изомерного состояния $^{79}\text{Se}^m$.

Вышеприведенный комментарий к каналам β^- -переходов изобаров с $A = 79$ сопроводим более детальной иллюстрацией. На рис. 3.2.6 приведены предполагаемые конфигурации основных и изомерных состояний этих изобаров с $32 < Z < 35$. Наряду с другими, ранее предложенными конфигурациями основное состояние $^{79}\text{Ge}(1/2)$ может иметь $2n\alpha^8\chi^n\chi^8\alpha\theta$ -конфигурацию, которая в наибольшей степени соответствует $t\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha\theta$ -конфигурации основного состояния ^{79}As .

Зато $2n\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha n$ -конфигурации изомерного состояния $^{79}\text{Ge}^m$ больше соответствуют $d\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha n$ -конфигурации возбужденных уровней $^{79}\text{As}^*$, которые и заселяются в процессе β^- -перехода – рис. 3.2.6. В свою очередь, из основного состояния ^{79}As β^- -переход идет только в изомерное состояние $^{79}\text{Se}^m$ (97%) с «конфигурационно близкой» $t\alpha^8\chi^n\chi^8\alpha t$ -структурой и нет β^- -переходов в основное состояние. После изомерного γ -перехода ^{79}Se принимает $2n(\alpha^8\chi^8\chi^8\alpha)n$ -конфигурацию основного состояния, из которого идет β^- -переход только в основное состояние ^{79}Br .

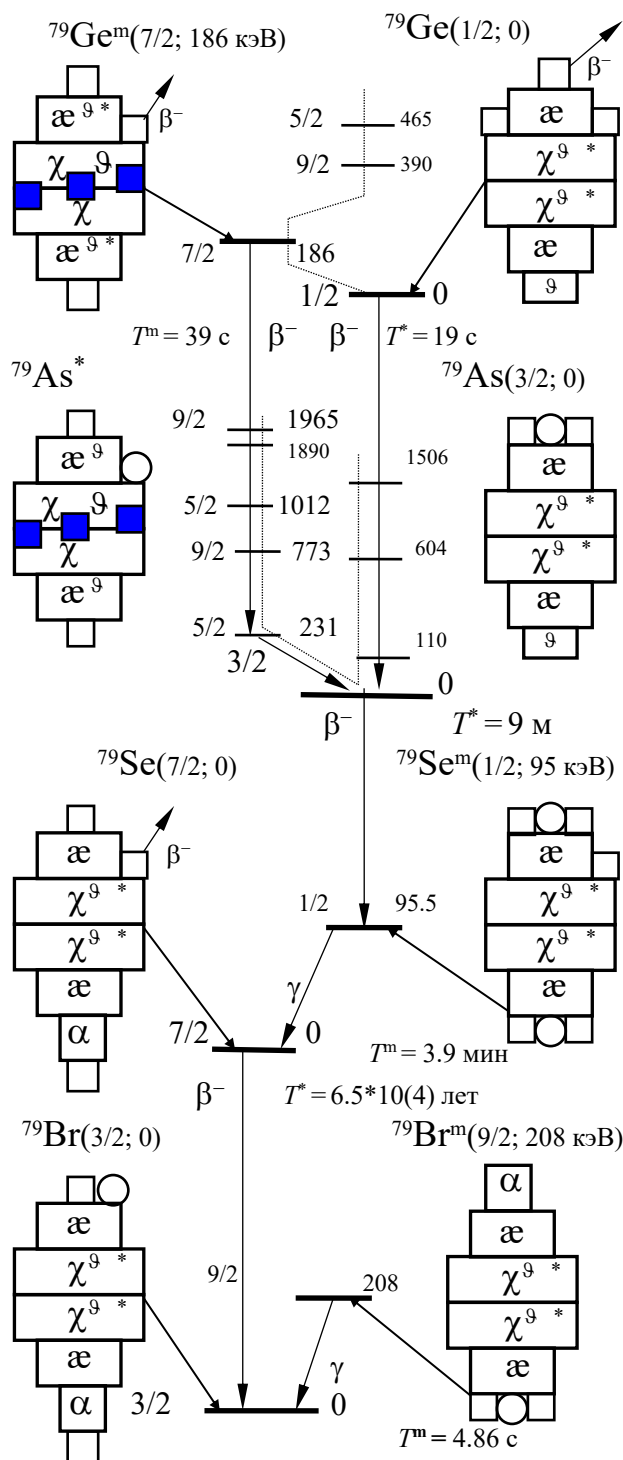


Рис. 3.2.6. Структуры основных и изомерных состояний изобаров с $A = 79$

можно составить суждение или высказать гипотезу о той или иной конфигурации того или иного нуклида и вытекающих из этой модели его свойствах и параметрах.

Заметим, что изомерное состояние $^{79}\text{Br}^m(9/2; 208 \text{ кэВ})$ с предполагаемой $\text{t}\alpha^9\chi\chi^9\alpha$ -конфигурацией совершает изомерный γ -переход с $T^m = 4.8 \text{ с}$.

Основные параметры β^+ -переходов изобаров $^{79}\text{Rb}^5(3/2)$ и $^{79}\text{Kr}^7(1/2)$, имеющих избыток протонов, представлены на рис. 3.2.5.

Около половины всех β^+ -переходов и ϵ -захватов ^{79}Rb идет на возбужденный уровень $^{79}\text{Kr}^*(688 \text{ кэВ})$ и лишь $\approx 7\%$ на основной уровень $^{79}\text{Kr}(1/2)$. Нуклид $^{79}\text{Kr}(1/2)$ с наибольшей вероятностью (60%) переходит в основное состояние $^{79}\text{Br}(3/2)$. Заметим, что изомерное состояние $^{79}\text{Kr}^m(7/2; 130 \text{ кэВ})$ испытывает только изомерный γ -переход в основное состояние $^{79}\text{Kr}(1/2)$ с

$T^m = 50 \text{ с}$.

Не исключено, что неполная идентичность, не абсолютное совпадение структур и конфигураций основных, изомерных и возбужденных состояний изобаров с $A = 77, 79$ и нечётных изотопов ^{32}Ge , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr , представленных на рис. 3.2.2-6, может вызвать некоторое недоумение. Ну что же. Не будем искать оправданий...

У автора заранее была уверенность в том, что он лишен возможности абсолютно точно дать однозначный ответ даже на те вопросы, которые он сам себе поставил (не говоря уже о тех, которые он не решился включить в круг обсуждаемых проблем). Не избежал он и соблазна представить свои сомнения и размышления на суд читателей.

Цель автора несколько иная: рассказать о тех приемах, путях, способах и методах, посредством которых из огромного комплекса экспериментальных данных

А также обсудить, прокомментировать, проиллюстрировать эти способы, методы на конкретных нуклидах с их спектрами возбужденных состояний, их каналами β^- -переходов или γ -переходов, их моимпами и магнимами, вероятностями заселения возбужденных состояний и т.д.

Автор высказал свои варианты, а достоверность, степень справедливости его версий – это должно быть установлено на основе более тщательного, более дотошного, более всестороннего анализа и уже имеющихся экспериментальных данных, а также специально поставленных будущих исследовательских программ.

В качестве иллюстрации к этому небольшому отступлению приведем систематику моимпов и магнимов самых нижних возбужденных уровней рассмотренных нуклидов с чётным Z и нечётным A . Все упомянутые состояния фактически являются основным и изомерным состояниями с $j = 1/2$ и $j = 9/2$ ($7/2$), а также некоторыми состояниями с $j = 5/2$.

Таблица 3.2.1

Параметры основных и изомерных состояний нечётных изотопов

$_{30}\text{Zn}$, $_{32}\text{Ge}$, $_{34}\text{Se}$, $_{36}\text{Kr}$, $_{38}\text{Sr}$

Нуклиды		Состояния с $j = 1/2^-$			Состояния с $j = 7/2^+, 9/2^+$				Состояния с $j_0 = 5/2^-$		
^AX	D	E^m кэВ	μ	T^*	j	E^m кэВ	μ	T^*	E^* кэВ	μ	T^*
^{71}Zn	11	0		2.45 м	$9/2^+$	157		3.9 ч	285		
^{73}Zn	13	0		23.5 с	$7/2^+$	195		5.8 с			
^{69}Ge	5	87		5 мкс	$9/2^+$	398	-1.0	3 мкс	0	0.73	39 ч
^{71}Ge	7	0	0.55	11.2 д	$9/2^+$	199	-1.04	0.02 с	175	1.0	79 нс
^{73}Ge	9	67		0.5 с	$9/2^+$	0	-0.88	7.8%	13.3		3 мкс
^{75}Ge	11	0	0.51	83 м	$7/2^+$	140		48 с	316		
^{77}Ge	13	160		53 с	$7/2^+$	0		11.3 ÷	495		
^{79}Ge	15	0		19 с	$7/2^+$	186		39 с			
^{73}Se	5	26	($3/2^-$)	39 м	$9/2^+$	0		7.2 ч	151	($3/2^-$)	0.2 нс
^{75}Se	7	293		30 нс	$9/2^+$	133		5 ñ	0	0.67	120 д
^{77}Se	9	0	0.54	7.6%	$7/2^+$	162		18 с	250	1.12	9.3 нс
^{79}Se	11	96		3.9 м	$7/2^+$	0	-1.02	$6 \cdot 10^4$ л	365		
^{81}Se	13	0		18.5 м	$7/2^+$	103		57 м	624		
^{83}Se	15	228		70 с	$9/2^+$	0		22.5 ì	1133		
^{77}Kr	5	67		2.8 м	$7/2^+$	0		75 м			
^{79}Kr	7	0		35 ч	$7/2^+$	130		50 ñ	147	1.125	78 нс
^{81}Kr	9	190		13 с	$7/2^+$	0		$2 \cdot 10^5$ л	552		
^{83}Kr	11	41.5		114 м	$9/2^+$	0	-0.97	12%	9.3	($7/2$)	
^{85}Kr	13	305		4.5 ч	$9/2^+$	0	-1.0	10.7 ë	1147		
^{83}Sr	7	259		5 с	$7/2^+$	0		32.4 ÷	35.5	($9/2$)	
^{85}Sr	9	239		68 м	$9/2^+$	0		64.8 ä	767		
^{87}Sr	11	390		2.8 ч	$9/2^+$	0	-1.09	7.2 ч			

Если к состояниям нуклидов, представленным в табл. 3.2.1, добавить основные $^{69}\text{Se}(9/2)$ и $^{69}\text{Zn}(1/2)$, изомерные $^{69}\text{Se}^m$, $^{69}\text{Zn}^m(9/2)$ состояния изобаров Zn^9 и Se^1 , а также возбужденное состояние $^{67}\text{Ge}^*(9/2; 734 \text{ кэВ})$ с $\tau \approx 10 \text{ нс}$, имеющее магним $\mu_{\text{эксп}} = -0.95$, то можно сделать следующие выводы.

Моимп и магним подавляющего большинства указанных в табл. 3.2.1 основных и изомерных состояний равен или $j = 1/2$, или $j = 9/2$ ($7/2$). При этом для всех конфигураций «одночастичной» модели (при условии вклада в моимп и магним нуклида только j и μ одного, не спаренного нейтрона) в первом случае:

$$j = I_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2, \mu = +\mu_n \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = 0.51-0.55).$$

А во втором случае:

$$j = I_n + s_n = 4(3) + 1/2 = 9(7)/2, \mu = -\mu_n \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = (-0.95)-(-1.0)).$$

Экспериментальные значения $j_{\text{эксп}}$ и $\mu_{\text{эксп}}$ приведены в табл. 3.2.1.

Конечно, не все состояния имеют параметры с численными значениями «под копиру». Состояния с равными j и почти равными $\mu_{\text{эксп}}$ резко отличаются энергией возбуждения E^m , периодами полураспада T^* или T^m , местоположением в спектре возбужденных уровней. Очень интересная проблема – зависимость вышеперечисленных параметров E^m , T^* и статуса состояния (основное или изомерное) при $j = 1/2$ (или, наоборот, при $j = 9/2$ ($7/2$)) от состава Н-макушки изобаров ($A = \text{const}$, $Z = \text{var}$) на $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остове или от состава нейтронной упаковки изотопов ($Z = \text{const}$, $D = \text{var}$). Несомненно, что такой сопоставительный анализ дает много объективных аргументов в обоснование той или иной модели. Той или иной конфигурации состояний нуклидов в их объективно существующей взаимосвязанной и взаимообусловленной системе. В этом контексте нужно обязательно упомянуть о третьем конфигурационном состоянии этих нуклидов, имеющем $j = 5/2$.

Это состояние не носит тотального, обязательного характера, но, тем не менее, достаточно регулярно или вклинивается в дружную пару $j = 1/2$ и $j = 9/2$ ($7/2$), или сразу, непосредственно примыкает к этой паре. В этом состоянии для одночастичной модели $I_n = 3$ (и в этом оно совпадает с состоянием, имеющим $j = 7/2$), моимп $j = I_n - s_n = 3 - 1/2 = 5/2$, а магним $\mu = +\mu_n \cos \varphi_n$ ($\mu_{\text{эксп}} \approx 0.7$ или ≈ 1.1 – табл. 3.2.1). Заметим, что из нуклидов, приведенных в табл. 3.2.1, лишь четыре в основном состоянии имеют $j = 5/2$: $^{67}\text{Ge}^3(5/2)$, $^{69}\text{Ge}^5(5/2)$, $^{75}\text{Se}^7(5/2)$, $^{87}\text{Kr}^{15}(5/2)$. Не углубляясь в анализ этой проблемы, выскажем лишь начальную гипотезу относительно ^{75}Se и ^{69}Ge . Не исключено, что это состояние не спаренного нейтрона с $I_n = 3$, $j = I_n - s_n = 5/2$ и $\mu \approx 0.7$ обусловлено $\text{æ}\chi^9\chi\text{æ}$ -остовом ^{69}Ge и $\text{tæ}\chi^9\chi\text{æt}$ -структурой ^{75}Se . Обе указанные структуры с одним экваториальным 9-поясом и вынуждают единственный не спаренный нейтрон в наинижем энергетическом (основном) состоянии иметь такой орбитал $I_n = 3$ и моимп $j = 5/2$. В поддержку этой гипотезы говорит и достаточная близость их магнимов – табл. 3.2.1.

Состояние с $j = 5/2$ имеют и некоторые возбужденные уровни других нуклидов. Так, первые возбужденные уровни $^{71}\text{Ge}^*(5/2; 175 \text{ кэВ})$ и $^{73}\text{Ge}^*(5/2; 13.3 \text{ кэВ})$, «вклинившиеся» между основным и изомерным состояниями обсуждались ранее – рис. 3.2.3 (второй столбец).

Достаточно близко к изомерным уровням по энергии расположены возбужденные уровни с $j=5/2$ для таких, например, нуклидов как $^{77}\text{Se}^*(5/2; 250 \text{ кэВ})$ и $^{79}\text{Kr}^*(5/2; 147 \text{ кэВ})$. Все эти возбужденные состояния нуклидов с $D=7$ или $D=9$ имеют близкие значения магнимов $\mu_{\text{ясп}} \approx 1.1$.

Завершая комментирование нижних возбужденных уровней нуклидов с $\alpha\chi\chi\alpha$ -остовом (изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr), еще раз повторимся, что изомерными уровнями кроме того обладают два нейтроноизбыточных изотопа $^{69}\text{Zn}^9$ и $^{71}\text{Zn}^{11}$ и два изотопа $^{85}\text{Sr}^9$ и $^{87}\text{Sr}^{11}$ с одинаковыми значениями $D=9$ и $D=11$. Эти две пары изотопов ^{30}Zn и ^{38}Sr в составе нейтронной упаковки имеют по два 9 -обруча, что и обеспечивает вышеупомянутые «условия изомерии».

Возвращаясь к нуклидам с нечётными Z (^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb) и нечётными A , которые, как указывалось, в основном состоянии имеют $j=3/2$ и $j=5/2$, учтем, что эти «средние» значения $1/2 < j < 9/2$ моимпов их основных состояний дают мало шансов для создания «условий изомерии». И всё-таки ($\alpha\chi\chi\alpha$)-базис изотопов ^{35}Br с нейтронной упаковкой $D=5, 7, 9$ обеспечивает также изомерные условия. В основном состоянии изотопы ^{75}Br , ^{77}Br , ^{79}Br имеют $j=3/2$, а в изомерном состоянии $j^m=9/2$. Естественно, что на время жизни изомерного состояния сильно влияет энергия возбуждения E^m этого состояния. Так, для $^{75}\text{Br}^m(9/2; 107 \text{ кэВ})$ период полуперехода $T^m=4.6$ мин, для $^{77}\text{Br}^m(9/2; 106 \text{ кэВ})$ $T^m=4.3$ мин, а для $^{79}\text{Br}^m(9/2; 208 \text{ кэВ})$ вследствие двукратного увеличения энергии до $E^m=208 \text{ кэВ}$ период полуперехода уменьшился до $T^m=4.8$ с. Предполагаемые конфигурации основного и изомерного состояний ^{79}Br и $^{79}\text{Br}^m$ представлены на рис. 3.2.6.

Конечно, условия для изомерии существуют и для уже традиционных (если отсчет начинать с пары состояний $^{14}\text{N}(1; 0)$ и $^{14}\text{N}^*(0; 2.31 \text{ МэВ})$) нечётно-нечётных нуклидов. Параметры основных и изомерных состояний двух изотопов ^{33}As и 4 изотопов ^{35}Br и ^{37}Rb с чётным A приведены в табл. 3.2.2. Как и нечётно-нечётные изотопы, рассмотренные выше, изотопы ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb отличаются постоянством, любовью к моимпу $j=1$ или $j=2$ в основном состоянии – табл. 3.2.2.

Таблица 3.2.2

Параметры основных и изомерных состояний чётных изотопов ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb

Нуклиды		Основное состояние с $j_0=1, 2$				Изомерное состояние с $j^m=4, 5, 6$			
^AX	D	J_0	E^* , кэВ	μ	T^*	j^m	E^m , кэВ	μ^m	T^m
^{74}As	8	2^-	0	-1.6	18 ä	5	283		8 с
^{82}As	16	1^+	0		21 с	5			13 с
^{78}Br	8	1^+	0		6.46 м	4^+	180	4.08	0.12 мс
^{80}Br	10	1^+	0	0.514	17.7 м	5^-	86	1.32	4.42 ч
^{82}Br	12	2^-	46		6.13 м	5^-	0	1.63	35.3 ч
^{84}Br	14	2^-	0		31.8 м	5^-	320		6 м
^{82}Rb	8	1^+	0	0.544	1.25 м	5^-	100	1.52	6.3 ч
^{84}Rb	10	2^-	0	-1.32	32.2 д	6^-	464	2.2	20.3 м
^{86}Rb	12	2^-	0	-1.69	18.7 д	6^-	556	1.82	1.02 м
^{90}Rb	16	1	0		2.5 м	4^-	107	1.62	4.3 м

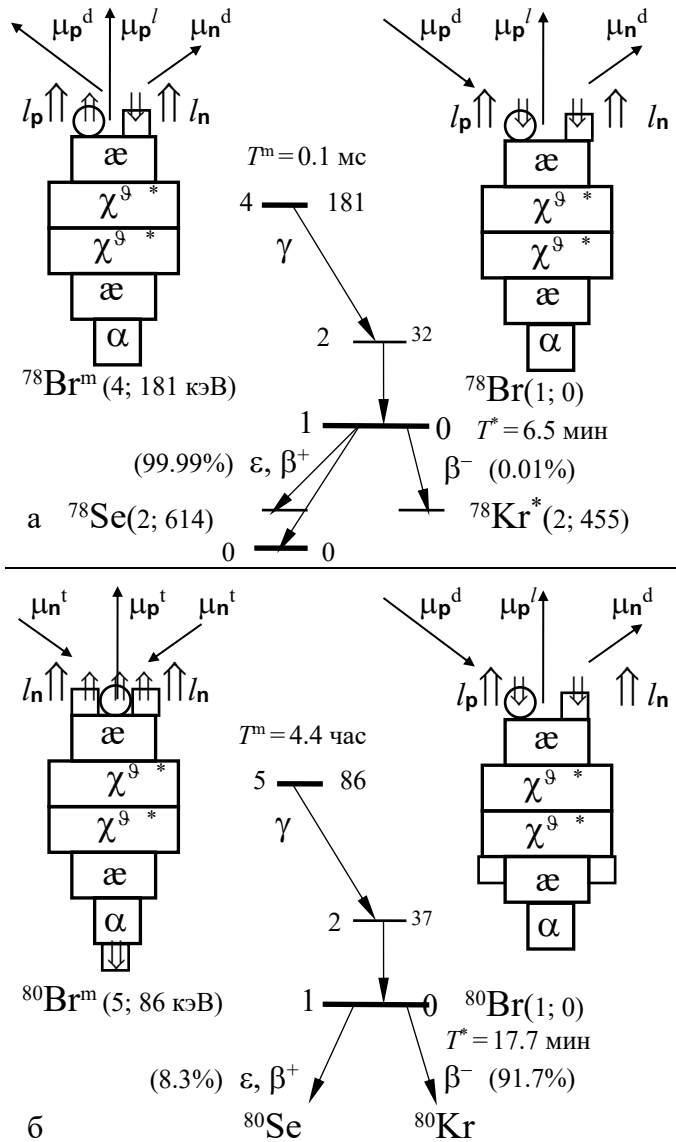


Рис. 3.2.7(б) Структуры основного и изомерного состояний ^{78}Br (а) и ^{80}Br (б)

В изомерном состоянии $^{78}\text{Br}^m$ при $l_n = l_p = 2$ и $\Sigma^2 s_N = 0$ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = 2 \cdot 2 + 0 = 4;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

А вот ситуация с состояниями ^{80}Br несколько иная. Предполагаемые структуры основного и возбужденного состояний ^{80}Br представлены на рис. 3.2.7б. При $l_n = l_p = 1$ моимп основного состояния ^{80}Br , такой же как и у ^{78}Br :

$$j = \Sigma^2 l_N - \Sigma^2 s_N = 2 \cdot 1 - 2 \cdot 1/2 = 1,$$

а магним имеет такое же выражение, как и у ^{78}Br :

Если к тому же в состоянии с небольшой энергией возбуждения E^* возможна конфигурация нуклида, отличная от конфигурации основного состояния и при этом имеющая «достаточно большой» моимп, то условия для изомерного состояния налицо. Как отмечено в табл. 3.2.2, изомерные состояния нуклидов имеют именно такой достаточно большой моимп $j = 4, 5, 6$. В качестве иллюстрации приведем некоторые примеры.

На рис. 3.2.7 приведены предполагаемые структуры основного и изомерного состояний изотопов ^{78}Br и ^{80}Br ,

при исследовании которых и была впервые обнаружена изомерия.

Если основное и изомерное состояния $^{78}\text{Br}^8$ имеют одинаковые конфигурации и отличаются лишь моимпами, причем между ними имеется и промежуточное состояние, то и время жизни изомерного состояния очень мало $\tau = 120$ мкс (и можно ли при таком значении τ называть его изомерным?).

Согласно рис. 3.2.7а для основного состояния $d(\alpha^9 \chi \chi^9 \alpha \alpha)$ -нуклида ^{78}Br при $l_n = l_p = 1$ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_N - \Sigma^2 s_N = 2 \cdot 1 - 2 \cdot 1/2 = 1;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

$$\mu = \mu_p^I - \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

А вот изомерное состояние $^{80}\text{Br}^m$ – рис. 3.2.7б –, имеющее $t(\alpha^9\chi\chi^9\alpha\alpha)n$ -конфигурацию, по структуре Н-макушки достаточно заметно отличается от основного.

В изомерном состоянии $^{80}\text{Br}^m$ при $l_n^t = 2$ его моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_N = 2*2 + (3*1/2 - 1/2) = 5;$$

$$\mu = \mu_p \cos \varphi_p^t + \mu_n \cos \varphi_n - 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 \cos \varphi_p^t + 2 \cos \varphi_n - 2*2 \cos \varphi_n^t.$$

Достаточно большая разность моимпов изомерного $^{80}\text{Br}^m(5; 86 \text{ кэВ})$ и «промежуточно-го» $^{80}\text{Br}^*(2; 37 \text{ кэВ})$ состояний, достаточно малая разность их энергий $\Delta E = E^m - E^* = 49 \text{ кэВ}$, а также значительное отличие конфигураций основного и изомерного состояний (в предположении, что конфигурации двух нижних состояний $^{80}\text{Br}(1; 0)$ и $^{80}\text{Br}^*(2; 37 \text{ кэВ})$ одинаковы) значительно удлиняют время жизни изомерного состояния.

Действительно, $T^m = 4.42$ часа даже больше, чем время жизни основного состояния $T^* = 17.7$ мин. Заметим, что при интерпретации конфигурации состояний ^{78}Br и ^{80}Br учитывались и каналы β -перехода их основных состояний, параметры которых указаны на рис. 3.2.7. Предоставим читателю возможность самостоятельно порассуждать при рассмотрении конфигураций рис. 3.2.7, если β^- -переход ^{78}Br идет только на уровень $^{78}\text{Kr}^*(2; 455 \text{ кэВ})$, а $\beta^+(\epsilon)$ -переход – преимущественно в основное состояние ^{78}Se (86%) и частично на первый возбужденный уровень $^{78}\text{Se}^*(2; 614 \text{ кэВ})$ (14%).

Изотоп ^{80}Br , имеющий на два нейтрона больше, преимущественно испытывает уже β^- -переход в основное состояние ^{80}Kr (85%) и частично на первый возбужденный уровень $^{80}\text{Kr}^*(2; 617 \text{ кэВ})$ (6%); $\beta^+(\epsilon)$ -переход с вероятностью $\approx 7\%$ идет в основное состояние ^{80}Se , а первый возбужденный уровень $^{80}\text{Se}^*(2; 666 \text{ кэВ})$ заселяется редко ($\approx 1\%$).

Почти такие же условия, как и у изотопов $^{78,80}\text{Br}$ имеют нуклоны Н-макушки ^{74}As – рис. 3.2.8. Согласно конфигурациям, предложенным на рис. 3.2.8, при $l_n = l_p = 1$, $\Sigma^2 s_N = 0$ моимп и магним основного состояния ^{74}As :

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = 2*1 + 0 = 2;$$

$$\mu = \mu_p^I - \mu_p \cos \varphi_p - \mu_n \cos \varphi_n \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p - 2 \cos \varphi_n.$$

Основные параметры γ -перехода изомерного состояния и β -переходов основного состояния ^{74}As представлены на рис. 3.2.8.

И, конечно, большие возможности для изомерии представляет наполовину «сплюснутый», грушевидный, несимметричный $\alpha\alpha\chi\xi$ -(1359-пирамидка) или

$\alpha\chi\xi\alpha$ -остов изотопов ^{89}Rb с различной нейтронной упаковкой.

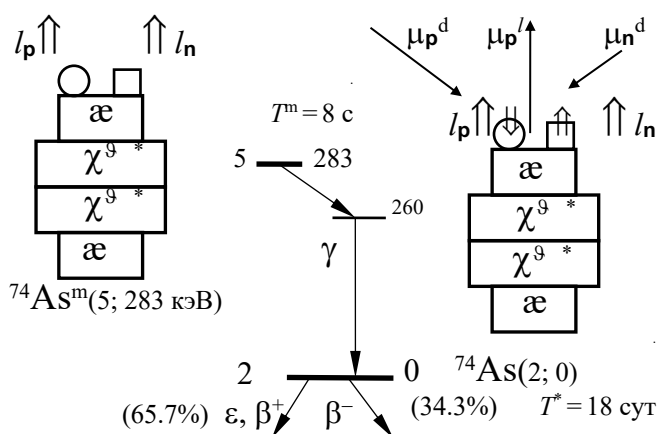


Рис. 3.2.8. Структуры основного и изомерного состояний ^{74}As

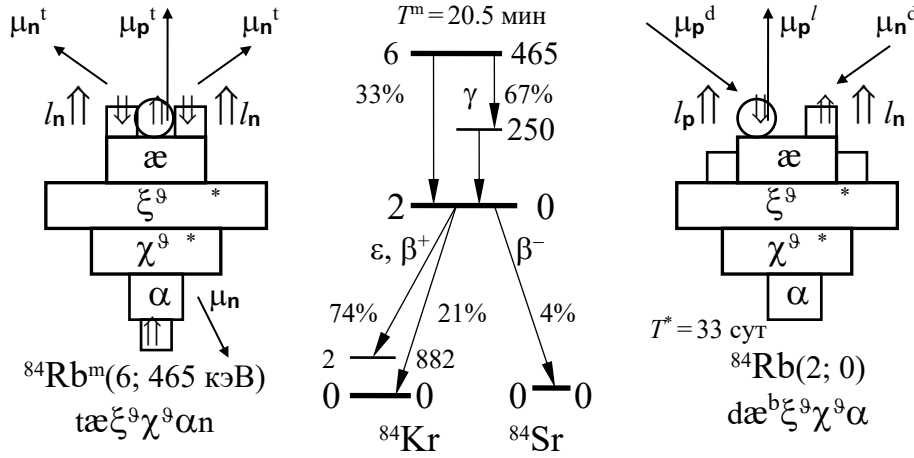


Рис. 3.2.9.
Структуры
основного и
изомерного
состояний ^{84}Rb и
условные схемы их
 ε -, β^+ -, β^- - и
 γ -переходов

Для примера, на рис. 3.2.9 представлены гипотетические конфигурации основного и изомерного состояний $^{84}\text{Rb}^{10}$. В изомерном состоянии ^{84}Rb с $n\alpha\chi^9\xi^9\alpha t$ -конфигурацией при $l_n^t = 3$ и $\Sigma^4 s_N = 0$ его моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 3 + 0 = 6;$$

$$\mu = \mu_p^t \cos \varphi_p^t - \mu_n \cos \varphi_n + 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 \cos \varphi_p^t - 2 \cos \varphi_n + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t.$$

В основном состоянии с $\alpha\chi^8\xi^9\alpha^{2n}d$ -конфигурацией моимп создают только два нуклона z -полюсного d -дейтропа и при $l_n^d = l_p^d = 1$, $\Sigma^2 s_N = 0$ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_N^d + \Sigma^2 s_N = 2 \cdot 1 + 0 = 2;$$

$$\mu = \mu_p^d - \mu_p^d \cos \varphi_p^d - \mu_n^d \cos \varphi_n^d \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p^d - 2 \cos \varphi_n^d \text{ (как у } ^{74}\text{As)}.$$

Экспериментальные значения магнимов приведены в табл. 3.2.2.

Заметим, что рассмотренные конфигурации Н-макушки с параметрами, приведенными в табл. 3.2.2, очень популярны у изотопов ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb . Например, в основных состояниях $^{72}\text{As}(2; 0)$ магним $\mu = -2.16$; у $^{76}\text{As}(2; 0)$ $\mu = -0.906$; в возбужденном состоянии $^{76}\text{As}^*(1; 46 \text{ кэВ})$ $\mu = 0.559$, да и упомянутые первые возбужденные уровни $^{78}\text{Br}^*(2; 37 \text{ кэВ})$, $^{80}\text{Br}^*(2; 32 \text{ кэВ})$ имеют столь популярный моимп $j = 2$. Понятно, что это не случайно. В некоторой нейтронной упаковке четырехэтажный $\alpha\chi\chi\alpha$ -остов и его модификации с α -кластером ($\alpha\alpha\chi\chi\alpha$ -, $\alpha\chi\xi\alpha$ -базис) в наинизших энергетических состояниях заставляют не спаренный протон иметь орбитальное движение на z -поверхности α -кластера с орбиталом $l_p = 1$. Это относится к большинству нечётно-нечётных нуклидов (табл. 3.2.2), а также к многим нечётно-чётным нуклидам, у которых $j = 3/2$. Конечно, есть и исключения, на которых остановимся ниже.

Основные параметры изомерного γ -перехода и β -переходов ^{84}Rb представлены на рис. 3.2.9. Несимметричный остов ^{84}Rb в результате метаморфоз трансформируется и вытягивается в стройную и очень симметричную ($\alpha\alpha\chi^9\chi^9\alpha\alpha$)-фигуру ^{84}Kr с тремя θ -обручами в результате β^+ -перехода, но может в итоге β^- -перехода и еще больше сплюснуться до очень плоского, но тоже симметричного $\chi^9\xi^9\chi$ -диска ^{84}Sr , правда, с гораздо меньшей вероятностью – 4%.

А вот для для соседних изобаров с $A=85$ картина противоположная. И стройная $n(\alpha\alpha^9\chi^9\chi^9\alpha\alpha)$ -фигура ^{85}Kr ($D=13$), и плоский $n\chi^9\xi^9\chi$ -диск ^{85}Sr ($D=9$), хоть и не очень быстро, но неизбежно преобразуются в одну из возможных конфигураций ^{85}Rb – рис. 3.2.10.

Все три изобара ^{85}Kr , ^{85}Sr , ^{85}Rb имеют изомерные состояния, конфигурации и основные параметры которых указаны на рис. 3.2.10. Подробный комментарий к конфигурациям и параметрам чётно-нечётных изотопов ^{36}Kr , ^{38}Sr был дан выше (см. табл. 3.2.1). Поэтому чуть более подробно остановимся на конфигурациях ^{85}Rb . В его изомерном состоянии не спаренный протон имеет «традиционный» орбитал $l_p=4$, моймп и магним:

$$j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2$$

$$\mu = \mu_p^I + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p, \quad \mu_{\text{эксп}} = 6.12.$$

А в основном состоянии ^{85}Rb при тоже традиционном орбитале $l_p=3$:

$$j = l_p - s_p = 3 - 1/2 = 5/2$$

$$\mu = \mu_p^I - \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 - 2.8 \cos\varphi_p, \quad \mu_{\text{эксп}} = 1.353.$$

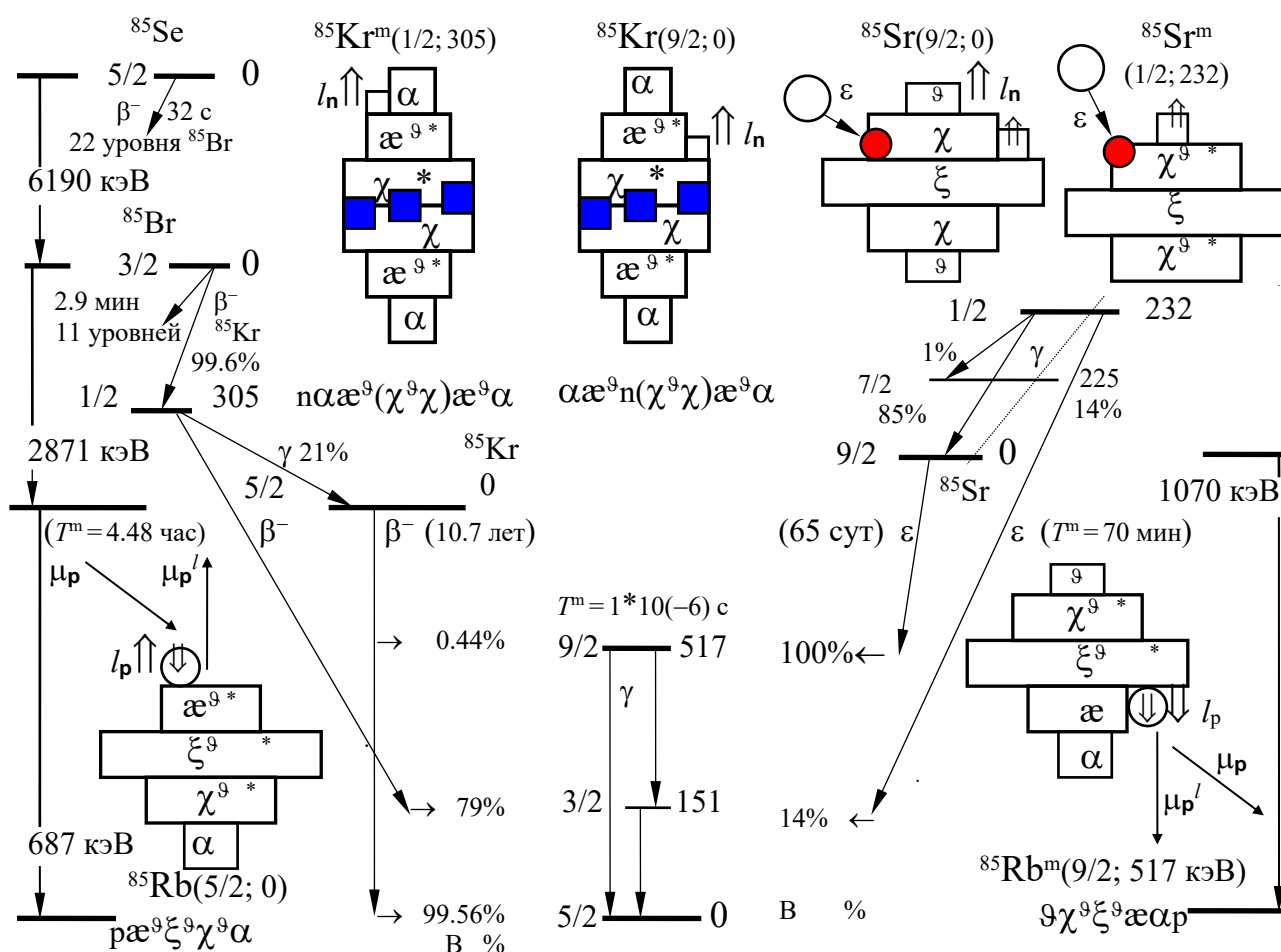


Рис. 3.2.10 Структуры основного и изомерного состояний изобаров с $A=85$ и каналы их распадов

Между изомерным и основным состояниями ^{85}Rb имеется промежуточное состояние и тоже с традиционным орбиталом и моимпом $j = 3/2$ – рис. 3.2.10.

Несходство трех нижних конфигураций $^{85}\text{Rb}(5/2)$, $^{85}\text{Rb}^*(3/2)$ и $^{85}\text{Rb}^m(9/2)$ проявляется резкой неравномерностью β^+ - и β^- -переходов на эти уровни из основных и изомерных состояний $^{85}\text{Kr}(9/2)$, $^{85}\text{Kr}^m(1/2)$ и $^{85}\text{Sr}(9/2)$, $^{85}\text{Sr}^m(1/2)$. Однако небольшая разность моимпов изомерного и основного состояний ^{85}Rb $\Delta j = |j^m - j| = 2$ в совокупности с большой энергией возбуждения $E^m = 517$ кэВ резко ограничивают время жизни состояния $^{85}\text{Rb}^m(9/2)$ – $\tau \approx 1$ мкс (так что в справочниках это состояние не значится в статусе изомерных).

А теперь несколько слов о «белых воронах», изотопах, по своим параметрам выпадающих из почти однородного семейства на $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остове.

Безусловно, свое своеобразие обязательно должна проявить несимметричная структура изотопов $_{31}\text{Ga}$ с $\text{ð}\chi\chi\text{æ}$ -остовом. При малой нейтронной упаковке это своеобразие проявляется в том, что в основном состоянии $\text{nð}\chi\chi\text{æ}\text{t}$ -изотоп $^{64}\text{Ga}^2$ и $\text{nð}\chi^{\text{ð}}\chi\text{æ}\text{p}$ -изотоп $^{66}\text{Ga}^4$ в основном состоянии имеют моимп, равный нулю. Это свидетельствует о том, что, например, у $\text{nð}\chi^{\text{ð}}\chi\text{æ}\text{p}$ -изотопа $^{66}\text{Ga}^4$ в основном состоянии нейтрон и протон Н-макушки находятся на противоположных z -полюсах остова и компенсируют спин друг друга.

А у плотно упакованного двумя ð -обручами изотопа $^{72}\text{Ga}^{10}$ основное состояние с $\text{nð}^{\text{ð}}\chi\chi^{\text{ð}}\text{æ}\text{t}$ -конфигурацией имеет «нестандартный» моимп $j = 3$. Для этого нуклида моимп $j = 0$ имеет первый возбужденный уровень $^{72}\text{Ga}^*(0; 119 \text{ кэВ})$. Большая разность моимпов этих уровней $\Delta j = |j^m - j| = 3$ придает состоянию $^{72}\text{Ga}^*(0)$ статус изомерного, так как время его высвечивания достаточно велико – $T^m = 0.037$ с.

Нестандартный моимп $j = 3$ встречается еще раз и снова у нуклида с несимметричным остовом – у основного состояния нуклида $^{94}\text{Rb}(3)$ с $D = 20$.

И среди чётно-чётных нуклидов есть «белая ворона», по своему поведению в возбужденном состоянии в чем-то сходная с квазисферическим нуклидом ^{16}O . Речь идет о $\text{æ}^{\text{ð}}\chi\chi^{\text{ð}}\text{æ}$ -изотопе ^{72}Ge с двумя ð -обручами. Чрезвычайно симметричный остов в сочетании с чрезвычайно симметричной нейтронной 2ð -упаковкой не только в основном, но и в первом возбужденном состоянии имеет абсолютно уравновешенную $\text{ðæ}\chi\chi\text{æð}$ -структуру с парой ð -крышек на противоположных z -поверхностях остова. Поэтому и в первом возбужденном состоянии $^{72}\text{Ge}_1^*(0; 691 \text{ кэВ})$ моимп $j = 0$. Сколь редко и занимательно это явление, свидетельствует тот факт, что объяснению и описанию этого феномена посвящены кандидатские диссертации таких мэтров 20 века, как А. Сахаров и Р. Далиц. Нулевой спин низшего возбужденного состояния чётно-чётного нуклида оставляет только одну возможность перехода в основное состояние – испускание антианнигиляционной пары электрон-позитрон с суммарным моимпом, равным нулю. Понятно, что высвечивание возбужденного состояния в переходе: $^{72}\text{Ge}_1^*(0; 691 \text{ кэВ}) \rightarrow ^{72}\text{Ge}(0; 0)$ с $\Delta j = 0$ – испусканием только одного γ -фотона, имеющего спин $s_\gamma = 1$, запрещено требованием сохранения моимпа. А это обстоятельство сразу увеличивает время жизни этого состояния – постоянная времени этого перехода $\tau \approx 0.43$ мкс.

После краткого перечисления нуклидов с «не очень» стандартными параметрами можно продолжить рассмотрение нуклидов с $Z > 37$.

ФЕТИШИЗАЦИЯ

"В квантовой механике электрон имеет спин, и тем не менее его считают точечной частицей. Думаю, что 99 человек из 100 не ощутят здесь противоречия. Элегантный вывод уравнения Дирака не оставляет места для сомнений. Едва ли один человек из сотни задумается, нет ли связи между результатом Дирака и классической задачей о вращении тела. Конечно, такой связи может и не быть – ведь квантовая частица коренным образом отличается от классической. Говоря об этой возможности, я хотел лишь подчеркнуть сложность понятия материальной точки и то обстоятельство, что с ним могут быть связаны очень каверзные вопросы. Заниматься такого рода проблемами, особенно при полном отсутствии экспериментов – дело ужасно неблагодарное."

Х. Юкава

Несмотря на, казалось бы, очень большие отличия в стереотипах поведения, привычках, обычаях, традициях различных групп, сообществ, даже вопреки их интернациональному характеру, подчас совершенно неожиданно, но явно проявляется склонность к неоглядному поклонению, фетишизации тех или иных объектов или феноменов социума.

Если на ранней стадии цивилизации властвовали каббала, шаманство, колдовство, имели широкое хождение (и, подчеркнем, сугубо утилитарное применение, в корыстных, клановых, а подчас и сугубо личных целях) разного рода амулеты, жупелы и другие материально осязаемые заморочки, то сейчас в роли жупелов и фетишей фигурируют идеи, концепции, принципы. Это очень заметно не только в религии, не только в националистической или социально-политической риторике.

Это становится все более заметно в "научных теориях". При этом, чем более абстрактной наукой занимается та или иная интернациональная группа ученых, тем менее ее работа, ее достижения становятся понятны "пешеходам". Отметим, что и абсолютно антинаучные способы одурманивания (типа астрологии, уфологии, парапсихологии, изотерики и прочая, и прочая) все более стремятся облечь себя в ризы "научной" терминологии.

Непонятность, заумность, "непознаваемость" (скрытая под невинным "ненаглядность") предлагаемых широкой общественности описаний, моделей окружающей нас природы столь очевидны, что иногда становится не по себе от того преклонения перед ними, которое стремятся вызвать мэтры, формирующие и формулирующие основные принципы и концепции. Как справедливо заметил Юкава, заниматься такого рода проблемами, особенно при полном отсутствии экспериментов – дело ужасно неблагодарное.

Поэтому и мы вернемся на реальную почву экспериментов. Если вопрос (проблема) об относительной распространенности изотопов в качестве критерия гармоничности структуры нуклидов может быть подвержен сомнению, не абсолютно свободен от возможных возражений, не может быть изолирован от других интерпретаций (да мало ли какие условия были тогда, когда природа клепала и штамповала свои вечности), то число устойчивых изотопов при $Z = \text{const}$ и проявляемая при этом вариация ΔD для устойчивых изотопов является абсолютно объективным, достоверным, доказательным аргументом.

Можно сочинять какие угодно сценарии, модели или процессы, устремляя момент фиксации состояния (конкретно, или планеты Земля, или, наоборот, всей Метагалактики) в “минус бесконечность от текущего момента времени” или в “плюс бесконечность”. Ведь чтобы вы ни сочинили, какие бы “пятны” и “дыры”, скварки и склепы, мешки и решетки вы ни придумали, все равно это только заморочки, которые по определению начинаются и кончаются в вашей голове. Это чисто мысленные теории. Они принципиально недоступны прямой, непосредственной опытной проверке, их невозможно экспериментально ни опровергнуть, ни подтвердить. Они сколь бездоказательны, столь и неопровержимы. Ни одна, самая, казалось бы, достоверная интерполяция не может быть принята как окончательная, но и кучи абсолютно ирреальных, заведомо неверных, открыто бредовых, явно невежественных гипотез (разного рода мифов) почти недоступны для их опровержения перед их фанатичными приверженцами, сколь бы ни были логичны, основательны, доказательны аргументы оппонентов. Встречный “аргумент” фанатиков: “А вот, может быть...” экспериментально, в лоб крыть нечем; на машине времени ни далеко вперед, ни далеко назад уехать невозможно.

Но зато численный, экспериментально проверяемый, надежно измеряемый показатель: число устойчивых изотопов и состав их нейтронной упаковки – безукоризненен в качестве достоверного, неопровержимого аргумента.

Потому что абсолютно устойчивые нуклиды (изотопы) были и будут жить всегда, сколь угодно долго до текущего времени и сколь угодно долго после нас, в том числе и в любой наугад выбранный данный момент. Подчеркнем, в любой данный момент времени и в любом месте Вселенной этот аргумент доступен ревизии, проверке и подтверждению (или опровержению?). Всегда (в том числе и в данный момент времени)! Везде (включая научную лабораторию в любой стране нашей планеты, которая владеет всеми методами идентификации атомных и ядерных структур, включая спектроскопическую идентификацию фундаментальных структур в излучении от далеких галактик).

В качестве примера использования такого рода неопровержимых аргументов попросим читателей установить причинно-следственные связи между многоэтажностью, z -вытянутостью $\alpha\alpha\chi\chi\alpha\alpha$ -базиса ${}_{36}\text{Kг}$ и малоэтажностью, сплюснутостью $\chi\xi\chi$ -остова ${}_{38}\text{Sr}$ и числом их устойчивых изотопов.

1. Справедливо ли суждение о том, что резкое уменьшение числа устойчивых изотопов ${}_{38}\text{Sr}$ по сравнению с числом устойчивых изотопов ${}_{36}\text{Kг}$ (с 6 до 4) при увеличении числа протонов на $\Delta Z = 2$ и резкое уменьшение диапазона нейтронной упаковки этих устойчивых изотопов ($\Delta D = 14 - 6 = 8$ для ${}_{36}\text{Kг}$ и $\Delta D = 12 - 8 = 4$ для ${}_{38}\text{Sr}$) однозначно обусловлено резким уменьшением этажности, сплюсчиванием их структуры?

Является ли такое резкое уменьшение числа устойчивых изотопов двух соседних семейств нуклидов с чётным Z при увеличении числа протонов на $\Delta Z = 2$ и резкое уменьшение диапазона их нейтронной упаковки единичным, уникальным примером (аномальностью!?) или это одно из достовернейших проявлений естественной закономерности периодического изменения структуры нуклидов?

Какие по этой проблеме высказаны другие версии и гипотезы?

2. Просмотрите систематику моимпов и магнимов основных состояний устойчивых нечётных изотопов, рассмотренных в этой главе.

Обратим Ваше внимание на то, что модули магнима чётно-нечётных изотопов Ge, Se, Kr, Sr заключены в пределах $1.09 > \mu_{nz} > 0.53$ ($\mu_{\text{сред}} = 0.87$), а модули магнима нечётно-чётных изотопов Br, Rb (в одночастичной модели – за вычетом орбитальной составляющей магнима одиночного протона) заключены в пределах $1.75 > \mu_{pz} > 1.1$ ($\mu_{\text{сред}} = 1.45$).

Сопоставьте эти значения магнимов со значениями магнимов предшествующих нуклидов, представленных в гл.3.1.

Согласны ли Вы с трактовкой структуры Н-макушки и одночастичной моделью создания моимпа и магнима всех нечётных нуклидов, которые представлены в этих двух главах?

3. Справедливо ли суждение о том, что в качестве уникального “исключения” в основном состоянии моимп и магним устойчивого изотопа ^{75}As создаются не одним протоном, а Н-макушкой в составе трех нуклонов (t-триптопа)? Какова степень проявления уникальности или повторяемости, некоторой закономерности в численных значениях моимпов и магнимов нуклидов?

Каковы по этой поводу другие объяснения, интерпретации и концепции?

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data Sheets for A=69, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 58, p.1.
2. Nuclear Data Sheets for A=70, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.95; 1978, Vol. 25, ¹1.
3. Nuclear Data Sheets for A=71, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 53, p.1.
4. Nuclear Data Sheets for A=72, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 56, p.1; 1980, Vol. 31, ¹2.
5. Nuclear Data Sheets for A=73, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.161.
6. Nuclear Data Sheets for A=74, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.225; 1976, Vol. 17, ¹4.
7. Nuclear Data Sheets for A=75, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.735.
8. Nuclear Data Sheets for A=76, Nucl. D. Sh., 1984, Vol. 42, p.233.
9. Nuclear Data Sheets for A=77, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 57, p.223.
10. Nuclear Data Sheets for A=78, Nucl. D. Sh., 1981, Vol. 33, p.189.
11. Nuclear Data Sheets for A=79, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 37, p.393.
12. Nuclear Data Sheets for A=80, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 36, p.127.
13. Nuclear Data Sheets for A=81, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 46, p.487.
14. Nuclear Data Sheets for A=82, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 50, p.1; 1975, Vol. 15, ¹3.
15. Nuclear Data Sheets for A=83, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 49, p.579.
16. Nuclear Data Sheets for A=84, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 56, p.551.
17. Nuclear Data Sheets for A=85, Nucl. D. Sh., 1991, Vol. 62, p.271; 1980, Vol.30, p.501.
18. Nuclear Data Sheets for A=86, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 54, p.527.
19. Nuclear Data Sheets for A=87, Nucl. D. Sh., 1991, Vol. 62, p.327.
20. Nuclear Data Sheets for A=88, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 54, p.1.
21. Nuclear Data Sheets for A=89, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 58, p.351.
22. Nuclear Data Sheets for A=90, Nucl. D. Sh., 1975, Vol. 16, p.55.
- 23-38. {л.23-38 к гл. 3.1}.
39. Витман В.Д., Дмитриев А.Г. и др. Схемы распада радиоактивных ядер A = 70-79, Свойства атомных ядер, вып. 16, Ленинград, Наука, 1974.

Глава 3.3

ВТОРОЙ ДЛИННЫЙ ТЕТА-КЛАН ($43 \geq Z \geq 38$)

"Следуя (только) математическому методу, мы совершенно теряем из виду объясняемые явления и потому не можем прийти к более широкому представлению об их внутренней связи, хотя и можем предвычислять следствия из данных законов. С другой стороны, останавливаясь на физической гипотезе, мы уже смотрим на явления как бы через цветные очки и становимся склонными к той слепоте по отношению к фактам и поспешности в допущениях, которые способствуют односторонним объяснениям. Мы должны найти такой прием исследования, при котором мы могли бы сопровождать каждый свой шаг ясным физическим изображением явления, не связывая себя в то же время какой-нибудь определенной теорией, из которой заимствован этот образ.

Для составления физических представлений следует освоиться с существованием физических аналогий (сравнений). Под физической аналогией я разумею то частное сходство между законами в двух каких-нибудь областях явлений, благодаря которому одна область является иллюстрацией для другой."

Дж.Максвелл

Дальнейшее увеличение числа протонов, начиная с исходного значения $Z=38$, приводит к наращиванию структуры нуклидов вдоль z -оси на уже сформированном $\chi\xi\chi$ -остове. Не останавливаясь на особенностях конфигурации нейтронной упаковки этого остова в изотопах ^{38}Sr , рассмотренных в предыдущей главе (см. рис. 3.2.1, 3.2.3, 3.2.10), задержим внимание на степени сходства, похожести структур $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr и $\chi\chi$ -остова ^{20}Ca . Оба этих остова имеют по два «внешних» χ -кластера, которые предоставляют свои z -поверхности для расположения нуклонов Н-макушек при формировании нуклидов с $Z > 20$ и $Z > 38$.

Заметим, что остовы изотопов ^{38}Sr и ^{20}Ca являются рекордсменами по степени «сплюснутости» структур вдоль z -оси (конечно, исключая плоский к-тригел ^6C , не имеющий других кластеров). Если в качестве критерия сплюснутости взять отношение α -размеров α -целочисленных остовов z_α/x_α , то $\chi\xi\chi$ -остов ^{38}Sr имеет наименьший показатель $z_\alpha/x_\alpha=3/5$, а $\chi\chi$ -остов ^{20}Ca имеет второй показатель $z_\alpha/x_\alpha=2/3$. Подавляющее большинство нуклидов, начиная с двухэтажной ææ -этажерки ^{12}Mg , имеет $z_\alpha/x_\alpha \geq 1$. Идентичность двух внешних χ -кластеров создает все условия для некоторой аналогии состояния нуклонов Н-макушек с одинаковым составом и для $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr , и для $\chi\chi$ -остова ^{20}Ca . Но... Но наличие дополнительного, внутреннего, экваториального ξ -нонагела, который скрепляется, цементируется двумя внешними χ -пентагелами вкупе с внешней нейтронной упаковкой видоизменяет, трансформирует эту «аналогию» до неузнаваемости.

Вот первое отличие. Абсолютно голый $\chi\chi$ -остов изотопа $^{40}\text{Ca}^0$, имея почти одинаковые α -размеры относительно своего центра симметрии «О» по всем трем осям (половинная высота остова: $z^\circ_\alpha=2/2$; поперечные размеры: $x^\circ_\alpha=y^\circ_\alpha=3/2$), причем $3/2 \geq z^\circ_\alpha, x^\circ_\alpha, y^\circ_\alpha$, великолепно уравновешен, прилажен, отрегулирован и его плотная структура очень гармонична без всякой нейтронной упаковки.

Это очень выпукло проявляется в относительной распространенности изотопа $^{20}\text{Ca}^0$ по сравнению с распространенностью других пяти устойчивых изотопов ^{20}Ca с $D=2, 3, 4, 6$ и 8 (см. гл. 1.10). Голый трёхэтажный $\chi\xi\chi$ -остов изотопа $^{38}\text{Sr}^0$, имея α -размеры относительно своего центра симметрии, большие или равные $3/2$ ($z^\circ_\alpha=3/2, x^\circ_\alpha=y^\circ_\alpha=5/2$), без нейтронной упаковки неустойчив.

Замечание. В дальнейшем тексте α -целочисленную этажность F-остовов нуклидов будем обозначать наряду с z_α буквой $f=z_\alpha$. Так, для остовов Mg, Ca этажность $f=2$, для остовов Si, Fe – $f=3$, Ar, Mo – $f=5$. Если параметры структуры, пространственной конфигурации нуклидов будут привлекаться к рассмотрению в контексте с z_α - или x_α -, y_α -размерами α -целочисленных остовов, то будут использоваться соответствующие индексы осей измерения: $f_z(z_\alpha)$, $f_x(x_\alpha)$.

Для уравнивания, саморегулирования, связывания своих ξ - и χ -кластеров устойчивым изотопам ^{38}Sr обязательно нужна существенная («гармоничная»!) нейтронная упаковка. Симметричные, тетранейтронные ϑ -обручи этой упаковки симметрично заполняют ниши, уступы голого остова, сглаживая, округляя его внешний, пограничный слой, склеивая, сшивая примыкающие поверхности его ξ - и χ -кластеров. Большая часть нейтронной упаковки при этом выполняет функцию экваториального или меридиальных ϑ -обручей, симметрично охватывающих в xu -плоскости цилиндр остова с z -осевой симметрией, утопающих в нишах между крестообразными выступами его кластеров.

Учитывая важное значение ϑ -обручей, охватывающих по периметру в xu -плоскости остов нуклидов, и их особую роль в стабилизации и устойчивости структуры нуклидов, в дальнейшем тексте периметрическую упаковку, то есть совокупность таких ϑ -целочисленных обручей, будем обозначать буквой G. Выбор этой буквы навеян разнообразными функциями этой части нейтронов в структуре нуклидов, ее размещением и своеобразной пространственной асимметрией, α -смещением положения нейтронов каждого ее тетранейтронного ϑ -обруча. С разных сторон это можно приблизительно выразить, описать, уточнить такими терминами, понятиями-разъяснениями: покров (garment), наряд, одеяние (garb), кожух, защита, ограждение (guard), оковы, кандалы (guyve), пояс, кушак (girdle), обвязка (girt), сжатие, зажатие, хватка, удержание (grasp, grip), затычка, заглушка (gag), внешние очертания (gabarit), клей (glue), «греческий крест» (gammadion)... Малой буквой g будем обозначать целое число ϑ -обручей. Так, для нуклида $^{56}\text{Fe}^4$ (рис. 3.1.7) $g=1$, для $^{80}\text{Kr}^8$ (рис. 3.2.8) $g=2$, для $^{96}\text{Mo}^{12}$ (рис. 3.3.1) $g=3$ и т.д.

Часть нейтронов упаковки, которые остались вне ϑ -целочисленных обручей и число которых равно $3 \geq D-4g$, размещается на внешней части, в основном на z -поверхностях остова (выполняя роль z -полюсных заглушек), в меру своих возможностей уравнивая или, наоборот, раскачивая, разбалтывая его. Конечно, роль z -полюсных заглушек, регуляторов, стабилизаторов «плоского» остова великолепно исполняют z -полюсные α -, **t**-, **d**-кластеры, которые вместе с нейтронами в своем составе имеют и протоны, а для некоторых нечётно-чётных нуклидов и одиночные, взвинченные, «шальные» протоны. Структура устойчивых и некоторых неустойчивых изотопов ^{38}Sr с различной нейтронной упаковкой представлена на рис. 3.2.1, 3.2.3, 3.2.10.

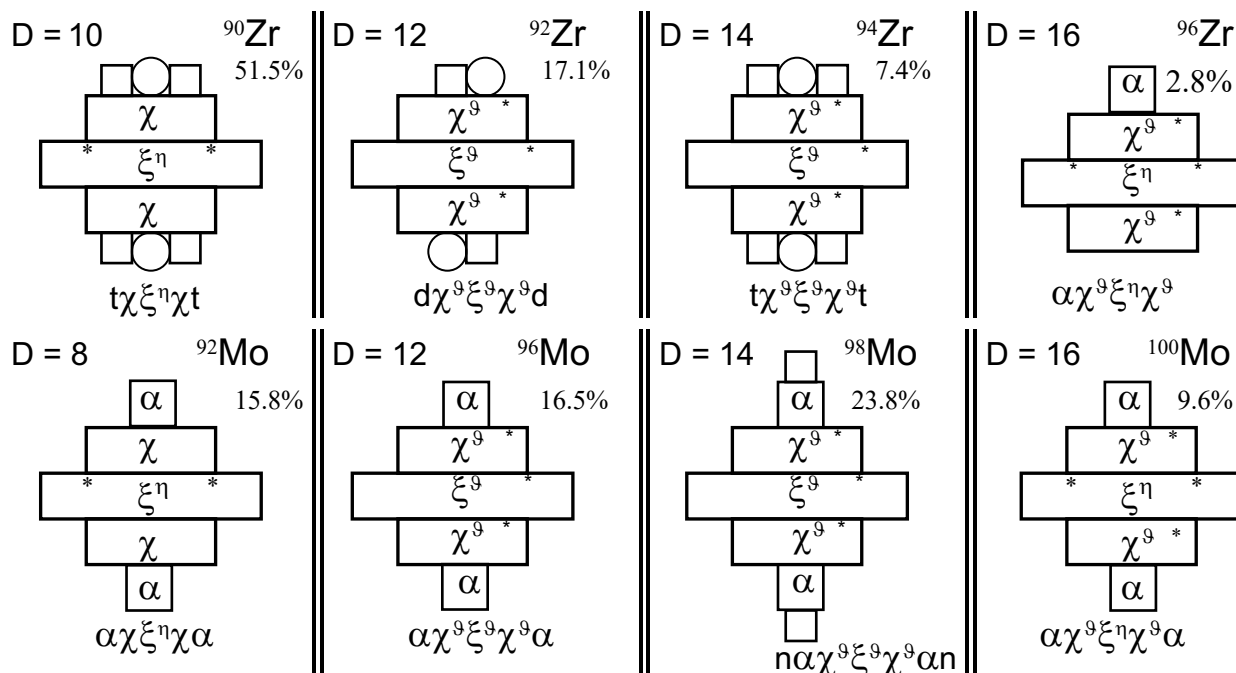


Рис. 3.3.1. Структуры и относительные распространённости устойчивых чётных изотопов ^{40}Zr , ^{42}Mo с нейтронной упаковкой $D = 8, 10, 12, 14, 16$.

Структура чётно-чётных устойчивых изотопов ^{40}Zr и ^{42}Mo представлена на рис. 3.3.1. Перед изотопами ^{40}Zr с чётными $D = 10, 12, 14, 16$ всегда стоит дилемма выбора структуры Н-макушки. Ведь на $\chi^9\xi^9\chi^9$ -остове (скручен двумя Θ -обручами) есть возможность антисимметрично разместить пару **d**- или **t**-кластеров на его противоположных z -полюсах: $^{90}\text{Zr}^{10}$, $^{92}\text{Zr}^{12}$, $^{94}\text{Zr}^{14}$ – рис. 3.3.1. Но можно в исключительных, стесненных, вынужденных условиях поступиться принципом полной, абсолютной xy -симметрии и из двух протонов скомпоновать α -кластер, но только на одной z -поверхности остова. Такая гипотетическая конфигурация представлена на рис. 3.3.1 структурой $^{96}\text{Zr}^{16}$ с тремя Θ -обручами и дополнительно Θ -крышкой на z -поверхности, которая не занята α -кластером.

А какая из структур, представленных на рис. 3.3.1 (первая строка), наиболее гармонична, то есть имеет наибольшую относительную распространённость? И вновь обратимся к аналогии. Трёхэтажный $\chi^9\xi^9\chi^9$ -остов с парой **d**- или **t**-заглушек изотопов ^{40}Zr невольно напоминает тоже трёхэтажный $\chi\chi\chi$ -остов изотопов ^{28}Ni – рис. 3.1.7. Эта аналогия трёхэтажных структур с парами **d**- или **t**-заглушек трансформируется в аналогию распространённости изотопов ^{28}Ni и ^{40}Zr (корреляционная зависимость?). У обоих семейств нуклидов устойчивый изотоп с наименьшей упаковкой имеет наибольшую относительную распространённость: $^{58}\text{Ni}^2$ (68%) и $^{90}\text{Zr}^{10}$ (51%), а затем при последовательном увеличении нейтронной упаковки на два нейтрона распространённость изотопов постепенно уменьшается.

Еще один штрих сходства. У трёх предшествующих ^{28}Ni и ^{40}Zr семейств нуклидов с чётным Z наибольшую распространённость имеют изотопы с упаковкой, большей на два нейтрона, то есть имеющие 1 или 3 Θ -пояса ($D = 4$ или $D = 12$).

Это относится к ${}^{22}\text{Ti}^4$ ($P=74\%$), ${}^{24}\text{Cr}^4$ ($P=84\%$), ${}^{26}\text{Fe}^4$ ($P=92\%$) (все эти наиболее распространенные изотопы имеют ϑ -пояс Афродиты), а также к ${}^{34}\text{Se}^{12}$ ($P=50\%$), ${}^{36}\text{Kr}^{12}$ ($P=57\%$), ${}^{38}\text{Sr}^{12}$ ($P=83\%$), все имеющие в составе нейтронной упаковки ровно по три ϑ -обруча. Такое отличие нейтронной упаковки для наиболее распространенных изотопов свидетельствует о больших стабилизационных возможностях двух антисимметричных, взаимно перпендикулярных в xu -плоскости z -полюсных t_x - и t_y -тритопов именно для трёхэтажных $\chi\alpha\chi$ -остова ${}^{28}\text{Ni}$ и $\chi^9\xi^9\chi$ -остова ${}^{40}\text{Zr}$. Это как бы крест, разнесенный на противоположные z -поверхности своими перпендикулярными поперечинами.

Прибавление к структуре ${}^{40}\text{Zr}$ еще двух протонов дает Природе великолепный шанс. И Природа воспользовалась им. Сформированный Субстанцией ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис, в различной нейтронной упаковке для нескольких устойчивых изотопов ${}^{42}\text{Mo}$, представленных на рис. 3.3.1 (вторая строка), уникален и по некоторым параметрам является абсолютным рекордсменом среди всех нуклидов.

В чем же уникальность ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса изотопов ${}^{42}\text{Mo}$? Неповторимость этой структуры в том, что она абсолютно xuz -симметрична относительно трёх взаимно перпендикулярных осей. Она имеет совершенно одинаковые α -размеры во всех трёх направлениях $z_\alpha = x_\alpha = y_\alpha = 5$ и с полным основанием может быть названа квазисферической. Ее пятиэтажный остов по экватору имеет ξ -нонагел с α -пятикратными x -, y -поперечинами. Столь симметричную структуру можно сопоставить только со столь же квазисферической $d\alpha d$ -структурой ${}^{16}\text{O}$ ($z_\alpha = x_\alpha = y_\alpha = 2$). Но пожалуй, констатацией квазисферичности можно и ограничить круг их аналогий – их отличия слишком велики и носят качественный характер.

У Природы была еще одна возможность слепить квазисферическую $\alpha\chi\alpha$ -структуру ($z_\alpha = x_\alpha = y_\alpha = 3$). Однако, как было рассмотрено в гл. 1.7, Природа «пошла другой дорогой». Квазисферической $\alpha\chi\alpha$ -структуре Субстанция категорически предпочла энергетически более экономный $\alpha\alpha\alpha$ -остов изотопов ${}^{14}\text{Si}$.

А в чем же проявляется уникальность ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры, которую за ее совершенство, безупречную симметрию можно с полным основанием назвать Аполлоном? Во-первых, стройной, совершенной фигуре Аполлона подходит нейтронная одежда в очень широком диапазоне – от двух ϑ -кушаков ($\alpha\chi^9\xi^9\chi\alpha$)-изотопа ${}^{92}\text{Mo}^8$ до их квартета в ($\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$)-изотопе ${}^{100}\text{Mo}^{16}$ – рис. 3.3.1. Повторяется до сих пор самый большой диапазон $\Delta D = D_{\text{макс}} - D_{\text{мин}} = 8$ для устойчивых изотопов ${}^{20}\text{Ca}$ ($8 \geq D \geq 0$), который имеет место также для ${}^{34}\text{Se}$ и ${}^{36}\text{Kr}$. Это первый признак совершенства ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры Аполлона.

Второй признак – пара устойчивых изотопов с нечётным A – ${}^{95}\text{Mo}^{11}$ ($P=15.7\%$) и ${}^{97}\text{Mo}^{13}$ ($P=9.5\%$). Такая пара до сих пор встречалась среди нуклидов с чётным Z только у почти сферического ${}^{22}\text{Ti}$. Например, у сверхстройной, сверххизящной Анадиомены, имеющей такую же α -пятикратную z -высоту ($\alpha\kappa\alpha\kappa\alpha$)-фигуры ${}^{18}\text{Ar}$, таких устойчивых изотопов совсем нет, а у других предшествующих нуклидов с чётным Z имеется только по одному изотопу с нечётным A . Если к четырем изотопам, представленным во второй строке рис. 3.3.1, добавить еще один устойчивый изотоп ${}^{98}\text{Mo}^{14}$ ($P=23.8\%$), то получим третий признак уникальности остова – семь устойчивых изотопов ${}^{42}\text{Mo}$.

Такое большое число устойчивых изотопов встречается впервые, но, как известно, не является рекордным. А вот четвертый признак совершенства ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры Аполлона является абсолютно рекордным. Наибольшая распространенность устойчивого изотопа $^{98}\text{Mo}^{14}$ ($P=23.8\%$) очень невелика, а наименьшая распространенность изотопа $^{94}\text{Mo}^{10}$ ($P=9\%$) совсем не мала. Остальные пять устойчивых изотопов ^{42}Mo , включая и два изотопа с нечётным A , конечно, имеют $9\% < P < 23.8\%$. Абсолютно рекордными являются не только столь малое значение $P_{\text{макс}}=23.8\%$ и столь большое значение $P_{\text{мин}}=9\%$, но и близость, приближенное равенство значений относительной распространенности P для всех (всех без исключения!) семи устойчивых изотопов ^{42}Mo . Вот что значит гармоничный, совершенный, симметричный ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис! Аполлону не просто подходит любая «нейтронная одежда» с $16 \geq D \geq 8$, ему нравится любая из них, он убежден, что безупречно выглядит в любой из них, что в любой из них он неотразим. Для Субстанции все семь устойчивых изотопов ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса равноправны, они равно симпатичны ей и она создала, породила их в равном количестве.

Забегая далеко вперед, в структуру атомов, укажем и пятый признак совершенства, симметрии ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса. Предельно симметричные, например, ($\alpha\chi^{\theta}\xi^{\theta}\chi^{\theta}\alpha$)-изотоп $^{96}\text{Mo}^{12}$ или $n(\alpha\chi^{\theta}\xi^{\theta}\chi^{\theta}\alpha)n$ -изотоп $^{98}\text{Mo}^{14}$ предельно симметрично «поляризуют» окружающую их «глюонную» и «валентную» периферию. Поэтому и электроны, окутывающие эти ядра атома ^{42}Mo , занимают в этой ядерной периферии «выделенные» им места с очень высокой точностью, их энергетическое состояние отличается очень высокой стабильностью, очень малым допуском на «энергию связи» электронов. Особенно это относится к состоянию электронов, наиболее близко расположенных к ядру, наиболее интенсивно взаимодействующих с его полем, то есть электронов К- и L-оболочки. Точность, стабильность энергетического состояния электронов К- и L-оболочки должна неизбежно проявляться в рекордной прецизионности рентгеновского излучения этих изотопов в соответствующем диапазоне, то есть К- и L-линий рентгеновского спектра.

А каковы конфигурации и свойства нечётно-чётных и чётно-нечётных нуклидов? Все устойчивые нуклиды $^{89}\text{Y}^{11}$, $^{91}\text{Zr}^{11}$, $^{93}\text{Nb}^{11}$ и $^{95}\text{Mo}^{11}$ имеют $D=11$ и других устойчивых изотопов у ^{39}Y , ^{40}Zr и ^{41}Nb больше нет, а у ^{42}Mo , как уже было сказано, есть и второй устойчивый изотоп $^{97}\text{Mo}^{13}$.

Из этого наипростейшего перебора устойчивых структур нуклидов на $\chi\xi\chi$ -остове отчетливо видно: все нуклиды с $42 \geq Z \geq 38$, имеющие $g=f=3$ (число θ -обручей $g=3$ равно этажности остова $f=3$), устойчивы. Это относится не только к ^{88}Sr (рис. 3.2.1), ^{92}Zr , ^{94}Zr , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo (рис. 3.3.1), но и к единственным устойчивым изотопам ^{89}Y и ^{93}Nb (рис. 3.3.2). Это соотношение позволяет сформулировать вывод: каждый α -целочисленный ξ -, χ -, α -кластер для устойчивости f -этажного остова нуждается в охватывающих его θ -обручах, число которых g равно этажности остова или близко к нему. Например, для всех устойчивых изотопов ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo имеет место ограничение: $f+1 \geq g \geq f-1$.

Нечётно-чётные изотопы ^{39}Y и ^{41}Nb отличаются удивительным постоянством своих моимпов независимо от состава их нейтронной упаковки. Это означает, что их не спаренный протон при любом D находится в «почти» одинаковых условиях.

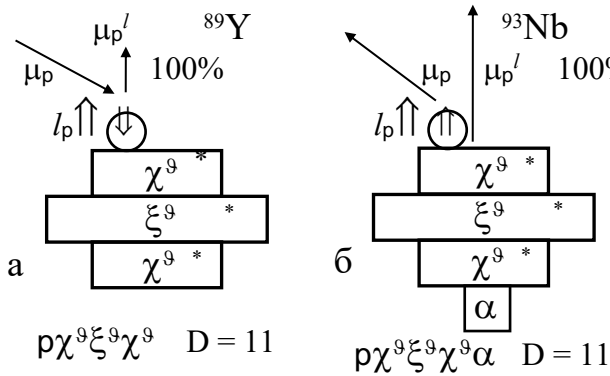


Рис. 3.3.2. Структуры устойчивых изотопов ^{89}Y и ^{93}Nb

Все нечётно-чётные изотопы ^{39}Y имеют $j = 1/2$. Для примера, на рис. 3.3.2а представлена $p\chi^9\xi^9\chi^9$ -структура единственного устойчивого изотопа $^{89}\text{Y}^{11}$. Согласно рис. 3.3.2а при $l_p = 1$ моимп и магним этих изотопов:

$$j = l_p - s_p = 1 - 1/2 = 1/2,$$

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 1 - 2.8 \cos\varphi_p.$$

$$\text{Для } ^{89}\text{Y}^{11} \quad \mu_{\text{экс}} = -0.137,$$

$$\text{для } ^{91}\text{Y}^{13} \quad \mu_{\text{экс}} = -0.16.$$

Постоянство моимпа $j = 1/2$ при любой нейтронной упаковке изотопов ^{39}Y свидетельствует о том, что изменение конфигурации нейтронной упаковки лишь изменяет угол наклона z_p -оси одиночного, не спаренного протона, не изменяя его орбитала $l_p = 1$ и ориентацию спина s_p относительно орбитала.

Все нечётно-чётные изотопы ^{41}Nb , в отличие от плоского $\chi\xi\chi$ -остова ^{39}Y , имеют $\alpha\chi\xi\chi$ -базис, в котором одна z -поверхность $\chi\xi\chi$ -остова имеет α -заглушку. Наличие α -заглушки изменяет динамическое состояние $\alpha\chi\xi\chi$ -базиса. Это приводит к тому, что все изотопы ^{41}Nb с нечётным A имеют в основном состоянии моимп $j = 9/2$. Для примера, на рис. 3.3.2б представлена $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9p$ -структура единственного устойчивого изотопа $^{93}\text{Nb}^{11}$, который, как и $^{89}\text{Y}^{11}$, имеет три ϑ -обруча и одиночный протон на z -поверхности остова. Для компенсации, уравнивания z -полюсного α -кластера протон на другой z -поверхности имеет вращательное движение с $l_p = 4$ – рис. 3.3.2б. Тогда моимп и магним изотопов ^{41}Nb :

$$j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2,$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

$$\text{Для } ^{93}\text{Nb}^{11} \quad \mu_{\text{экс}} = 6.17, \text{ а для } ^{95}\text{Nb}^{13} \quad \mu_{\text{экс}} = 6.14.$$

Заметим, что такое состояние одиночного протона на z -поверхности χ -кластера имеет место и у других, уже рассмотренных нуклидов, но не в основном, а в возбужденном состоянии. Так, все изомерные состояния нечётных изотопов ^{35}Br , ^{37}Rb и ^{39}Y имеют моимп $j = 9/2$:

$$^{75}\text{Br}^m(9/2; 107 \text{ кэВ}), \quad ^{77}\text{Br}^m(9/2; 106 \text{ кэВ}), \quad ^{79}\text{Br}^m(9/2; 208 \text{ кэВ});$$

$$^{71}\text{As}^*(9/2; 190 \text{ кэВ});$$

$$^{81}\text{Rb}^m(9/2; 85 \text{ кэВ}), \quad ^{85}\text{Rb}^m(9/2; 517 \text{ кэВ});$$

$$^{87}\text{Y}^m(9/2; 381 \text{ кэВ}).$$

Для всех этих состояний в одночастичной модели магним:

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

Для структур с ξ -нонагелом магним почти равен магниму изотопов ^{41}Nb :

$$\text{для } ^{85}\text{Rb}^m(9/2) \quad \mu_{\text{экс}} = 6.12, \quad \text{для } ^{87}\text{Y}^m(9/2) \quad \mu_{\text{экс}} = 6.12.$$

Кстати, возбужденные состояния с достаточно большим значением μ и с не очень большой энергией возбуждения имеют значения магнима, не противоречащие «одночастичной» модели. Так, изотоп ^{91}Nb имеет возбужденные состояния: $^{91}\text{Nb}^*(13/2; 1985 \text{ кэВ})$, $^{91}\text{Nb}^*(17/2; 2035 \text{ кэВ})$, $^{91}\text{Nb}^*(21/2; 3467 \text{ кэВ})$. Если принять гипотезу, что при этом остов не деформировался и μ нуклида создается только за счет орбитала и спина одиночного протона $j = l_p + s_p$, то и магним создается только за счет этого одиночного протона. Тогда магним возбужденных состояний $^{91}\text{Nb}^*$ с вращательным движением только одного протона:

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx l_p + 2.8 \cos \varphi_p.$$

Экспериментальные значения магнимов этих состояний таковы:

$$\mu^*(13/2) = 8.19 (\mu_p' = 6); \quad \mu^*(17/2) = 10.8 (\mu_p' = 8); \quad \mu^*(21/2) = 12.39 (\mu_p' = 10).$$

Чётно-нечётные изотопы нуклидов с $\chi\xi\chi$ -остовом в основном состоянии не отличаются таким постоянством μ . Изотопы ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo с $D = 11, 13$ имеют $\mu j = 5/2$ ($^{89}\text{Sr}^{11}$, $^{91}\text{Sr}^{13}$, $^{91}\text{Zr}^{11}$, $^{93}\text{Zr}^{13}$, $^{95}\text{Zr}^{15}$, $^{93}\text{Mo}^9$, $^{95}\text{Mo}^{11}$, $^{97}\text{Mo}^{13}$), изотопы с меньшей упаковкой имеют $\mu j = 9/2$ ($^{85}\text{Sr}^7$, $^{87}\text{Sr}^9$, $^{89}\text{Zr}^9$, $^{91}\text{Mo}^7$), а изотопы с большей упаковкой имеют $\mu j = 1/2$ ($^{95}\text{Sr}^{17}$, $^{97}\text{Zr}^{17}$, $^{99}\text{Zr}^{19}$, $^{99}\text{Mo}^{15}$, $^{101}\text{Mo}^{17}$). Почти буквальное совпадение нейтронной упаковки, соответствующее одинаковым μ , последовательно, $j = 9/2$ ($9 \geq D$), $j = 5/2$ ($15 \geq D \geq 9$) и $j = 1/2$ ($D \geq 15$), для изотопов всех трёх семейств ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo позволяет сделать вывод, что на состояние одиночного, не спаренного нейтрона состав нейтронной упаковки $\chi\xi\chi$ -остова оказывает очень сильное, решающее влияние.

Характерно, что основные состояния с $\mu j = 1/2$ и $j = 9/2$ доминируют и для чётно-нечётных изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr , имеющих $\alpha\chi\chi\alpha$ -остов – табл. 3.2.1. Но основное состояние с $\mu j = 5/2$ имеет среди них только $^{67}\text{Ge}^5(5/2; 0)$, в $\alpha\chi^9\chi\alpha n$ -структуре которого одиночный, не спаренный нейтрон находится на z -поверхности $\alpha\chi\chi\alpha$ -остова с ϑ -поясом, имеет орбитал $l_n = 3$ и положительный магним.

А вот для $\chi\xi\chi$ -остова состояние с $\mu j = 5/2$ имеет место для самых уравновешенных, самых симметричных нейтронных упаковок такого остова. В этих состояниях одиночный нейтрон имеет орбитал $l_n = 2$ и отрицательный магним. Такими для трёхэтажного $\chi\xi\chi$ -остова являются нечётные упаковки: три ϑ -обруча минус ($D = 11$) или плюс один нейтрон ($D = 13$). Недостаточно «плотная» нейтронная упаковка ($9 \geq D$) создает условия для одиночного нейтрона, отличающиеся от условий созданных упаковкой $D = 11, 13$. Теперь в основном состоянии не спаренный нейтрон должен иметь орбитал $l_n = 4$ и $\mu j = 9/2$.

Напротив, переуплотнение нейтронной упаковки с $D \geq 15$ еще больше «центрирует», уменьшает интенсивность центральной z -осевой «воронки» $\chi\xi\chi$ -остова и в основном состоянии одиночный нейтрон может иметь $l_n = 1$ и $j = 1/2$, что должно обуславливать положительное значение магнима. Если же нейтрон совсем не имеет орбитального движения, то $j = s_n$ и магним нуклидов отрицателен.

Рассмотренные конфигурации для наглядности представлены на рис. 3.3.3 изотопами $^{89}\text{Zr}(9/2; 0)$, $^{91}\text{Zr}(5/2; 0)$, $^{97}\text{Zr}(1/2; 0)$.

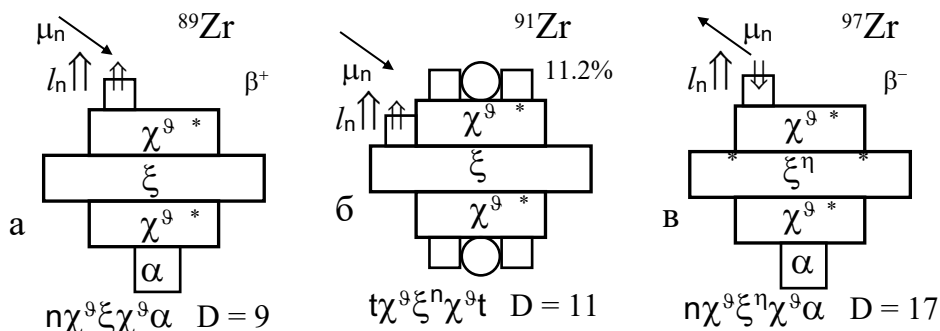


Рис. 3.3.3. Структуры чётно-нечётных изотопов ${}_{40}\text{Zr}$ с нейтронной упаковкой $D = 9, 11, 17$

В одночастичной модели магним чётно-нечётных нуклидов создается только одиночным нейтроном: $\mu = \pm \mu_n \cos \varphi_n$. Если спин совпадает по направлению с орбиталом – рис. 3.3.3а и б, то $0 > \mu > -\mu_n$, а если спин противоположен орбиталу – рис. 3.3.3в, то $0 < \mu < \mu_n$. Конечно, угол наклона φ_n z_n -оси относительно z -оси остова сугубо индивидуален для каждой структуры, что и проявляется при измерениях магнитных моментов. Например, для основных состояний устойчивых изотопов: ${}^{91}\text{Zr}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} = -1.3$, ${}^{95}\text{Mo}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} = -0.913$, ${}^{97}\text{Mo}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} = -0.932$, а для возбужденного состояния изотопа ${}^{97}\text{Mo}^*(5/2; 98 \text{ кэВ})$ $\mu_{\text{эксп}} = -0.775$.

Экспериментальные значения магнимов изотопов ${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{38}\text{Sr}$ с другими орбиталями не спаренного нейтрона приведены в табл. 3.2.1.

Как показывают эксперименты, в основном и нижних возбужденных состояниях изотопов с нечётным A для подавляющего большинства нуклидов значения магнимов соответствуют одночастичной модели. Для чётно-нечётных нуклидов справедливо неоднократно использовавшееся соотношение: $\mu = \pm \mu_n \cos \varphi_n$ (минус – при совпадении направления орбитала и спина не спаренного нейтрона – и плюс – при противоположных направлениях). Для нечётно-чётных нуклидов согласно этой модели: $\mu = \mu_p' \pm \mu_p \cos \varphi_p$ (плюс – при совпадении направления орбитала и спина одиночного протона – и минус – при противоположных направлениях).

Поэтому большой интерес вызывают два аспекта. Во-первых, есть ли какая-нибудь закономерность, повторяемость, регулярность в значениях орбитала одиночных нуклонов (p или n), то есть регулярна ли зависимость l_n от структуры F-остова, от конфигурации G-упаковки, от состава H-макушки? Во-вторых, какова зависимость угла наклона z_n -оси одиночного нуклона (φ_p или φ_n) относительно z -оси остова нуклида. Для нуклидов с $21 \leq Z$ некоторые регулярности в значениях магнимов систематизированы в табл. 2.2.1.

Краткий анализ моимпов и магнимов изотопов от ${}_{31}\text{Ga}$ до ${}_{41}\text{Nb}$ с нечётным A показал, что для нечётно-чётных изотопов моимпы (орбиталы) отличаются постоянством и в основном изменяются только с изменением остова нуклидов. Так, для основного состояния изотопов ${}_{31}\text{Ga}$ ($\delta\chi\chi\kappa$ -остов), ${}_{33}\text{As}$, ${}_{35}\text{Br}$ ($\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остов) моимп подавляющего большинства изотопов $j=3/2$ одинаков при любой нейтронной упаковке. Для основного состояния изотопов ${}_{39}\text{Y}$ ($\chi\xi\chi$ -остов) моимп имеет другое значение $j=1/2$, но так же постоянен при $D=\text{var}$. А для основного состояния изотопов ${}_{41}\text{Nb}$ ($\chi\xi\chi\alpha$ -базис) моимп $j=9/2$ и тоже постоянен при $D=\text{var}$.

Отсюда вывод: орбитал и моимп одиночного, не спаренного протона зависят от структуры остова, но практически не зависят от его нейтронной упаковки.

Конечно, угол φ_n в некоторых пределах меняется в зависимости от упаковки D, что обуславливает вариацию значений магнимов изотопов в некоторых пределах. А с другой стороны, равенство моимпов и магнимов (приблизительное) различных нуклидов может быть свидетельством похожести каких-то элементов их структур (например, идентичности двух внешних χ - или α -кластеров остова).

Безусловно, вышеуказанная закономерность не абсолютна. Так, у несимметричного, грушевидного $\chi\xi\alpha\alpha$ -базиса изотопов ^{37}Rb моимп основного состояния сильно зависит от нейтронной упаковки D: половина из них в основном состоянии имеет $j=3/2$, а другая половина – $j=5/2$. Такое поведение не спаренного протона связано с его потенциальной возможностью находиться на z -поверхностях разных внешних кластеров остова ^{37}Rb (χ или α).

Если одиночный протон сравнительно индифферентен, мало зависим в основном состоянии нуклидов от состава упаковки G, то одиночный, не спаренный нейтрон чётно-нечётных нуклидов очень чувствителен к изменению нейтронной упаковки и регулярно изменяет орбитал и моимп $j = l_n \pm s_n$ при изменении D.

Еще раз приведем систематику моимпов нечётных изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr . Два, наиболее уравновешенных, энергетически наиболее низших состояния этих изотопов имеют моимп или $j=9/2$ ($7/2$), или $j=1/2$. Какое из них является основным, а какое возбужденным, зависит от состава H-макушки нуклидов. Если $n^h = D - G = D - 4g = 1$, то H-макушка содержит только один z -полусный нейтрон (все остальные нейтроны упаковки, кроме одного, входят в состав Θ -обручей). Если $n^h = D - G = D - 4g = 3$, то H-макушка дополнительно к не спаренному нейтрону содержит еще и антисимметричную пару z -полусных нейтронов-заглушек. И состав H-макушек изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr ($n^h = 1$ или $n^h = 3$) инвертирует последовательность состояний с $j=9/2$ ($7/2$) или $j=1/2$ в качестве основного и возбужденного. При изменении нейтронной упаковки на $\Delta D = 2$ эта последовательность регулярно изменяется – табл. 3.2.1. Как уже рассматривалось ранее, возможность находиться в двух состояниях, столь сильно отличающихся значением j при малой энергии возбуждения E^* одного из них, обуславливает неоднократно упомянутое явление изомерии чётно-нечётных изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr .

И для нечётных изотопов ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo с $\chi\xi\chi$ -остовом наблюдается зависимость состояния одиночного нейтрона от численного состава упаковки. Но характер этой зависимости определяется значительной сплюснутостью $\chi\xi\chi$ -остова. То есть не столько «непосредственным» воздействием периметрической «нейтронной» G-пристежки на одиночный нейтрон, сколько опосредственно, изменением состояния результирующей z -воронки остова, которая, в конечном счете, и определяет кинематические параметры не спаренного нейтрона.

Заметим, что «плоский» $\chi\xi\chi$ -остов чётно-нечётных изотопов ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo фактически не обеспечивает условия для изомерии. Ведь у такого остова нет возможности иметь качественно различную динамику не спаренному нейтрону при невысоких энергиях возбуждения. Поэтому у этих нуклидов «стандартные» изомерные свойства имеют, кроме рассмотренных в гл.3.2 $^{85,87}\text{Sr}^m$, только $^{89}\text{Zr}^9(9/2)$ и $^{91}\text{Mo}^7(9/2)$, изомерия которых обусловлена «стандартной» энергетической близостью двух состояний со «стандартной» парой моимпов $j=9/2$ и $j^*=1/2$.

А вот у нечётно-чётных нуклидов $_{39}\text{Y}$, $_{41}\text{Nb}$ и $_{43}\text{Tc}$, у которых в основном состоянии одиночный протон имеет стандартный для изомерии моимп $j=1/2$ ($_{39}\text{Y}$) или $j=9/2$ ($_{41}\text{Nb}$ и $_{43}\text{Tc}$), такую возможность $\chi\xi\chi$ -остов предоставляет в полной мере. Изомерные уровни имеют все нечётные изотопы $_{41}\text{Nb}$ с $\chi\xi\chi\alpha$ -базисом и $D=7, 9, 11, 13, 15, 17$. Большинство нечётных изотопов $_{39}\text{Y}$ с $\chi\xi\chi$ -остовом также имеют изомерные уровни ($D=7, 9, 11, 13, 19$). Лишь два из них лишены изомерии: $p^8\chi^8\xi^8\chi^8\vartheta_z$ -изотоп $^{93}\text{Y}^{15}$ и $t^8\chi^8\xi^8\chi^8\vartheta_z$ -изотоп $^{95}\text{Y}^{17}$, у которого $g=f=3$, одна z -поверхность остова склепана ϑ_z -крестом, а другая t -скобой. Изомерией обладают и нечётные изотопы $_{43}\text{Tc}$ с $D=9, 11, 13$, у которых в основном состоянии – стандартный моимп $j=9/2$.

Конфигурации нечётно-нечётных нуклидов намного вариативнее, особенно в сравнении с одночастичной моделью нечётно-чётных нуклидов. В зависимости от значения D -упаковки остова таких изотопов их H -макушки могут иметь 2, 4 или 6 нуклонов, среди которых должно быть 1 или 3 протона. Естественно, что такие чётные H -макушки дают очень большое разнообразие конфигураций, включая не только различное распределение нуклонов по двум z -поверхностям, не только неодинаковые орбиталы нуклонов, но дополнительно всевозможные комбинации ориентаций орбиталов и спинов нуклонов H -макушки.

У нечётно-нечётных изотопов эти возможности реализованы многими структурами, рассмотренными в предыдущих главах (изомеры Al , Sc , Cl , K , Co и других нуклидов). Эти возможности в полной мере реализованы в чётных изотопах $_{39}\text{Y}$ ($D=8, 12, 18, 20, 22$) и $_{41}\text{Nb}$ ($D=8, 10, 12, 16, 18$). Лишь наиболее уравновешенные структуры $_{39}\text{Y}$ не обладают свойством изомерии: $t\chi^8\xi^8\chi^8n$ -изотоп $^{88}\text{Y}^{10}$ (имеет $g=f-1$) и $t\chi^8\xi^8\chi^8n$ -изотоп $^{92}\text{Y}^{14}$ (дополнительно к $g=f=3$ на одной z -поверхности остова одиночный протон скован парой нейтронов). Среди долгоживущих изотопов $_{41}\text{Nb}$ не имеет изомерного состояния только один $t\chi^8\xi^8\chi^8\alpha n$ -изотоп $^{96}\text{Nb}^{14}$ (как и $^{92}\text{Y}^{14}$, имеет $g=f=3$). А какова структура H -макушек этих нуклидов в основном состоянии?

Этот вопрос имеет два аспекта. Во-первых, каково распределение нуклонов H -макушки числом $h=N_H=A-N_F-N_G$ (общее число нуклонов за вычетом нуклонов F -остова и нейтронов ϑ -целочисленной G -обвязки) по двум z -поверхностям остова? А, во-вторых, каковы орбиталы этих H -нуклонов и ориентация их спинов относительно орбиталов?

Подчеркнем: у нечётно-нечётных изотопов моимп и магним определяется не одним, а несколькими нуклонами (минимум парой: протон плюс нейтрон –, максимум парой a - и t -триптонов). При интерпретации основных состояний изотопов $_{39}\text{Y}$, $_{41}\text{Nb}$ и $_{43}\text{Tc}$ можно в какой-то степени (конечно, с неоднократной перепроверкой) использовать информацию об орбиталях одиночных нуклонов у нуклидов с нечётным A на том же остове. Ведь нечётно-нечётные изотопы, в составе H -макушки при $h=2$ имеют «не спаренный» протон и такой же «не спаренный нейтрон», а при $h=4$ не исключена возможность нескольких комбинаций.

Эксперименты показали, что в целом изотопы $_{41}\text{Nb}$ и $_{43}\text{Tc}$ с чётным A в основном состоянии при неплотной упаковке имеют пару H -нуклонов со спином $I_N=4$, то есть как изотопы с нечётным A . При последовательном уплотнении упаковки орбитал нуклонов постепенно уменьшается до $I_N=1$ (не исключен и $I_N=0$).

Это предположение можно проиллюстрировать моимпами изотопов ^{41}Nb и ^{43}Tc : моимп $j=8$ имеют $^{90}\text{Nb}^8(8)$, $^{92}\text{Tc}^6(8)$; $j=7$ имеют $^{92}\text{Nb}^{10}(7)$, $^{94}\text{Tc}^8(7)$, $^{96}\text{Tc}^{10}(7)$; $j=6$ имеют $^{94}\text{Nb}^{12}(6)$, $^{96}\text{Nb}^{14}(6)$, $^{98}\text{Tc}^{12}$. Уплотнение нейтронной упаковки $D \geq 10$ (более трёх ϑ -обручей), как и для чётно-нечётных ^{38}Sr , ^{40}Zr и ^{42}Mo , скачкообразно уменьшает моимп до $j=1$: $^{98}\text{Nb}^{16}(1)$, $^{100}\text{Tc}^{14}(1)$, $^{102}\text{Tc}^{16}(1)$.

Для наглядности вышесказанное проиллюстрируем конкретными примерами.

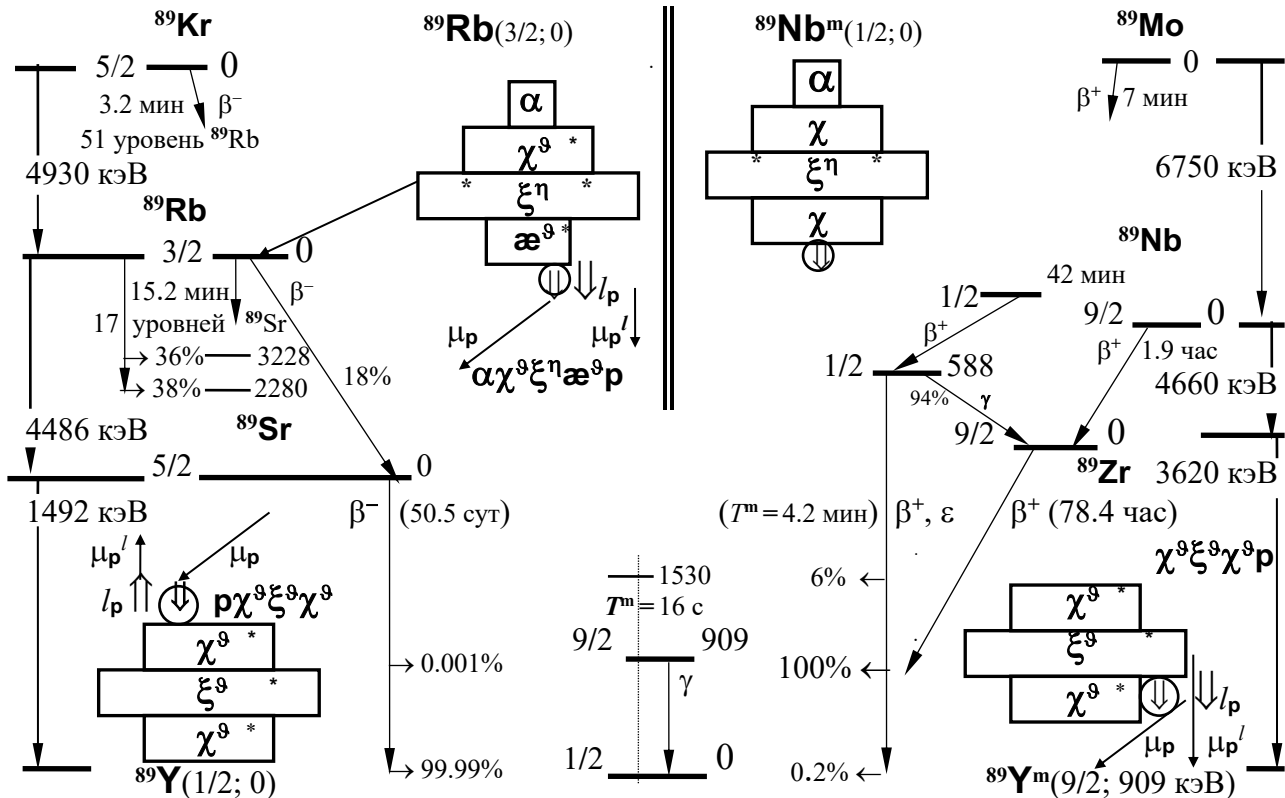
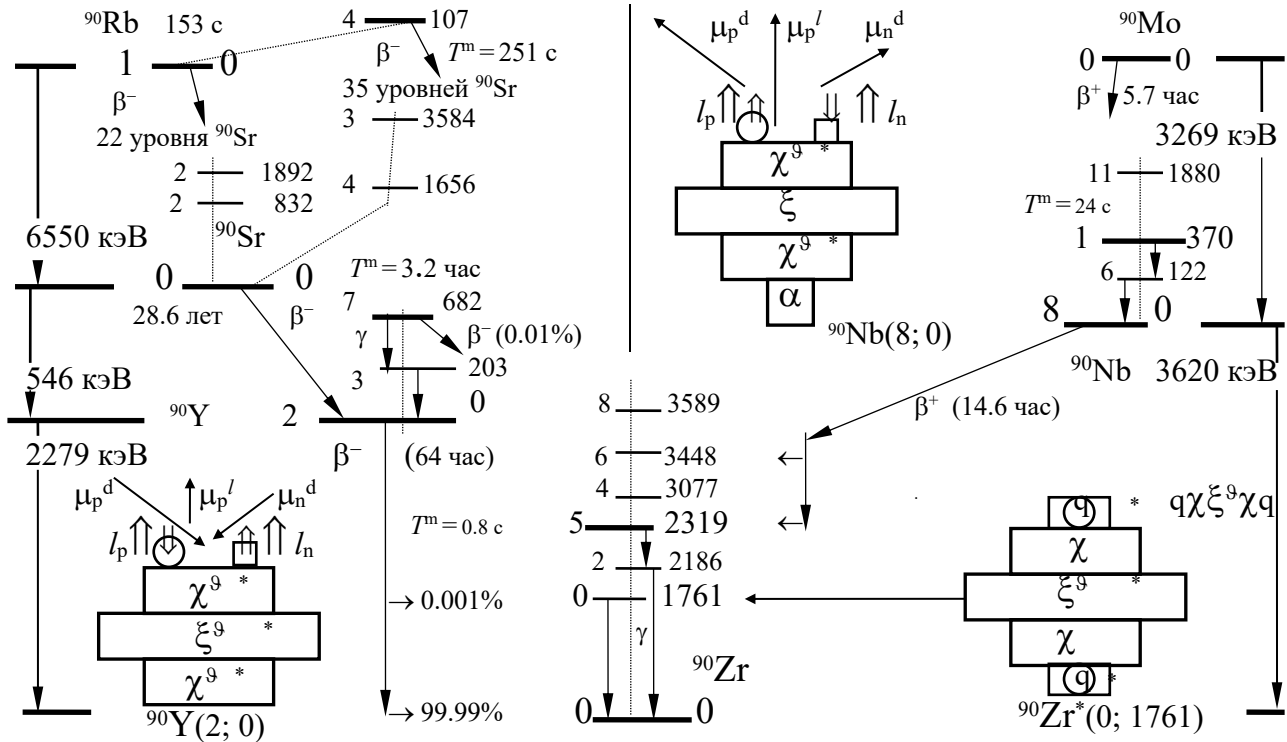


Рис. 3.3.4. Структуры состояний изобаров с $A=89$ и каналы их распадов

На рис. 3.3.4 представлены основные параметры β^- -переходов для нечётных изобаров с $A=89$, а также параметры их изомерных состояний: $^{89}\text{Nb}^m(1/2)$ ($T^m=42$ мин); $^{89}\text{Zr}^m(1/2; 909 \text{ кэВ})$ ($T^m=4.2$ мин); $^{89}\text{Y}^m(1/2)$ ($T^m=16$ с). Здесь же приведены предполагаемые конфигурации изомерных состояний $^{89}\text{Nb}^m$ и $^{89}\text{Y}^m$ (сравните с конфигурациями основных состояний на рис. 3.3.2).

На рис. 3.3.5 представлены основные параметры β^- -переходов чётных изобаров с $A=90$ и параметры изомерных состояний: $^{90}\text{Rb}^m(4; 107 \text{ кэВ})$; $^{90}\text{Y}^m(7; 628 \text{ кэВ})$; $^{90}\text{Nb}^m(1; 370 \text{ кэВ})$. Можно отметить две особенности изомерных переходов из состояний Nb^m и Y^m . Во-первых, очень большая разность Δj изомерного уровня и состояния, на который совершается γ -переход, а также достаточно большая разность энергий этих уровней. Во-вторых, изомерный переход с уровней $^{90}\text{Y}^m(7; 628 \text{ кэВ})$, $^{90}\text{Nb}^m(1; 370 \text{ кэВ})$ совершается не непосредственно в основное состояние нуклидов, а каскадно, через некоторое промежуточное состояние.

Рис. 3.3.5. Структуры состояний изобаров с $A=90$ и каналы их распадов

Моимп промежуточного состояния близок моимпу основного состояния, поэтому практически без задержки с промежуточного состояния совершается последующий γ -переход в основное состояние. Время высвечивания промежуточного состояния пренебрежимо мало по сравнению с T^m : для $^{90}\text{Y}^*(3; 203 \text{ кэВ})$ $\tau \approx 250 \text{ пс}$, а $T^m = 3.2 \text{ часа}$, для $^{90}\text{Nb}^*(6; 122 \text{ кэВ})$ $\tau \approx 61 \text{ мкс}$, а $T^m = 24 \text{ с}$.

На этом же рисунке приведены гипотетические конфигурации основных состояний $^{90}\text{Y}(2; 0)$ и $^{90}\text{Nb}(8; 0)$. Согласно направлениям орбиталей $l_N=4$ и спинов s_N , указанным на рис. 3.3.5, моимп и магним $^{90}\text{Nb}(8; 0)$:

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 4 + 4 + (1/2 - 1/2) = 8;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 4 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.96).$$

Если принять предположение, что в первом возбужденном состоянии $^{90}\text{Nb}^*(6)$ конфигурация не изменилась, но орбитал уменьшился до $l_N=3$, то:

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 3 + 3 + (1/2 - 1/2) = 6;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.72).$$

Согласно направлениям орбиталей $l_N=1$ и спинов s_N , указанным на рис. 3.3.5, моимп и магним основного состояния $^{90}\text{Y}(2; 0)$:

$$j = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n - (s_p - s_n) = 1 + 1 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p \cos \varphi_p - \mu_n \cos \varphi_n \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p - 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = -1.63).$$

Для раздумья предложим и другой вариант: протон не имеет орбитального движения $l_p = 0$, а $l_n = 3$, причем спины s_p и s_n направлены противоположно орбиталу l_n . Тогда моимп и магним:

$$j = l_n - (s_p + s_n) = 3 - (1/2 + 1/2) = 2;$$

$$\mu = -\mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx -2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

Если принять, что и в первом возбужденном состоянии $^{90}\text{Y}^*(3; 203 \text{ кэВ})$ конфигурация нуклида такова же, но орбитал $l_n = 4$, то моимп и магним:

$$j^* = l_n - (s_p + s_n) = 4 - (1/2 + 1/2) = 3;$$

$$\mu^* = -\mu_p \cos \varphi_p^* + \mu_n \cos \varphi_n^* \approx -2.8 \cos \varphi_p^* + 2 \cos \varphi_n^*,$$

но с другими значениями углов φ_p^* и φ_n^* .

Нельзя не остановиться на двух возбужденных уровнях ^{90}Zr . Первый возбужденный уровень $^{90}\text{Zr}_1^*(0; 1761 \text{ кэВ})$ имеет моимп $j_1^* = 0$. Это еще один из тех редких случаев, когда в первом возбужденном состоянии моимп равен нулю. Если для основного состояния $^{90}\text{Zr}(0; 0)$ предложена $\mathbf{t}(\chi^9 \xi^9 \chi)\mathbf{t}$ -конфигурация – рис. 3.3.1 –, то для первого возбужденного уровня предложим антисимметричную $\mathbf{p}^9 \chi^9 \xi^9 \chi \mathbf{p}^9$ -структуру – рис. 3.3.5. Принципиальная разница двух этих конфигураций и обуславливает разность энергий этих состояний.

Заметим, что в предложенной структуре первого возбужденного состояния $^{90}\text{Zr}_1^*(0)$ на двух z -поверхностях остова антисимметрично располагается по квинтету нуклонов: протон в центре тетранейтронного \mathfrak{Q} -креста. В дальнейшем такая квинтетная Н-макушка на z -поверхности остова будет обозначаться буквой q ($q \equiv (p + \mathfrak{Q}) \equiv p^9$). С использованием этого обозначения структура возбужденного состояния $^{90}\text{Zr}_1^*(0)$ запишется так: $\mathbf{q} \chi^9 \xi^9 \chi \mathbf{q}$ -структура.

Нуклид ^{90}Zr примечателен еще одним уровнем $^{90}\text{Zr}^*(5; 2319 \text{ кэВ})$. Ниже этого уровня имеется только два состояния с $j = 0$ и одно возбужденное состояние $^{90}\text{Zr}^*(2; 2186 \text{ кэВ})$ с $j = 2$. Столь большая разность моимпов этих уровней $\Delta j = 3$ и сравнительно малая разность их энергий возбуждения подталкивает к версии принципиального несходства конфигурации $^{90}\text{Zr}^*(5)$ с конфигурациями других нижележащих уровней. Если принять во внимание то обстоятельство, что $^{90}\text{Zr}^*(5)$ является одним из конечных уровней β^+ -перехода $^{90}\text{Nb}(8)$ с $\mathbf{d} \chi^9 \xi^9 \chi \mathbf{a}$ -структурой – рис. 3.3.5 –, то можно высказать версию, что уровень $^{90}\text{Zr}^*(5; 2319 \text{ кэВ})$ имеет $\mathbf{2n} \chi^9 \xi^9 \chi \mathbf{a}$ -конфигурацию, получаемую из структуры $^{90}\text{Nb}(8)$ преобразованием протона \mathbf{d} -дейтрона в нейтрон. В полученном состоянии на $\chi^9 \xi^9 \chi \mathbf{a}$ -базисе, идентичном базису $^{90}\text{Nb}(8)$, оба нейтрона имеют достаточно большой орбитал l_n .

Возможны два варианта. Первый: $l_n = 3$, тогда моимп и магним $^{90}\text{Zr}^*(5)$:

$$j^* = 2l_n - 2s_n = 2 \cdot 3 - 2 \cdot 1/2 = 5,$$

$$\mu^* = 2\mu_n \cos \varphi_n^*.$$

Второй: $l_n = 2$, тогда моимп и магним состояния $^{90}\text{Zr}^*(5)$:

$$j^* = 2l_n + 2s_n = 2 \cdot 2 + 2 \cdot 1/2 = 5,$$

$$\mu^* = -2\mu_n \cos \varphi_n^*.$$

Если к тому же допустить, что нижележащий уровень $^{90}\text{Zr}^*(2; 2186 \text{ кэВ})$ имеет $t(\chi^9\xi^9\chi)t$ -конфигурацию основного состояния, но с орбиталями двух нейтронов одного из t -триптопов, то получается, что у состояния $^{90}\text{Zr}^*(5)$ нет нижележащих состояний с «подходящей», аналогичной конфигурацией. А все вышесказанное и составляет совокупность достаточных условий для изомерии. Действительно, для возбужденного уровня $^{90}\text{Zr}^m(5)$ время высвечивания $T^m = 0.8 \text{ с}$, что и вводит его в разряд изомерных уровней. Это достаточно уникальный случай – изомерное состояние чётно-чётного нуклида –, чтобы задержать на нем внимание.

На рис. 3.3.6 представлены основные параметры β -переходов изобаров с $A=91$, а также параметры изомерных состояний этих изобаров: $^{91}\text{Mo}^m(1/2; 658 \text{ кэВ})$, $^{91}\text{Nb}^m(1/2; 105 \text{ кэВ})$, $^{91}\text{Y}^m(9/2; 551 \text{ кэВ})$. Состояние $^{91}\text{Mo}^m(1/2; 658 \text{ кэВ})$ является, наряду с $^{89}\text{Zr}^m(1/2)$, очень редким для изотопов $_{40}\text{Zr}$ и $_{42}\text{Mo}$ примером стандарта для пары состояний с $j^m = 1/2$ (изомерное состояние) и $j = 9/2$ (основное состояние) – табл. 3.2.1. Здесь же представлены конфигурации основных состояний ^{91}Sr , ^{91}Y , ^{91}Nb и $d\chi^9\xi^9\chi^9p$ -конфигурация некоторых возбужденных состояний $^{91}\text{Zr}^*$ (сравните с конфигурацией основного состояния ^{91}Zr – рис. 3.3.3).

Согласно рис. 3.3.6, при $l_p = 1$ для основного состояния ^{91}Y моимп и магним:

$$j = l_p - s_p = 1 - 1/2 = 1/2,$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p \cos\varphi_p \approx 1 - 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 0.164).$$

На рис. 3.3.7 представлены основные параметры β -переходов изобаров с $A=93$, а также параметры изомерных состояний этих изобаров: $^{93}\text{Mo}^m$, $^{93}\text{Nb}^m$, $^{93}\text{Tc}^m$.

Сразу заметна «нестандартность» изомерного состояния $^{93}\text{Mo}^m(21/2; 2425 \text{ кэВ})$, с $T^m = 7 \text{ час}$. Это состояние имеет достаточно большую энергию возбуждения $E^m = 2425 \text{ кэВ}$ и, тем не менее, живет долго. Причины столь долгой жизни можно прояснить из структуры возбужденных уровней $^{93}\text{Mo}^*$. Ближайший к изомерному состоянию по значению моимпа $j^* = 13/2$ уровень $^{93}\text{Mo}^*(13/2)$ имеет энергию возбуждения $E^m = 2164 \text{ кэВ}$, что очень близко к $E^m = 2425 \text{ кэВ}$ ($E_\gamma^m = 261 \text{ кэВ}$). Следовательно, изомерный переход высвечивается γ -квантом с $E_\gamma^m = 261 \text{ кэВ}$ и далее каскадным γ -переходом через промежуточные состояния с промежуточными значениями моимпов: $(j^m = 21/2) \xrightarrow{\gamma, m} j^* = 13/2 \xrightarrow{\gamma} 9/2 \xrightarrow{\gamma} (j_0 = 5/2)$.

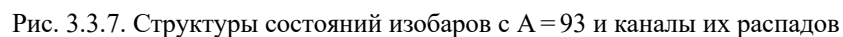
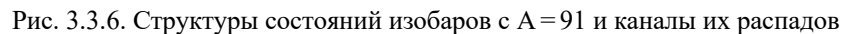
Конечно, большое значение j^m еще не является достаточным условием изомерии этого состояния. Например, возбужденное состояние $^{93}\text{Tc}^*(17/2; 2185 \text{ кэВ})$ несмотря на большое значение $j^* = 17/2$ высвечивается за очень короткое время $\tau \approx 10 \text{ мкс}$. Это связано с тем, что, вероятно, возбужденное состояние $^{93}\text{Tc}^*(17/2)$ имеет одночастичную конфигурацию, аналогичную структуре основного состояния, но с большим орбиталом одиночного, не спаренного протона $l_p = 8$.

Тогда моимп и магним состояния $^{93}\text{Tc}^*(17/2)$:

$$j = l_p + s_p = 8 + 1/2 = 17/2,$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos\varphi_p \approx 8 + 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 10.46).$$

Между состояниями с $j^* = 17/2$ и $j_0 = 9/2$ имеются промежуточные состояния с орбиталями протона $4 < l_p < 8$, что и обеспечивает каскадный переход в основное состояние с $j_0 = 9/2$ за очень короткое, «ядерное» время.



Наконец, нужно обязательно упомянуть изомерный уровень устойчивого нуклида $^{93}\text{Nb}^m(1/2; 30.4 \text{ кэВ})$. Это состояние высвечивается в результате γ -перехода за $T^m = 16.1$ лет (!). Это один из редких изомеров по столькой долгой длительности жизни. Выскажем версию, что в этом состоянии $^{93}\text{Nb}^m(1/2)$ имеет $\alpha\chi^9\xi^9\chi\alpha$ -конфигурацию – рис. 3.3.7 –, отличную от $\rho\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -конфигурации основного состояния $^{93}\text{Nb}(9/2; 0)$ – рис. 3.3.2. Принципиальное отличие конфигураций основного и изомерного состояний ^{93}Nb , «стандартная» для изомерии пара их моимпов $j^m = 1/2$ и $j_0 = 9/2$, а также очень малая энергия возбуждения изомерного состояния $E^m = 30.4 \text{ кэВ}$ – все это в совокупности и обеспечивает столькое долгое время жизни изомеру $^{93}\text{Nb}^m(1/2; 30.4 \text{ кэВ})$.

Обратим внимание еще на один аспект бытия ^{93}Nb . Оба ближайших изобара ^{93}Zr и ^{93}Mo имеют очень большое время жизни: $^{93}\text{Zr}(5/2)$ совершает β^- -переход с $T^* = 1.5 \cdot 10^6$ лет, а $^{93}\text{Mo}(5/2)$ совершает ε -захват с $T^* = 3.5 \cdot 10^3$ лет. Оба этих смежных с ^{93}Nb чётно-нечётных изобара, ну никак, не хотят совершить преобразование в одну из конфигураций с $Z = 41$. Например, чтобы перейти в структуру ^{93}Nb , один из протонов одного из α -кластеров $n(\alpha\chi^9\xi^9\chi\alpha)$ -изобара ^{93}Mo должен захватить электрон. Необходимость развала при этом ε -захвате такой устойчивой структуры, как z -полюсный α -кластер, и небольшая разность энергий связи этих нуклидов существенно тормозят, замедляют ε -захват: $^{93}\text{Mo} - \varepsilon \rightarrow ^{93}\text{Nb}$.

Еще более замедлен β^- -переход: $^{93}\text{Zr}(5/2) - \beta^- \rightarrow ^{93}\text{Nb}^m(1/2)$. Одной из причин такого замедления в совокупности с разницей конфигураций $^{93}\text{Zr}(5/2)$ и $^{93}\text{Nb}^m(1/2)$ является очень малая энергия для совершения этого процесса – $E_{\beta^-} = 60 \text{ кэВ}$. Очевидно, что, с точки зрения Субстанции, все четыре структуры $^{93}\text{Mo}(5/2)$ с $T^* = 3 \cdot 10(3)$ лет; $^{93}\text{Zr}(5/2)$ с $T^* = 1.5 \cdot 10(6)$ лет; $^{93}\text{Nb}(9/2; 0)$; $^{93}\text{Nb}^m(1/2; 30.4 \text{ кэВ})$ с $T^m = 16.1$ лет – привлекательны (или, наоборот, несимпатичны) почти в равной степени. Субстанция очень долго раздумывает (тысячи и даже миллионы лет) прежде, чем решиться преобразовать изобары ^{93}Zr и ^{93}Mo в структуру ^{93}Nb . Воистину тяжкая, трагическая судьба выпала на долю Ниобы (все время мятущейся с $j = 9/2$), долгие и мучительные испытания и переживания уготовила дочери Тантала ее надменная гордость тем, что у нее есть семь прекрасных сыновей (изотопы с $D > 11$) и семь прелестных дочерей (изотопы с $D < 11$).

Если $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -фигуру ^{42}Mo назвать Аполлоном, $(\alpha\chi\chi\chi\alpha)$ -фигуру ^{36}Kr за ее стройность, изящество ($f_z/f_x = 6/3 = 2$) назвать именем его сестрички Артемиды, то Ниоба, несомненно, могла гордиться красотой и изяществом ее сыновей и дочерей (ее изотопов). Но жестоко отомстили Аполлон и Артемида надменной Ниобе за ее беспредельную гордыню. Всех ее прекрасных сыновей (изотопов с $D > 11$) своими стрелами поразил Аполлон, все они испустили дух (в результате β^- -перехода излучили электрон и нейтрино) и на Олимпе приобрели вечную жизнь в $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -облике Аполлона (изотопов ^{42}Mo). Но и прелестных дочерей Ниобы (изотопов с $D < 11$) не пощадила Артемида, поразившая их своими стрелами. Совсем юными, прожив очень недолго, пронзенные стрелами Артемиды все они, излучив позитрон и антинейтрино, сгорбились и приняли в конце концов совсем другой облик, облик менее стройных, более приземистых фигур ^{40}Zr , ^{39}Y и даже (при малой нейтронной одежде) предельно сплюснутой плиты ^{38}Sr .

А что же их мать Ниоба? Горе охватило сердце и душу Ниобы. На 16 лет, оцепенев от гибели своих детей, она почти замерла и почти не подает признаков жизни (моимп изомерного состояния $^{93}\text{Nb}^m(1/2; 30.4 \text{ кэВ})$ минимально возможный – $j^m = 1/2$). Но безумие вдруг охватило Ниобу и в ее голове навсегда поселился вихрь ($j_0 = 9/2$), смерч беспокойства, скорби и отчаяния.

Единственный устойчивый изотоп ^{93}Nb в основном состоянии обладает предельным для основных состояний устойчивых нуклидов моимпом $j_0 = 9/2$ и абсолютно рекордным значением магнима. Магним основного состояния $^{93}\text{Nb}(9/2)$ $\mu_{\text{эсп}} = 6.17$ максимален среди всех устойчивых нуклидов с нечётным A . На $\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -базисе (с G-упаковкой из трёх ϑ -обручей) одиночный, не спаренный протон в наинизшем энергетическом состоянии для всевозможных изобарных структур с $A = 93$ – рис. 3.3.7 – имеет очень большой орбитал $l_p = 4$ и угол наклона его z_p -оси $\varphi_p < 40^\circ$ – рис. 3.3.2.

На рис. 3.3.7 представлены для сопоставления, кроме структур ^{93}Mo и $^{93}\text{Nb}^m$ структуры нейтроноизбыточных $\vartheta\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изобара ^{93}Sr и $\vartheta\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}q$ -изобара ^{93}Y .

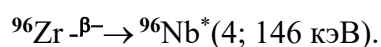
На рис. 3.3.8 представлены основные параметры β -переходов чётных изобаров с $A = 96$, а также параметры изомерных состояний $^{96}\text{Tc}^m$ и $^{96}\text{Y}^m$.

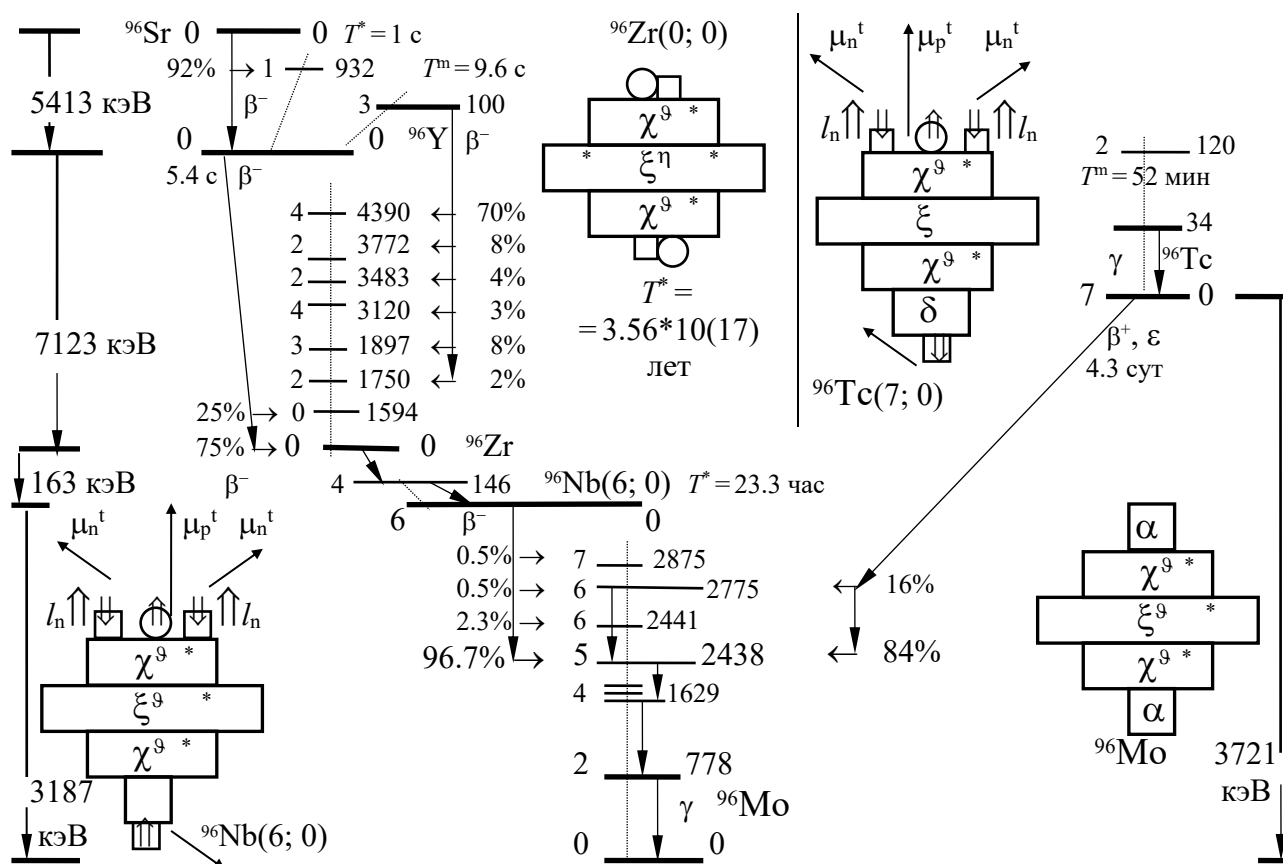
Обратим внимание на $d^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}d$ -конфигурацию $^{96}\text{Zr}^{16}$ – рис. 3.3.8. Видно, что четырьмя ϑ -обручам G-упаковки ($g = 4$) тесно на трёхэтажном F-остове ($f = 3$). И $\vartheta\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -конфигурация, представленная на рис. 3.3.1, не совершенно антисимметрична. Ведь α -кластер на одной z -поверхности остова не эквивалентен ϑ -кресту на другой его z -поверхности. И несмотря на достаточно симметричные, уравновешенные конфигурации $^{96}\text{Zr}^{16}$, несмотря на его наличие в естественной смеси изотопов, нуклид ^{96}Zr испытывает β^- -переход. Правда период этого β^- -перехода чудовищно, фантастически долог: $T^* = 3.6 \cdot 10^{17}$ лет. Изобар ^{96}Zr находится как бы на границе устойчивости-неустойчивости, еще раз демонстрируя относительность самого понятия «устойчивость».

Нейтроноизбыточный ^{96}Zr , встречаясь в естественной смеси, тем не менее испытывает β^- -переход: $^{96}\text{Zr} - \beta^- \rightarrow ^{96}\text{Nb}$ – рис. 3.3.8. Но это состояние является промежуточным. Один из сыновей Ниобы, изобар ^{96}Nb , живет недолго ($T^m = 23$ часа) и пораженный стрелой Аполлона претерпевает β^- -переход: $^{96}\text{Nb} - \beta^- \rightarrow ^{96}\text{Mo}$.

Сравнение структур ^{96}Zr , ^{96}Nb , ^{96}Mo – рис. 3.3.8 – с несомненной очевидностью свидетельствует в пользу очень гармоничной $\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -структуры ^{96}Mo , имеющей G-упаковку с $g = f = 3$. Еще раз проявляется уникальная симметрия ($\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$)-базиса $_{42}\text{Mo}$, которая гармоничнее даже уравновешенной структуры ^{96}Zr .

Можно упомянуть и такой штрих – нечётно-нечётный $t\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha n$ -изотоп ^{96}Nb с $g = f = 3$ – рис. 3.3.8 – является единственным из долгоживущих изотопов $_{41}\text{Nb}$ ($89 < A < 100$), который не обладает изомерным состоянием. Это свидетельствует о том, что состав G-упаковки и H-макушки этого нуклида с $D = 14$ не обеспечивает условий для формирования достаточно различных конфигураций с достаточно равными, близкими энергиями связи. В частности, на рис. 3.3.8 показан уровень $^{96}\text{Nb}^*(4; 146 \text{ кэВ})$, на который совершается β^- -переход:



Рис. 3.3.8. Структуры состояний изобаров с $A=96$ и каналы их распадов

Разность моимпов основного и первого возбужденного состояний ^{96}Nb невелика: $\Delta j = j_0 - j^* = 2$ – и первый уровень высвечивается практически мгновенно – сравните с разностью Δj для изомерных состояний $^{96}\text{Tc}^m$ ($\Delta j = 5$), $^{96}\text{Y}^m$ ($\Delta j = 3$).

Проследим изменение структур с $A=96$, начиная с нейтроно избыточного ^{96}Sr , имеющего $\vartheta(\chi^9\xi^9\chi^9)\vartheta$ -структуру с $g=f=3$ и еще парой ϑ -крестов на двух z -поверхностях $\chi\xi\chi$ -остова. Уплотненная структура остова, сверху донизу облепленная пятью ϑ -квартетами, конечно, стремится приобрести более гармоничную структуру и уменьшить избыток нейтронов. С периодом полуперехода $T^* = 1$ с совершается β^- -переход: $^{96}\text{Sr} \xrightarrow{\beta^-} ^{96}\text{Y}^*$. Наиболее вероятно, что в протон преобразуется нейтрон одного из двух z -полюсных ϑ -крестов. Поэтому можно предположить, что уровень $^{96}\text{Y}^*(1; 932 \text{ кэВ})$, на который в основном совершается β^- -переход, имеет близкую к начальной $n(t\chi^9\xi^9\chi^9)\vartheta$ -конфигурацию.

У двух нижних уровней $^{96}\text{Y}^*$ более сбалансированные структуры: изомерное состояние $^{96}\text{Y}^m(3; 100 \text{ кэВ})$ предположительно имеет $n(^8\chi^9\xi^9\chi^9)t$ -конфигурацию и преимущественно совершает β^- -переход: $^{96}\text{Y}^m(3) \xrightarrow{\beta^-} ^{96}\text{Zr}^*$ – в аналогичные возбужденные $p(^8\chi^9\xi^9\chi^9)t$ - или $n(^8\chi^9\xi^9\chi^9)a$ -структуры $^{96}\text{Zr}^*$, с наибольшей вероятностью 70% на уровень $^{96}\text{Zr}^*(4; 4390 \text{ кэВ})$. А из основного состояния $^{96}\text{Y}(0; 0)$, с $d^9\chi^9\xi^9\chi^9 2n$ -конфигурацией и нулевым моимпом, совершается β^- -переход на два нижних уровня ^{96}Zr , преимущественно (75%) в основное состояние.

Почти четверть β^- -переходов совершается на первый возбужденный уровень $^{96}\text{Zr}_1^*(0; 1594 \text{ кэВ})$. Это еще одна редкость – первый возбужденный уровень чётно-чётного изотопа с нулевым моимпом $j_1^* = 0$.

Можно предположить, что этот уровень $^{96}\text{Zr}_1^*(0; 1594 \text{ кэВ})$ имеет антисимметричную $\mathbf{d}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{d}$ -конфигурацию, в которой на z -полюсах остова располагаются \mathbf{d} -дейтропы, вытянутые вдоль z -оси и окруженные \mathfrak{D} -обвязкой. Такую конфигурацию Н-макушки (\mathbf{d} -дейтрон в окружении \mathfrak{D} -обвязки), включающую шесть нуклонов: протон и пять нейтронов будем обозначать буквой \mathbf{s} ($\mathbf{s} \equiv (\mathbf{d} + \mathfrak{D}) \equiv \mathbf{d}^9$). Тогда предполагаемую структуру $^{96}\text{Zr}_1^*(0; 1594 \text{ кэВ})$ можно обозначить так: $\mathbf{s}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{s}$.

Заметим, что изомерное и основное состояния ^{96}Y , имея почти одинаковый период полуперехода, не имеют ни одного общего конечного состояния $^{96}\text{Zr}^*$.

В основном состоянии $^{96}\text{Nb}(6; 0)$, вероятно, имеет $\mathbf{t}(\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\mathbf{n}$ -конфигурацию – рис. 3.3.8. При $l_n^t = 3$ и ориентации спинов ($\Sigma^4 s_N = 0$), указанной на рис. 3.3.8, моимп и магним основного состояния $^{96}\text{Nb}(6; 0)$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 3 + 0 = 6;$$

$$\mu = \mu_p^t + 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t - \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 + 2 \cdot 2 \cos\varphi_n^t - 2 \cos\varphi_n.$$

Характерно, что каналы β^- -перехода $^{96}\text{Nb}(6)$ идентичны каналам ε -захвата ^{96}Tc – рис. 3.3.8. Какова же структура изотопов ^{43}Tc , ни один из которых не является устойчивым?

Прибавление еще одного протона к $(\alpha\xi\xi\chi\alpha)$ -базису ^{42}Mo вынуждает Природу из двух z -полюсных α -кластеров остова сформировать δ -кластер. Следовательно, все изотопы ^{43}Tc имеют в составе своего остова δ -кластер, а, например, нечётно-нечётный изотоп $^{96}\text{Tc}^{10}$ в основном состоянии имеет $\mathbf{t}(\chi^9\xi^9\chi^9\delta)\mathbf{n}$ -конфигурацию, в которой ху-несимметричный $\chi\xi\chi\delta$ -остов в чем-то похож на $(\chi\xi\chi\alpha)$ -базис ^{96}Nb , но отличается лишь тем, что на одной его z -поверхности имеет δ -кластер (α -двукратный!), а не α -кластер, как у ^{96}Nb .

Черты сходства и различия изобаров ^{96}Nb и ^{96}Tc на рис. 3.3.8 представлены условными изображениями их структур. При $l_n^t = 3$ и ориентации спинов четырех нуклонов Н-макушки, указанной на рис. 3.3.8, моимп и магним основного состояния $^{96}\text{Nb}(6; 0)$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 4 + (1/2 - 3 \cdot 1/2) = 7;$$

$$\mu = \mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 + 2 \cdot 2 \cos\varphi_n^t + 2 \cos\varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = 5.37).$$

Изомерное состояние $^{96}\text{Tc}^m(2; 120 \text{ кэВ})$ отличается по конфигурации Н-макушки от основного состояния и может иметь $\mathbf{d}(\chi^9\xi^9\chi^9\delta)2\mathbf{n}$ -конфигурацию. Если в этой конфигурации 2 нейтрона на z -поверхности δ -кластера антисимметричны, то моимп и магним этого состояния создают только нейтрон и протон \mathbf{d} -дейтропа, находящегося на z -поверхности χ -кластера остова. Значение и ориентация их орбиталов и спинов аналогична ориентации l_N и s_N двух нуклонов основного состояния $^{96}\text{Y}(2; 0)$ – рис. 3.3.5. Согласно направлениям орбиталов $l_N = 1$ и спинов s_N , указанным на рис. 3.3.5, моимп и магним $^{96}\text{Tc}^m(2; 120 \text{ кэВ})$:

$$j^m = \Sigma^2 l_N + \Sigma^2 s_N = l_p + l_n - (s_p - s_n) = 1 + 1 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu^m = \mu_p^t - \mu_p \cos\varphi_p - \mu_n \cos\varphi_n \approx 1 - 2.8 \cos\varphi_p - 2 \cos\varphi_n.$$

Почти полная идентичность каналов β^- -перехода ^{96}Nb и ε -захвата ^{96}Tc позволяет высказать суждение, что возбужденный уровень $^{96}\text{Mo}^*(5; 2438 \text{ кэВ})$, на который преимущественно переходят обе исходные структуры ^{96}Nb и ^{96}Tc , имеет структуру, им аналогичную, то есть $t(\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)p$ -конфигурацию. А уже в основное состояние ^{96}Mo переход с этого возбужденного уровня $^{96}\text{Mo}^*(5)$ происходит каскадно, через промежуточные состояния (и, подчеркнем, промежуточные динамические конфигурации) – рис. 3.3.8.

На рис. 3.3.9 представлены основные параметры β^- -переходов изобаров с $A=97$, а также параметры изомерных состояний $^{97}\text{Y}^m$, $^{97}\text{Nb}^m$ и $^{97}\text{Tc}^m$.

Изомерное состояние $^{97}\text{Y}^m(9/2; 667 \text{ кэВ})$, вероятно, имеет $p(\chi^9\xi^9\chi^9)\vartheta$ -конфигурацию и преимущественно совершает β^- -переход только на «свои», присущие только этому состоянию конечные уровни $^{97}\text{Zr}^*$: $^{97}\text{Y}^m(9/2) - \beta^- \rightarrow ^{97}\text{Zr}^*$.

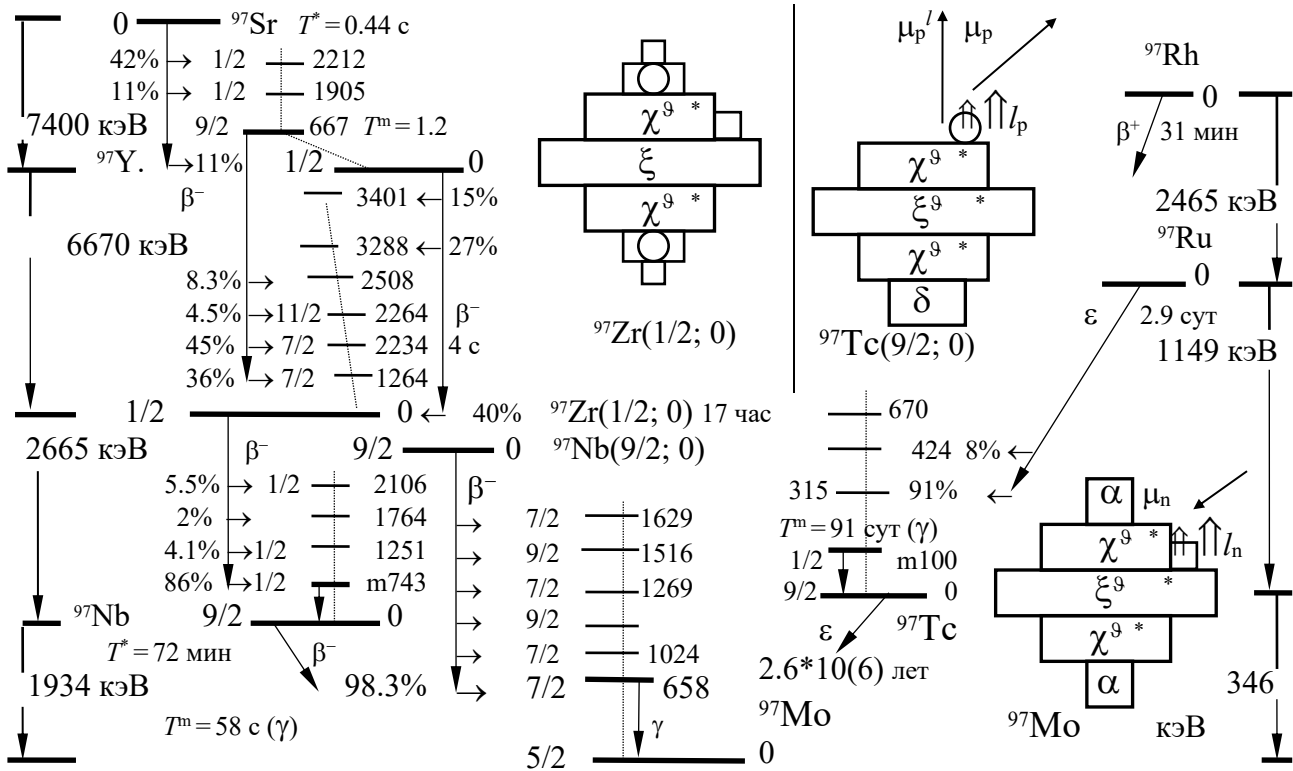
Основное состояние $^{97}\text{Y}(1/2; 0)$ может иметь $q(\chi^9\xi^9\chi^9)$ -конфигурацию и тоже совершает β^- -переход только на «свои», присущие только этому состоянию конечные уровни $^{97}\text{Zr}^*$: $^{97}\text{Y}(1/2) - \beta^- \rightarrow ^{97}\text{Zr}^*$.

В нижних возбужденных состояниях $^{97}\text{Zr}^*$ может иметь $s(\chi^9\xi^9\chi^9)sn$ - (рис. 3.3.9) или $n(\chi^9\xi^9\chi^9)\alpha$ -структуры (рис. 3.3.3). Из основного состояния $^{97}\text{Zr}(1/2; 0)$ β^- -переход совершается с наибольшей вероятностью на уровень $^{97}\text{Nb}^m(1/2; 743 \text{ кэВ})$, который высвечивается только в результате γ -перехода: $^{97}\text{Nb}^m(1/2) - \gamma \rightarrow ^{97}\text{Nb}(9/2)$. Период β^- -полуперехода из основного состояния $^{97}\text{Nb}(9/2)$, которое имеет $p(\chi^9\xi^9\chi^9)\alpha$ -структуру с не спаренным протоном, орбитал которого $l_p=4$, невелик – $T^*=72$ мин. В небольшом времени этого β^- -перехода «повинна» аналогия структуры $^{97}\text{Nb}(9/2)$ и структуры возбужденного состояния $^{97}\text{Mo}^*(7/2; 658 \text{ кэВ})$.

Но в сопоставлении с этим малым временем ($T^*=72$ мин) период β^- -полуперехода из основного состояния $^{97}\text{Tc}(9/2)$ бесконечно долг $T^*=2.6 \cdot 10^6$ лет. Конечно, и в этом долгожительстве $^{97}\text{Tc}(9/2)$ «есть вина», но не аналогии, а принципиального различия структур $^{97}\text{Tc}(9/2)$ и $^{97}\text{Mo}(5/2)$. На рис. 3.3.9 представлены предполагаемые $p(\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурация $^{97}\text{Tc}(9/2)$ и $(\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n$ -структура основного состояния $^{97}\text{Mo}(5/2)$. В целом $p(\chi^9\xi^9\chi^9)\delta$ -конфигурация $^{97}\text{Tc}^{11}$ выглядит достаточно уравновешенной и обладает «оптимальной» G-упаковкой трёх базовых кластеров $\chi\xi\chi$ -остова ($g=f=3$). Напомним, что именно такую упаковку ($D=11$) имеют единственные устойчивые изотопы $^{89}\text{Y}^{11}$ и $^{93}\text{Nb}^{11}$ – рис. 3.3.2.

Но... Опять это но... Природа больше любит очень симметричную и гармоничную $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -фигуру Аполлона ^{42}Mo и хоть через очень долгое время, после очень продолжительных колебаний и сомнений, но все равно, при любой возможности преобразует любые структуры именно в эту, самую ей приятную, причем почти независимо от ее нейтронной одежды.

Судьба изотопов ^{41}Nb , испытывающих β^- -переход в структуры ^{42}Mo , описывалась мотивами мифологических персонажей: Артемида – Ниоба – Аполлон. И для изотопа ^{97}Tc есть соответствующий персонаж греческой мифологии – Марсий. Сатир Марсий с таким уродливым, козлиным δ -кластером вздумал соревноваться с Аполлоном в исполнении γ -звуков? Но, конечно, тщетны его потуги, не может ущербный Марсий устоять перед таким прекрасным исполнителем, как кифаред Аполлон. И судьба Марсия известна.

Рис. 3.3.9. Структуры состояний изобаров с $A=97$ и каналы их распадов

Один из протонов «неуклюжего» δ -кластера ($\delta=2\alpha$ – единственное чётное число среди z -осесимметричных нечётных 1α , $3\alpha=\mathbf{j}$, $5\alpha=\chi$, $9\alpha=\xi$ -кластеров) $\mathbf{p}(\chi^9\xi^9\chi^9)\delta$ -структуры $^{97}\text{Tc}^{11}$ захватывает из внешней оболочки электрон и трансформируется в $(\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\mathbf{n}$ -конфигурацию ^{97}Mo . Неустойчивость изотопов ^{43}Tc обусловлена двумя взаимосвязанными обстоятельствами.

Во-первых, α -целочисленный $\chi\xi\chi\delta$ -остов ^{43}Tc очень негармоничен, δ -кластер на одной из его z -поверхностей вносит в динамическую ху-симметричную $\chi\xi\chi$ -структуру такой диссонанс, что его не может ликвидировать или компенсировать ни G-упаковка, ни H-макушка ни в какой комбинации. Во-вторых, $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базис изобаров технеция – изотопов ^{42}Mo – столь гармоничен, столь уравновешен, что природа при первой же возможности стремится все подходящие по числу нуклонов нуклиды преобразовать в изотопы ^{42}Mo . Это относится к нуклидам ^{96}Zr (рис. 3.3.8), ^{95}Nb , ^{97}Nb (рис. 3.3.8) и, конечно, к изотопам ^{43}Tc с $D < 12$.

Абсолютная симметрия $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса ^{42}Mo не оставила никаких шансов на бесконечно долгую жизнь, «бессмертие олимпийских богов», даже изотопу ^{97}Tc с такой естественной, симметризирующей G-упаковкой ($g=f=3$).

Однако возможности даже такого гармоничного и уравновешенного $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базиса не беспредельны. Малая этажность $\chi\xi\chi$ -остова резко ограничивают возможности его G-упаковки с большим количеством нейтронов или \mathfrak{D} -обручей. Поэтому и нейтронно избыточные изотопы ^{42}Mo испытывают β^- -переход.

Структуры, формирующиеся при β^- -переходах нейтронно избыточных изотопов ^{42}Mo , будут рассмотрены в следующей главе.

ФРАГМЕНТАЦИЯ

"Есть одна вещь, о которой я хотел бы Вас спросить. Когда математик, занятый исследованием физических действий и их результатов, приходит к своим заключениям, не могут ли они быть выражены общепонятным языком так же полно, ясно и определенно, как и посредством математических формул?"

Я думаю, что это так и должно быть, потому что я всегда обнаруживал, что Вы могли донести до меня абсолютно ясную идею Ваших выводов, которые даже без понимания шагов Вашего математического процесса дают мне результаты не выше и не ниже правды, причем настолько ясные в своей основе, что я могу над ними думать и с ними работать."

М.Фарадей – Дж.К.Максвеллу

Можно ли по одному экспериментальному факту, по одному обнаруженному феномену делать глубоко идущие выводы? Можно ли описывать, представлять самые сложные природные феномены, объекты и процессы не только исключительно на языке наиабстрактнейших условных обозначений (математических символов, операций, конструкций), но и, не теряя основного смысла, сущности описываемого, формулировать словесные описания на основе некоторой совокупности аналогий, метафор; наглядных схем, диаграмм, графиков; пространственных конфигураций, объемных структур и других иллюстративных приемов и способов?

Эти вопросы имеют многовековую историю с огромным числом ответов, которые в совокупности представляют очень многоаспектный спектр: от категоричного "да", до безапелляционного "нет". При этом обоснования такого рода ответов поражают своей вариативностью: от научно укомплектованной философскими категориями и законами диалектики до примитивно упертого и ничем не обоснованного: "Я (Я!) так думаю (решил, представляю, сформулировал...)"

Но в 20 веке отчетливо выкристаллизовалось почти общепринятое кредо. Это кредо составляет пара взаимно увязанных утверждений. Вот эти утверждения.

Никакой, еще один достоверно идентифицируемый феномен, который не противоречит общепринятой интерпретации некоторой выделяемой совокупности такого рода феноменов, не может стать ее окончательным, бесповоротным подтверждением, сколь бы ни было его открытие ожидаемым (предсказуемым?).

Но любой единичный, достоверно зафиксированный феномен (или параметры, его характеризующие), который противоречит общепринятой концепции, однозначно свидетельствует о ее неверности, о ее неадекватности физической реальности, сколь бы ни были авторитетны и уважаемы ее творцы и почитатели.

Поскольку не существует других способов выяснения истинности, справедливости, объективности любых научных (подчеркнем, НАУЧНЫХ) теорий, кроме проверки их в экспериментах, то опытная проверка любых идей и концепций всегда имела и всегда будет иметь решающее значение. Конечно, психологически большой резонанс имеют новые экспериментальные факты, которые соответствуют общепринятой концепции, не противоречат ей, дают ей еще одно подтверждение.

Но, безусловно, не меньшее, даже намного большее значение имеет нахождение, формулирование такого вопроса природе, ответ на который начисто отвергает общепринятую, но, к сожалению, неверную парадигму и базируется на некоторых субстантах, конструктах, конституентах, отличающихся от общепринятых. Многие ключевые, “решающие” эксперименты, проведенные в последнем столетии, носили именно такой “опровергающий” характер. Их проведение стимулировало существенный рывок в той или другой области естествознания. Очень важны эксперименты и в области нуклидного субконтинуума. Вернемся к ним.

1. Просмотрите относительную распространенность устойчивых изотопов на четырехэтажном $\alpha\chi\chi\alpha$ - и трёхэтажном $\chi\xi\chi$ -остове и сопоставьте максимальную относительную распространенность изотопов и структуру их нейтронной упаковки.

Какие заключения можно сделать из того, что, во-первых, относительная распространенность таких чётно-чётных изотопов максимальна при $D=12$ для: Se^{12} (50%), Kr^{12} (57%), Sr^{12} (83%)? Во-вторых, какие заключения можно сделать из того, что нечётные устойчивые нуклиды с $\alpha\chi\chi\alpha$ -, $\chi\xi\chi$ -, $\alpha\chi\xi\chi$ -остовами имеют три Θ -пояса (конечно, совместно с одиночным протоном Н-макушки при $D=11$, с нейтроном или Н-макушкой в составе **bp** (**d+n**) при $D=13$)? Это относится к нечётно-чётным изотопам Br^{11} , Rb^{11} , Y^{11} (100%), Nb^{11} (100%), Rb^{13} , Rh^{13} (100%), Ag^{13} , а также к чётно-нечётным изотопам Mo^{13} , Ru^{13} , Pd^{13} ?

Является ли этот экспериментальный фрагмент достаточно убедительным и достоверным аргументом в поддержку представленных моделей?

2. Просмотрите систематику моимпов и магнимов основных состояний устойчивых нечётных изотопов, рассмотренных в этой главе. Обратим Ваше внимание на то, что модули магнима нечётных изотопов имеют значения в двух узких диапазонах. Модули магнима устойчивых чётно-нечётных изотопов Sr , Zr , Mo с $\chi\xi\chi$ -остовом (независимо от значения орбитала не спаренного нейтропа l) заключены в пределах $1.3 > \mu_{nz} > 0.9$ ($\mu_{\text{сред}} = 1$), а модули магнима чётно-нечётных изотопов Ru , Pd , Cd с $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом (также независимо от значения орбитала не спаренного нейтропа l) заключены в пределах $0.69 > \mu_{nz} > 0.6$ ($\mu_{\text{сред}} = 0.63$).

С другой стороны, поразмышляйте о том, что модули магнима нечётно-чётных изотопов (за вычетом орбитальной составляющей магнима одиночного протона) имеют значения в двух узких диапазонах: с орбиталом одиночного протона $l=1$ (независимо от остова нуклидов Y , Rh , Ag) в пределах $1.14 > \mu_{pz} > 1.09$ (для этого диапазона $\mu_{\text{сред}} = 1.12$); с орбиталом одиночного протона $l=4$ (также независимо от остова нуклидов In , Sb , Cs) в пределах $1.53 > \mu_{pz} > 1.42$ ($\mu_{\text{сред}} = 1.45$).

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data Sheets for $A=88$, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 54, p.1.
2. Nuclear Data Sheets for $A=89$, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 58, p.351.
3. Nuclear Data Sheets for $A=90$, Nucl. D. Sh., 1975, Vol. 16, p.55.
4. Nuclear Data Sheets for $A=91$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.835; 1980, Vol. 31, p.181.
5. Nuclear Data Sheets for $A=92$, Nucl. D. Sh., 1980, Vol. 30, p.573.
6. Nuclear Data Sheets for $A=93$, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 54, p.99.
7. Nuclear Data Sheets for $A=94$, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 44, p.277.
8. Nuclear Data Sheets for $A=95$, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 38, p.1.
9. Nuclear Data Sheets for $A=96$, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 35, p.281.
10. Nuclear Data Sheets for $A=97$, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 46, p.607.

Глава 3.4

ДЗЕТА-КЛАН С НЕКАЗИСТЫМ ОСТОВОМ ($49 \geq Z \geq 44$)

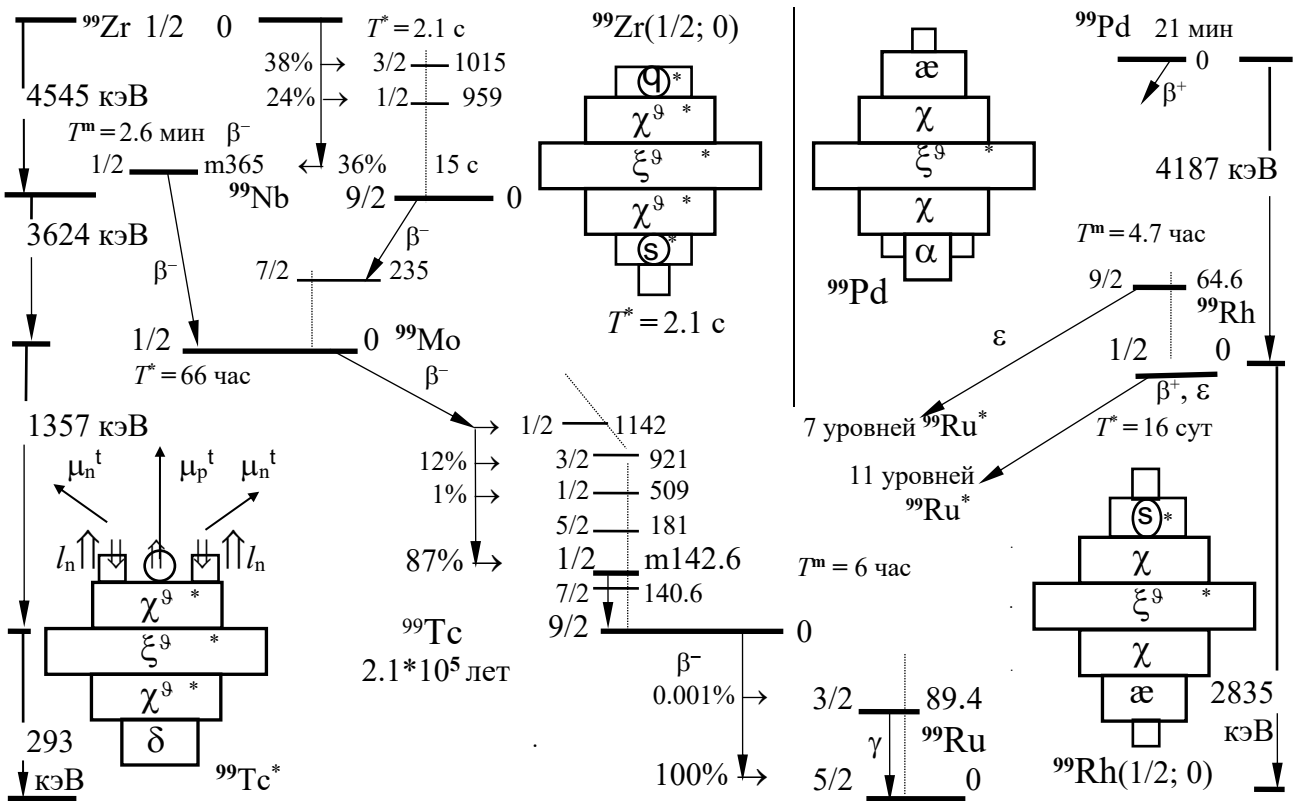
"Естествоиспытатель имеет дело с особыми феноменами и особой действительностью. Он должен ограничиваться тем, что воспроизводимо. К этому я причисляю и то, о воспроизводстве чего заботится сама природа. Связную формулировку систем мыслей, состоящую из математических уравнений и правил сопоставления их с данными опыта, мы называем физической теорией, и в пределах применимости ее можно принимать за "модель действительности". Как я уже говорил ранее, мне представляется бесцельным рассуждать о том, что было вначале: идея или опыт. Я надеюсь, что никто уже не полагает, будто теории выводятся из протокольных записей посредством железных логических заключений. Теории возникают путем инспирированного эмпирическим материалом понимания, которое, следуя Платону, лучше всего объяснить, как переход к совпадению внутренних образов с внешними объектами и их свойствами.

Я согласился с Н. Бором, что объективность научного объяснения природы должна определяться как можно более широко: всякий способ рассмотрения, который может учить других, который другие, приобретя необходимые предварительные звания, могут понимать и снова применять, который, наконец, можно обсуждать с другими, может называться объективным. В этом смысле все физические теории и законы объективны. Какой бы ни была структура этих теорий и законов, *физический феномен* не прост, а сложен. Обычно при его описании перерабатывается уже множество полученных ранее теоретических и экспериментальных знаний. Бор определяет феномен, как "относящийся к наблюдениям, проводимым при определенных условиях, включая задание *всего* опыта".

В. Паули

Нуклид $^{99}\text{Mo}(1/2)$ с $D=15$ уже не имеет возможности на $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисе не только обязать $\chi\xi\chi$ -остов тремя ϑ -обручами ($f=g=3$), но и на бесконечно долгое время разместить еще три нейтрона. Один из трёх нейтронов Н-макушки является лишним и следует неизбежный β^- -переход: $^{99}\text{Mo} - \beta^- \rightarrow ^{99}\text{Tc}^*$ – с наибольшей вероятностью ($B=82\%$) в изомерное состояние $^{99}\text{Tc}^m(1/2; 142.6 \text{ кэВ})$ – рис. 3.4.1.

Изомерное состояние $^{99}\text{Tc}^m(1/2; 142.6 \text{ кэВ})$ с $T^m=6$ час высвечивается γ -переходом или непосредственно в основное состояние $^{99}\text{Tc}(9/2)$, или через промежуточный уровень $^{99}\text{Tc}^*(7/2; 140.6 \text{ кэВ})$. Во втором случае один из двух γ -квантов каскадного перехода имеет энергию $E_\gamma=2 \text{ кэВ}$. Чтобы ощутить, как мала эта энергия, сопоставим ее с энергией рентгеновского излучения атома $_{43}\text{Tc}$. Энергия фотона К-линии атома $_{43}\text{Tc}$ больше, чем энергия $E_\gamma=2 \text{ кэВ}$, в 10 раз и фотоны всех L-линий $_{43}\text{Tc}$ больше 2 кэВ. Такой каскадный переход с $E_\gamma=2 \text{ кэВ}$ и $E_\gamma=140.6 \text{ кэВ}$ является одним, если не уникальным, то из достаточно редких примеров своеобразия различных конфигураций нуклидов. Но и переходом в основное состояние злключения $^{99}\text{Tc}(9/2)$ не заканчиваются. Почему? Ведь кадровый состав $^{99}\text{Tc}^{13}$ позволяет скомпоновать, на первый взгляд, достаточно уравновешенную $\mathbf{t}\chi^9\xi^9\chi^9\delta$ -структуру с $f=g=3$ – рис. 3.4.1.

Рис. 3.4.1. Структуры состояний изобаров с $A=99$ и каналы их распадов

Согласно одночастичному варианту с протопом моимп и магним $^{99}\text{Tc}(9/2)$:

$$j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2 \quad (\text{при } l_p = 4);$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 5.69).$$

Столь большое значение магнима основного состояния нуклида является хотя и косвенным, но достаточно информативным признаком недостаточной гармонии его структуры. Действительно, хоть и с очень большим периодом полуперехода $T^* = 2.1 \cdot 10^5$ лет, но неизбежно идет β^- -переход: $^{99}\text{Tc}(9/2) \rightarrow ^{99}\text{Ru}(5/2)$ – рис. 3.4.1. Все изотопы ^{43}Tc «смертельно больны» при любой величине D . Это означает, что в любом G-банде $\chi\xi\chi\delta$ -остов изотопов ^{43}Tc страдает врожденной патологией. Эта врожденная патология вызвана несовместимостью α -двукратного δ -кластера с $\chi\xi\chi$ -остовом, которую можно выразить числами – соотношением α -размеров кластеров остова в плоскости, перпендикулярной z -оси.

Сопоставим: для базиса ^{42}Mo это соотношение α -состава его кластеров выражается последовательностью только нечётных чисел: $1(\alpha)-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-1(\alpha)$, а для x - и y -размеров: $1(\alpha)-3(\chi)-5(\xi)-3(\chi)-1(\alpha)$. Обе эти числовые совокупности: $1-5-9-5-1$ или $1-3-5-3-1$ – несомненно, даже чисто внешне «ритмичны», естественны.

А вот та же последовательность для $\chi\xi\chi\delta$ -остова изотопов ^{43}Tc с чётной двойкой: $5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-2(\delta)$ – аритмична, неестественна. Несовместимость δ -кластера с $\chi\xi\chi$ -остовом обусловлена и тем, что δ -кластер не может иметь центрального, z -осевого «внутреннего» α -кластера, который бы намертво накрутил, завернул δ -кластер на центральную α -ось $\chi\xi\chi$ -остова.

Итак, что же происходит в результате β^- -перехода: $^{99}\text{Tc}(9/2)^- \rightarrow ^{99}\text{Ru}(5/2)^+$? Преобразование нейтрона в протон позволяет дополнительно к $\chi\xi\chi$ -остову сформировать α -кластер и скомпоновать $\alpha\chi\xi\chi$ -остов изотопов ^{44}Ru . У $\alpha\chi\xi\chi$ -остова ^{44}Ru все четыре этажа, все его кластеры имеют центральный, z -осевой «внутренний» α -кластер. Эти z -осевые α -кластеры формируют z -стержень, z -вал, на который и накручиваются все ξ^- , χ^- , α -кластеры остова.

Кстати, и числовая последовательность этого остова: $3(\alpha)-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)$ – состоит только из нечётных чисел и, конечно, более «ритмична», чем последовательность $\chi\xi\chi\delta$ -остова изотопов ^{43}Tc . Заметим, что в процессе β^- -перехода в протон не преобразуется, конечно, ни один из нейтронов F-остова или G-упаковки, все они жестко вкручены, впаяны в одну из квартетных структур. Все дело в том, что «аритмичный» $\chi\xi\chi\delta$ -остов не обеспечивает абсолютную устойчивость нейтронов H-макушки изотопов ^{43}Tc .

В изотопах ^{44}Ru остовом является $\alpha\chi\xi\chi$ -структура и в связи с этим утверждением нужно упомянуть и о сомнениях автора. В аналогичной ситуации при переходе $^{25}\text{Mn} \rightarrow ^{26}\text{Fe}$ вновь образованный α -кластер на основании убедительных аргументов был автором помещен между двумя α -кластерами и к обсуждению был предложен $\chi\alpha\chi$ -остов изотопов ^{26}Fe . Аналогия в какой-то мере подталкивала к рассмотрению и $\chi\alpha\xi\chi$ -структуры остова ^{44}Ru , также не обладающей χ -симметрией. Не имея ни необходимого, ни достаточного количества аргументов «за» или «против» $\chi\alpha\xi\chi$ -структуры остова ^{44}Ru , автор всё-таки решился довериться чисто эстетическому, субъективному восприятию.

Поэтому в дальнейшем тексте и соответствующих рисунках будет рассматриваться только $\alpha\chi\xi\chi$ -остов с внешним α -кластером. А окончательный ответ должна дать Природа, ее ответы на специально поставленные эксперименты и, конечно, правильная интерпретация ее ответов. В качестве одного из наивных предложений можно порекомендовать исследование вероятностей реакции подхвата α -кластера изотопов ^{44}Ru с минимальной нейтронной упаковкой. Впрочем, при разной нейтронной упаковке не исключена и вероятность компоновки двух структур: $\alpha\chi\xi\chi$ -остов для небольших значений D и $\chi\alpha\xi\chi$ -остов для изотопов с избытком упаковочных нейтронов.

Изобары с $A=99$, имеющие $Z>44$, свою структуру наращивают на z -поверхностях $\alpha\chi\xi\chi$ -остова. Для иллюстрации на рис. 3.4.1 приведены $s(\chi\xi^3\chi\alpha)n$ -структура $^{99}\text{Rh}^9$ и $n(\alpha\chi\xi^3\chi\alpha)2n$ -структура $^{99}\text{Pd}^7$, испытывающие β^+ -переход и ε -захват, что, в конечном счете, приводит к устойчивой $2n(\chi^3\xi^3\chi\alpha)n$ -структуре $^{99}\text{Ru}^{11}$.

Каково отношение Природы к такой, явно несимметричной структуре $\alpha\chi\xi\chi$ -остова ^{44}Ru и других нуклидов с этим остовом (^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag и ^{48}Cd)?

У Природы нет других критериев, кроме уже неоднократно упомянутых критериев гармонии и симметрии. Поэтому нуклиды с несимметричным $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом в естественной смеси элементов распространены гораздо реже, чем нуклиды, имеющие более симметричный базис. На рис. 3.4.2 представлена зависимость от массового числа A относительной распространенности чётно-чётных нуклидов. На этом рисунке отчетливо виден резкий спад распространенности чётно-чётных нуклидов при увеличении A от 90 (^{90}Zr и ^{90}Mo) до 100 (^{100}Mo и ^{100}Ru).

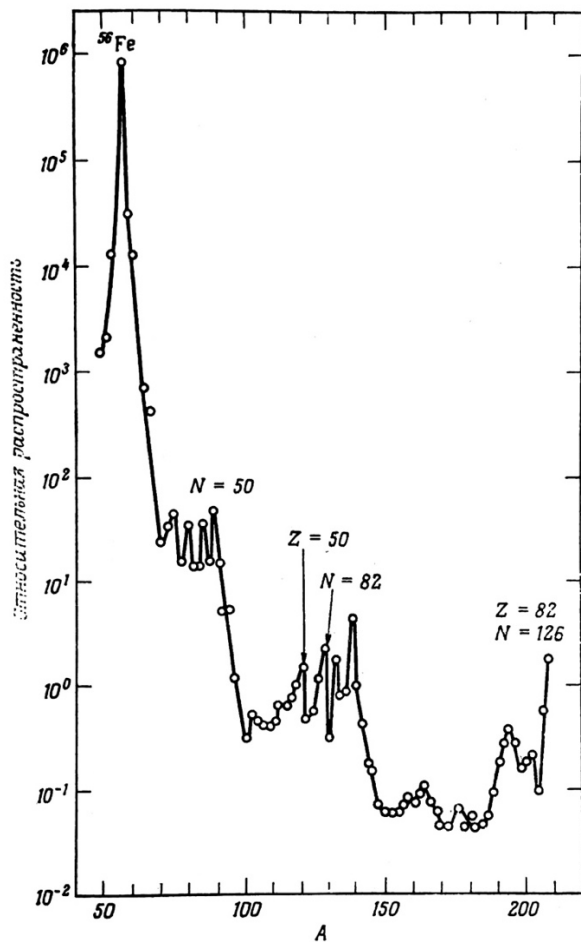


Рис. 3.4.2. Зависимость относительной распространенности P в природе чётно-чётных нуклидов от числа нуклонов A .

Значения P нормированы относительно $P(\text{Si}) = 10^6$

Все чётно-чётные изотопы ${}^{44}\text{Ru}$ имеют близкую по величине и наименьшую среди нуклидов с $A < 140$ относительную распространенность. Согласно введенному выше критерию распространённости нуклидов минимальное значение P убедительно свидетельствует о минимальной степени их симметрии (конечно, в том диапазоне массового числа A , где наблюдается минимум P).

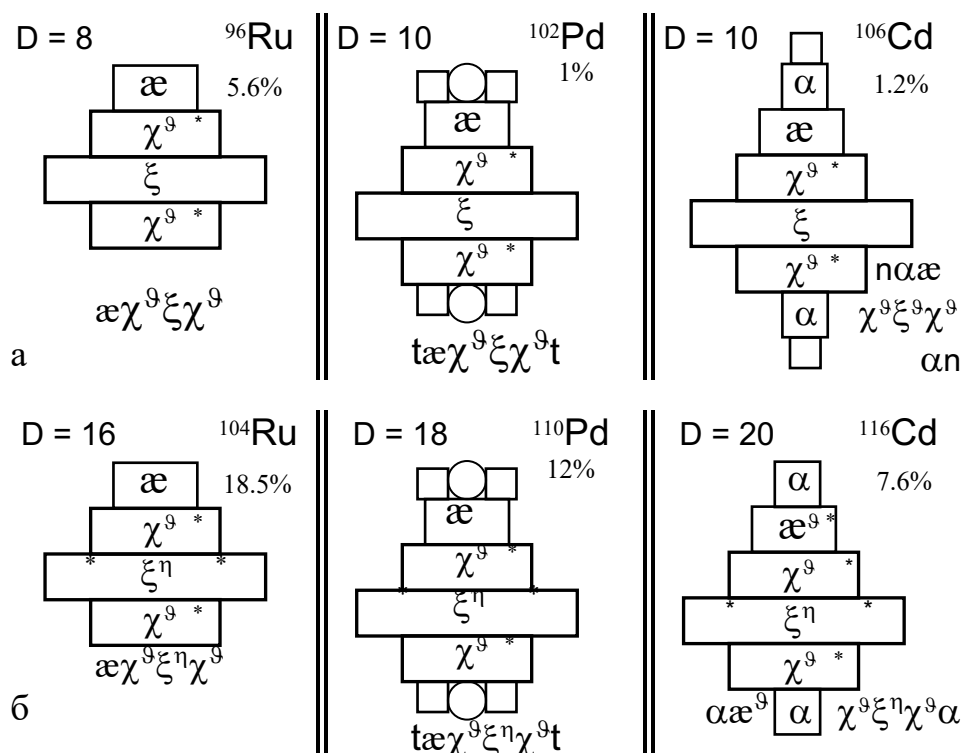
Итак, $\alpha\chi\xi\chi$ -остов при различных нейтронных упаковках $D = \text{var}$ позволяет скомпоновать изотопы ${}^{44}\text{Ru}$. При дальнейшем увеличении числа протонов от $Z=44$ до $Z=48$ наращивание структуры производится вдоль z -оси на z -поверхностях одного и того же $\alpha\chi\xi\chi$ -остова.

Структуры чётно-чётных устойчивых изотопов ${}^{44}\text{Ru}$, ${}^{46}\text{Pd}$, ${}^{48}\text{Cd}$ с наибольшей и наименьшей нейтронной упаковкой представлены на рис. 3.4.3. Для $\alpha\chi\xi\chi$ -остова ${}^{44}\text{Ru}$ такой наименьшей упаковкой является пара ϑ -бандажей: $\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -изотоп ${}^{96}\text{Ru}^8$ ($P=5.6\%$), а наибольшей – четыре ϑ (три ϑ -бандажа G -упаковки и еще одна z -полюсная ϑ -крышка): $\vartheta\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -изотоп ${}^{104}\text{Ru}^{16}$ ($P=18.5\%$).

Семь устойчивых изотопов ${}^{44}\text{Ru}$ имеют совершенно одинаковые значения $D=8, 10, 11, 12, 13, 14, 16$ с семью устойчивыми изотопами ${}^{42}\text{Mo}$. Если для квазисферической ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры ${}^{42}\text{Mo}$ была хороша любая одежда, то для более приземистого, плотно сбитого, несимметричного $\alpha\chi\xi\chi$ -валуна ${}^{44}\text{Ru}$, пожалуй, более справедливо противоположное суждение. А именно: никакая нейтронная упаковка не в состоянии придать стройность, изящество обжатою ей $\alpha\chi\xi\chi$ -валуну, как-то выделиться некоторой упаковке из других, дать повод Природе в чем-то предпочесть именно эту, а не другую упаковку. Природа не смогла явно выразить свою симпатию ни одному из изотопов ${}^{44}\text{Ru}$, все они имеют малую и достаточно равную распространенность:

$P_{\text{макс}} = 31.6\%$ – для $n\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha n$ -изотопа ${}^{102}\text{Ru}^{14}$;

$P_{\text{мин}} = 1.9\%$ – для $n\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha n$ -изотопа ${}^{98}\text{Ru}^{10}$.



Занимательно, что распространённость изотопов ^{44}Ru с целым числом ϑ -обручей ($y^{96}\text{Ru}^8 - P = 5.5\%$; $y^{100}\text{Ru}^{12} - P = 12.6\%$; $y^{104}\text{Ru}^{16} - P = 18.6\%$) относится, почти как целые числа 1:2:3.

У чётно-чётных изотопов ^{46}Pd есть, по крайней мере, три возможности скомпоновать «уравновешенные» структуры остова из 23 α -кластеров: $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ (α -кластер на χ -кластере, в какой-то степени уравновешивающий α -кластер на противоположном χ -кластере); $d\alpha\chi\xi\chi d$ (два d -дейтрона на противоположных z -полносах $\alpha\chi\xi\chi$ -остова) и, наконец, $\delta\chi\xi\chi\delta$ (два антисимметричных δ -кластера на $\chi\xi\chi$ -остове).

Выскажем тривиальное предположение, что все эти структуры остовов ^{46}Pd реализуются у изотопов с различной упаковкой D в основном или, в крайнем случае, в каких-то возбуждённых состояниях. Выскажем гипотезу, что в основном состоянии все устойчивые изотопы ^{46}Pd имеют $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базис, состоящий только из α -численных кластеров с нечётной α -кратностью (1-5-9-5-3). На выбор именно этой структуры остова в основном состоянии изотопов ^{46}Pd повлияли вышесказанные соображения о «несовместимости» α -чётного δ -кластера с нечётными ξ - и χ -кластерами остова и о тенденции уравновешивания структуры базисов не только относительно z -оси, но и относительно xy -плоскости. Третий вариант: $d\alpha\chi\xi\chi d$ -структура (или $t\alpha\chi\xi\chi t$ – рис. 3.4.3) уступает $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базису по двум аспектам. Во-первых, она менее xy -симметрична, во-вторых, она включает пару протонов, входящих в состав двух d -дейтронов Н-макушки, а потому не входящих в состав ни одного α -целочисленного кластера остова. Однако, нет никакого сомнения, что $d\alpha\chi\xi\chi d$ - или $t\alpha\chi\xi\chi t$ -структура (плюс G-упаковка) играют значительную роль в возбуждённых состояниях изотопов $^{44}\text{Ru}^*$ при различных сочетаниях орбиталей и ориентации орбиталей и спинов нуклонов Н-макушки.

Устойчивые чётные изотопы ^{46}Pd имеют значения $D = 10, 12, 14, 16, 18$ и на рис. 3.4.3 представлена конфигурация одного из возбуждённых состояний устойчивых изотопов ^{46}Pd с наибольшей – $^{110}\text{Pd}^{18}$ – и наименьшей упаковкой – $^{102}\text{Pd}^{10}$.

Из всех чётных изотопов ${}_{46}\text{Pd}$, с точки зрения Природы, равно гармоничны и уравновешены:

$n\alpha\chi^8\xi^8\chi^8\alpha n$ -изотоп ${}^{106}\text{Pd}^{14}$ ($P = 27.3\%$);

$\alpha\chi^8\xi^8\chi^8\alpha\vartheta$ -изотоп ${}^{108}\text{Pd}^{16}$ ($P = 26.7\%$),

имеющие G-упаковку с $g = 3$.

Устойчивые изотопы ${}_{48}\text{Cd}$ имеют более симметризованный двумя z -полюсными α -кластерами ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис, включающий шесть « α -этажей» ($f = 6$). Поэтому у такого шестиэтажного базиса ${}_{48}\text{Cd}$ имеются большие возможности для вариации упаковки, обеспечивающей устойчивость его изотопов. Изотопы ${}_{48}\text{Cd}$ устойчивы при значениях $D = 10, 12, 14, 15, 16, 17, 18, 20$. На рис. 3.4.3. представлены конфигурации устойчивых чётных изотопов ${}_{48}\text{Cd}$ с наименьшей – ${}^{106}\text{Cd}^{10}$ – и наибольшей упаковкой – ${}^{116}\text{Cd}^{20}$. Обратим внимание, что у устойчивых изотопов ${}_{48}\text{Cd}$ диапазон упаковок, обеспечивающих устойчивость, достиг пока максимального значения $\Delta D = 20 - 10 = 10$, и число устойчивых изотопов достигло восьми (тоже пока максимальное число) – см. рис.1.1.1 в гл.1.1 первой части.

Возбуждённые уровни чётных ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{46}\text{Pd}$ и ${}_{48}\text{Cd}$ с первых экспериментов вызвали пристальное внимание, их своеобразие послужило поводом для их использования в качестве «неопровержимого аргумента», примера проявления некоторых общепризнанных, «великих» принципов. Они неоднократно цитировались во многих статьях, монографиях, учебниках и приобрели статус рафинированного, классического примера «вибрационных колебаний поверхности сферических нуклидов» (или их совокупности с одно- или двухчастичными колебаниями).

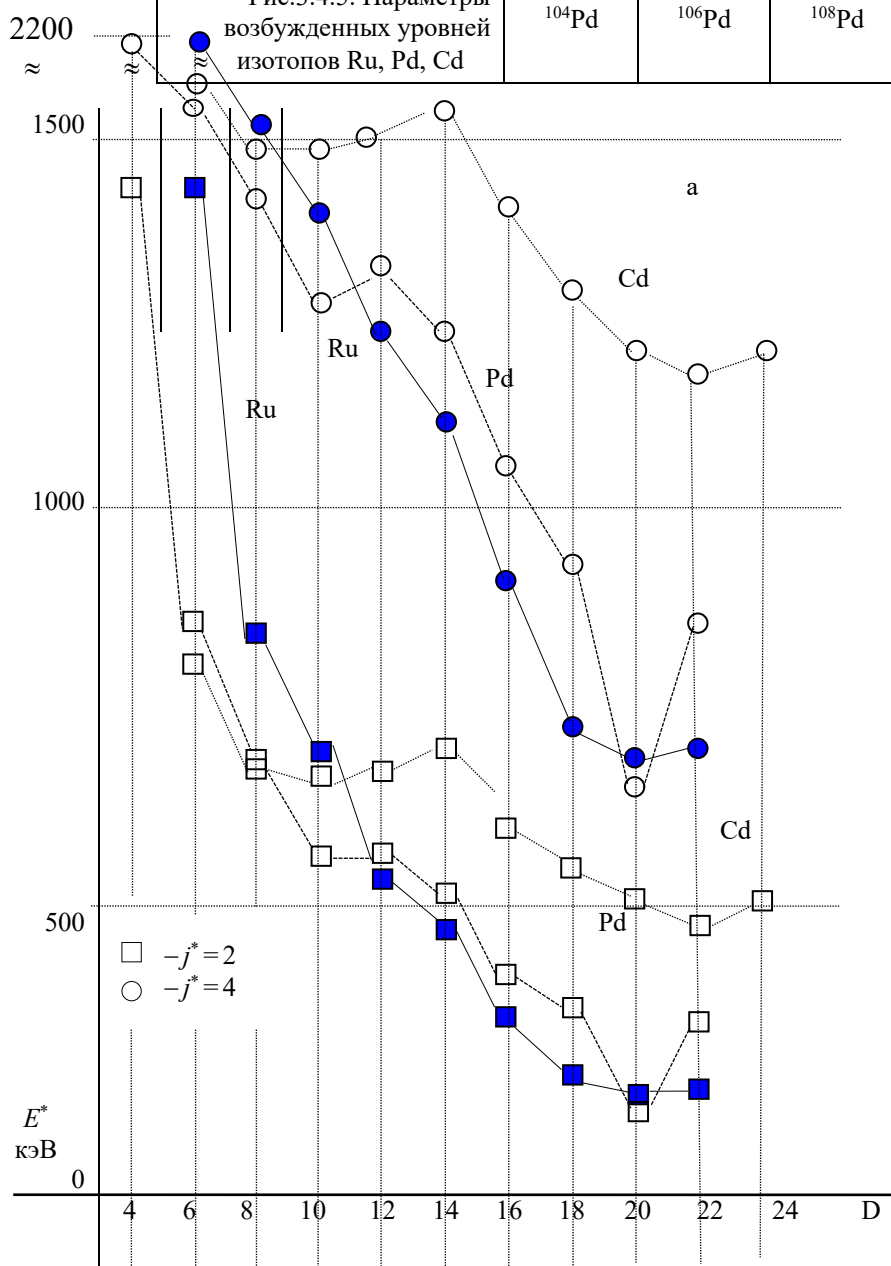
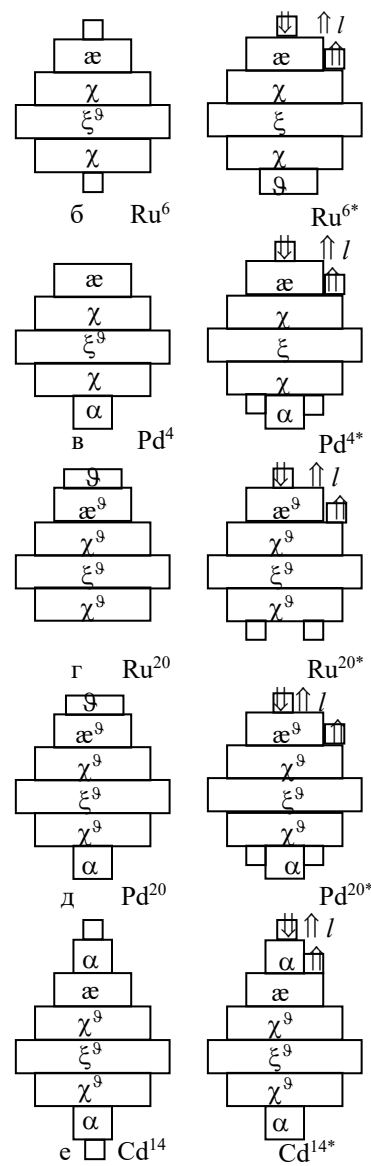
Следуя традиции, и мы уделим внимание низшим возбуждённым состояниям чётных изотопов ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{46}\text{Pd}$ и ${}_{48}\text{Cd}$. На рис. 3.4.4 представлена зависимость энергии первого возбуждённого состояния $E_1^*(2^+)$ со стандартным моимпетом $j = 2$ и наинизшего возбуждённого состояния $E^*(4^+)$ с $j = 4$ чётных изотопов ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{46}\text{Pd}$ и ${}_{48}\text{Cd}$ при изменении $4 < D < 24$. Бросается в глаза почти полная идентичность энергии этих уровней для изотопов ${}_{46}\text{Pd}$ с $D = 4, 6, 8, 10$ и изотопов ${}_{44}\text{Ru}$ с $D = 6, 8, 10, 12$, соответственно, и, следовательно, одинаковый характер их зависимости от D (в указанном диапазоне три отрезка, соединяющие точки дискретной функции $E^*(D)$ фактически параллельны друг другу – рис. 3.4.4).

Такая зависимость служит достаточно убедительным аргументом идентичности состояния нейтронов Н-макушки в возбуждённом состоянии соответствующих изотопов. А эта идентичность состояния нуклонов Н-макушки может быть обусловлена только идентичностью динамического состояния z -поверхности остова, на которой они размещаются при возбуждении нуклидов.

Попытаемся выступить в роли разработчика, конструктора нуклонных структур и сыграть в детскую игру: построить «пирамидку». Если в основном состоянии изотоп ${}^{94}\text{Ru}^6$ скорее всего имеет $n\chi\xi^8\chi\alpha n$ -конфигурацию, то в первом возбуждённом состоянии ${}^{94}\text{Ru}^*(2; 1428 \text{ кэВ})$ он приобретает $\vartheta\chi\xi\chi\alpha n'/n$ -конфигурацию.

$\begin{array}{l} 2 \text{ --- } 1783 \\ 0 \text{ --- } 1731 \\ \\ 4 \text{ --- } 1542 \\ 2 \text{ --- } 1476 \\ 0 \text{ --- } 1473 \end{array}$ $D=14$ ^{110}Cd	$\begin{array}{l} 0 \text{ --- } 1871 \\ \\ 2 \text{ --- } 1468 \\ 0 \text{ --- } 1433 \\ 4 \text{ --- } 1415 \\ \\ 2 \text{ --- } 1312 \\ 0 \text{ --- } 1224 \end{array}$ $D=16$ ^{112}Cd	$\begin{array}{l} 0 \text{ --- } 1860 \\ 2 \text{ --- } 1842 \\ \\ 2 \text{ --- } 1364 \\ 0 \text{ --- } 1306 \\ 4 \text{ --- } 1284 \\ 2 \text{ --- } 1210 \\ 0 \text{ --- } 1135 \end{array}$ $D=18$ ^{114}Cd	$\begin{array}{l} 3 \text{ --- } 1915 \\ \\ 2 \text{ --- } 1641 \\ \\ 0 \text{ --- } 1380 \\ 0 \text{ --- } 1282 \\ 2 \text{ --- } 1219 \\ 2 \text{ --- } 1213 \end{array}$ $D=20$ ^{116}Cd	$\begin{array}{l} 3 \text{ --- } 1821 \\ 2 \text{ --- } 1794 \\ 0 \text{ --- } 1793 \\ \\ 2 \text{ --- } 1342 \\ 0 \text{ --- } 1339 \\ 4 \text{ --- } 1324 \end{array}$ $D=12$ ^{104}Pd	$\begin{array}{l} 0 \text{ --- } 1706 \\ 2 \text{ --- } 1562 \\ 3 \text{ --- } 1557 \\ \\ 4 \text{ --- } 1228 \\ 0 \text{ --- } 1134 \\ 2 \text{ --- } 1128 \end{array}$ $D=14$ ^{106}Pd	$\begin{array}{l} 6 \text{ --- } 1771 \\ \\ 2 \text{ --- } 1441 \\ \\ 3 \text{ --- } 1335 \\ 0 \text{ --- } 1314 \\ \\ 0 \text{ --- } 1053 \\ 4 \text{ --- } 1048 \\ 2 \text{ --- } 931 \end{array}$ $D=16$ ^{108}Pd	$\begin{array}{l} 2 \text{ --- } 1881 \\ 1 \text{ --- } 1865 \\ 0 \text{ --- } 1741 \\ \\ 4 \text{ --- } 1603 \\ 2 \text{ --- } 1580 \\ 3 \text{ --- } 1522 \\ \\ 2 \text{ --- } 1362 \\ 4 \text{ --- } 1226 \\ 0 \text{ --- } 1130 \end{array}$ $D=12$ ^{100}Ru	$\begin{array}{l} 6 \text{ --- } 1875 \\ 0 \text{ --- } 1837 \\ \\ 4 \text{ --- } 1603 \\ 2 \text{ --- } 1580 \\ 3 \text{ --- } 1522 \\ \\ 4 \text{ --- } 1106 \\ 2 \text{ --- } 1103 \\ \\ 0 \text{ --- } 944 \end{array}$ $D=14$ ^{102}Ru	$\begin{array}{l} \text{--- } 1874 \\ \\ 6 \text{ --- } 1556 \\ 2 \text{ --- } 1515 \\ 4 \text{ --- } 1502 \\ \\ 3 \text{ --- } 1335 \\ 3 \text{ --- } 1242 \\ \\ 0 \text{ --- } 988 \\ 2 \text{ --- } 893 \\ 4 \text{ --- } 888 \end{array}$ $D=16$ ^{104}Ru
--	--	--	--	---	---	---	---	--	--

Рис.3.4.5. Параметры возбужденных уровней изотопов Ru, Pd, Cd

Рис.3.4.4. Энергии возбуждения двух низших состояний изотопов Ru, Pd, Cd с моимпами $j^* = 2$ и 4 и примеры их структур

В этой гипотетической конфигурации ϑ -крест располагается на z -поверхности остова, один из двух оставшихся нейтронов размещается по z -оси α -поверхности остова, а второй нейтрон (\mathbf{n}') имеет вращательное движение с орбиталом $l_n = 2$. При ориентации спинов двух нейтронов, указанных на рис. 3.4.4б, моимп и магним этого возбуждённого состояния ${}^{94}\text{Ru}_1^*(2)$:

$$j = l_n + \Sigma^2 s_n = 2 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_n \cos \varphi_n - \mu_{n'} \cos \varphi_{n'} = 2 \cos \varphi_n - 2 \cos \varphi_{n'}.$$

Если в основном состоянии изотоп ${}^{96}\text{Pd}^4$ имеет $\alpha\chi\xi^3\chi\alpha$ -конфигурацию, то в первом возбуждённом состоянии ${}^{96}\text{Pd}_1^*(2; 1434 \text{ кэВ})$ его ϑ -обруч разрывается и его нейтроны попарно размещаются на двух противоположных z -поверхностях $\alpha\chi\xi\chi$ -остова. Два антисимметричных нейтрона располагаются на χ -плоскости, рядом с α -кластером (такую пару антисимметричных нейтронов, взаимно уравнивающих друг друга и располагающихся на одной z -поверхности, будем в дальнейшем обозначать буквой \mathbf{b}), а два оставшихся нейтрона находятся точно в таком же состоянии, что и у рассмотренного выше состояния ${}^{94}\text{Ru}_1^*(2)$ – рис. 3.4.4в.

Сравнивая две конфигурации:

$\alpha\chi\xi\chi\alpha\mathbf{n}'\mathbf{n}$ -структуру ${}^{94}\text{Ru}_1^*(2; 1428 \text{ кэВ})$ – рис. 3.4.4б;

$\mathbf{b}\alpha\chi\xi\chi\alpha\mathbf{n}'\mathbf{n}$ -структуру ${}^{96}\text{Pd}_1^*(2; 1434 \text{ кэВ})$ – рис. 3.4.4в –

видим, что они отличаются только тем, что у ${}^{94}\text{Ru}_1^*(2)$ на z -поверхности χ -кластера ϑ -крест (4 нейтрона), а у ${}^{96}\text{Pd}_1^*(2)$ – пара антисимметричных нейтронов рядом с α -кластером (в сумме тоже 4 нейтрона). Почти идентичное «нейтронное уравнивание» одинакового остова на z -поверхности χ -кластера и одинаковый состав Н-макушки на другой z -поверхности остова обуславливает равенство моимпов $j = l_n = 2$ и почти равенство энергий этих возбуждённых состояний.

Совершенно аналогично можно сопоставить возбуждённую $\mathbf{b}\chi\xi^3\chi\alpha\mathbf{n}'\mathbf{n}$ -структуру ${}^{96}\text{Ru}_1^*(2; 832 \text{ кэВ})$, имеющего в основном состоянии $\vartheta\chi\xi^3\chi\alpha$ - или $\chi^3\xi^3\chi\alpha$ -структуру – рис. 3.4.3, с возбуждённым $\alpha\chi\xi^3\chi\alpha\mathbf{n}'\mathbf{n}$ -состоянием ${}^{98}\text{Pd}_1^*(2; 841 \text{ кэВ})$, имеющего в основном состоянии $\mathbf{n}\alpha\chi\xi^3\chi\alpha\mathbf{n}$ -конфигурацию. В обоих возбуждённых конфигурациях динамическое состояние двух нейтронов Н-макушки не изменилось по сравнению с конфигурацией, представленной на рис. 3.4.4б, в. Поэтому таковы же и моимп $j = l_n + \Sigma^2 s_n = 2$ при $l_n = 2$, и магним $\mu = \mu_n \cos \varphi_n - \mu_{n'} \cos \varphi_{n'}$.

Точно так же можно сопоставить конфигурации возбуждённых уровней:

${}^{98}\text{Ru}_1^*(2; 652 \text{ кэВ})$ и ${}^{100}\text{Pd}_1^*(2; 665 \text{ кэВ})$;

${}^{100}\text{Ru}_1^*(2; 540 \text{ кэВ})$ и ${}^{102}\text{Pd}_1^*(2; 556 \text{ кэВ})$ – рис. 3.4.4а.

Как установлено в экспериментах, энергия возбуждения $E_1^*(2^+)$ с ростом D уменьшается. Это уменьшение энергии возбуждения вызвано увеличением числа ϑ -обручей G-упаковки остова нуклидов и, следовательно, уменьшением энергии, необходимой для разрыва одного из них и размещением $\mathbf{n}'\mathbf{n}$ -пары нейтронов на z -поверхности остова – рис. 3.4.4б, в.

Если для изотопов Ru уменьшение энергии $E_1^*(2^+)$ продолжается при дальнейшем увеличении $D > 12$, то три устойчивых изотопа Pd с $D = 10, 12, 14$ имеют почти одинаковое значение $E_1^*(2^+)$. Это равенство есть следствие почти идентичности состояния остова на этом первом возбуждённом уровне при $D = 10, 12, 14$: $n\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изотопа $^{102}\text{Pd}^{10}$, $\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изотопа $^{104}\text{Pd}^{12}$, $n\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изотопа $^{106}\text{Pd}^{14}$.

Заметно, что для возбуждения $b\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n/n$ -состояния $^{104}\text{Pd}_1^*(2; 556 \text{ кэВ})$ и $\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n/n$ -состояния $^{102}\text{Pd}_1^*(2; 556.8 \text{ кэВ})$ нужна одинаковая энергия.

Другое характерное совпадение связано с $D = 20$. При такой упаковке энергии пары низших возбуждённых уровней с $j = 2$ и 4 также почти одинаковы для:

$$^{108}\text{Ru}_1^*(2; 242 \text{ кэВ}) \text{ и } ^{112}\text{Pd}_1^*(2; 241 \text{ кэВ});$$

$$^{108}\text{Ru}_1^*(4; 665 \text{ кэВ}) \text{ и } ^{112}\text{Pd}_1^*(4; 620 \text{ кэВ}) -$$

Конфигурации основного и первого возбуждённого состояния этих нуклидов с $D = 20$ предложены на рис. 3.4.4г, д. Даже чисто внешне видно, что упаковка $D = 20$ в некотором смысле является предельной: и в $\vartheta\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изотопе ^{108}Ru , и в $\vartheta n\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}n$ -изотопе ^{112}Pd $g = f = 4$, а еще один, пятый ϑ -крест служит «крышкой» на одной из z -поверхностей их остовов – рис. 3.4.4г, д. Заметно, что оба нуклида с $D = 20$ имеют избыток нейтронов и оба испытывают β^- -переход.

Иная зависимость энергий возбуждения $E_1^*(2^+)$ и $E^*(4^+)$ от значения D у изотопов ^{48}Cd , имеющих $(\alpha\chi\xi\chi n)$ -базис – рис. 3.4.4а. При $26 \geq D \geq 6$ обе эти энергии меняются в значительно меньших пределах:

$$776 \geq E_1^*(2^+) \geq 488 \text{ кэВ}; \quad 1638 \geq E^*(4^+) \geq 1165 \text{ кэВ}.$$

На достаточно монотонной зависимости энергий от D выделяется точка локального максимума при $D = 14$. Как показали эксперименты, $n(\alpha\chi\xi\chi n)$ -изотоп $^{110}\text{Cd}^{14}$ с $g = 3$ и еще парой z -полюсных нейтронов является наименее возбудимым среди устойчивых изотопов ^{48}Cd – рис. 3.4.4а, е.

Достаточно своеобразен спектр нижних возбуждённых состояний чётных изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd и ^{48}Cd – рис. 3.4.5. Своеобразие всех спектров, представленных на рис. 3.4.5, состоит в том, что отношение энергий $E^*(4^+)/E_1^*(2^+) \approx 2.3-2.4$ для всех нуклидов достаточно одинаково, а также в том, что очень близко к уровню $E^*(4^+)$ есть еще два возбуждённых состояния с энергиями: $E^*(0^+)$ и $E^*(2^+)$ –, образуя некий «триплет» уровней, отделенный энергетической щелью не только от первого $E_1^*(2^+)$, но и от более верхних уровней.

Выскажем, во-первых, гипотезу, что триплет 2, 3 и 4-го возбуждённых состояний с импактами $j = 0, 2, 4$ может быть связан не с дальнейшей деформацией упаковки нуклидов, а является «возбуждением» второй пары нейтронов Н-макушки на другой z -поверхности остова, дополнительно к возбуждению первой пары нейтронов в состоянии $E_1^*(2^+)$, что и приводит к увеличению энергии возбуждения следующих состояний $E_{2,3,4}^*(4^+, 2^+, 0^+) \approx (2.3-2.4) * E_1^*(2^+)$.

Во-вторых, для нижних возбуждённых состояний этих нуклидов с $j = 0$ весьма вероятно «конфигурационное» возбуждение, то есть деформация остова.

Это особенно относится к деформации: $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базис $\rightarrow \alpha\chi\xi\chi\delta$ -остов (сплющивание двух z -полюсных α -кластеров в структуру δ -кластера) – изотопов $_{48}\text{Cd}$ с $18 \geq D$, а также к деформации: $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базис $\rightarrow \delta\chi\xi\chi\delta$ -остов (преобразование z -полюсных α - и χ -кластеров в структуру пары δ -кластеров) – изотопов $_{46}\text{Pd}$ с $18 \geq D$. В меньшей степени это относится к гипотетической (никакими запретами не ограниченной) деформации: $\alpha\chi\xi\chi$ -остов $\rightarrow \delta\chi\xi\chi\alpha$ -базис изотопов $_{44}\text{Ru}$.

На чем основаны эти два предположения? Они основаны на том, что среди нижнего триплета у изотопов $_{46}\text{Pd}$ и $_{48}\text{Cd}$ нет состояний с нечётным значением $j = 1, 3$ или 5 , связанных с нечётным числом нуклонов N -макушки с одинаковой ориентацией спинов ($h^* = 3$ или 1), столь заметных у легких изотопов с минимальной нейтронной упаковкой. В то же время у изотопов $^{110}\text{Cd}^{14}$ и особенно заметно у изотопов $^{112}\text{Cd}^{16}$ и $^{114}\text{Cd}^{18}$ к «нижнему» триплету состояний с $j = 0, 2, 4$ очень тесно, без всякой «энергетической щели» примыкает еще пара уровней с $j = 0, 2$, а с небольшой щелью у Cd^{16} и Cd^{18} есть еще уровни с $j = 0$. Напротив, у изотопа $^{116}\text{Cd}^{20}$ ($g = 5$) «пропали» дополнительные состояния с $j = 0$, зато непосредственно за триплетом с $j = 0, 2, 4$ в избытке появились состояния с $j = 3$.

У изотопов $^{102}\text{Ru}^{14}$ и $^{104}\text{Ru}^{16}$ также после триплета с $j = 0, 2, 4$ нет состояний с $j = 0$, но появились уровни с $j = 3$. Но, конечно, наиболее ярко влияние упаковки проявляется в спектре уровней изотопов $_{46}\text{Pd}$. У изотопов $_{46}\text{Pd}$ с упаковкой, состоящей из целого числа \mathfrak{Z} -обручей ($D = 12$ и 16), среди нижних шести уровней нет таких, у которых j – нечётное. Однако, у $^{106}\text{Pd}^{14}$, у которого в упаковке 14 нейтронов, такой уровень с $j = 3$ появился сразу за триплетом с $j = 0, 2, 4$.

Эта особенность может быть обусловлена возможностью формирования у Pd^{14} N -макушек в составе пары t -триптопов на двух противоположных z -полюсах остова. При этом два нейтрона одного из t -триптопов могут иметь орбиталы $l_n^t = 1, 2, 3$. Такая конфигурация N -макушки приведена на рис. 3.4.3, где представлена конфигурация возбуждённых состояний $^{102}\text{Pd}^{10}$ ($D = 10$), $^{110}\text{Pd}^{18}$ ($D = 18$).

Заклучим комментарий к первым возбуждённым состояниям с $j = 2$ таблицей 3.4.1, в которой приведены экспериментальные значения их магнимов. Эти значения иллюстрируют изменение угла наклона φ_n для z_n -оси нейтрона, имеющего орбитал l_n , если магним создает только «возбуждённая» пара нейтронов $n'n$:

$$\mu = \mu_n \cos \varphi_n - \mu_{n'} \cos \varphi_{n'} - \text{рис. 3.4.4б-е.}$$

Среди чётно-нечётных нуклидов стабильны изотопы:

$n'n\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi\alpha n$ -изотоп $^{99}\text{Ru}^{11}$, $n'\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\alpha$ -изотоп $^{101}\text{Ru}^{13}$ – рис. 3.4.6;

$n'\alpha\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\alpha$ -изотоп $^{105}\text{Pd}^{13}$ – рис. 3.4.6;

$n'n\alpha\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\alpha n$ -изотоп $^{111}\text{Cd}^{15}$ – рис. 3.4.6 –, $n'\alpha\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\alpha^{\mathfrak{g}}\alpha$ -изотоп $^{113}\text{Cd}^{17}$.

На рис. 3.4.6 представлены конфигурации стабильных изотопов Ru^{13} , Pd^{13} и Cd^{15} – все они имеют G -упаковку с $g = 3$, стягивающую все три ξ - и χ -кластера остова. Шестиэтажный $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базис $_{48}\text{Cd}$ достаточно вытянут вдоль z -оси, что позволяет этому α -целочисленному базису составить почти устойчивый изотоп Cd^{17} с G -упаковкой ($g = 4$), охватывающей все четыре кластера $\alpha\chi\xi\chi$ -остова.

Таблица 3.4.1

Магнимы первых возбуждённых состояний изотопов ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{46}\text{Pd}$, ${}_{48}\text{Cd}$ с $j_1^* = 2^+$

Нуклиды	$D = N - Z$	$E^*(2^+)$ кэВ	Магним μ	Конфигурация 1 возб. состояния	φ_n	τ
${}^{102}\text{Ru}^*$	12	535	+0.94	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g b$	58°	12 пс
${}^{104}\text{Ru}^*$	14	475	+0.62	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g$	46.4°	17 пс
${}^{106}\text{Ru}^*$	16	358	+0.82	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g b$	53.8°	58 пс
${}^{104}\text{Pd}^*$	12	556	+0.92	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha b$	57.3°	10 пс
${}^{106}\text{Pd}^*$	14	512	+0.78	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha$	52.4°	13 пс
${}^{108}\text{Pd}^*$	16	434	+0.76	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha b$	51.7°	24 пс
${}^{110}\text{Pd}^*$	18	374	+0.70	$n'n\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha$	49.5°	46 пс
${}^{106}\text{Cd}^*$	10	633	+0.80	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha$	53.1°	7 пс
${}^{108}\text{Cd}^*$	12	633	+0.68	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha b$	48.7°	7 пс
${}^{110}\text{Cd}^*$	14	658	+0.60	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha$	45.6°	5 пс
${}^{112}\text{Cd}^*$	16	617	+0.64	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha b$	47.1°	6 пс
${}^{114}\text{Cd}^*$	18	558	+0.60	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha$	45.6°	10 пс
${}^{116}\text{Cd}^*$	20	514	+0.80	$n'n\alpha\alpha\chi^g\xi^g\chi^g\alpha b$	53.1°	14 пс

Одиночный нейтрон на z -поверхности χ -кластера ${}^{101}\text{Ru}^{13}$ имеет орбитал $l_n = 2$ – рис. 3.4.6 – , а его моимп и магним:

$$j = l_n + s_n = 2 + 1/2 = 5/2;$$

$$\mu = -\mu_n' \cos\varphi_n' = -2 \cos\varphi_n' \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.72).$$

Одиночный нейтрон на z -поверхности χ -кластера ${}^{105}\text{Pd}^{13}$ также имеет орбитал $l_n = 2$ – рис. 3.4.6 – , а его моимп и магним таковы же, как и у Ru^{13} :

$$j = l_n + s_n = 2 + 1/2 = 5/2;$$

$$\mu = -\mu_n' \cos\varphi_n' = -2 \cos\varphi_n' \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.64).$$

Кстати, все нечётные изотопы ${}_{46}\text{Pd}$ с $4 \geq g \geq 2$ ($D = 9, 11, 13, 15, 17, 19$) имеют в основном состоянии такой же моимп $j = 5/2$. Большинство нечётных изотопов ${}_{44}\text{Ru}$ ($D = 9, 11, 13, 19, 21$) в основном состоянии имеют такой же моимп $j = 5/2$. И лишь два изотопа ${}^{103}\text{Ru}^{15}$ и ${}^{105}\text{Ru}^{17}$ имеют моимп $j = 3/2$.

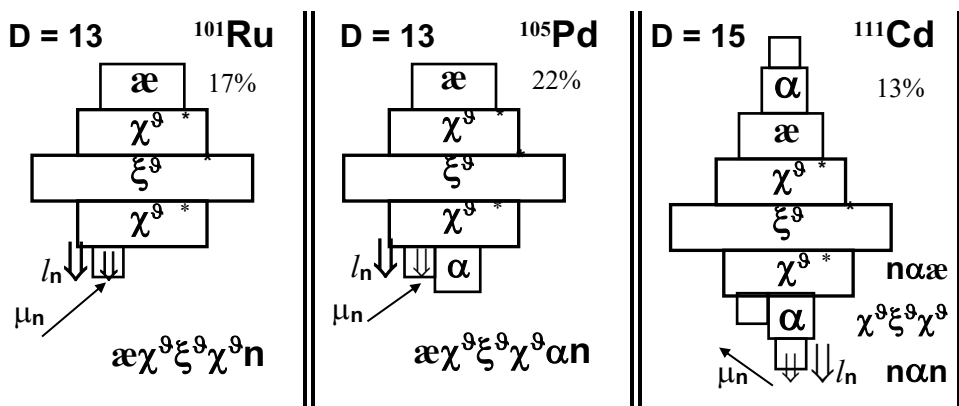


Рис. 3.4.6. Структуры и относительные распространенности устойчивых нечётных изотопов ${}^{101}\text{Ru}$, ${}^{105}\text{Pd}$, ${}^{111}\text{Cd}$

Нечётные изотопы ^{48}Cd с недостаточно плотной упаковкой ($D=9, 11, 13$) в основном состоянии имеют не спаренный нейтрон с орбиталом $l_n=2$, а их моимп и магним – таковы же:

$$j = l_n + s_n = 2 + 1/2 = 5/2;$$

$$\mu = -\mu_n^l \cos \varphi_n^l = -2 \cos \varphi_n^l. \quad (\text{Экспериментальные значения:}$$

$$\text{для } ^{48}\text{Cd}^9 - \mu_{\text{эксп}} = -0.74; \text{ для } ^{48}\text{Cd}^{11} - \mu_{\text{эксп}} = -0.61; \text{ для } ^{48}\text{Cd}^{13} - \mu_{\text{эксп}} = -0.83.)$$

Но в отличие от нечётных изотопов ^{44}Ru и ^{46}Pd у $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса изотопов ^{48}Cd оба z -полюса $\alpha\chi\xi\chi$ -остова заняты симметризирующими и уравнивающими α -кластерами. Поэтому при достаточно плотной упаковке ($D \geq 15$) не спаренный нейтрон в основном состоянии нечётных изотопов ^{48}Cd с $A \geq 111$ не имеет орбитального движения. В основном состоянии этих изотопов ^{48}Cd моимп и магним:

$$j = s_n = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_n \cos \varphi_n = -2 \cos \varphi_n. \quad (\text{Экспериментальные значения:}$$

$$\text{для } ^{48}\text{Cd}^{15} - \mu_{\text{эксп}} = -0.6, \text{ для } ^{48}\text{Cd}^{17} - \mu_{\text{эксп}} = -0.62, \text{ для } ^{48}\text{Cd}^{19} - \mu_{\text{эксп}} = -0.65.)$$

И у нечётно-чётных нуклидов с $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом состав G-упаковки резко изменяет моимп изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag – табл. 3.4.2. Изотопы ^{45}Rh с $13 \geq D$ в основном состоянии имеют $j = 1/2$. Для иллюстрации на рис. 3.4.7а представлена $t\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -конфигурация основного состояния единственного стабильного изотопа $^{103}\text{Rh}^{13}$. Согласно ориентации орбиталов и спинов, предложенной на рис. 3.4.7, при $l_n = 1$ моимп и магним $^{103}\text{Rh}^{13}$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^3 s_n = 2*1 - 3*1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t + 2*\mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx -2.8 + 2*2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.088).$$

При $D \geq 15$ изотопы ^{45}Rh имеют в основном состоянии моимп $j = 7/2$ – табл. 3.4.2. Например, $p\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -изотоп $^{105}\text{Rh}^{15}$ с $g=f=4$ в основном состоянии при орбитале одиночного протона $l_p = 3$ имеет моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2.$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.34).$$

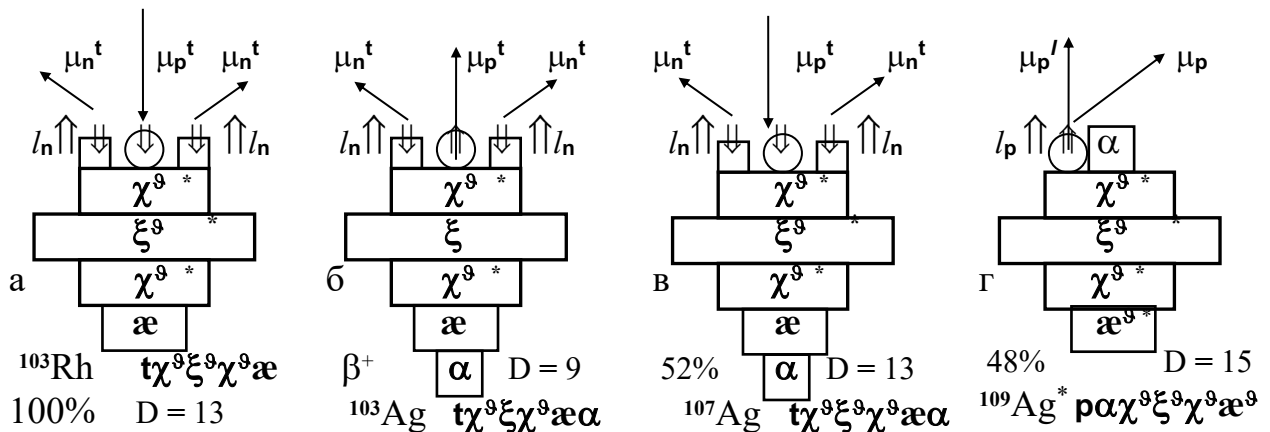


Рис. 3.4.7. Структуры и относительные распространенности нечётных изобаров ^{103}Rh (а), ^{103}Ag (б) и устойчивых нечётных изотопов ^{107}Ag (в), ^{109}Ag (г)

У изотопов ^{47}Ag с $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисом последовательность моимпов при увеличении нейтронной упаковки обратная. У изотопов ^{47}Ag с $9 \geq D$ в основном состоянии моимп $j = 7/2$ или $j = 9/2$. Например, $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -конфигурация $^{103}\text{Ag}^9$ с $g = 2$ в основном состоянии при орбитале $l_n^t = 2$ имеет моимп и магним – рис. 3.4.7б:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^3 s_n = 2 \cdot 2 + (1/2 - 2 \cdot 1/2) = 7/2;$$

$$\mu = \mu_p^t + 2 \cdot \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.47).$$

Изотопы ^{47}Ag с более плотной упаковкой $D \geq 11$ в основном состоянии имеют моимп $j = 1/2$. Например, $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -конфигурация $^{107}\text{Ag}^{13}$ с $g = 3$ в основном состоянии при орбитале $l_n^t = 1$ имеет моимп и магним, как у $^{103}\text{Rh}^{13}$, – рис. 3.4.7в:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^3 s_n = 2 \cdot 1 - 3 \cdot 1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t + 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx -2.8 + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.1137).$$

Зато в первом возбуждённом состоянии у изотопов ^{47}Ag моимп $j_1^* = 7/2$. Например, $\rho\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -конфигурация $^{109}\text{Ag}^*(7/2; 88 \text{ кэВ})$ с $g = 4$ при орбитале одиночного протона $l_p = 3$ имеет моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2.$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.4).$$

Обратим внимание на пару стабильных изотопов $^{107}\text{Ag}^{13}$ ($P = 51.8\%$) и $^{109}\text{Ag}^{15}$ ($P = 48.2\%$). У этих изотопов не только одинаковая распространенность, не только одинаковые значения $j = 1/2$ и близкие значения магнимов ($\mu^{13} = -0.114$ и $\mu^{15} = -0.131$) в основном состоянии. У них и низшие возбуждённые состояния имеют идентичные кинематические параметры – табл. 3.4.3. Полная идентичность нижних возбуждённых состояний двух изотопов вызывает предположение, что в основном состоянии $^{107}\text{Ag}^{13}$ имеет $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -конфигурацию – рис. 3.4.7а –, а $^{109}\text{Ag}^{15}$ имеет $\mathbf{b}\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -конфигурацию, которая отличается от предыдущей только антисимметричной парой нейтронов ($\mathbf{b} = 2\mathbf{n}$) около α -кластера (см. рис. 3.4.4в, д – конфигурации Pd^{4*} и Pd^{20*}).

Два аргумента в поддержку этого предположения дают два нуклида: ^{103}Rh и ^{111}Ag . Нуклид ^{103}Rh имеет точно такой же $\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -остов в точно такой же G-упаковке ($g = 3$) – рис. 3.4.7а –, что и $^{107}\text{Ag}^{13}$ (конечно, за вычетом z -полюсного α -кластера). И параметры пяти нижних возбуждённых состояний ^{103}Rh и ^{107}Ag в очень большой степени аналогичны – табл. 3.4.3.

Второй аргумент дает $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\mathbf{t}$ -изотоп ^{111}Ag . Три его нуклона z -полюсного \mathbf{t} -триптона также находятся почти в таких же состояниях на $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -остове, как и его изотоп ^{107}Ag (конечно, с прибавкой еще одного \mathbf{t} -обруча вокруг α -кластера остова). И параметры первых пяти возбуждённых уровней ^{111}Ag в большой степени аналогичны параметрам уровней ^{107}Ag и ^{109}Ag – табл. 3.4.3.

Важное замечание. Рассмотрение моимпов и магнимов нижних возбуждённых состояний изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag показывает, что экспериментальные значения магнимов при $j = 7/2$ могут соответствовать и \mathbf{t} -составу Н-макушки (магним ^{103}Ag и рис. 3.4.7б), и одиночному z -полюсному протону (магним $^{109}\text{Ag}^*$ и рис. 3.4.7г).

Таблица 3.4.2

Параметры основных и изомерных состояний нечётных изотопов ${}_{45}\text{Rh}$, ${}_{47}\text{Ag}$, ${}_{49}\text{In}$

${}^A\text{X}$	D	j_0	μ	T^*	j^m	$E^m_{\text{кэВ}}$	μ^m	T^m	j^*	$E^*_{\text{кэВ}}$	T^*
${}^{99}\text{Rh}$	9	$1/2^-$		15 д	$9/2^+$	64.6	5.67	4.7 ч			
${}^{101}\text{Rh}$	11	$1/2^-$		3.3 г	$9/2^+$	157	5.49	4.3 д	$7/2^+$	182	
${}^{103}\text{Rh}$	13	$1/2^-$	-0.088	100%	$7/2^+$	40	4.78	56 м	$9/2^+$	93	
${}^{105}\text{Rh}$	15	$7/2^+$	4.34	$35 \div$	$1/2^-$	130		45 с	$9/2^+$	149	
${}^{101}\text{Ag}$	7	$9/2^+$	5.85	11 м	$1/2^-$	274		3.1 с		58.1	
${}^{103}\text{Ag}$	9	$7/2^+$	4.47	1.1 ч	$1/2^-$	134		6 с	$9/2^+$	13.4	
${}^{105}\text{Ag}$	11	$1/2^-$	-0.101	41 д	$7/2^+$	25.5		7.2 м	$9/2^+$	53	
${}^{107}\text{Ag}$	13	$1/2^-$	-0.114	52%	$7/2^+$	93	4.4	44 с	$9/2^+$	126	
${}^{109}\text{Ag}$	15	$1/2^-$	-0.131	48%	$7/2^+$	88	4.4	40 с	$9/2^+$	133	
${}^{111}\text{Ag}$	17	$1/2^-$	-0.146	7.5 д	$7/2^+$	60		65 с	$9/2^+$	130	
${}^{113}\text{Ag}$	19	$1/2^-$	-0.159	5.4 ч	$7/2^+$	43		69 с	$9/2^+$		
${}^{105}\text{In}$	7	$9/2^+$	4.77	4.9 м	$1/2^-$	674		43 с			
${}^{107}\text{In}$	9	$9/2^+$	5.58	32.4 м	$1/2^-$	678		50.4 с			
${}^{109}\text{In}$	11	$9/2^+$	5.54	4.2 ч	$1/2^-$	650		94 с	$19/2^+$	2111	0.2с
${}^{111}\text{In}$	13	$9/2^+$	5.55	2.8 д	$1/2^-$	536		7.7 м			
${}^{113}\text{In}$	15	$9/2^+$	5.53	4.3%	$1/2^-$	392	-0.211	1.7 ч	$3/2^-$	647	
${}^{115}\text{In}$	17	$9/2^+$	5.54	95%	$1/2^-$	336	-0.244	4.5 ч	$3/2^-$	828	
${}^{117}\text{In}$	19	$9/2^+$		43.8 м	$1/2^-$	315	-0.252	1.9 ч	$3/2^-$	660	
${}^{119}\text{In}$	21	$9/2^+$		2.4 м	$1/2^-$	311		18 м			
${}^{121}\text{In}$	23	$9/2^+$		23.1 с	$1/2^-$	314		3.8 м			

Какая из двух возможных конфигураций Н-макушки ($h=3$ при $\mathbf{t}=\mathbf{npr}$ или $h=1$ при \mathbf{p}) имеет место, в каких состояниях, при какой G-упаковке? Ответ на эти вопросы должен быть получен у Природы. В связи с этой проблемой упомянем два иллюстрирующих ее штриха.

В возбуждённых состояниях изотопов ${}^{107}\text{Ag}^*(3/2)$, ${}^{109}\text{Ag}^*(3/2)$, ${}^{103}\text{Rh}^*(3/2)$ магним $\mu_{\text{эксп}}=0.95$. Это экспериментальное значение не противоречит ни \mathbf{t} -тритопу, ни z -полюсному протопу. Так, при \mathbf{t} -макушке моимп и магним:

$$j = \Sigma^3 s_{\mathbf{N}} = 3 \cdot 1/2 = 3/2;$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{t}} - 2 \cdot \mu_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \approx 2.8 - 2 \cdot 2 \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}}.$$

А в конфигурации с одиночным протопом моимп и магним:

$$j = l_{\mathbf{p}} - s_{\mathbf{p}} = 2 - 1/2 = 3/2.$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{t}} - \mu_{\mathbf{p}} \cos \varphi_{\mathbf{p}} \approx 2 - 2.8 \cos \varphi_{\mathbf{p}}.$$

Как видим, и в данном случае ситуация аналогичная с $j=7/2$.

Но вот два противоположных примера. В возбуждённом состоянии с большим моимпом $j=15/2$ изотоп ${}^{105}\text{Ag}^*(15/2; 1734 \text{ кэВ})$ имеет магним $\mu_{\text{эксп}}=3.75$, что однозначно свидетельствует о \mathbf{t} -макушке в $\alpha\chi^8\xi^8\chi\mathbf{a}\mathbf{t}$ -структуре этого состояния.

Таблица 3.4.3

Параметры первых возбуждённых состояний нечётных изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag

$t\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -изотоп $^{107}\text{Ag}^{13}$ (P=51.8%)				$t\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha b$ -изотоп $^{109}\text{Ag}^{15}$ (P=48.2%)			
j [\hbar]	E^* , кэВ	μ [μ_N]	T^*	j [\hbar]	E^* , кэВ	μ [μ_N]	T^*
1/2 ⁻	0	-0.1137		1/2 ⁻	0	-0.1307	
7/2 ⁺	93	4.4	44.3 с	7/2 ⁺	88	4.4	39.8 с
9/2 ⁺	126			9/2 ⁺	129		
3/2 ⁻	325	0.946	5 пс	3/2 ⁻	311	0.99	6 пс
5/2 ⁻	423	1.02	40 пс	5/2 ⁻	415	0.73	35 пс
$t\alpha\chi^9\xi^9\chi^9$ -изотоп $^{103}\text{Rh}^{13}$ (P=100%)				$t\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -изотоп $^{111}\text{Ag}^{17}$ (β^- -распад)			
j [\hbar]	E^* , кэВ	μ [μ_N]	T^*	j [\hbar]	E^* , кэВ	μ [μ_N]	T^*
1/2 ⁻	0	-0.088		1/2 ⁻	0	-0.146	7.45 дн.
7/2 ⁺	40	4.78	56 мин	7/2 ⁺	60		65 с
9/2 ⁺	93	4.86	1 нс	9/2 ⁺	130		0.92 нс
3/2 ⁻	295	0.96	6.3 пс	3/2 ⁻	377		
5/2 ⁻	357	1.3	59 пс	5/2 ⁻	391		

Действительно, при $l_n^t = 4$ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^3 s_N = 2*4 + 1/2 - 2*1/2 = 15/2;$$

$$\mu = \mu_p^t + 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 + 2*2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.75).$$

Зато в возбуждённом состоянии $^{95}\text{Rh}^*(17/2; 2236 \text{ кэВ})$ магним $\mu_{\text{эксп}} = 10.8$, что однозначно свидетельствует о р-макушке в $p\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -структуре этого состояния.

Действительно, при $l_p = 8$ моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 8 + 1/2 = 17/2.$$

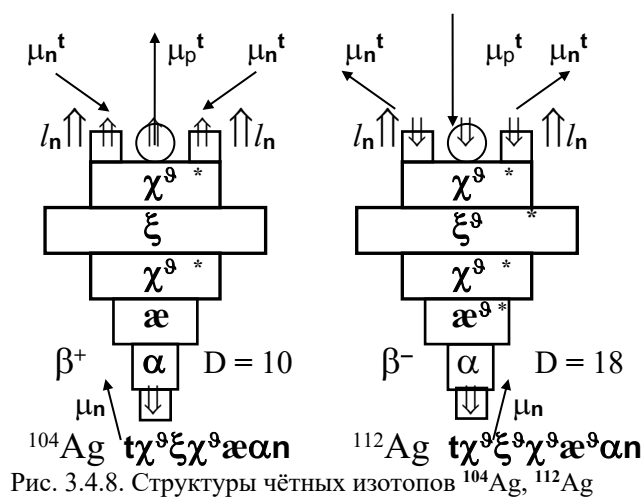
$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 8 + 2.8 \cos \varphi_p.$$

Все нечётно-нечётные нуклиды ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In достаточно недолговечны. Из них в основном состоянии лишь ^{102}Rh имеет $T^* > 1$ года ($T^* = 2.9$ лет). Правда, изомер $^{108}\text{Ag}^m$ имеет период полуперехода $T^m = 127$ лет, а изомер $^{110}\text{Ag}^m$ имеет период полуперехода $T^m = 250$ суток – табл. 3.4.4. Из этой таблицы видно, что нижние (основное и первое возбуждённое) состояния наиболее долгоживущих изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In , несмотря на достаточное разнообразие, имеют или небольшой моимп $j = 1$ (или реже $j = 2$), или большой моимп $j = 5, 6, 7$. Так как $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9$ -остов этих нуклидов остается неизменным, то рассмотрение конфигураций нечётно-нечётных изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In сводится к рассмотрению состава их Н-макушек, то есть орбиталов и ориентации спинов её нуклонов.

Проиллюстрируем возможные конфигурации примерами. На рис. 3.4.8а приведена $t(\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n$ -структура основного состояния $^{104}\text{Ag}^{10}$. Согласно направлениям спинов и орбиталов, указанным на рис. 3.4.8а, при $l_n^t = 2$ моимп и магним ^{104}Ag :

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^4 s_N = 2*2 + (3*1/2 - 1/2) = 5;$$

$$\mu = \mu_p^t \cos \varphi_p^t - 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t + \mu_n \cos \varphi_n \approx 2.8 - 2*2 \cos \varphi_n^t + 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4).$$



Аналогичную конфигурацию Н-макушки с $j=5$ имеют ^{102}Ag и изомерные состояния нескольких изотопов ^{49}In – табл. 3.4.4.

На рис. 3.4.8б представлена достаточно редкая комбинация спинов и орбиталей того же состава Н-макушки в $t(x^9 \chi^9 \xi^9 \chi^9 \alpha)n$ -конфигурации основного состояния $^{112}\text{Ag}^{18}$. При тех же орбиталях, но противоположном направлении спинов всех нуклонов t -триптопа моимп и магним ^{112}Ag :

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^4 s_N = 2 \cdot 2 - 4 \cdot 1/2 = 2;$$

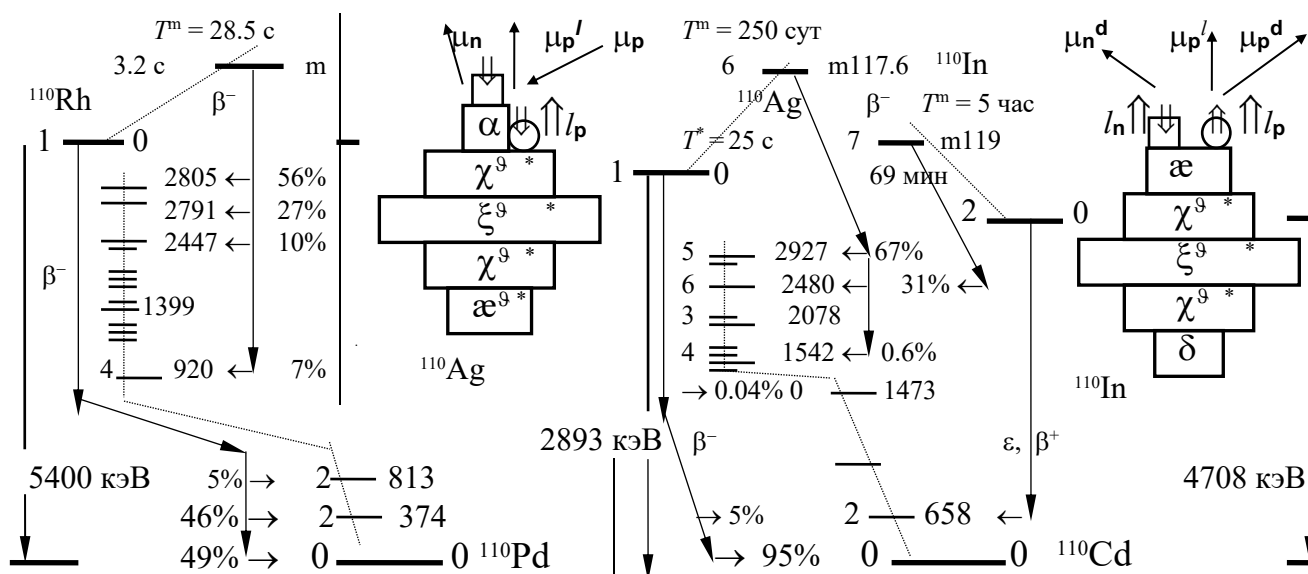
$$\mu = -\mu_p^t \cos \varphi_p^t + 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t + \mu_n \cos \varphi_n \approx -2.8 \cos \varphi_p^t + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t + 2 \cos \varphi_n (\mu_{\text{эксп}} = 0.054).$$

Сопоставляя конфигурации ^{104}Ag и ^{112}Ag и экспериментальные значения их магнимов, можно определить, что в обоих случаях $2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 0.8$.

Таблица 3.4.4

Параметры основных и изомерных состояний чётных изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag , ^{49}In

$^A X$	D	j_0	μ	T^*	j^m	E^m , кэВ	μ^m	T^m	j^*	E^* , кэВ	T^*
^{100}Rh	10	1^-		20.8 ч	2^+	75	4.32	214 нс	5^+	340?	4.6 м
^{102}Rh	12	6	4.1	2.9 г	2^-	70?	0.46	207 д			
^{104}Rh	14	1^+		42 с	5^+	129		4.3 м			
^{106}Rh	16	1^+	3.07	30 с	6^+	140		2.2 ч			
^{108}Rh	18			6 м				17 с			
^{100}Ag	6			2 м				2.2 м			
^{102}Ag	8	5^+	3.65	13 м	2^+	9.3	4.14	7.7 м			
^{104}Ag	10	5^+	4.4	1.1 ч	2^+	6.9	3.7	33 м	1	99	
^{106}Ag	12	1^+	2.85	24 м	6^+	88	3.7	8.5 д			
^{108}Ag	14	1^+	2.69	2.4 м	6^+	110	3.6	127 л	2^-	79	
^{110}Ag	16	1^+	2.73	24.6 с	6^+	118	3.67	250 д	2^-	1.3	
^{112}Ag	18	2^-	0.054	3.1 ч							
^{104}In				1.8 м				16 с			
^{106}In	8	7^+	4.9	6.2 м	3^+	300 ?		5.2 м			
^{108}In	10	3^+		40 м	7^+	0+75 ?	4.6	58 м			
^{110}In	12	2^+	4.4	69 м	7^+	120	4.7	4.9 ч			
^{112}In	14	1^+	2.82	15 м	5^+	157		21 м	6	343	1 мкс
^{114}In	16	1^+	1.7	72 с	5^+	190	4.66	49 д	8^-	502	43 мс
^{116}In	18	1^+	2.79	14 с	5^+	127	4.22	54 м	8^-	289	2.1 с
^{118}In	20	1^+		5 с	5^+	60		4.4 м	8^-	200	8.5 с
^{120}In	22	1^+		3 с	5^+	40		46 с	8		47 с

Рис. 3.4.9. Структуры нечётно-нечётных изобаров с $A = 110$ и каналы их распадов

Вариант конфигурации Н-макушки с моимпом $j=1$, который наиболее популярен у основных состояний изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In при $D > 12$, представлен на рис. 3.4.12. В $d(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурации основного состояния $^{114}\text{In}^{16}$ при $l_p^d=2$ и $l_n^d=0$ его моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_n^d + \Sigma^2 s_n^d = l_p^d + (-s_p^d - s_n^d) = 2 + (-2 \cdot 1/2) = 1;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p^d \cos \varphi_p^d + \mu_n^d \cos \varphi_n^d \approx 2 - 2.8 \cos \varphi_p^d + 2 \cos \varphi_n^d \quad (\mu_{\text{эсп}} = 1.7).$$

Экспериментальные значения магнимов основных состояний других изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In с $j=1$ даны в табл. 3.4.4.

Основные параметры β -переходов нечётно-нечётных изобаров ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In с $A = 110$ представлены на рис. 3.4.9. В основном состоянии $d(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9)\vartheta$ -структура $^{110}\text{Rh}^{20}$ имеет моимп $j=1$ и испытывает β^- -переход только в три нижних состояния ^{110}Pd с $j^*=0, 2$, а из изомерного состояния – только в состояния $^{110}\text{Pd}^*$ с $j^* \geq 4$ – рис. 3.4.9.

Их изобар $^{110}\text{Ag}^{16}$ из основного состояния с $j=1$ испытывает не β^+ -переход, связанный с формированием $n(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n$ -структуры $^{110}\text{Pd}^{18}$ с относительно большим числом ϑ -обручей. Изобар $^{110}\text{Ag}^{16}$ испытывает β^- -переход с подавляющей вероятностью в основное состояние $^{110}\text{Cd}^{14}$ с более гармоничной $n(\alpha\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n$ -структурой. В основном состоянии ^{110}Ag при $l_p=2$ и $l_n=0$ согласно ориентации спинов, данной на рис. 3.4.9, имеет моимп и магним:

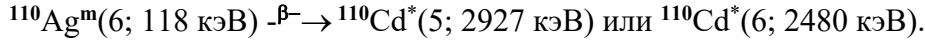
$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^2 s_n = l_p + (-s_p - s_n) = 2 + (-2 \cdot 1/2) = 1;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 2 - 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

Из изомерного состояния $^{110}\text{Ag}^m(6; 118 \text{ кэВ})$ совершается β^- -переход с подавляющей вероятностью на два возбуждённых уровня:

$$^{110}\text{Cd}^*(5; 2927 \text{ кэВ}) \text{ с } B = 67\% \text{ и } ^{110}\text{Cd}^*(6; 2480 \text{ кэВ}) \text{ с } B = 31\%.$$

Отметим период полуперехода $T^m = 250$ суток изомерного состояния $^{110}\text{Ag}^m(6)$ и сравним его с периодом полуперехода ($T^* = 24.6$ с) основного состояния $^{110}\text{Ag}(1)$. Безусловно, столь долгое время жизни изомера $^{110}\text{Ag}^m$, кроме большого значения $j=6$, обусловлено и малым значением энергии E_{β^-} β^- -перехода:



Почти с аналогичными моимпами, соответственно, основное и изомерное состояния $^{110}\text{In}^{12}$ испытывают ε -захват или β^+ -переход с почти одинаковым временем. Из основного состояния $^{110}\text{In}(2)$ совершается β^+ -переход (71%) или ε -захват (29%) в первое возбуждённое состояние $^{110}\text{Cd}^*(2; 658 \text{ кэВ})$.

На рис. 3.4.9 предложен вариант $\mathbf{d}(\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурации $^{110}\text{In}(2)$. При $l_p^d = l_n^d = 1$ моимп и магним этого состояния:

$$j = \Sigma^2 l_N^d + \Sigma^2 s_N^d = l_p^d + l_n^d + (s_p^d - s_n^d) = 1 + 1 + (1/2 - 1/2) = 2;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p^d \cos \varphi_p^d + \mu_n^d \cos \varphi_n^d \approx 1 + 2.8 \cos \varphi_p^d + 2 \cos \varphi_n^d \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.4).$$

Аналогичные конфигурации Н-макушки имеют возбуждённые состояния $\text{Rh}^{10m}(2)$, $\text{Ag}^{8m}(2)$, $\text{Ag}^{10m}(2)$ – табл. 3.4.4.

Из изомерного состояния $^{110}\text{In}^m(7)$ следует ε -захват и переход в возбуждённые состояния $^{110}\text{Cd}^*$ с $j^* \geq 5$ – рис. 3.4.9.

Можно предположить, что в этом состоянии осталась та же $\mathbf{d}(\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурация ^{110}In , а изменились лишь орбиталы нуклонов и направление спина нейтрона – рис. 3.4.9. Тогда при $l_p^d = l_n^d = 3$ моимп и магним этого состояния:

$$j = \Sigma^2 l_N^d + \Sigma^2 s_N^d = l_p^d + l_n^d + (s_p^d + s_n^d) = 3 + 3 + (1/2 + 1/2) = 7;$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p^d \cos \varphi_p^d - \mu_n^d \cos \varphi_n^d \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p^d - 2 \cos \varphi_n^d.$$

Экспериментальные значения магнимов основных и изомерных состояний изотопов ^{49}In с $j=7$ представлены в табл. 3.4.4.

Из приведенных на рис. 3.4.1, рис. 3.4.9 схем, иллюстрирующих основные каналы β - и γ -переходов, видно, что и нечётные изотопы ^{99}Nb , ^{99}Tc , ^{99}Rh (рис. 3.4.1), и чётные изотопы ^{110}Rh , ^{110}Ag , ^{110}In (рис. 3.4.9) обладают изомерными состояниями. Наличие таких состояний для нуклидов с нечётным Z является правилом, закономерностью. Изомерия нуклидов с нечётным Z обусловлена теми же условиями и причинами, которые рассматривались и обсуждались в гл. 3.2.

Однако с увеличением Z происходит усложнение структуры нуклидов: рост этажности их остовов F ; увеличение α -состава его кластеров: $\mathbf{a}(3\alpha)$, $\chi(5\alpha)$, $\xi(9\alpha)$ –, что увеличивает «площадь» их z -поверхности; увеличение числа \mathfrak{D} -обручей их G -упаковки. Все эти факторы в их совокупности, взаимосвязи и взаимообусловленности и создают условия не спаренным нуклонам Н-макушки для того, чтобы иметь резко отличающиеся конфигурации при почти одинаковых энергиях связи. Усложнение структуры F -остова, G -упаковки, увеличение площади z -поверхности остова и их количества, появление большого числа «уступов» и «ниш» на периферии остова – все это порождает условия для создания конфигураций, все более резко отличающихся друг от друга, но тем не менее находящихся на близких энергетических уровнях (имеющих примерно равную энергию связи).

Кинематически резкое отличие конфигураций прежде всего и наиболее отчетливо проявляется в значительном отличии их моимпов $\Delta j = 3, 4, 5$.

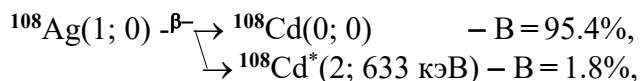
Нужно еще раз подчеркнуть, что значительное отличие моимпов двух близких по энергии состояний $\Delta j = |j^m - j_0|$ свидетельствует не «просто», например, о разном орбитале l_n одного не спаренного нуклона. Нет, как показывают эксперименты, «просто» разный орбитал нуклонов в одинаковой конфигурации четко проявляется во «вращательных» сериях спектров возбуждённых состояний нуклидов и время высвечивания различных уровней таких серий спектров γ -фотонами никогда не проявляется в качестве «изомерного».

Напротив, можно сказать, что изомерное состояние радикально отличается от нижележащих состояний именно своей конфигурацией, структурой или своего F-остова, или G-упаковки, или H-макушки. А резкое отличие моимпов $|j^m - j_0|$ изомерного и нижележащего (основного) состояний нуклида является естественным выражением несходства, различия двух конфигураций нуклида с очень близкими энергетическими уровнями.

О справедливости этого тезиса свидетельствуют весьма многочисленные примеры. Во-первых, об этом свидетельствуют β -переходы изомерных состояний многих нуклидов. Казалось бы, фантазируя и сочиняя на тему о структуре и поведении нуклидов, «логичнее» всего делать предположения или рассуждать о том, что из любого возбуждённого состояния нуклид сначала «завсегда» переходит в Z-родное, основное состояние без трансформации $n \rightarrow p$ или $p \rightarrow n$. Как мы видели из предыдущих примеров, это далеко не так. Например, все три нечётно-нечётных изобара с $A = 110$, представленные на рис. 3.4.9, из изомерных состояний испытывают не γ -переход в основное состояние, а β^- -переход ($^{110}\text{Rh}^m$, $^{110}\text{Ag}^m$) или β^+ -переход ($^{110}\text{In}^m$). Это говорит о том, что конфигурация возбуждённых состояний $^{110}\text{Pd}^*$ и $^{110}\text{Cd}^*$, в которые идет β -переход с изомерных уровней $^{110}\text{Rh}^m$, $^{110}\text{Ag}^m$ и $^{110}\text{In}^m$ более родственна, более совместима со структурой этих изомерных состояний, чем структура основных состояний ^{110}Rh , ^{110}Ag и ^{110}In .

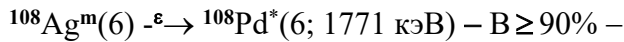
Во-вторых, об этом свидетельствует удлинение времени жизни изомерных состояний. Период полуперехода состояния $^{110}\text{Ag}^m(6; 118 \text{ кэВ})$ $T^m = 250$ суток, в то время как период полуперехода основного состояния $^{110}\text{Ag}(1; 0)$ $T^* = 24.6$ с. И такое длительное время жизни отнюдь не редкость – табл. 3.4.4. Например, период полуперехода состояния $^{108}\text{Ag}^m(6; 110 \text{ кэВ})$, испытывающего ϵ -захват, равен 127 годам. Сравним этот период с периодом полуперехода основного состояния $^{108}\text{Ag}(1; 0)$ – $T^* = 2.37$ мин.

В этой связи можно отметить, что $^{108}\text{Ag}(1; 0)$ имеет возможность для двух принципиально разных преобразований:

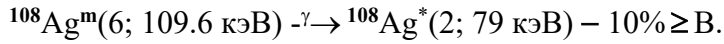


но с подавляющей вероятностью идет переход в основное состояние $^{108}\text{Cd}(0; 0)$.

А вот из изомерного состояния $^{108}\text{Ag}^m(6)$ с подавляющей вероятностью совершается ε -захват с преобразованием протона в нейтрон:



и лишь с небольшой вероятностью следует изомерный γ -переход:



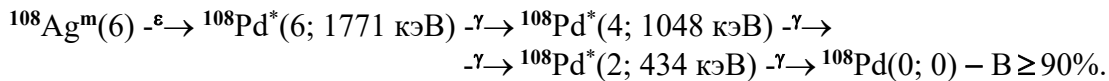
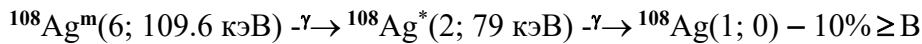
Конфигурации этих очень близких по энергии состояний $^{108}\text{Ag}^m(6; 109.6 \text{ кэВ})$ и $^{108}\text{Ag}(1; 0)$ столь различны, что в конечном итоге приходят к двум принципиально разным структурам изобаров $^{108}\text{Pd}^{16}$ и $^{108}\text{Cd}^{12}$.

Выскажем гипотезу, что состояние $^{108}\text{Ag}^m$ имеет $\mathbf{n}\alpha\mathbf{x}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{t}}$ -конфигурацию. Эта конфигурация отличается от представленной на рис. 3.4.8 конфигурации ^{112}Ag (кроме, конечно, уменьшения G-упаковки на один \mathfrak{g} -обруч) тем, что \mathbf{t} -триноп «обменялся» z -поверхностью ху-несимметричного остова с $\mathbf{n}\alpha$ -заглушкой. При таком обмене z -поверхностями два нейтрона \mathbf{t} -тринопа приобрели орбитал $l_n^{\mathfrak{t}} = 3$ и противоположные ему спины, а два остальных нуклона Н-макушки (протон тринопа и одиночный нейтрон на α -кластере – рис. 3.4.8) имеют спины, сонаправленные с орбиталями. Тогда моимп и магним $^{108}\text{Ag}^m$:

$$j = \Sigma^2 l_n^{\mathfrak{t}} + \Sigma^4 s_n = 2*3 + (2*1/2 - 2*1/2) = 6;$$

$$\mu = \mu_p^{\mathfrak{t}} \cos \varphi_p^{\mathfrak{t}} + 2\mu_n^{\mathfrak{t}} \cos \varphi_n^{\mathfrak{t}} - \mu_n \cos \varphi_n \approx 2.8 + 2*2 \cos \varphi_n^{\mathfrak{t}} - 2 \cos \varphi_n \quad (\mu_{\text{жсп}} = 3.6).$$

Заметим, что эта $\mathbf{n}\alpha\mathbf{x}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{t}}$ -конфигурация с периодом полуперехода 127 лет «добирается» до основных состояний $^{108}\text{Ag}(1; 0)$ или $^{108}\text{Pd}(0; 0)$ исключительно каскадно, через промежуточные состояния с сопутствующими γ -переходами:



После ε -захвата и перехода в возбуждённое состояние $^{108}\text{Pd}^*(6; 1771 \text{ кэВ})$ обязательно последовательное излучение трёх γ -квантов, последовательно, с $E_\gamma = 723, 614, 434 \text{ кэВ}$, прежде чем будет достигнуто основное состояние $^{108}\text{Pd}(0; 0)$ – рис. 3.4.4, 5.

Некоторые параметры изомерных состояний наиболее долгоживущих изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In представлены в табл. 3.4.2 (изотопы с нечётным A) и табл. 3.4.4 (изотопы с чётным A). К этим таблицам сделаем только два очень кратких комментария. При некоторых достаточно несимметричных структурах остовов потенциально возможны не только два, но и три близкие по энергетическому уровню, но различные по конфигурации состояния. Примерами таких нуклидов могут служить ^{118}In и ^{116}In . Эти два изотопа ^{49}In предположительно имеют $\mathbf{d}\mathbf{x}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\delta$ - и $\mathbf{d}\mathbf{x}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}\mathfrak{g}}\delta\mathbf{b}$ -структуры и среди нижних возбуждённых уровней имеют по два изомерных: $^{118}\text{In}^m(5)$ и $^{118}\text{In}^n(8)$; $^{116}\text{In}^m(5)$ и $^{116}\text{In}^n(8)$ – табл. 3.4.4.

Наконец, упомянем, что среди наиболее долгоживущих изотопов ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In не обладают изомерными состояниями только $^{107}\text{Rh}(7/2)$ и $^{109}\text{Rh}(7/2)$ с $D = 17$ и 19 ; $^{112}\text{Ag}(2)$ с $D = 18$ и $^{111}\text{In}(9/2)$ с $D = 13$.

Характерно, что отсутствие изомерии у изотопов ^{45}Rh с $D=17, 19$ и ^{47}Ag с $D=18$ обусловлено идентичной и очень плотной G-упаковкой одного и того же $\alpha\chi\xi\chi$ -остова. Изотоп ^{107}Rh имеет $\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9t$ -структуру, ^{109}Rh – $b\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9t$ -структуру, ^{112}Ag – $na\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9t$ -структуру (все три с $g=f=4$) – рис. 3.4.8. Равенство этажности остова $f=4$ и 9-кратности G-упаковки $g=4$ симметризует остов в максимальной степени и исключает низколежащие состояния с конфигурацией, достаточно отличной от основного состояния.

Для чётно-нечётных нуклидов ситуация иная. У изотопов ^{44}Ru с очень ху-несимметричным $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом, при моимпе $j=5/2$ ($3/2$) в основном состоянии, при возбуждении структуры нуклида изомерных состояний нет, так как среди нижних уровней отсутствуют большие значения моимпа $j \geq 11/2$. У изотопов ^{46}Pd с более ху-симметричным $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базисом, и при моимпе $j=5/2$ в основном состоянии, при возбуждении структуры нуклида обеспечиваются условия для больших значений моимпа $j=11/2$ среди нижних энергетических уровней. Однако при недостаточно плотной упаковке это состояние с $j=11/2$ отделено от основного состояния большим энергетическим барьером и несколькими состояниями с промежуточными значениями моимпов $j=7/2$ ($9/2$). Например, у $na\chi^9\xi^9\chi\alpha b$ -изотопа ^{103}Pd это состояние $^{103}\text{Pd}^*(11/2)$ имеет энергию возбуждения $E^*(11/2)=784$ кэВ.

Таблица 3.4.5

Параметры основных и изомерных состояний нечётных изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd

^AX	D	j_0	μ	T^*	j^m	E^m кэВ	μ^m	T^m	j^*	E^* кэВ	T^*
^{99}Ru	11	$5/2^+$	-0.64	12.7%	$11/2^+$	1048			$3/2^+$	88.4	21ic
^{101}Ru	13	$5/2^+$	-0.72	17%	$11/2^+$	1001			$3/2^+$	127	1 ic
^{103}Ru	15	$3/2^+$	0.2	39.3 д	$11/2^-$	237		1.7 мс	?	2.7	
^{105}Ru	17	$3/2^+$	-0.33	4.4 ÷	$11/2^-$	207			$5/2^+$	20.6	1 iec
^{103}Pd	11	$5/2^+$		17 д	$11/2^-$	784	-1.05	25 нс	$3/2^+$	119	
^{105}Pd	13	$5/2^+$	-0.64	22.3%	$11/2^-$	489		36 мкс	$7/2^+$	306	
^{107}Pd	15	$5/2^+$		10^7 л	$11/2^-$	210		21 с	$1/2^+$	116	
^{109}Pd	17	$5/2^+$		13.7 ч	$11/2^-$	188		4.7 м	$1/2^+$	114	
^{111}Pd	19	$5/2^+$		23.5 м	$11/2^-$	172		5.5 ч			
^{107}Cd	11	$5/2^+$	-0.62	6.5 ч	$11/2^-$	846	-1.05	67 нс	$7/2^+$	205	
^{109}Cd	13	$5/2^+$	-0.83	463 д	$11/2^-$	463	-1.09	9 мкс	$7/2^+$	203	36ic
^{111}Cd	15	$1/2^+$	-0.6	12.8%	$11/2^-$	396	-1.11	49 м	$5/2^+$	245	84ic
^{113}Cd	17	$1/2^+$	-0.62	10^{16} л	$11/2^-$	264	-1.09	14 л	$3/2^+$	300	32ic
^{115}Cd	19	$1/2^+$	-0.65	53.5 ч	$11/2^-$	173	-1.04	44.6 д	$3/2^+$	230	
^{117}Cd	21	$1/2^+$		2.5 ч	$11/2^-$	136.4		3.36 ч			
^{119}Cd	23	$1/2^+$		198 с	$11/2^-$	146.4		2.2 м			
^{121}Cd	25	?		13.5 с	?			4.8 с			
^{123}Cd	27	?		2.2 с	?			1.88 с			

Но при уплотнении G-упаковки энергия возбуждения этого состояния для других изотопов ${}_{46}\text{Pd}$ постепенно уменьшается и изотопы с $D=15, 17$ и 19 имеют достаточно небольшие энергии возбуждения состояния с $j=11/2$ – табл. 3.4.5.

Показательно, что изомерией обладают изотопы ${}_{46}\text{Pd}$, имеющие такую же упаковку $D=15, 17$ и 19 , как и изотопы ${}_{44}\text{Ru}$, которые, напротив, этим свойством не обладают. И в этих, прямо противоположных ситуациях наличие или отсутствие изомерии обусловлены одинаковой причиной – наиболее плотной G-упаковкой $\alpha\chi\xi\chi$ -остова и компоновкой $\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9$ -структуры с $g=f=4$. Действительно, изотоп ${}^{103}\text{Pd}^{11}$ в возбуждённом состоянии может иметь $\text{p}\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\text{d}$ -конфигурацию с двумя антисимметричными z -полусными протонами. Тогда не спаренный нейтрон d -дейтрона имеет орбитал $l_n=5$, моймп $j=l_n+s_n=11/2$ и магним $\mu=-\mu_n \cos\varphi_n$. Но энергия возбуждения этого состояния (необходимая для формирования такой структуры) велика, а время ее жизни мало.

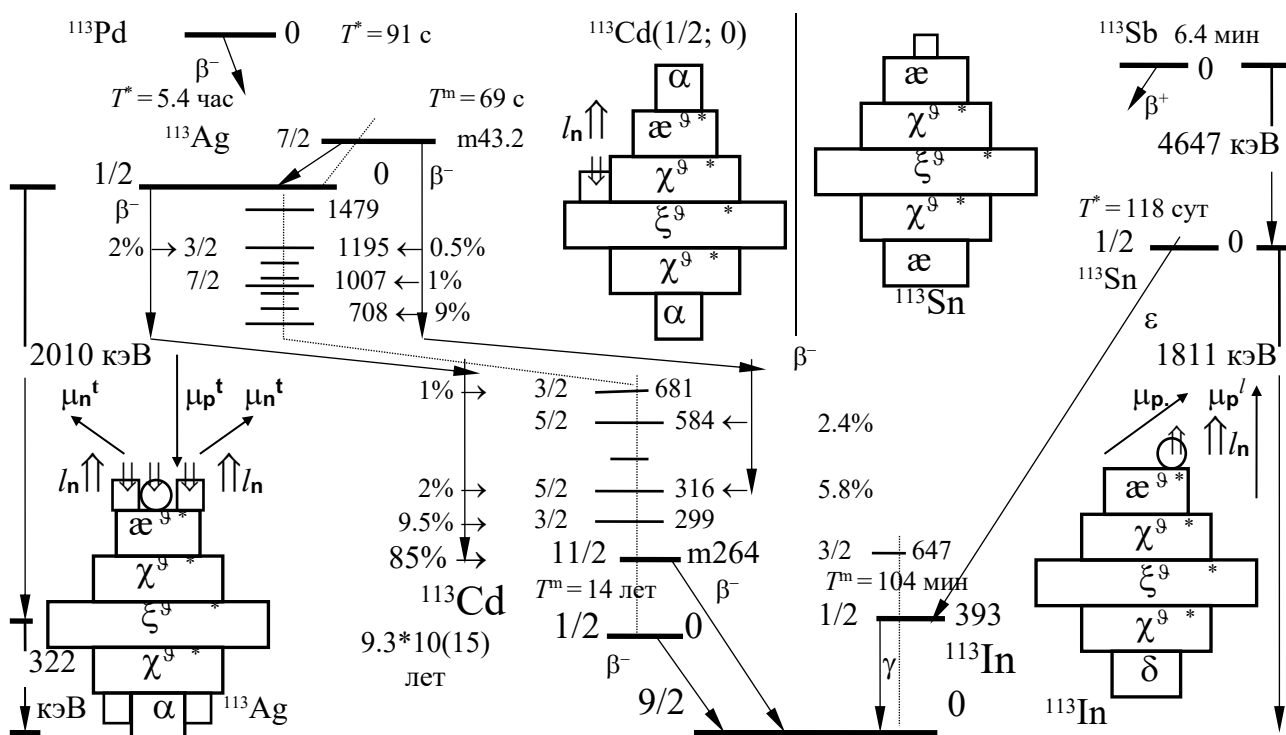
Добавление еще одного ϑ -обруча позволяет изотопу ${}^{107}\text{Pd}^{15}$ иметь в возбуждённом состоянии $\text{p}\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\text{d}$ -конфигурацию с аналогичными параметрами не спаренного нейтрона d -дейтрона ($l_n=5, j=11/2$). Но время жизни этого состояния уже переводит его в статус изомерного – $T^m=21$ с.

Еще более плотная упаковка в $\text{t}\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\text{d}$ -конфигурации ${}^{109}\text{Pd}^{17}$ при тех же параметрах не спаренного нейтрона d -дейтрона уменьшает энергию возбуждения изомерного состояния и удлиняет его время жизни. Наконец, еще более плотная упаковка в $\text{q}\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\text{d}$ -конфигурации ${}^{111}\text{Pd}^{19}$ при тех же $l_n=5, j=11/2$ удлиняет период полуперехода до 5.5 часов, что намного больше периода полуперехода основного $\text{n}\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\text{b}$ -состояния.

В общих чертах похожие зависимости от состава G-упаковки проявляются и у нечётных изотопов ${}_{48}\text{Cd}$ – табл. 3.4.5. Для того, чтобы не спаренный нейтрон n имел орбитал $l_n=5$, моймп $j=l_n+s_n=11/2$, при недостаточно плотной упаковке $\text{b}(\alpha\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\text{n}$ -конфигурация ${}^{107}\text{Cd}^{11}$ нуждается в большой энергии возбуждения, а потому имеет малое время жизни. Уплотнение G-упаковки ($D=13, 15$) постепенно уменьшает энергию возбуждения, что сокращает число промежуточных уровней до основного состояния и увеличивает период полураспада.

Наконец, $(\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\text{n}$ -конфигурация ${}^{113}\text{Cd}^{17}$ при самой симметричной G-упаковке с $g=f=4$ при $l_n=5, j=11/2$ имеет сравнительно малую энергию возбуждения $E^m(11/2)=264$ кэВ, а между этим состоянием и основным состоянием нет других, промежуточных уровней. Все эти обстоятельства в совокупности удлиняют период полураспада до $T^m=14$ лет. Столь долгое время жизни изомера с чётным Z – очень редкое. Но при дальнейшем переуплотнении G-упаковки для $\text{b}(\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\text{n}$ -изотопа Cd^{19} , $\alpha^9\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\text{n}$ -изотопа Cd^{21} , $\text{b}(\alpha^9\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\text{n}$ -изотопа ${}^{119}\text{Cd}^{23}$ дальнейшее снижение энергии возбуждения состояния с $l_n=5, j=11/2$ сопровождается уменьшением периода полураспада T^m , который остается почти одинаковым с периодом полураспада основного состояния – табл. 3.4.5.

Основные параметры β -переходов изобаров с $A=113$ приведены на рис. 3.4.10. На этом же рисунке представлены основные параметры изомерных состояний ${}^{113}\text{Ag}^m$, ${}^{113}\text{Cd}^m$, ${}^{113}\text{In}^m$ и структуры этих изобаров.

Рис. 3.4.10. Структуры состояний изобаров с $A=113$ и каналы их распадов

Уникальной совокупностью свойств выделяется ^{113}Cd , $(\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n'$ -конфигурация которого в возбуждённом состоянии $^{113}\text{Cd}^m(11/2; 264 \text{ кэВ})$ приведена на рис. 3.4.10 (не спаренный нейтрон n' имеет орбитал $l_n=5$, моимп $j=l_n+s_n=11/2$ и магним $\mu=-\mu_n \cos\varphi_n$). Как показали эксперименты, у всех возбуждённых состояний изотопов ^{46}Pd и ^{48}Cd с $j=11/2$ магнимы почти равны – табл. 3.4.5:

при $D=4g-1$ – $\mu_{\text{эксп}}=-1.05$, при $D=4g+1$ – $\mu_{\text{эксп}}=-1.09$ ($g=3, 4, 5$).

Кроме уже упомянутого очень долгого периода полураспада изомерного состояния T^m , изотоп ^{113}Cd отличается еще двумя рекордными качествами. Хотя ^{113}Cd встречается в естественной смеси элементов с $P=12.2\%$ (см. рис.1.1.1), но природа всё-таки для изотопов с нечётным A неукоснительно подчиняется жесточайшему выбору: более гармоничной, энергетически наименее возбуждённой может быть только одна, единственная конфигурация при некотором нечётном A .

А потому при любых комбинациях Z и N для $Z+N=A=\text{const}$ рано или поздно, посредством γ -, β -переходов или ε -захвата, но все равно природа стремится скомпоновать ту, самую-самую конфигурацию, в которой F-остов, G-упаковка и H-макушка в совокупности обладают минимумом энергии покоя, то есть максимальной энергией связи E_0 .

Конфигурация $^{113}\text{In}(9/2; 0)$ более экономная, чем его изобара $^{113}\text{Cd}(1/2; 0)$, что и проявляется в том, что имеет место β^- -переход: $^{113}\text{Cd}(1/2) \rightarrow ^{113}\text{In}(9/2)$ с энергией $E_\beta=322 \text{ кэВ}$. Однако период такого полуперехода поистине фантастичен: $T^m=9.3 \cdot 10^{15}$ лет. Время $\approx 10^{16}$ лет в особых комментариях не нуждается.

Чтобы как-то обосновать, прояснить такую, сверхуникальную степень заторможенности β^- -перехода, проведем сопоставление структур изобаров ^{113}Ag и ^{113}In .

Для основного состояния ^{113}Ag на рис. 3.4.10 предложена $\mathbf{t}(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\mathbf{b}$ -конфигурация, в которой при $l_n^t = 1$ моймп и магним \mathbf{t} -тритопа:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^3 s_N = 2*1 - 3*1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2 \mu_n^t \cos\varphi_n^t.$$

А вот β^- -переход ^{113}Cd и появление еще одного протона к $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базису инициирует объединение двух z -полюсных α -кластеров и их «сплющивание» в δ -кластер. Следовательно, в итоге β^- -перехода ^{113}Cd формируется $\alpha\chi\xi\chi\delta$ -остов ^{113}In . Сравнивая $\mathbf{t}(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\mathbf{b}$ -конфигурацию ^{113}Ag с $\mathbf{p}(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурацией ^{113}In – рис. 3.4.10 –, можно отметить, что обе они имеют одинаково упакованный одинаковый $\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9$ -базис с $g=f=4$, но велики и различия. На одной z -поверхности ^{113}Ag имеет антисимметричную $\alpha\mathbf{b}$ -заглушку, а ^{113}In – δ -кластер. На другой z -поверхности ^{113}Ag имеет \mathbf{t} -тритоп, а ^{113}In – одиночный протоп с $l_p=4$, моймп $j=l_p+s_p=9/2$ и магним $\mu=\mu_p^l+\mu_p \cos\varphi_p \approx 4+2.8 \cos\varphi_p$ (экспериментальные значения магнимов нечётных изотопов ^{49}In приведены в табл. 3.4.2). Заметим, что такое же состояние одиночного протопа имеет и изотоп ^{99}Tc , упомянутый в начале этой главы.

Конфигурацию \mathbf{t} -макушки, аналогичную основному состоянию ^{113}Ag , изобар имеет в изомерном состоянии $^{113}\text{In}^m(1/2^-; 393 \text{ кэВ})$. Тогда в $\mathbf{t}(\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\delta)\mathbf{b}$ -конфигурации при $l_n^t = 1$ моймп и магним $^{113}\text{In}^m$:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^3 s_N = 2*1 - 3*1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2 \mu_n^t \cos\varphi_n^t.$$

Экспериментальные значения магнимов изотопов ^{49}In приведены в табл. 3.4.2. Достаточно впечатляет сопоставление магнимов основных состояний нечётных изотопов $\text{Ag}(1/2^-)$ и изобарных состояний изотопов $\text{In}^m(1/2^-)$ – табл. 3.4.2.

Возвращаясь к их изобару ^{113}Cd , нельзя не упомянуть о таком проявлении конфигурационных особенностей несимметрии его нейтронной упаковки, как сечение захвата нейтронов. Полное сечение захвата нейтронов кадмием в зависимости от их энергии представлено на рис. 3.4.11. Как показало более тщательное масс-спектрографическое исследование, основной вклад в процесс поглощения нейтронов вносит только один изотоп – ^{113}Cd . Сечение поглощения тепловых нейтронов изотопом ^{113}Cd достигает $2*10^4$ барн – это одно из максимальных значений среди всех нуклидов. По этому показателю ^{113}Cd заслуженно может быть назван «пожирателем нейтронов». Большое сечение поглощения нейтронов и достаточный диапазон их энергий (0.01-0.15 эВ), в котором сечение почти постоянно – рис. 3.4.11 –, позволяет выдвинуть такое толкование. «Воронка», образуемая не спаренным нейтроном на периферии xy -несимметричного, z -вытянутого, стянутого четырьмя ϑ -обручами $\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -базиса, вследствие большой его этажности ($f=6$), очень энергетически «широка», но вследствие достаточного симметрирования ($g=4$) xy -несимметричного (непарного α -кластера) не очень интенсивно закручена.

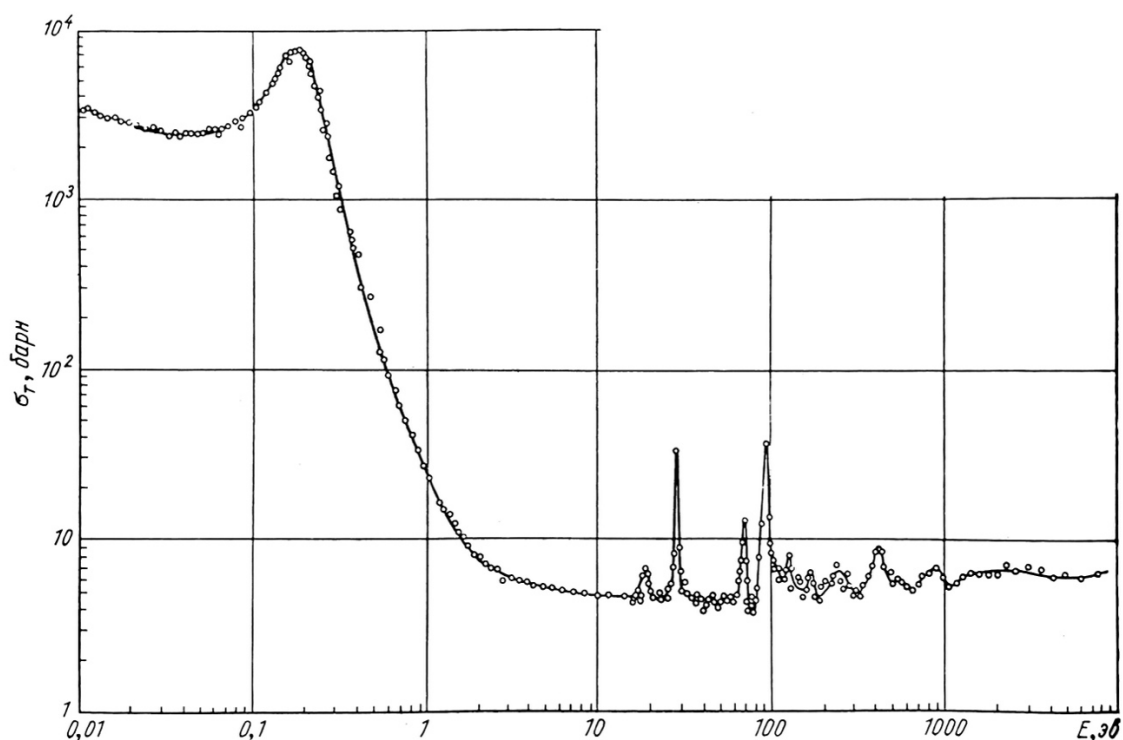


Рис. 3.4.11. Полное сечение захвата нейтронов кадмием

В эту широкую «воронку» обязательно попадут нейтроны, оказавшиеся на большом расстоянии от ее центра (базиса нуклида), но чтобы попасть в резонанс с пространственно-временными параметрами этой воронки (период или длина волны), нейтрон должен иметь небольшую скорость, которая и обеспечивает его пространственно-временные параметры, «резонирующие» с параметрами z -осевой воронки нуклида. Ибо, имея достаточно большую кинетическую энергию (больше 0.2 эВ) и, соответственно, жесткую «кинетическую» периферию, нейтрон, проскользнув по периферии этой воронки, не сможет «зацепиться» за нее гармониками своей периферии и беспрепятственно покинет ее пределы. Что и проявляется в резком уменьшении сечения захвата нейтронов при энергии, большей 0.2 эВ.

Изобары ^{113}Sn и ^{113}Sb с $Z \geq 50$ имеют недостаточно плотную нейтронную упаковку для своих остовов и испытывают β^+ -переход или ε -захват. Какова же структура остова $_{50}\text{Sn}$, имеющего ровно 50 протонов? Прибавление к 48 протонам $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса $_{48}\text{Cd}$ еще пары протонов позволяет Природе из двух z -полюсных α -кластеров плюс две дополнительные пары $(p+n)$ скомпоновать еще один α -кластер и сформировать ху-симметричный $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов $_{50}\text{Sn}$.

Этот остов имеет этажность $f=5$ и G-упаковка с $g=3$ не в состоянии его симметризовать, уравновесить, обвязать, если стабилизации, саморегулированию F-остова с такой G-упаковкой мешает одиночный, не спаренный нейтрон в $n(\alpha\chi^8\xi^8\chi^8\alpha)$ -конфигурации ^{113}Sn – рис. 3.4.10. Сколь придирчива, сколь привередлива подчас Природа! Ее не устраивают ни $n'(\alpha\alpha^8\chi^8\xi^8\chi^8\alpha)$ -конфигурация ^{113}Cd с числом этажей $f=g=4$, ни $n(\alpha\chi^8\xi^8\chi^8\alpha)$ -конфигурация ^{113}Sn – рис. 3.4.10.

Но ее сверхжесткая разборчивость – не каприз, а скрупулезная, педантичная, абсолютно непогрешимая бухгалтерия энергии всех возможных конфигураций. Одиночный, не спаренный нуклон всех нуклидов с нечётным A рано или поздно создает условия для того, чтобы ядерная структура «избавилась» от лишней энергии, испустив γ -фотон и сформировав энергетически более экономную комбинацию FGH (остов + упаковка + макушка).

Для иллюстрации тезиса о единственности абсолютно устойчивого изобара с нечётным $A = \text{const}$ дополнительно к комментарию к рис. 3.4.10 приведем параметры β^- -перехода ^{115}In . Изотоп ^{115}In с $\mathbf{p}'(\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\delta)\mathbf{b}$ -конфигурацией в основном состоянии имеет одиночный протон в том же кинематическом состоянии, что и его изотоп ^{113}In – рис. 3.4.10. Его орбитал $l_p = 4$, моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 9/2; \quad \mu = \mu_p^l + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

И в изомерных состояниях параметры $^{113}\text{In}^m$ и $^{115}\text{In}^m$ близки – табл. 3.4.2.

Но распространенность ^{115}In в естественной смеси изотопов – 95.7%, а распространенность ^{113}In – всего 4.3%. И тем не менее имеет место β^- -переход:

$$^{115}\text{In}(9/2) - \beta^- \rightarrow ^{115}\text{Sn}(1/2) \quad \text{с } E_{\beta^-} = 495 \text{ кэВ и } T^* = 4.14 \cdot 10^{14} \text{ лет.}$$

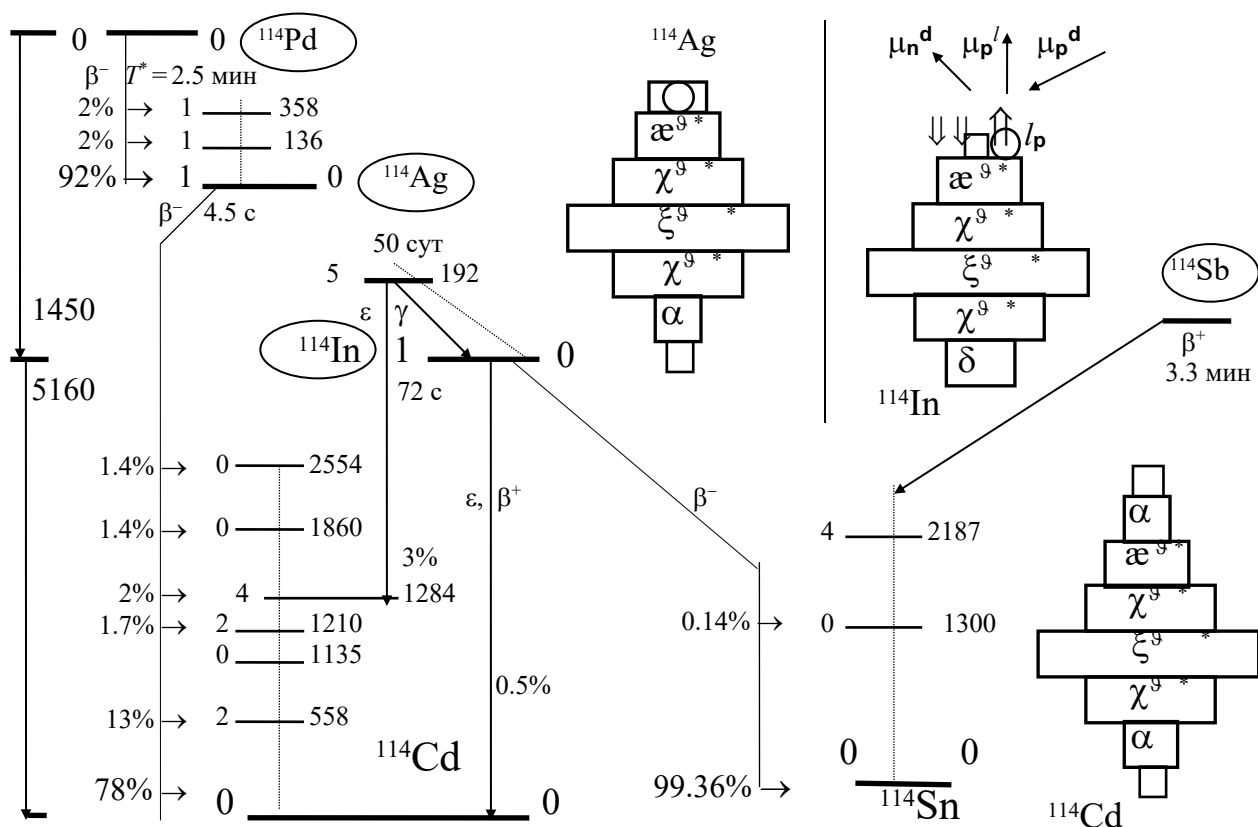
Вне всякого сомнения, этот уникальный феномен является раритетом, парадоксом «симпатий» и «меркантильных» расчетов Природы. Поначалу, в процессе штамповки и сборки изотопов ^{49}In Природа сгоряча, на скорую руку отдала предпочтение изотопу ^{115}In ($P = 96\%$). Но устоявшись, остепенившись, чуток поостыв, Природа точно установила, что ^{115}Sn является более экономной структурой, чем ^{115}In , что при возможном β^- -переходе: $^{115}\text{In}(9/2) - \beta^- \rightarrow ^{115}\text{Sn}(1/2)$ – можно получить в совокупности аж $E_{\beta^-} = 495$ кэВ и...

Покупатели, купившие на бирже 10 кг чистого индия за очень немалую сумму любых денег и решившие придержать товар до предполагаемого подорожания, должны иметь в виду: через 10^{14} лет в их заначке, невзирая на любые запоры, сейфы, замки и решетки, останется только 5 кг индия, а другую половину природа совершенно бесконтрольно, безотчётно заменит на 5 кг почти дармового олова. Впрочем, коммерсантов можно утешить: точно также природа поступит и с тем индием, который не только не был куплен, но даже и не был включен в сферу производственно-экономических отношений.

А какова судьба чётного изотопа ^{114}In , у которого всего на один нейтрон больше, чем у ^{113}In , и на один нейтрон меньше, чем у ^{115}In ? Основные параметры β^- -переходов изотопа ^{114}In приведены на рис. 3.4.12. На этом же рисунке представлены предполагаемые конфигурации изобаров ^{114}Ag , ^{114}Cd , ^{114}In . Отчетливо заметно перенасыщение нейтронной упаковки $\mathbf{q}(\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)\mathbf{n}$ -изотопа $^{114}\text{Ag}^{20}$ и не вызывает особого удивления очень малый период его полуперехода – $T^* = 4.5$ с. Но вот, казалось бы, $\mathbf{d}(\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\delta)$ -конфигурация $^{114}\text{In}^{16}$ с $g = f = 4$ даже чисто внешне смотрится хорошо и в основном состоянии при $l_p^d = 2$ моимп и магним ^{114}In :

$$j = l_p^d + (-s_p^d - s_n^d) = 2 - 2 \cdot 1/2 = 1;$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p^d \cos\varphi_p^d + \mu_n^d \cos\varphi_n^d \approx 2 - 2.8 \cos\varphi_p^d + 2 \cos\varphi_n^d.$$

Рис. 3.4.12. Структуры состояний изобаров с $A=114$ и каналы их распадов

Но в сравнении со своими устойчивыми изотопами ^{114}In живет ничтожно короткое время: $T^* = 72$ с. Не спаренный с другим протоном нечётный протон **d**-дейтропа совместно с не спаренным нейтроном предпринимают активные действия и за очень короткое время создают условия либо для β^- -перехода ($\mathbf{n} \rightarrow \mathbf{p}$), либо для β^+ -перехода ($\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{n}$) – рис. 3.4.12. Заметим, что все чётные изотопы ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In с достаточно плотной упаковкой $D \geq 14$ имеют аналогичную конфигурацию Н-макушки с $j=1$, $\mu \approx 2.7-3$ и очень малый – порядков десятков секунд – период полураспада – табл. 3.4.4.

В этой связи отметим, что, если в перенасыщенной упаковке с $D \geq 20$ чётные изотопы ^{47}Ag и ^{49}In в основном состоянии имеют $(\mathbf{q} + \mathbf{n})$ -состав Н-макушки – рис. 3.4.12 – с нуклонами, которые не имеют орбитала, то их моимп и магним:

$$j = s_{\mathbf{p}} + s_{\mathbf{n}} = 2 \cdot 1/2 = 1;$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}^{\mathbf{q}}} \cos \varphi_{\mathbf{p}^{\mathbf{q}}} - \mu_{\mathbf{n}} \cos \varphi_{\mathbf{n}} \approx 2.8 \cos \varphi_{\mathbf{p}^{\mathbf{q}}} - 2 \cos \varphi_{\mathbf{n}}.$$

Почти одинаковые динамические условия и кинематические параметры нуклонов Н-макушки в основном и изомерном состояниях имеют место у изотопов ^{49}In в достаточно широком диапазоне G-упаковки $g=3, 4, 5$ ($D=14, 16, 18, 20, 22$ – табл. 3.4.4). Но дальнейшее уплотнение нейтронной упаковки и ее частичное размещение на z -поверхностях существенно изменяет конфигурацию Н-макушки.

Таблица 3.4.6

Параметры основных и изомерных состояний чётных изотопов ${}_{49}\text{In}$ с $D \geq 24$

Параметры	Основное состояние			Изомерное состояние		
Изотопы	D	j_0	T^*	j^m	E^m , кэВ	T^m
${}^{122}\text{In}$	24	1^+	1.5 с	8^-	80	10.8 с
${}^{124}\text{In}$	26	3^+	3.2 с	5 (7), (8)?	190	2.4 с
${}^{126}\text{In}$	28	7^- (8)?	1.45 с	3^+	150	1.5 с
${}^{128}\text{In}$	30	3^+	0.84 с	8^-	80	0.7 с
${}^{130}\text{In}$	32		0.53 с			0.51 с

Это, в первую очередь, проявляется в существенно различных значениях моимпов основного и изомерного состояний изотопов ${}_{49}\text{In}$ с $D=24, 26, 28, 30$ – табл. 3.4.6. Не менее отчетливо это заметно и в синхронном изменении взаимного расположения состояний с одинаковыми моимпами. Как видно из табл. 3.4.6, изотопы ${}_{49}\text{In}$ с $D=26$ и 30 , то есть с парой нейтронов дополнительно к целому числу ϑ -поясов упаковки, в основном состоянии имеют моимп $j=3$, а в изомерном состоянии значительно больший моимп $j=8$. Наоборот, изотоп ${}_{49}\text{In}$ с $D=28$, то есть с целым числом ϑ -поясов, в основном состоянии имеет большой моимп $j=7(8)$, а в изомерном состоянии – только $j=3$. Можно предположить, что при $D=28$ в основном состоянии In^{28} Н-макушка имеет в своем составе **d**-дейтрон, каждый из двух нуклонов которого имеет большой орбитал $l=4$.

Все изотопы ${}_{49}\text{In}$ с $D \geq 14$ испытывают β^- -переход: ${}_{49}\text{In} \xrightarrow{\beta^-} {}_{50}\text{Sn}$. Как уже упоминалось, при этом β^- -переходе $\delta\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов ${}_{49}\text{In}$ преобразуется в $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов ${}_{50}\text{Sn}$. Этот $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов имеет этажность $f=5$ и x, y -размеры его экваториального ξ -нонагела $x^\alpha=y^\alpha=f=5$. Это чрезвычайно симметричная и гармоничная структура, что отчетливо проявляется даже в ритме ее α -числовой последовательности: $3(\alpha)-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-3(\alpha)$. Этот $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов в некоторых аспектах можно сопоставить с остовами уже рассмотренных нуклидов с меньшими Z . По идентичности двух внешних α -кластеров $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов можно сопоставить с $\alpha\alpha\alpha$ -остовом ${}_{14}\text{Si}$ и $\alpha\chi\chi\alpha$ -остовом ${}_{32}\text{Ge}$. Остов ${}_{50}\text{Sn}$ отличается от остова ${}_{32}\text{Ge}$ «только» наличием экваториального ξ -нонагела, впервые сформированного в структуре остова ${}_{38}\text{Sr}$. Несмотря на всю условность такого сопоставления, отметим, что идентичность двух внешних α -кластеров этих χy -симметричных остовов сказывается в очень многих аспектах поведения и свойствах атомов ${}_{14}\text{Si}$, ${}_{32}\text{Ge}$ и ${}_{50}\text{Sn}$.

С другой стороны, пятиэтажный остов ${}_{50}\text{Sn}$ можно сопоставить с пятиэтажным $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисом ${}_{42}\text{Mo}$. У этих двух структур при соотношении $x^\alpha=y^\alpha=f=5$ очень уравновешенная, гармоничная структура, что позволяет им навесить на себя G-упаковку в очень широком диапазоне и при этом сохранить абсолютную устойчивость. Если по абсолютной квазисферичности гармоничный остов можно было назвать Аполлоном, то ${}_{50}\text{Sn}$ по совокупности своих уникальных свойств вполне обоснованно может быть назван Зевсом. Особенности и свойства нуклидов с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом будут рассмотрены в следующей главе.

ФОРМАЛИЗАЦИЯ

“Большое количество экспериментального материала, полученного спектроскопией в течение нескольких десятилетий, теперь, при изучении квантовых законов движения электронов, стало источником информации. Для той же самой цели могли быть использованы многие эксперименты химиков. Имея дело с этим экспериментальным материалом, физики постепенно научились ставить правильные вопросы. А ведь часто правильно поставленный вопрос означает больше чем наполовину решение проблемы.”

В.Гейзенберг

Если справедливо представление об обобщенной FGH-структуре нуклидов, то выяснение деталей строения конкретных изотопов, выяснение места и роли каждого отдельно взятого нуклона в составе Н-макушки можно в значительной степени формализовать и свести к перебору некоторого заведомо ограниченного множества подструктур. Естественнo, что хаотический, ничем не мотивированный перебор возможных структур бессмысленен. Для того, чтобы придать такому перебору осмысленность, логичность, необходим учет всех имеющихся в наличии экспериментальных данных, а также понимание тех корреляционных связей, которые имеют место между различными кинематическими параметрами состояний, характеристиками реакций и квантовыми параметрами структуры нуклидов.

Важный пример. Рассмотрение моимпов и магнимов основных состояний изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag показывает, что экспериментальные значения магнимов при $j = 1/2$ могут соответствовать и трёхнуклонному **t**-составу Н-макушки (магним ^{103}Rh , $^{105-113}\text{Ag}$ – рис. 3.4.7а, в), и одиночному *z*-полюсному протопу. Во втором варианте моимп и магним, создаваемый одиночным протопом при орбитале $l_p = 1$:

$$j = l_p - s_p = 1/2; \quad \mu = \mu_p^l - \mu_p \cos \varphi_p \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p.$$

Какой из двух вариантов Н-макушки реализован в основных состояниях изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag с $j = 1/2$ (табл. 3.4.2): с **t**-трипопом или с одиночным протопом? Очевидно, что ответ на этот вопрос могут дать только сами нуклиды ^{45}Rh и ^{47}Ag . Спросить их об этом можно посредством, например, организации нескольких модификаций реакций подхвата.

Если, например, в реакции подхвата $^{107}\text{Ag}(\mathbf{p}, \alpha)^{104}\text{Pd}^*$ или $^{107}\text{Ag}(\alpha, ^7\text{Li})^{104}\text{Pd}^*$ очень высока вероятность заселения возбуждённых состояний $^{104}\text{Pd}^*$ с нулевыми моимпами, то это может свидетельствовать о **t**-составе Н-макушки ^{107}Ag .

А если, например, в другой модификации реакции подхвата $^{107}\text{Ag}(\mathbf{t}, \alpha)^{106}\text{Pd}^*$ или $^{107}\text{Ag}(\mathbf{d}, \mathbf{a})^{106}\text{Pd}^*$ очень высока вероятность заселения возбуждённых состояний $^{106}\text{Pd}^*$ с нулевыми моимпами, то это может свидетельствовать о том, что моимп и магним в основном состоянии ^{107}Ag создает только одиночный протоп Н-макушки. В этом случае нейтроны упаковки изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag формируют или целое число **9**-поясов, или к целому числу **9**-поясов добавляется пара антисимметричных нейтронов, которые не участвуют в создании моимпа и магнима основного состояния нуклидов.

Поскольку доступная автору совокупность экспериментальных данных не позволяет принять однозначное заключение, то автор привел оба варианта. Вариант с **t**-трипопом представлен на рис. 3.4.7, а вариант с одиночным протопом фигурирует в табл. 3.6.2, где приведены параметры основных состояний устойчивых нечётных изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag .

Какой из двух вариантов реализован Субстанцией?

И вообще, правомерна ли постановка такого рода конкретных вопросов для такого рода “абсолютно непознаваемых” объектов, как нуклиды?

Можно ли таким “абсолютно квантовым” объектам как нуклоны указать точное место в структуре разнообразных нуклидов? И можно ли при таком указании обойтись без “квантовых чисел” (l, m, \dots) и основанных на них принципах “запрета”? С другой стороны, можно ли обнаружить одинаковые свойства у нуклидных структур с неодинаковым кадровым составом?

Справедливо ли формирование очень ограниченного множества рассматриваемых подструктур F-остова, G-упаковки, H-макушки и описание тысяч структур основных и возбуждённых состояний нуклидов только на основе этого ограниченного множества?

Можно ли простой перебор возможных подструктур и их проверку на полное соответствие экспериментальным данным выбросить на свалку, как примитивное, предельно не научное занятие, бесконечно далекое от «строгой теории»?

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data Sheets for $A=98$, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 39, p.467; 1972, Vol. 7, ¹1.
2. Nuclear Data Sheets for $A=99$, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 48, p.663.
3. Nuclear Data Sheets for $A=100$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.1.
4. Nuclear Data Sheets for $A=101$, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 45, p.701.
5. Nuclear Data Sheets for $A=102$, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 35, p.443.
6. Nuclear Data Sheets for $A=103$, Nucl. D. Sh., 1985, Vol. 45, p.363.
7. Nuclear Data Sheets for $A=104$, Nucl. D. Sh., 1984, Vol. 41, p.325.
8. Nuclear Data Sheets for $A=105$, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 47, p.261.
9. Nuclear Data Sheets for $A=106$, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 53, p.73.
10. Nuclear Data Sheets for $A=107$, Nucl. D. Sh., 1991, Vol. 62, ¹3; 1981, Vol. 34, p.643.
11. Nuclear Data Sheets for $A=108$, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 37, p.289.
12. Nuclear Data Sheets for $A=109$, Nucl. D. Sh., 1984, Vol. 41, p.111.
13. Nuclear Data Sheets for $A=110$, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 38, p.545.
14. Nuclear Data Sheets for $A=111$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.889; 1979, Vol.27, p.453.
15. Nuclear Data Sheets for $A=112$, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 57, p.443.
16. Nuclear Data Sheets for $A=113$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 59, p.729; 1981, Vol. 33, ¹1.
17. Nuclear Data Sheets for $A=114$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 60, p.139; 1975, Vol. 16, ¹1.
18. Nuclear Data Sheets for $A=115$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 52, p.565.
19. Nuclear Data Sheets for $A=116$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 59, p.333; 1981, Vol.32, p.287.
20. Nuclear Data Sheets for $A=117$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 50, p.63.
21. Nuclear Data Sheets for $A=118$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.329.
22. Nuclear Data Sheets for $A=119$, Nucl. D. Sh., 1979, Vol. 26, p.207.
23. Nuclear Data Sheets for $A=120$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 52, p.641.
24. Nuclear Data Sheets for $A=121$, Nucl. D. Sh., 1979, Vol. 26, p.385.
- 25-38. {л.25-38 к гл. 3.1}.

Глава 3.5

РЕКОРДСМЕНЫ ПО ЧИСЛУ ИЗОТОПОВ ($56 \geq Z \geq 50$)

"Опыт никогда не ошибается, ошибаются только суждения ваши, которые ждут от него вещей, не находящихся в его власти. Несправедливо жалуются люди на опыт, с величайшими упреками вина его в обманчивости. Оставьте его в покое и обратите свои жалобы на собственное невежество, которое заставляет вас быть поспешным, и, ожидая от опыта в суетных и вздорных желаниях вещей, которые не в его власти, говорить, что он обманчив! Несправедливо жалуются люди на неповинный опыт, часто вина его в обманчивых и лживых показателях...

И если ты скажешь, что науки начинающиеся и кончающиеся в мысли, обладают истиной, то в этом нельзя с тобой согласиться, а следует отвергнуть это по многим причинам, и прежде всего потому, что в таких чисто мысленных рассуждениях не участвует опыт, без которого нет никакой достоверности."

Леонардо да Винчи

Формируемый материей из 50 пар протонов и нейтронов α -целочисленный, плотно сбитый, но не сплюснутый, симметричный и гармоничный $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов с этажностью $f=x^\alpha=y^\alpha=5$ предоставляет очень широкие возможности для вариации его нейтронной упаковки.

Все чётные нуклиды с этим $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом – ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe – имеют абсолютно наибольшее число устойчивых изотопов (10, 8 и 9, соответственно). По этому показателю с ними не может соперничать ни один клан изотопов. Правда, ^{48}Cd тоже имеет в естественной смеси 8 изотопов, но один из них, хоть и с очень долгим периодом ($9.3 \cdot 10^5$ лет), но претерпевает β^- -переход: $^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{113}\text{In}$.

И даже на этом фоне уникальной триады совокупность устойчивых изотопов ^{50}Sn впечатляет. На $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остове формируется десять (10!) устойчивых изотопов с $D=12, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 22$ и 24 – это абсолютный рекорд. Остов ^{50}Sn абсолютно устойчив в G-упаковке с числом \mathfrak{g} -обручей от $g=3$ до $g=6$. По диапазону $24 \geq D \geq 12$ ($\Delta D=12$) совокупность устойчивых изотопов ^{50}Sn также уникальна, по этому показателю с ней можно сопоставить только совокупность устойчивых изотопов ^{54}Xe , также имеющих $\Delta D=12$ ($28 \geq D \geq 16$). Остов ^{50}Sn уникален еще по одному показателю. Только один $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов имеет три устойчивых изотопа с нечётными $A=115$ ($P=0.35\%$), 117 ($P=7.6\%$), 119 ($P=8.6\%$) – это тоже абсолютный рекорд, более развернутый комментарий к которому будет дан в заключительной главе этой части книги.

Варианты конфигураций устойчивых изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с максимальной и минимальной нейтронной упаковкой представлены на рис. 3.5.1 (там же приведена относительная распространенность этих изотопов). Для сопоставления и наглядности на рис. 3.5.1 представлена конфигурация устойчивых изотопов ^{56}Ba с наименьшей ($D=18$) и наибольшей ($D=26$) упаковкой. Остов ^{56}Ba формируется в результате "сплющивания" всех "внешних" α - и α -кластеров предшествующего z -вытянутого $\alpha\alpha(\chi\xi\chi)\alpha\alpha$ -базиса ^{54}Xe и образования из них совместно еще с одним добавочным квартетом $2(p+n)$ второго ξ -нонагела.

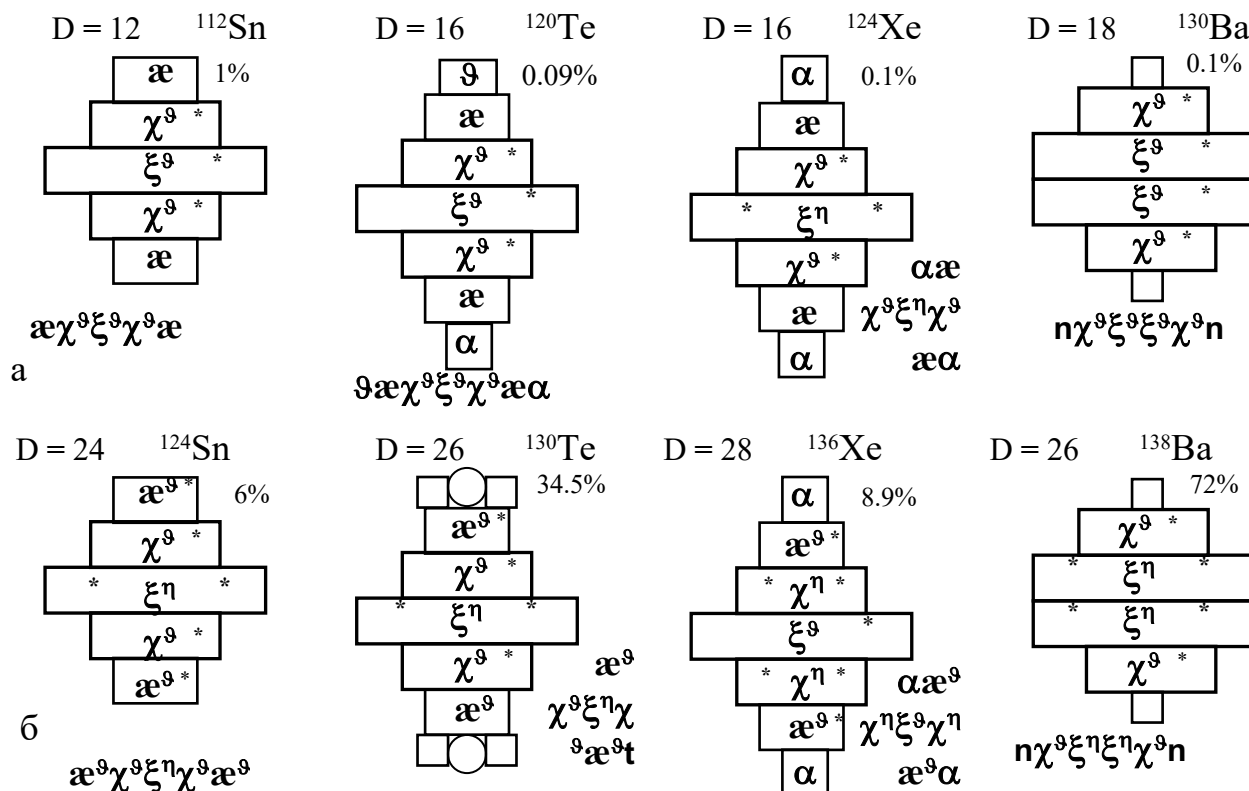


Рис. 3.5.1. Структуры и относительные распространности устойчивых чётных нуклидов:
 (а) изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba с минимальной нейтронной упаковкой $D = 12, 16, 18$;
 (б) изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba с максимальной нейтронной упаковкой $D = 24, 26, 28$

В результате этого сплющивания $\chi\xi\xi\chi$ -остов изотопов ^{56}Ba имеет сравнительно небольшую этажность $f = 4$ и, конечно, гораздо меньшие возможности оставаться абсолютно устойчивым при вариации нейтронной упаковки. У $\chi\xi\xi\chi$ -остова ^{56}Ba "всего" семь устойчивых изотопов с $D = 18, 20, 22, 23, 24, 25$ и 26 . Структура $\chi\xi\xi\chi$ -остова ^{56}Ba безусловно имеет общие черты и сопоставима с "плоскими" $\chi\chi$ -остовом ^{20}Ca и $\chi\xi\chi$ -остовом ^{38}Sr . От $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr $\chi\xi\xi\chi$ -остов ^{56}Ba отличается "только" еще одним, вторым внутренним ξ -нонагелом. Оставив на "потом" рассмотрение и обсуждение общих черт в параметрах, поведении нуклидов и атомов ^{38}Sr и ^{56}Ba , обратим внимание лишь на чрезвычайное сходство зависимости относительной распространности устойчивых нуклидов Sr и Ba от величины D . И у Sr , и у Ba относительная распространность медленно и плавно возрастает с ростом D и имеет максимальное значение при максимальном D – рис. 3.6.3, 6.7. В отличие от большинства соседних семейств нуклидов с чётным Z у них относительная распространность наиболее тяжелых изотопов значительно больше, чем всех других изотопов: у $^{88}\text{Sr}^{12} - P = 83\%$, у $^{138}\text{Ba}^{26} - P = 72\%$.

Возвращаясь к нуклидам с $\text{æ}\chi\xi\chi\text{æ}$ -остовом, в который уже раз встречаемся с аналогичной проблемой интерпретации структуры нуклидов, имеющих к ξ -, χ -, æ -целочисленному остову дополнительно α -кластер. С этой проблемой пришлось иметь дело при обсуждении конфигураций Ni , Zr , Pd и т.п.

И при рассмотрении ^{52}Te интерпретация конфигурации его изотопов также достаточно неочевидна. К обсуждению на рис. 3.5.1 представлены две наиболее вероятные структуры: $\vartheta\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -конфигурация Te^{16} и $t\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9t$ -конфигурация Te^{26} . Понятно, что в основном, невозбужденном состоянии чётно-чётных изотопов ^{52}Te формируется наиболее гармоничная, наиболее симметричная, энергетически наиболее экономная структура. Структура с парой одинаковых по составу дейтронов (**d-d**) на двух z -полюсах или парой (**q-q**), или тритонов (**t-t**), как, например, в вышеприведенной конфигурации Te^{26} , ху-симметрична, но два протона Н-макушки не объединены в объемную α -целочисленную структуру. Другая конфигурация с z -полюсным α -кластером (например, в вышеприведенной конфигурации Te^{16}), ху-несимметрична. Однозначная идентификация конфигурации изотопов ^{52}Te нуждается в дополнительных, специально организуемых экспериментах. Не исключено, что при разных упаковках в низшем состоянии изотопы ^{52}Te принимают разные конфигурации z -полюсной макушки (**t-t** или α). В возбужденных состояниях чётных изотопов ^{52}Te не исключены конфигурации с парой δ -кластеров, которые могут быть сформированы из несимметричной пары ($\alpha+\alpha$)-кластеров. Все такого рода конфигурации имеют нулевой моимп.

Изотопы ^{54}Xe с ($\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha\alpha$)-базисом, как и изотопы ^{50}Sn , имеют большие возможности для формирования устойчивых структур при разных D. Клан ^{54}Xe насчитывает девять устойчивых изотопов с D = 16, 18, 20, 21, 22, 23, 24, 26 и 28. Если ^{50}Sn за свою уникальность может быть назван Зевсом и подобно Зевсу может принимать очень много обликов, то стройная ($\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha\alpha$)-фигура с f=7 вполне заслуживает имени Афины. Как известно, горделивые атомы Хе незаметны в "земной" жизни и почти не участвуют в химических реакциях. Однако в образе Паллады (^{46}Pd) Афина подобно Киприде, хоть и редко, но встречается в "земной" жизни. Правда, в отличие от Киприды (^{29}Cu) Паллада ведет себя более гордо, высокомерно, независимо и заслуженно причислена к благородным металлам.

Вглядываясь в конфигурацию наиболее тяжелых устойчивых изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba – рис. 3.5.1 –, можно сделать вывод, что пара ху-широких ξ -нонагелов в своих нишах (между поверхностями, параллельными z -оси) и на своих уступах (на ху-поверхностях, перпендикулярных z -оси) может удерживать не только квартет (ϑ -обруч), но и все восемь нейтронов на один ξ -нонагел. Можно сказать и в противоположном ключе: для поддержания устойчивости, стабильности в структуре нуклида каждому ξ -нонагелу требуется обвязка в составе восьми нейтронов. В дальнейшем такую обвязку из восьми попарно несимметричных нейтронов будем обозначать греческой буквой η (октонейтронная η -обвязка). Тогда, например, изотоп $^{136}\text{Xe}^{28}$ можно обозначать **b**($\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha$)**b**-конфигурацией, изотоп $^{138}\text{Ba}^{26}$ – **n**($\chi^9\xi^9\xi^9\chi^9$)**n**-конфигурацией – рис. 3.5.1.

Как уже упоминалось, ^{50}Sn имеет три устойчивых изотопа с нечётным A, а ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba – по два. Конфигурации устойчивых чётно-нечётных нуклидов: **n**($\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$)-изотоп ^{117}Sn , **n**($\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha$)-изотоп ^{125}Te , **n**($\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha$)-изотоп ^{129}Xe и **n**($\chi^9\xi^9\xi^9\chi^9$)-изотоп ^{137}Ba представлены на рис. 3.5.2. Упаковки этих устойчивых нечётных изотопов последовательно возрастают: устойчивые изотопы ^{50}Sn имеют D = 15, 17, 19, ^{52}Te – D = 19, 21, ^{54}Xe – D = 21, 23, а ^{56}Ba – D = 23, 25.

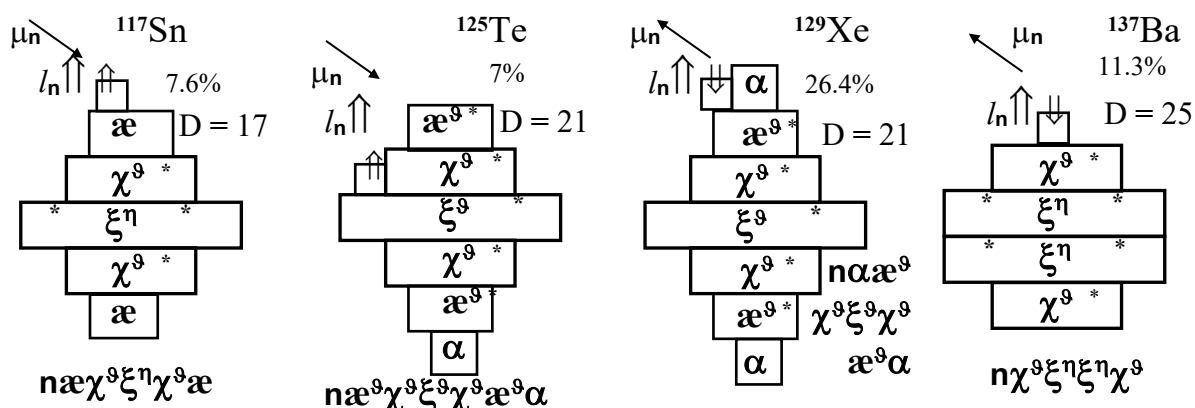


Рис. 3.5.2. Структуры и относительные распространенности устойчивых чётно-нечётных изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba

Многочисленные изотопы ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с нечётным A дают хорошую возможность проследить за изменением состояния одиночного нейтрона на одном и том же осто́ве, но при разной упаковке. Сопоставление параметров нуклидов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с одинаковыми упаковками D позволяет выявить зависимость состояния не спаренного нейтрона от изменения осто́ва, то есть наличия или отсутствия на его z -полюсах α -заглушек. Экспериментально измеренные моимпы основного и первых двух нижних возбуждённых состояний нечётных изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba при $33 \geq D \geq 11$ приведены в табл. 3.5.1, а их магнимы, энергии возбуждения и времена жизни приведены в табл. 3.5.2.

Таблица 3.5.1

Моимпы нижних состояний изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba с нечётным A

[illegible]

Таблица 3.5.2

Параметры нижних состояний изотопов $_{50}\text{Sn}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$, $_{56}\text{Ba}$ с нечётным A

Нуклид		Основное сост.			Изомерное состояние				Возбужд. сост.		
A	D	J_0	μ	T^*	J^m	E^m кэВ	μ	T^m	J^*	E^* кэВ	μ
Чётно-нечётные изотопы $_{50}\text{Sn}$											
^{111}Sn	11	$7/2^+$	0.61	35 м	$1/2^+$	254		18 мкс	$11/2^-$	979	-1.14
^{113}Sn	13	$1/2^+$	-0.88	115 д	$7/2^+$	79		21 м	$11/2^-$	739	-1.29
^{115}Sn	15	$1/2^+$	-0.92	0.4%	$7/2^+$	613		3 мкс	$11/2^-$	714	-1.41
^{117}Sn	17	$1/2^+$	-1.0	7.7%	$11/2^-$	314	-1.395	13.6 д	$3/2^+$	159	0.66
^{119}Sn	19	$1/2^+$	-1.05	8.6%	$11/2^-$	89.5	-1.397	293 д	$3/2^+$	23.9	0.68
^{121}Sn	21	$3/2^+$	0.7	27 ч	$11/2^-$	6.3	-1.387	55 л	$1/2^+$	60.3	
^{123}Sn	23	$11/2^-$	-1.37	129 д	$3/2^+$	24.6		40 м	$1/2^+$	150.5	
^{125}Sn	25	$11/2^-$	-1.35	9.7 д	$3/2^+$	27.5		9.5 м	$1/2^+$	215	
^{127}Sn	27	$11/2^-$		2.1 ч	$3/2^+$	4.7		4.1 м	$1/2^+$	257	
^{129}Sn	29	$3/2^+$		2.1 м	$11/2^-$	35.2		6.7 м	$1/2^+$	315	
^{131}Sn	31	$3/2^+$		63 с				39 с ?	$1/2^+$	333	
^{133}Sn	33	$7/2^-$		1.5 с							
Чётно-нечётные изотопы $_{54}\text{Te}$											
^{115}Te	11	$1/2^+$		5.8 м	$11/2^-$	279	-1.03	7.5 мкс			
^{117}Te	13	$1/2^+$		62 м	$11/2^-$	310		103 мс	$5/2^+$	274	
^{119}Te	15	$1/2^+$		16 ч	$11/2^-$	300	-0.95	4.7 д	$3/2^+$	257	
^{121}Te	17	$1/2^+$		17 д	$11/2^-$	294		154 д	$3/2^+$	212	
^{123}Te	19	$1/2^+$	-0.74	10(13) л	$11/2^-$	248	-1.0	120 д	$3/2^+$	159	0.72
^{125}Te	21	$1/2^+$	-0.89	7.1%	$11/2^-$	145	-0.99	58 д	$3/2^+$	35.5	0.6
^{127}Te	23	$3/2^+$	0.63	9.4 ч	$11/2^-$	88.3	-1.04	109 д	$1/2^+$	61.1	
^{129}Te	25	$3/2^+$	0.62	69 м	$11/2^-$	106	-1.1	34 д	$1/2^+$	181	
^{131}Te	27	$3/2^+$	0.69	25 м	$11/2^-$	182	-1.04	30 ч	$1/2^+$	296	
^{133}Te	29	$3/2^+$		12 м	$11/2^-$	334		55 м			
Чётно-нечётные изотопы $_{54}\text{Te}$											
^{121}Te	13	$5/2$		40 м							
^{123}Te	15	$1/2^+$		2.1 ч	$9/2^-$	252		6.3 мкс	$3/2^+$	98	
^{125}Te	17	$1/2^+$		17 ч	$9/2^-$	253		57 с	$3/2^+$	112	
^{127}Te	19	$1/2^+$		36 д	$9/2^-$	297		69 с	$3/2^+$	125	
^{129}Te	21	$1/2^+$	-0.78	26.4%	$11/2^-$	236	-0.89	8.9 д	$3/2^+$	39.6	0.58
^{131}Te	23	$3/2^+$	0.69	21.2%	$11/2^-$	164	-1.0	12 д	$1/2^+$	80	
^{133}Te	25	$3/2^+$	0.81	5.2 д	$11/2^-$	233	-1.08	2.2 д	$1/2^+$	263	
^{135}Te	27	$3/2^+$		9.1 ч	$11/2^-$	527		15.3 м	$1/2^+$	288	
^{137}Te	29	$7/2^-$		3.8 м					$3/2^-$	601	
^{139}Te	31	$7/2^-$		40 с							

Все нуклиды имеют $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов с этажностью $f=5$.

Таблица 3.5.26
 Параметры нижних состояний изотопов ${}_{56}\text{Ba}$ с нечётным A

Нуклид		Основное сост.			Изомерное состояние				Возбужд. сост.		
A	D	j_0	μ	T^*	j^m	E^m кэВ	μ	T^m	j^*	E^* кэВ	μ
Чётно-нечётные изотопы ${}_{56}\text{Ba}$											
${}^{123}\text{Ba}$	11	5/2	-0.32	2.7 i							
${}^{125}\text{Ba}$	13	1/2	0.18	3.5 м				8 м			
${}^{127}\text{Ba}$	15	1/2	0.09	13 м				10 м			
${}^{129}\text{Ba}$	17	1/2 ⁺	-0.4	2.2 ч	11/2 ⁻	277	0.93 ?	2.2 ч	3/2 ⁺	111	
${}^{131}\text{Ba}$	19	1/2 ⁺	-0.71	12 д	9/2 ⁻	188	-0.87	15 м	3/2 ⁺	108	
${}^{133}\text{Ba}$	21	1/2 ⁺	-0.78	11 л	11/2 ⁻	288	-0.91	39 ч	3/2 ⁺	12.3	
${}^{135}\text{Ba}$	23	3/2 ⁺	0.84	6.6%	11/2 ⁻	268	-1.0	29 ч	1/2 ⁺	221	
${}^{137}\text{Ba}$	25	3/2 ⁺	0.94	11%	11/2 ⁻	662	-1.0	2.6 м	1/2 ⁺	279	
${}^{139}\text{Ba}$	27	7/2 ⁻	-0.98	83 м	9/2 ⁻	1283			3/2 ⁻	627	
${}^{141}\text{Ba}$	29	3/2 ⁻	-0.35	18 м	11/2 ⁻	709			5/2	55	
${}^{143}\text{Ba}$	31	5/2	0.45 ?	15 с							
${}^{145}\text{Ba}$	33	5/2	-0.27	4 с							

Как показали эксперименты, три состояния нечётных изотопов ${}_{50}\text{Sn}$ с $j = 1/2, 3/2$ и $11/2$ при $29 \geq D \geq 15$ (наиболее долгоживущие изотопы с наиболее гармоничными упаковками) располагаются в узкой области энергий $315 \text{ кэВ} \geq E^* \geq 0$. Вышесказанное справедливо и для наиболее долгоживущих изотопов ${}_{52}\text{Te}$ в том же диапазоне $29 \geq D \geq 15$. Справедливо это и для нечётных изотопов ${}_{54}\text{Xe}$ и ${}_{56}\text{Ba}$, но в гораздо более узком диапазоне самых устойчивых структур: $27 \geq D \geq 19$ для ${}_{54}\text{Xe}$ и $25 \geq D \geq 21$ для ${}_{56}\text{Ba}$.

Из табл. 3.5.1 видно, что моимп $j = 1/2$ в основном состоянии имеют изотопы ${}_{50}\text{Sn}$ при $21 > D \geq 13$, а также изотопы ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{56}\text{Ba}$ с $21 \geq D$. У изотопов ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{56}\text{Ba}$ с $21 < D$ в основном состоянии моимп $j = 3/2$, а при дальнейшем уплотнении упаковки – $j = 7/2$ – табл. 3.5.1. У изотопов ${}_{50}\text{Sn}$ при $21 > D$ первый возбуждённый уровень имеет моимп $j = 3/2$, а второй возбуждённый уровень имеет моимп $j = 11/2$. При $21 < D$ состояние с $j = 1/2$ поднимается до второго номера, а состояния с $j = 3/2$ и $j = 11/2$ занимают основной (невозбуждённый) или первый уровень – табл. 3.5.1. Другие элементы последовательности состояний с $j = 1/2, 3/2$ и $11/2$ у изотопов ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$ и ${}_{56}\text{Ba}$ и синхронности (или отличия) их изменения с увеличением D отчетливо представлены в табл. 3.5.1 и 3.5.2.

Нельзя не обратить внимание на то, что у всех четырёх семейств при наиболее гармоничных упаковках $D = 19$ (${}_{50}\text{Sn}$) и $D = 21$ ($g = f = 5$ для ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$) происходит синхронный "обмен" моимпами между основным и первым возбуждённым состоянием изотопов ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$ и ${}_{56}\text{Ba}$. Такой синхронный обмен моимпами выявляет в некотором смысле "завершенность" G-упаковки. Дальнейшее уплотнение нейтронной упаковки при $D > 21$ формирует структуры с другой последовательностью моимпов.

Во-вторых, обратим внимание, что среди трёх самых нижних состояний у изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba имеется состояние с $j = 11/2$. Небольшая разность энергий ΔE^* состояния с $j = 11/2$ и соседнего состояния с $j = 3/2$ и, соответственно, большая разность моимпов $\Delta j = 11/2 - 3/2 = 4$ возводит одно из них (более высокое) в ранг изомерного с тем или иным временем высвечивания: γ -перехода или β -перехода в другое состояние – табл. 3.5.2.

Если принять одонейтронную модель нижних состояний изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba с нечётным A , то моимпы всех нижних состояний определяются только орбиталом и спином не спаренного нейтрона.

При $j = 1/2$ (например, основное состояние $^{105}\text{Sn}(1/2)$ – рис. 3.5.2а):

орбитал $l_n = 0$, $j = s_n = 1/2$, а магним $\mu = -\mu_n \cos \varphi_n \approx -2 \cos \varphi_n$.

При $j = 11/2$ (например, изомерное состояние $^{125}\text{Te}^m(11/2)$ – рис. 3.5.2б):

орбитал $l_n = 5$, $j = l_n + s_n = 11/2$, а магним $\mu = -\mu_n \cos \varphi_n \approx -2 \cos \varphi_n$.

При $j = 3/2$ (например, основное состояние $^{137}\text{Ba}(3/2)$ – рис. 3.5.2г – или первое возбуждённое состояние $^{129}\text{Xe}^*(3/2)$ – рис. 3.5.2в):

орбитал $l_n = 2$, $j = l_n - s_n = 3/2$, а магним $\mu = \mu_n \cos \varphi_n \approx 2 \cos \varphi_n$.

Измеренные значения магнимов нижних состояний ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba с $j = 1/2$, $3/2$ и $11/2$ представлены в табл. 3.5.2. Экспериментальные значения магнимов в целом демонстрируют аналогию положения не спаренного нейтрона на одной из z -поверхностей $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова.

В то же время эти значения $\mu_{\text{эксп}}$ позволяют проследить явно выраженные зависимости угла наклона φ_n от структуры базиса или упаковки нуклидов.

Например, для изотопов ^{50}Sn при увеличении $D = 13, 15, 17, 19$ магним основного состояния (соответственно, $\mu_{\text{эксп}} = -0.88, -0.92, -1.0, -1.05$) последовательно увеличивается по модулю, что свидетельствует о постепенном уменьшении угла наклона φ_n при $j = 1/2$ вследствие только уплотнения упаковки.

При росте упаковки $D = 11, 13, 15$ аналогично увеличивается модуль магнима возбуждённых состояний $\text{Sn}^*(11/2)$, соответственно: $\mu_{\text{эксп}} = -1.15, -1.29, -1.41$.

Напротив, при дальнейшем уплотнении упаковки $D = 19, 21, 23, 25$ модуль магнима состояний изотопов ^{50}Sn с $j = 11/2$ последовательно, хоть и незначительно, но уменьшается, соответственно: $\mu_{\text{эксп}} = -1.4, -1.39, -1.37, -1.35$.

Предоставляем вдумчивым читателям самостоятельно проанализировать зависимость $\mu_{\text{эксп}}(\varphi_n)$ от D для изотопов ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba . Обратим лишь внимание на волнообразную, зубчатую зависимость магнимов изотопов ^{52}Te при изменении D , что обусловлено ху-несимметричным ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базисом этих нуклидов и, соответственно, влиянием двух конфигураций нейтронной G-упаковки: $g = (D-1)/4$ – целое и $g = (D-1)/4$ – нецелое.

Достаточно интересно проанализировать и зависимость моимпов или модулей магнимов нуклидов с одинаковой G-упаковкой, но разными базисами (разными Z) – табл. 3.5.2. Приведем один пример такого рода рассуждений. При $D = 33$ остов $n(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9)$ -изотопа ^{133}Sn в G-упаковке предельно плотно упакован нейтронными оброчами. Одиночный нейтрон на таком остоу в основном состоянии уже не может иметь ни один из традиционных моимпов $j = 1/2, 3/2$ или $11/2$.

Действительно, в основном состоянии ^{133}Sn имеет "аномальный" моимп $j=7/2$. Такой аномальный моимп $j=7/2$ в основном состоянии имеет еще изотоп $^{111}\text{Sn}(7/2)$, но с очень неплотной упаковкой $D=11$. Для изотопов $_{50}\text{Sn}$ с более гармоничной упаковкой в упомянутом диапазоне $29 \geq D \geq 21$ состояния с $j=7/2$ также имеют место, но их энергия довольно велика $E^* \approx 950$ кэВ. Характерно, что β^- -переход из основного состояния нечётных изотопов $_{49}\text{In}(9/2)$ с подавляющей вероятностью идет только на один из уровней с $j=7/2$ и E^* , указанными в таблице (только в то состояние $_{50}\text{Sn}^*(7/2)$, конфигурация которого в наибольшей степени соответствует конфигурации $_{49}\text{In}(9/2)$).

Энергии конечных состояний $_{50}\text{Sn}^*(7/2)$ β^- -перехода: $_{49}\text{In}(9/2) - \beta^- \rightarrow _{50}\text{Sn}^*(7/2)$

A	115	117	119	121	123	125	127	129
E_{β^-} кэВ	455	1455	2337	3359	4381	5480	6590	7520
E^* кэВ	613	712	787	926	1155	1362	1602	1855
B %		99.8	90	100	64	85	80	40

Предельно плотную упаковку имеет и остов $\mathbf{nq}(\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9)\mathbf{q}$ -изотопа ^{135}Te с $D=31$. Поэтому одиночный нейтрон этого нуклида в основном состоянии также должен иметь возможность приобрести только "аномальное" значение $j=7/2$.

Нуклид ^{137}Xe имеет в предельной упаковке $\mathbf{n}(\alpha^9\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9\alpha^9)$ -конфигурацию, а в основном состоянии не спаренный нейтрон имеет тот же моимп $j=7/2$.

И предельно упакованный остов $\mathbf{n}'(\chi^9\xi^9\xi^9\chi^9)\mathbf{b}$ -изотопа ^{139}Ba придает не спаренному нейтрону \mathbf{n}' моимп $j=7/2$.

Понятно, что приведенные суждения кажутся надуманными и аргументированы явно недостаточно. Поэтому к рассмотренным предельно упакованным остовам $_{50}\text{Sn}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$, $_{56}\text{Ba}$ мы вернемся в дальнейшем и с другими аргументами. Пока лишь отложим в памяти, что рассмотренные нуклиды Sn^{32} , Te^{30} , Xe^{28} имеют одинаковую G-упаковку $\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9$ -остова с $g=6$ ($4 \cdot 6 = 24$ нейтрона).

Нуклиды с $\mathbf{a}^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9$ -остовом и нечётным Z в основном состоянии отличаются постоянством своих кинематических параметров и удивительной синхронностью изменения их последовательности.

Параметры основного и первого возбуждённого состояний нечётных изотопов $_{51}\text{Sb}$, $_{53}\text{I}$ и $_{55}\text{Cs}$ приведены в табл. 3.5.3 и табл. 3.5.4. Абсолютно устойчивы только два изотопа ^{121}Sb и ^{123}Sb ($D=19$ и 21) и только по одному изотопу ^{127}I ($D=21$) и ^{133}Cs ($D=23$). Естественно, что для нуклидов $_{51}\text{Sb}$ и $_{53}\text{I}$, имеющих $\mathbf{a}^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9$ -остов, наиболее гармонична G-упаковка с $g=f=5$. Конфигурации основных и возбуждённых состояний устойчивых изотопов $^{123}\text{Sb}(7/2)$ ($\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9$ -остов) и $^{127}\text{I}(5/2)$ ($\alpha\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}^9$ -остов) представлены на рис. 3.5.3.

В основном состоянии $^{123}\text{Sb}(7/2)$ одиночный протон на z -поверхности χ -кластера – рис. 3.5.3а – имеет орбитал $l_p=4$, моимп и магним:

$$j = l_p - s_p = 4 - 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 - 2.8 \cos \varphi_p.$$

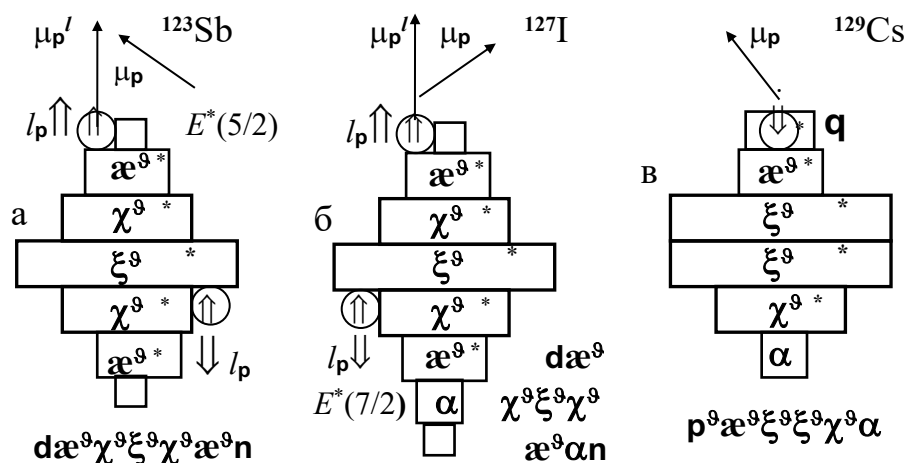


Рис. 3.5.3. Структуры нечётных изотопов ^{123}Sb , ^{127}I , ^{129}Cs (для ^{123}Sb и ^{127}I дополнительно приведен вариант противоположной ориентации l_p и s_p не спаренного протона)

В первом возбуждённом состоянии $^{123}\text{Sb}^*(5/2)$ (обозначено на рис. 3.5.3а – $E_1^*(5/2)$) тот же одиночный протон, но уже на z -поверхности внешнего α -кластера имеет орбитал $l_p=2$, а моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 2 + 1/2 = 5/2,$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p.$$

Для другого устойчивого изотопа ^{121}Sb , имеющего $\mathbf{p}(\alpha^9 \chi^9 \xi^9 \chi^9 \alpha^9)$ -структуру, отличающуюся от ^{123}Sb только отсутствием двух антисимметричных z -полюсных нейтронов, состояния с $j=5/2$ и $j=7/2$ изменяют свою последовательность. Для изотопов ^{51}Sb с $19 \geq D$ основное состояние имеет $j=5/2$ и $\mu \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p$. А для изотопов ^{51}Sb с $D \geq 21$ основное состояние имеет $j=7/2$ и $\mu \approx 4 - 2.8 \cos \varphi_p$.

Таблица 3.5.3

Моимпы двух нижних состояний изотопов ^{51}Sb , ^{53}I , ^{55}Cs с нечётным A

D	^{51}Sb			^{53}I			^{55}Cs		
	Нукл.	Осн.	1 возб.	Нукл.	Осн.	1 возб.	Нукл.	Осн.	1 возб.
11	^{113}Sb	5/2	7/2				^{121}Cs	3/2	9/2
13	^{115}Sb	5/2	7/2	^{119}I	5/2		^{123}Cs	1/2	5/2
15	^{117}Sb	5/2	7/2	^{121}I	5/2	7/2	^{125}Cs	1/2	5/2
17	^{119}Sb	5/2	7/2	^{123}I	5/2	7/2	^{127}Cs	1/2	5/2
19	^{121}Sb	5/2	7/2	^{125}I	5/2	7/2	^{129}Cs	1/2	5/2
21	^{123}Sb	7/2	5/2	^{127}I	5/2	7/2	^{131}Cs	5/2	7/2
23	^{125}Sb	7/2	5/2	^{129}I	7/2	5/2	^{133}Cs	7/2	5/2
25	^{127}Sb	7/2	5/2	^{131}I	7/2	5/2	^{135}Cs	7/2	5/2
27	^{129}Sb	7/2	5/2	^{133}I	7/2	5/2	^{137}Cs	7/2	5/2
29	^{131}Sb	7/2	5/2	^{135}I	7/2	5/2	^{139}Cs	7/2	
31	^{133}Sb	7/2	5/2				^{141}Cs	7/2	
33							^{143}Cs	3/2	
35							^{145}Cs	3/2	

Таблица 3.5.4

Параметры основного и возбуждённого состояний нечётных изотопов 51Sb , 53I , 55Cs

Нуклид		Основное состояние			Первое возбуждённое состояние			
A	D	J_0	μ	T^*	j^*	E^* кэВ	μ	τ
Нечётно-чётные изотопы 51Sb								
^{115}Sb	13	$5/2^+$	3.46	32 м	$7/2^+$	680		
^{117}Sb	15	$5/2^+$	2.68	2.8 ч	$7/2^+$	527		
^{119}Sb	17	$5/2^+$	3.45	38 ч	$7/2^+$	270		
^{121}Sb	19	$5/2^+$	3.36	57.3%	$7/2^+$	37.1	2.45	3.5 нс
^{123}Sb	21	$7/2^+$	2.55	42.7%	$5/2^+$	160		0.6 нс
^{125}Sb	23	$7/2^+$	2.63	2.7 л	$5/2^+$	332		0.16 нс
^{127}Sb	25	$7/2^+$	2.59	3.8 д	$5/2^+$	491		
^{129}Sb	27	$7/2^+$		4.4 ч	$5/2^+$	645		
^{131}Sb	29	$7/2^+$		23 м	$5/2$			
^{133}Sb	31	$7/2^+$		2.5 м	$5/2$	962		
Нечётно-чётные изотопы 53I								
^{119}I	13	$5/2^+$	2.9	19 м				
^{121}I	15	$5/2^+$	2.3	2.1 ч	$7/2^+$	133		0.35 нс
^{123}I	17	$5/2^+$	2.82	13.2 ч	$7/2^+$	138		
^{125}I	19	$5/2^+$	2.82	60 д	$7/2^+$	114		0.61 нс
^{127}I	21	$5/2^+$	2.81	100%	$7/2^+$	58	2.52	2 нс
^{129}I	23	$7/2^+$	2.62	$1.6 \cdot 10^7$ л	$5/2^+$	28	2.8	17 нс
^{131}I	25	$7/2^+$	2.74	8 д	$5/2^+$	150	2.8	1 нс
^{133}I	27	$7/2^+$	2.86	21 ч	$5/2^+$	312		
^{135}I	29	$7/2^+$		6 ч	$5/2^+$	603		
Нечётно-чётные изотопы 55Cs								
^{119}Cs	9	$9/2^+$	5.46	38 с	$3/2^+$	100	0.85	28 с
^{121}Cs	11	$3/2^+$	0.77	2 м	$9/2^+$	36	5.41	2.3 м
^{123}Cs	13	$1/2^+$	1.34	5.8 м	$5/2^+$	95		9 нс
^{125}Cs	15	$1/2^+$	1.41	45 м	$5/2^+$	85		14 нс
^{127}Cs	17	$1/2^+$	1.46	6.2 ч	$5/2^+$	66		24 нс
^{129}Cs	19	$1/2^+$	1.49	32.6 ч	$5/2^+$	6.54		1 мкс
^{131}Cs	21	$5/2^+$	3.53	9.7 д	$7/2^+$	78.7		9.6 нс
^{133}Cs	23	$7/2^+$	2.58	100%	$5/2^+$	81	3.5	6.3 нс
^{135}Cs	25	$7/2^+$	2.73	$3 \cdot 10^6$ л	$5/2^+$	250		
^{137}Cs	27	$7/2^+$	2.84	30.2 г	$5/2^+$	456		
^{139}Cs	29	$7/2^+$	2.7	9.2 м				
^{141}Cs	31	$7/2^+$	2.4	25 с				
^{143}Cs	33	$3/2^+$	0.87	1.8 с				
^{145}Cs	35	$3/2^+$	0.78	0.6 с				

В первом возбуждённом состоянии $^{127}\text{I}(7/2)$ такой же одиночный протон имеет орбитал $l_p=4$, моймп и магним:

$$j = l_p - s_p = 4 - 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 - 2.8 \cos \varphi_p.$$

Аналогия кинематического состояния протона в основном и возбуждённых состояниях нечётных изотопов ^{51}Sb и ^{53}I и синхронное изменение их моймпов $5/2 \Rightarrow 7/2$ при $g=f=5$ ($D=19 \Rightarrow 21$ для Sb и $D=21 \Rightarrow 23$ для I) представлены в табл. 3.5.3. Экспериментальные значения магнимов, периодов полураспада основных и некоторых первых возбуждённых состояний нечётных изотопов ^{51}Sb , ^{53}I и ^{55}Cs представлены в табл. 3.5.4.

Из систематики магнимов нечётных изотопов ^{51}Sb и ^{53}I остановим внимание только на двух фактах. Во-первых, бросается в глаза очень малая зависимость величины магнимов от упаковки при достаточно заметной зависимости от структуры базиса. Для изотопов $^{51}\text{Sb}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} \approx 3.4$, а для изотопов $^{53}\text{I}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} \approx 2.8$.

Во-вторых, на фоне постоянства магнимов при $D = \text{var}$ резкое уменьшение магнимов ^{117}Sb и ^{121}I на $\Delta\mu \approx 0.7$ и $\Delta\mu \approx 0.6$, соответственно по сравнению с магнимами соседних изотопов свидетельствует об особом, достаточно своеобразном состоянии $\alpha^3\chi^3\xi^3\chi^3\alpha$ -остова в четырёхкратной Θ -стяжке. Это своеобразное состояние остова в G -упаковке с $g=4$ обуславливает и состояние одиночного протона с увеличенным углом наклона φ_δ его z_p -оси.

Изотопы ^{55}Cs уже не могут иметь $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов. И совершенно аналогично преобразованию структур $\text{Kr} \Rightarrow \text{Rb}$ (см. гл.3.2-3.3) происходит частичное "сплющивание" одной из половин предшествующего $(\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса ^{54}Xe и формирование ху-несимметричного $\alpha\chi\xi\xi\alpha$ - ($\alpha\alpha\xi\xi\chi$ - или $\alpha\alpha\chi\xi\xi$ -) базиса.

Этот $\alpha\chi\xi\xi\alpha$ -базис изотопов ^{55}Cs отличается от $\alpha\chi\xi\alpha$ -базиса ^{37}Rb (рис. 3.2.3) "только" вторым, дополнительным ξ -нонагелом. Несимметрия $\alpha\chi\xi\xi\alpha$ -базиса изотопов ^{55}Cs не может быть сглажена, нивелирована никакой G -упаковкой. Поэтому в отличие от изотопов ^{51}Sb и ^{53}I с симметричным $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом изотопы ^{55}Cs при разной упаковке $35 \geq D \geq 11$ – табл. 3.5.4 – демонстрируют удивительное разнообразие моймпов основных состояний: $j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$.

Обратим внимание на изотопы ^{55}Cs с $19 \geq D \geq 13$. В основном состоянии они имеют моймп $j = 1/2$. Конфигурация одного из них – ^{129}Cs с $D=19$ – представлена на рис. 3.5.3в. При отсутствии орбитального вращения протона его моймп $j = s_p = 1/2$ и магним $\mu = \mu_p \cos \varphi_p$. Экспериментальные значения $\mu_{\text{эксп}}$ изотопов $^{55}\text{Cs}(1/2)$ с увеличением D возрастают от $\mu^{13} = 1.34$ до $\mu^{19} = 1.49$ – табл. 3.5.4.

При $D=21$ моймп основного состояния ^{131}Cs $j = 5/2$, а при $31 \geq D \geq 23$ моймп основного состояния изотопов ^{55}Cs $j = 7/2$. Состояния одиночного протона при $j = 5/2$ и $j = 7/2$ аналогичны состояниям протона в изотопах ^{51}Sb и ^{53}I , представленным на рис. 3.5.3а и б. Экспериментальные значения магнимов состояний изотопов ^{51}Sb , ^{53}I и ^{55}Cs с $j = 5/2$ и $j = 7/2$ приведены в табл. 3.5.4.

Среди возбуждённых состояний нечётных изотопов ^{51}Sb , ^{53}I и ^{55}Cs есть и состояния с более высокими моймпами. Согласно одночастичной гипотезе в этих случаях одиночный протон имеет орбитал $l_p=4$ или 5.

Если $l_p = 4$, то $j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2$; $\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos \varphi_p$.

Если $l_p = 5$, то $j = l_p + s_p = 5 + 1/2 = 11/2$; $\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 5 + 2.8 \cos \varphi_p$.

При значительной энергии возбуждения возможны и другие конфигурации нуклонов Н-макушки, создающих моимп и магним нуклидов. Например, в возбуждённом состоянии $^{135}\text{Cs}^*(19/2; 1627 \text{ кэВ})$ моимп создают три нуклона t -триптопа с центральным, z -полюсным протоном, не имеющим орбитального движения, и двумя нейтронами с $l_n^t = 4$. Тогда моимп и магним этого состояния:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^3 s_n = 2*4 + 3*1/2 = 19/2;$$

$$\mu = \mu_p \cos \varphi_p - 2 \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 - 2*2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = 2.18).$$

В заключение отметим, что пара самых нижних состояний нечётных изотопов ^{51}Sb и ^{53}I с $j = 5/2$ и $j = 7/2$ практически исключает возможность создания условий изомерного состояния. И при $j^* = 1/2$ и при $j^* = 11/2$ для более высоких возбуждённых состояний разность моимпов:

$$\Delta j = |j^* - j_0| = |1/2 - 5/2| = 2 \text{ или } \Delta j = |j^* - j_0| = |11/2 - 7/2| = 2 -$$

недостаточно велика для обеспечения долгого существования состояния ни с $j^* = 1/2$, ни с $j^* = 11/2$ (еще в большей степени это относится к состояниям с $j^* = 3/2, 5/2, 7/2$ или $9/2$). У нечётных изотопов Sb, I изомерных состояний нет.

У нечётных изотопов ^{55}Cs с минимальной нейтронной упаковкой ($g = 2$ или 3) основной ($j_0 = 9/2$) и первый возбуждённый ($j^* = 3/2$) уровни для $D = 9$ и в обратной последовательности для $D = 11$ имеют разность моимпов

$$\Delta j = |j^* - j_0| = |9/2 - 3/2| = 3,$$

которая достаточно велика.

Поэтому изотопы ^{119}Cs и ^{121}Cs имеют изомерные возбуждённые состояния – табл. 3.5.4. К изомерным относят уже упомянутое состояние $^{135}\text{Cs}^*(19/2; 1627)$, имеющее период полуперехода $T^* = 53$ мин.

Есть ли какие-нибудь особенности возбуждённых состояний чётно-чётных изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba ? Обратимся к экспериментальным данным и, для примера, рассмотрим возбуждённые состояния чётных изобаров с $A = 124$. Триада изобаров Sn, Te, Xe с одинаковым массовым числом $A = 124$ является одной из редких триад устойчивых изобаров. В учебниках и монографиях обычно приводится пять устойчивых триад изобаров: $A = 50$ ($\text{Ti}^6\text{-V}^4\text{-Cr}^2$), $A = 96$ ($\text{Zr}^{16}\text{-Mo}^{12}\text{-Ru}^8$), $A = 124$ (Sn^{24} , Te^{20} , Xe^{16}), $A = 130$ (Te^{26} , Xe^{22} , Ba^{18}), $A = 136$ (Xe^{28} , Ba^{24} , Ce^{20}). В первых двух триадах установлено, что один из трёх изобаров радиоактивен, хотя и с очень большим периодом полуперехода. Оказалось, что ^{50}V распадается с $T^* = 6*10^{15}$ лет (рис. 3.1.1), а ^{96}Zr распадается с $T^* = 3.5*10^{17}$ лет (рис. 3.3.8).

Поэтому истинно устойчивых триад изобаров только три: с $A = 124, 130, 136$.

Структуры нуклидов ^{124}Sn , ^{130}Te , ^{136}Xe , имеющих наиболее плотные упаковки D в своих триадах, представлены на рис. 3.5.1. На этом же рисунке представлены структуры их изобаров ^{124}Xe и ^{130}Ba , которые имеют наименее плотные упаковки D в своих триадах.

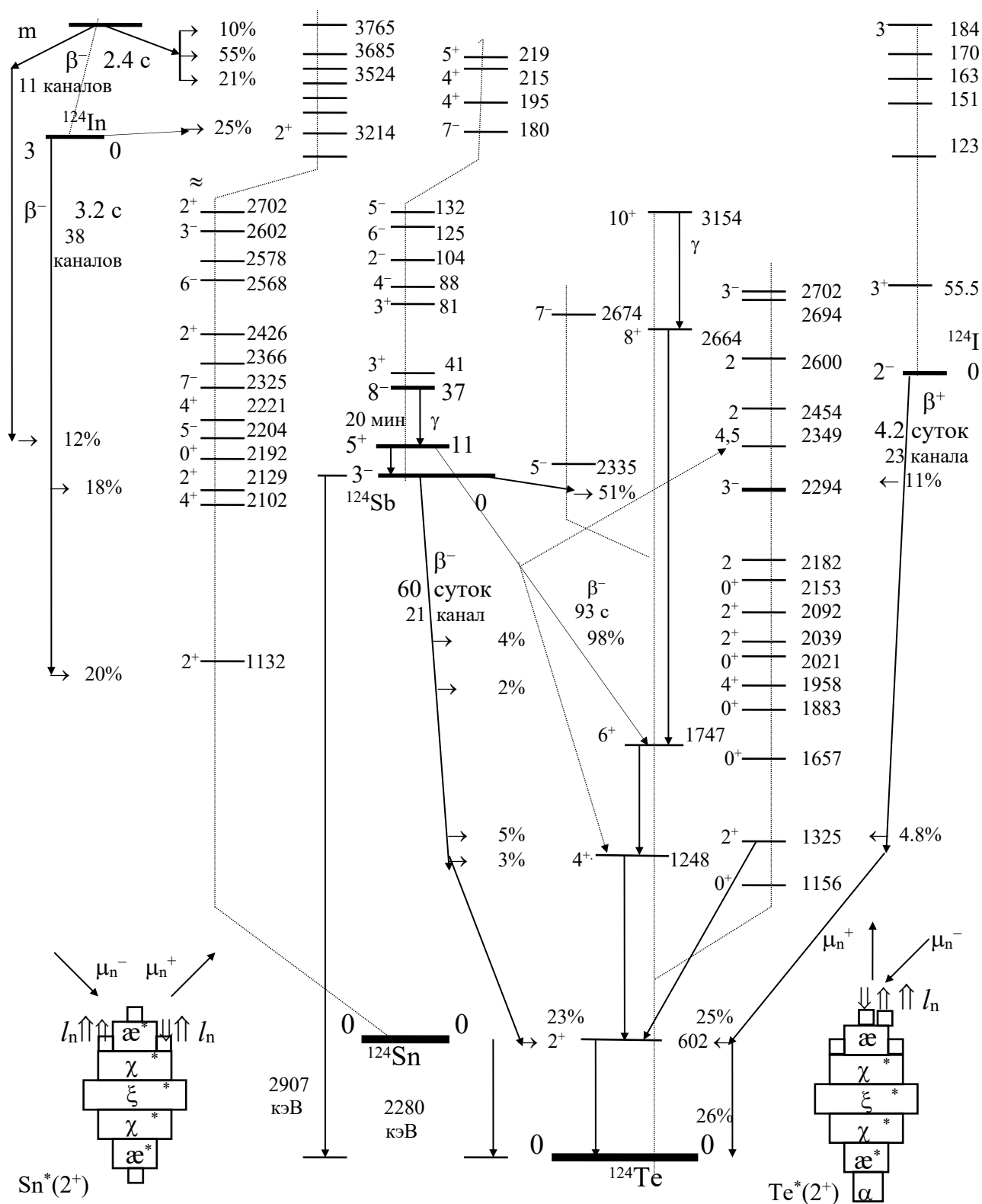


Рис.3.5.4(а). Параметры возбужденных состояний и каналы β -переходов изобаров In, Sn, Sb, Te, I с $A=124$

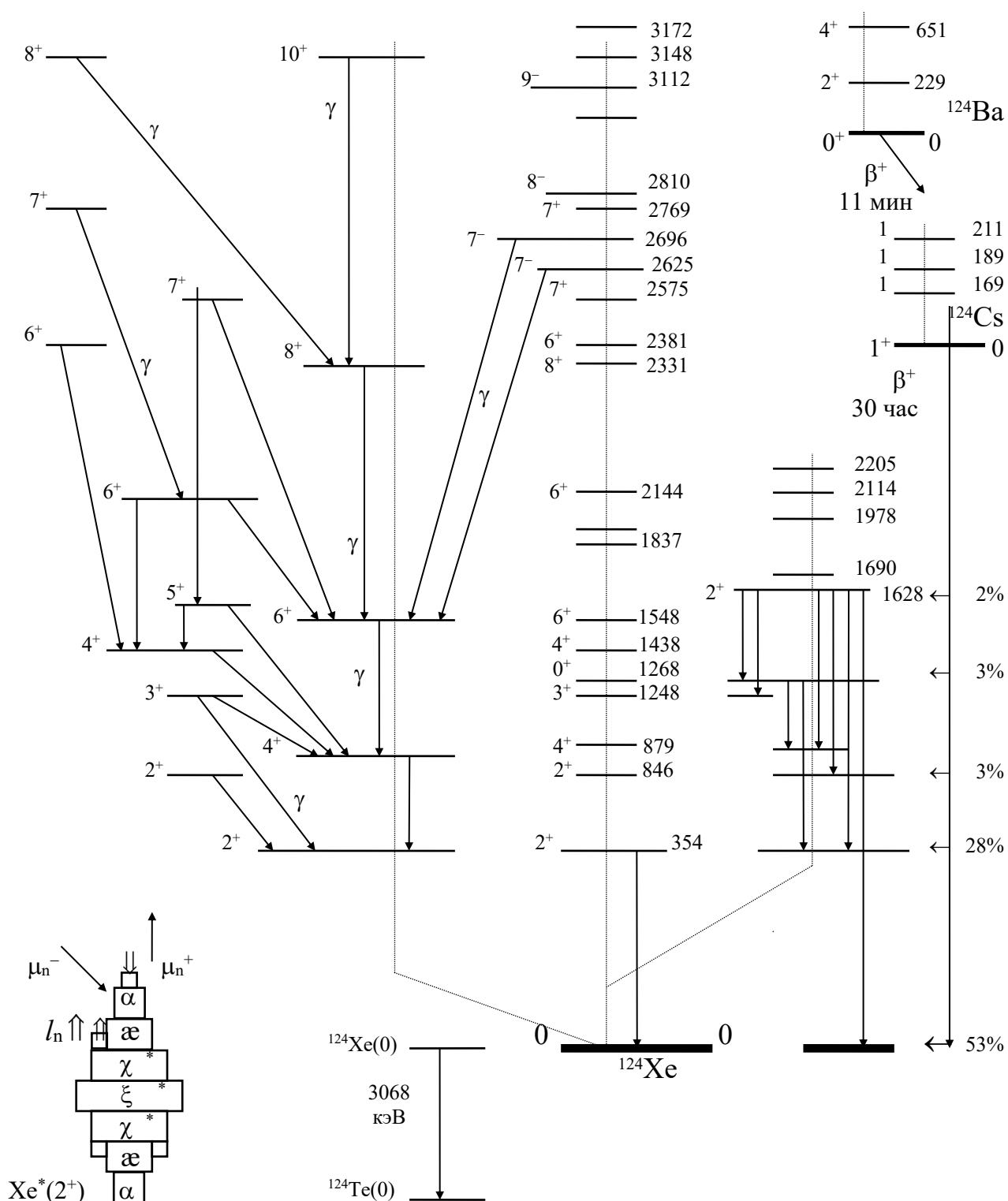


Рис.3.5.4(б). Параметры возбужденных состояний и каналы β -переходов изобаров Xe, Cs, Ba с $A = 124$

Все три триады устойчивых изобаров включают от трёх до одного нуклида с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом (Sn, Te, Xe), а изотопы ^{54}Xe участвуют во всех трёх триадах. Да и само существование этих триад целиком и полностью обязано рекордным диапазонам $\Delta D = 12$, которыми обладают кланы устойчивых изотопов Sn и Xe и о которых говорилось в начале главы. Итак, каковы же особенности возбуждённых состояний чётно-нечётных изобаров Sn, Te, Xe с $A = 124$ – рис. 3.5.4? Рассмотрение спектра возбуждённых состояний позволяет сделать несколько суждений о характере влияния на него структуры остова изобаров.

Начнем со спектра состояний ^{124}Sn . Энергии, моимпы возбуждённых состояний и параметры, характеризующие вероятность их появления в различных реакциях, представлены в табл. 3.5.5. В табл. 3.5.5 отчетливо проявляется неоднократно отмечавшаяся связь между вероятностью возникновения того или иного состояния и характером реакции возбуждения структуры нуклида. В частности, в табл. 3.5.5 приведены вероятности появления возбуждённых состояний $^{124}\text{Sn}^*$ при β^- -переходе $^{124}\text{In}(3)$ и $^{124}\text{In}^m(5)$; сечения реакций рассеяния (\mathbf{p}, \mathbf{p}^1), (\mathbf{d}, \mathbf{d}^1), реакций срыва (\mathbf{t}, \mathbf{p}); интенсивности I_γ γ -перехода с возбуждённых уровней в первое возбуждённое состояние. Не вдаваясь в подробное обсуждение возможных структур возбуждённых состояний ^{124}Sn , остановимся только на одном тезисе.

Таблица 3.5.5
Параметры, характеризующие возбуждение состояний ^{124}Sn
в различных реакциях

Параметры		β^- -пер $^{124}\text{In}(3)$	β^- -пер $^{124}\text{In}^m(5)$	(\mathbf{p}, \mathbf{p}^1)	(\mathbf{d}, \mathbf{d}^1)	(\mathbf{t}, \mathbf{p})	($\mathbf{n}, \mathbf{n}^1\gamma$)	γ -пер
E^*	j^*			σ	$d\sigma/d\Omega$	$d\sigma/d\Omega$	I_γ на $\text{Sn}^*(1131)$	τ
кэВ		В %	В %	мб	мб/ср	мб/ср		
0	0					0.238		
1131.64	2^+	20		9.0	0.54	0.006		0.9 пс
2101.58	4^+	2.4		1.65		0.206	$8.2\downarrow/15.8\downarrow$	
2129.40	2^+	17.9		0.8	0.075		$9.4\downarrow$	
2192.02	0^+	0.8					$2\downarrow$	
2204.50	5^-		12	3.5	0.081	0.034	$10.4\downarrow/7.2\downarrow$	270 нс
2221.52	2^+	0.9					$5.8\downarrow$	
2324.83	7^-			1.35		0.0245	$3.4\downarrow$	3.1 мкс
2426.38	2^+	1.84		1.7	0.06	0.0115	$2.6+2.4\downarrow(0)$	
2447	8			0.55			$1\downarrow(2204)$	
2578	$6?$							
2602.41	3^-	1.0		7.6	0.3	0.026	$0.46\downarrow/4.8\downarrow$	
2678	$0?$		0.2				$0.42\downarrow$	
2702.94	4^+	1.75					$1.7\downarrow$	
3214.19	2^+	24.9		1.1	0.028		$0.31\downarrow$	
3523.88	4		21.2					
3684.77	6		55			$\theta = 30^\circ$		

А именно: первые возбуждённые состояния изотопов $_{50}\text{Sn}$ с чётным A обусловлены изменением конфигурации только одного из нескольких ϑ -обручей G-упаковки, разделением его на две пары нейтронов и приобретением одним из нейтронов, парой или всем квартетом нейтронов орбитального движения. Различные орбиталы $l_n = 1, 2, 3 \dots$ одного или пары нейтронов на различных z -поверхностях остова при различных сочетаниях ориентации их спинов относительно орбиталов и определяют спектр моимпов (и, конечно, магнимов) нижних возбуждённых состояний ^{124}Sn , приведенных в табл. 3.5.5. Подчеркнем: высказанный тезис включает гипотезу о сохранении $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова нуклида, об отсутствии его деформации. Естественно, что при достаточно большой энергии возбуждения $E^* \geq 3$ МэВ структура одного из кластеров остова может деформироваться с временным, мимолетным образованием менее гармоничных структур ($\alpha \Rightarrow \delta + \alpha$, $\chi \Rightarrow \alpha + \delta$ и т.п.). Это отчетливо проявляется в вероятностях заселения уровней $^{124}\text{Sn}^*(3524 \text{ кэВ})$, $^{124}\text{Sn}^*(3685 \text{ кэВ})$ при β^- -переходе $^{124}\text{In}^m(5)$ или в вероятности заселения уровня $^{124}\text{Sn}^*(3214 \text{ кэВ})$ при β^- -переходе $^{124}\text{In}(3)$. Эти состояния $^{124}\text{Sn}^*$ в наибольшей степени аналогичны, соответствуют исходным конфигурациям ^{124}In .

Возвращаясь к самым нижним уровням $^{124}\text{Sn}^*$, выскажем достаточно очевидное суждение: энергия возбуждённого состояния E^* складывается (может быть представлена суммой) в основном из двух составляющих. Одна из составляющих E_G^* есть энергия, необходимая для разрыва ϑ -обруча G-упаковки и формирования H-макушки из пары (или двух пар) нейтронов (в предположении, что конфигурация самого остова не изменяется). Другая составляющая E_I^* есть энергия, необходимая для придания нейтрону (двум, четырем нейтронам) H-макушки орбитального движения вокруг z -оси остова на z -поверхности одного из его кластеров с орбиталом $l_n = 1, 2, 3 \dots$

К этим двум основным составляющим прибавляется вариация $\Delta E_{s,f}^*$, обусловленная различной ориентацией спинов нейтронов относительно орбитала, плотностью упаковки остова g , особенностями конфигурации остова и т.п.

В научных монографиях имеется много попыток дать "исчерпывающее, единое математическое описание, позволяющее однозначно определить (вычислить) параметры основных и возбуждённых состояний всех нуклидов". Еще раз в связи с рассмотрением возбуждённых состояний Sn, Te, Xe подчеркнем, что у нас принят принципиально противоположный подход. Мы систематизируем, ранжируем ответы Природы и пытаемся этим ответам поставить в соответствие словесные, структурные, графические описания, пространственно-временные конфигурации в условных обозначениях. Другими словами, из многочисленных многотомных и многостраничных справочников мы производим в той или иной систематике тотальную выборку экспериментально зафиксированных приборами и аппаратурой численных величин, характеризующих нуклиды и их взаимодействие. Мы пытаемся классифицировать эти величины в зависимости от Z , от $D = N - Z$, мы пытаемся сопоставить эти классификации (зависимости) при разных сочетаниях параметров и аргумента: $Z = \text{const}$, $D = \text{var}$; $Z = \text{var}$, $D = \text{const}$. Мы делаем попытки свести различные корреляционные зависимости (закономерности) к различным феноменам, к разной форме проявления регистрируемых эффектов.

Мы изоощряемся в придании соответствия измеряемых параметров, разного рода введенных нами физических величин неодинаковой, вариативной, внешне хаотической интенсивности выявления самоорганизующейся, саморегулирующей динамической системы из протонов и нейтронов. В процессе этого похода через дебри бессчётных числовых значений, оглядывая и анализируя пройденный путь, мы делаем предположения, формулируем гипотезы, стремимся свести их воедино, сплести, скомпоновать из них нечто цельное, общее, не противоречащее экспериментам. Этим единым, общим для автора является не только совокупность структур и конфигураций нуклидов в их различных сочетаниях, но и сам концептуальный подход к рассмотрению и описанию нуклидов.

Поэтому описывая спектр энергий и моимпов возбуждённых состояний, мы не будем ставить задачу написать некие "уравнения, из которых вытекает существование тех или иных состояний, их энергий возбуждения или моимпов". Нет, мы просто перечислим особенности спектров и сделаем попытку рассказать не о том, "почему" они такие, а о том, "у каких" структур они имеют место быть.

Из рассмотрения спектра возбуждённых состояний ^{124}Sn – рис. 3.5.4 – напрашивается заключение о том, что в энергии возбуждения ($E^* = E_G^* + E_I^* + \Delta E_{s,f}^*$) основным компонентом является E_G^* , то есть энергия, необходимая для разрыва, разделения одного из ϑ -обручей G-упаковки и формирования из $\mathfrak{x}^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\eta}\chi^{\vartheta}\mathfrak{x}^{\vartheta}$ -конфигурации основного состояния – рис. 3.5.1 – других, менее симметричных и уравновешенных конфигураций.

Учитывая незанятость обеих z -поверхностей остова, можно предположить, что первое возбуждённое состояние ^{124}Sn имеет $\mathbf{b}^*\mathfrak{x}^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\eta}\chi^{\vartheta}\mathfrak{x}^{\vartheta}\mathbf{b}$ -конфигурацию, в которой в одной из двух пар z -полюсных \mathbf{b} -бинейтронных оба нейтрона имеют орбитал $l_n = 1$ и противоположные друг другу спины – рис. 3.5.4. Тогда в этом состоянии $^{124}\text{Sn}^*$ с энергией возбуждения $E_1^* = 1132$ кэВ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^2 s_n = 2 * 1 = 2;$$

$$\mu = -\mu_n^+ \cos\varphi_n^+ + \mu_n^- \cos\varphi_n^- \approx -2 (\cos\varphi_n^+ - \cos\varphi_n^-),$$

где φ_n^+ – угол наклона z_n -оси нейтрона, спин которого сонаправлен с орбиталом, а φ_n^- – угол наклона z_n -оси нейтрона, спин которого противоположен орбиталу.

Следующие возбуждённые состояния $^{124}\text{Sn}^*$ отделены от первого возбуждённого состояния $^{124}\text{Sn}^*(2^+; 1132 \text{ кэВ})$ энергетическим барьером $\Delta E_{1,2}^* \approx 1000$ кэВ, который почти равен энергии первого уровня $E_1^* = 1132$ кэВ.

Спектр чётных изотопов $_{50}\text{Sn}$ в какой-то степени аналогичен спектру чётных изотопов $_{44}\text{Ru}$, $_{46}\text{Pd}$, $_{48}\text{Cd}$ с $D = 12, 14, 16$ – рис. 3.4.5. В обоих случаях тесная группа уровней с $j_{2,3,4} = 0, 2, 4$ отделена от первого возбуждённого уровня энергетическим барьером $\Delta E_{1,2}^*$, примерно равным $E_1^*(2^+)$. Несомненно, что это сходство обусловлено одинаковой (подчеркнем, качественно одинаковой) зависимостью составляющей энергии возбуждения E_G^* от суммы параметров. Эта составляющая $E_G^*(F, G)$ зависит от структуры F-остова (его этажности f , состава его ξ -, χ -, \mathfrak{x} -кластеров, наружного χ - или \mathfrak{x} -кластера и т.п.), а также от состава G-упаковки (числа ϑ -обручей g , целого или дробного значения $D/4$ и т.п.).

Конечно, рассмотрение, обсуждение, анализ всех этих зависимостей в их взаимосвязи нуждается в более глубоком исследовании на возможно более полном массиве данных о возбуждённых состояниях всех чётно-чётных нуклидов.

Здесь лишь отметим те различия в характере спектров чётных изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd – рис. 3.4.5 и ^{124}Sn , которые обусловлены различием их остовов и различием их G-упаковки. Во-первых, исчезла достаточно широкая щель $\Delta E_{4,5}^*$ между энергией группы уровней с $j_{2,3,4} = 0, 2, 4$ и энергией последующих уровней, которая для изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd составляла от 200 до 400 кэВ – рис. 3.4.5. В спектре возбуждённых уровней $^{124}\text{Sn}^*$ такой энергетической щели нет.

Во-вторых, нужно отметить, что очень симметричный $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов Sn лишен z -центрирующих, z -полюсных кластеров с протонами (α , \mathbf{t} , \mathbf{d}). Поэтому пара нейтронов на его z -поверхностях имеет возможность приобрести орбитал $l_n = 1, 2, 3$ при спинах, имеющих одинаковое направление с орбиталями и примерно одинаковых энергиях возбуждения. Среди 10-12 нижних возбуждённых уровней $^{124}\text{Sn}^*$ во многих реакциях возбуждаются состояния с $j = 3^-$ ($j = 2l_n - 2s_n$ при $l_n = 2$), $j = 5^-, 7^-$ ($j = 2l_n - 2s_n$ при $l_n = 3, 4$), которые не имеют места среди нижних уровней ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd – рис. 3.4.5.

Отмеченные состояния с нечётными моимпами $j = 2l_n - 2s_n$ (3, 5, 7) играют очень заметную роль среди других состояний $^{124}\text{Sn}^*$. Например, при так называемом "кулоновском" возбуждении (бомбардировка нуклида ^{124}Sn ионами ^4He , ^{14}N , ^{16}O , ^{32}S) практически образуются только два состояния $^{124}\text{Sn}^*(2^+; 1132 \text{ кэВ})$ и $^{124}\text{Sn}^*(3^-; 2602 \text{ кэВ})$ с $l_n = 2$ – табл. 3.5.5.

В этой же реакции весьма заметны состояния с $j = 5^-, 7^-$. Оба этих состояния отличаются и наибольшей долгожительностью: для $^{124}\text{Sn}^*(5^-)$ $\tau \approx 0.3 \text{ мкс}$, для $^{124}\text{Sn}^*(7^-)$ $\tau \approx 3 \text{ мкс}$. Если принять во внимание, что состояния с $j = 5^-, 7^-$ достаточно заметны и в реакции срыва (\mathbf{t} , \mathbf{p}), то напрашивается желание проверить тезис о их важной роли в бытии $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова обращением к параметрам возбуждённых состояний других чётных изотопов ^{50}Sn .

В табл. 3.5.6 приведены энергии возбуждения нижних уровней чётных изотопов ^{50}Sn , для моимпов которых в результате экспериментов приняты однозначные величины. В третьем столбце этой таблицы приведено отношение энергии возбуждения второго $E_2^*(4^+)$ и первого уровня $E_1^*(2^+)$, а в последнем – постоянная времени высвечивания состояния $\text{Sn}^*(7^-)$ и измеренное значение магнима. Параметры, приведенные в табл. 3.5.6, свидетельствуют, что спектр состояний Sn^* отмечен достаточно заметным сходством, особенно для устойчивых изотопов, имеющих наиболее подходящую упаковку $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова в пределах $24 \geq D \geq 12$.

Отметим удивительное почти постоянство энергии первых трёх возбуждённых уровней при разной упаковке:

$$1300 \geq E_1^*(2^+) \geq 1132 \text{ кэВ} \quad \text{при } 30 \geq D \geq 6;$$

$$2392 \geq E^*(4^+) \geq 2019 \text{ кэВ} \quad \text{при } 28 \geq D \geq 6;$$

$$2239 \geq E_2^*(2^+) \geq 2028 \text{ кэВ} \quad \text{при } 30 \geq D \geq 10.$$

Таблица 3.5.6

Энергии первых возбуждённых состояний чётных изотопов ^{50}Sn

Изотопы		Энергии возбуждённых состояний с равными моимпами							
A	D	2^+	$E(4)/E(2)$)	2^+	0	3^-	5^-	7^-	$\tau(7^-)$
106	6	1210	1.74						
108	8	1207	1.75					3587	
110	10	1212	1.81	2122		2951		3962	
112	12	1257	1.79	2151	2190	2355		3354	
114	14	1300	1.68	2239	1953	2275	2815	3087	0.76 мкс
116	16	1294	1.85	2112	1756	2266	2367	2909	0.5 нс \geq
118	18	1230	1.85	2042	1758	2326	2321	2575	0.23 мкс
120	20	1171	1.87	2098	1876	2400	2285	2482	11.8 мкс
122	22	1140	1.88	2154	2089	2493	2245	2408	9.3 мкс
124	24	1132	1.86	2129	2192	2602	2204	2325	3.1 мкс
126	26	1141	1.8	2110		2712	2161	2218	6.6 мкс
128	28	1169	1.95	2104			2121	2090	6.5 с
130	30	1221	1.63	2028			2084	1947	1.7 м
132	32	4041	1.093			4351	4941		
Магнимы состояний с $j^* = 5^-$: $\mu^{16} = -0.32$, $\mu^{18} = -0.34$, $\mu^{20} = -0.3$									
Магнимы состояний с $j^* = 7^-$: $\mu^{14} = -0.57$, $\mu^{18} = -0.69$									

На общем постоянном уровне едва выделяются локальные экстремумы этих энергий – $E_1^{14*}(2^+) = 1300$ кэВ (максимум) –, а также экстремумы при $D = 14, 16$:

$$E_1^{16*}(4^+) = 2392 \text{ кэВ (максимум)}, E_2^{14*}(2^+) = 2239 \text{ кэВ (максимум)};$$

$$E_1^{16*}(0^+) = 1756 \text{ кэВ (минимум)}, E_1^{16*}(3^-) = 2266 \text{ кэВ (минимум)}.$$

Как видим, упаковки остова ^{50}Sn с $D = 14$ и $D = 16$ в некотором смысле являются граничными, меняющими характер изменения энергий с ростом $D > 16$ (меняющими знак первой разности $\Delta E_k^{D*} = E_k^{D*} - E_k^{(D-2)*}$). В то же время энергия возбуждения состояний с $j = 5^-, 7^-$ при увеличении D в диапазоне $30 \geq D \geq 10$ регулярно уменьшается. При этом постоянная времени высвечивания состояния с $j = 7^-$ имеет порядок 1-10 мкс, а при $D = 28$ увеличивается до "изомерного" значения $T^m = 6.5$ с. Представляет интерес сопоставить спектр энергий возбуждённых состояний нуклидов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с одинаковым $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом, но отличающихся наличием (отсутствием) α -заглушки на его z -полюсах.

Общий характер различия заметен даже внешне на примере спектров возбуждённых уровней триады изобаров Sn, Te, Xe с $A = 124$ – рис. 3.5.4. Спектр $^{124}\text{Te}^*$ достаточно отчетливо подразделяется на пару "вращательных" серий и оставшуюся часть спектра с "беспорядочным" набором моимпов j .

Вращательные серии спектра проявляются регулярным ростом $j = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$ ($5^-, 7^-$ и т.п.), строго последовательным, каскадным γ -переходом с более верхних уровней с изменением $\Delta j = 2$, а также некоторым регулярным характером зависимости их энергии от моимпа j (или орбитала l).

В то же время спектр $^{124}\text{Te}^*$ буквально изобилует состояниями с $j=0^+$: $^{124}\text{Te}^*(0^+; 1156 \text{ кэВ})$, $^{124}\text{Te}^*(0^+; 1657 \text{ кэВ})$, $^{124}\text{Te}^*(0^+; 1883 \text{ кэВ})$, $^{124}\text{Te}^*(0^+; 2021 \text{ кэВ})$, $^{124}\text{Te}^*(0^+; 2153 \text{ кэВ})$. Изобилие возбуждённых состояний с $j=0^+$, как уже было отмечено в начале главы, вероятнее всего обусловлено формированием различных конфигураций с участием α -кластера на $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остове.

А вот спектр возбуждённых состояний ^{124}Xe с $(\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисом, две z -полюсные α -заглушки которого создают значительно облегченные условия для орбитального закручивания нейтронов в различных сочетаниях, почти целиком может быть представлен "вращательными" сериями – рис. 3.5.4.

Отметим и вторую закономерность, второе регулярное отличие возбуждённых спектров Sn, Te, Xe. Энергия первого и второго возбуждённых уровней изобаров Sn, Te, Xe с $A=124$ последовательно уменьшается с ростом Z :

$$({}_{50}E_1^*(2^+) = 1132) > ({}_{52}E_1^*(2^+) = 602) > ({}_{54}E_1^*(2^+) = 354 \text{ кэВ});$$

$$({}_{50}E^*(4^+) = 2102) > ({}_{52}E^*(4^+) = 1248) > ({}_{54}E^*(4^+) = 879 \text{ кэВ}).$$

Это соотношение между энергиями самых нижних возбуждённых уровней – прямое следствие формирования вытянутого вдоль z -оси за счет двух z -полюсных α -кластеров семи-этажного $(\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса, что и обеспечивает уменьшение энергии, необходимой для разделения ϑ -обруча и закручивания его нейтронов вокруг z -оси. Это справедливо для всех нуклидов Sn, Te, Xe, имеющих одинаковый состав G-упаковки – табл. 3.5.7.

Таблица 3.5.7

Энергии первых возбуждённых состояний изотопов Sn, Te, Xe, Ba с $j^* = 2^+$ и 4^+

D	$T^*(\text{Sn})$	Энергии $E^*(2^+)$ кэВ				$T^*(\text{Ba})$	Энергии $E^*(4^+)$ кэВ			
	P %	${}_{50}\text{Sn}$	${}_{52}\text{Te}$	${}_{54}\text{Xe}$	${}_{56}\text{Ba}$	P %	${}_{50}\text{Sn}$	${}_{52}\text{Te}$	${}_{54}\text{Xe}$	${}_{56}\text{Ba}$
6	2.1 м	1210	656	450			2019		1068	
8	9.2 м	1207	689	394	183	32 с	2111	1476	918	541
10	4 ч	1212	709	337	197	2 м	2199	1484	809	570
12	1%	1257	579	322	229	12 м	2248	1359	794	651
14	0.7%	1300	606	331	256	97 м	2187	1206	829	711
16	14.3%	1294	560	354	284	58 ч	2392	1161	879	763
18	24%	1230	564	389	357	0.1%	2280	1180	942	901
20	32.9%	1171	602	443	465	0.1%	2195	1248	1033	1127
22	4.7%	1140	666	536	605	2.4%	2147	1361	1203	1400
24	5.9%	1132	743	668	818	7.8%	2102	1497	1440	1867
26	10(5) л	1141	839	847	1436	71.7%	2050	1632	1731	1899
28	1 ч	1169	975	1313	602	13 д	2274	1672	1694	1130
30	2.6 м	1221	1279	588	359	11 м	1996	1576	1072	835
32	2.2 м	4041	688	377	199	11 с	4416		835	530
34	1.2 с				181	2.2 с				513
36					142	0.6 с				423

Энергии возбуждённых состояний $E_1^*(2^+)$ и $E^*(4^+)$, приведенные в табл. 3.5.7, дают еще один аргумент в поддержку уже высказанной гипотезы о предельно плотной упаковке $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова Sn, Te, Xe.

Нуклид ^{132}Sn с $\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9$ -конфигурацией имеет предельно плотную упаковку и очень трудно разорвать, разделить какой-либо ϑ -обруч этой упаковки и раскрутить нейтроны вокруг z -оси даже до минимального значения моимпа $j=2$ – это требует большой энергии возбуждения относительно основного состояния.

Составляющая E_G^* энергии возбуждения E^* этого нуклида составляет ее большую долю. Как показали эксперименты, $^{132}E_1^*(2^+) = 4041$ кэВ и это значение почти равно энергии других возбуждённых уровней – табл. 3.5.6. Энергетическая щель между первым возбуждённым уровнем $^{132}E_1^*$ и другими уровнями исчезла. Отношение $E^*(4^+)/E_1^*(2^+)$ для ^{132}Sn равно 1.093 вместо обычного 1.7-1.8 для других изотопов $_{50}\text{Sn}$. Хотя и в меньшей степени, но такая же ситуация зафиксирована и для других нуклидов с предельно плотной упаковкой остова. Максимальные энергии первого возбуждённого состояния, превышающие энергии аналогичных состояний соседних чётных изотопов на 300-400 кэВ, имеют нуклид $^{134}\text{Te}^{30}$ с $q\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9q$ -конфигурацией, нуклид $^{136}\text{Xe}^{28}$ с $(\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha)$ -конфигурацией, а также нуклид $^{138}\text{Ba}^{26}$ с $n(\chi^9\xi^9\xi^9\chi^9)n$ -конфигурацией – табл. 3.5.7.

Очень характерна и другая выборка – резкое уменьшение энергии первого возбуждённого уровня изотопов $_{50}\text{Sn}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$, $_{56}\text{Ba}$ при прибавлении еще двух нейтронов сверх "предельно плотной" упаковки. Такие два нейтрона переводятся в первое возбуждённое состояние с намного меньшими затратами энергии:

$$\Delta_{52}E_1^{32*}(\text{Te}) = E_1^{32*}(2^+) - E_1^{30*}(2^+) = 688 - 1279 = -591 \text{ кэВ};$$

$$\Delta_{54}E_1^{30*}(\text{Xe}) = E_1^{30*}(2^+) - E_1^{28*}(2^+) = 588 - 1313 = -725 \text{ кэВ};$$

$$\Delta_{56}E_1^{28*}(\text{Ba}) = E_1^{28*}(2^+) - E_1^{26*}(2^+) = 602 - 1436 = -834 \text{ кэВ}.$$

Имеется ли отличие в конфигурациях первого возбуждённого состояния изотопов $\text{Sn}^*(2^+)$? Выскажем гипотезу, что все устойчивые чётные изотопы $_{50}\text{Sn}$ имеют в первом возбуждённом состоянии такую же конфигурацию двух нейтронов, создающих моимп и магним, как и $^{124}\text{Sn}^*(2^+)$ – рис. 3.5.4 –, то есть

$$j = \Sigma^2 l_n^b + \Sigma^2 s_n^b = 2 \cdot 1 = 2 \quad (\text{при } l_n^b = 1 \text{ и } \Sigma s_n^b = 0);$$

$$\mu = -\mu_n^+ \cos\varphi_n^+ + \mu_n^- \cos\varphi_n^- \approx -2 (\cos\varphi_n^+ - \cos\varphi_n^-).$$

Таблица 3.5.8а

Магнимы первого возбуждённого состояния изотопов Cd, Sn, Te, Xe, Ba с $j^* = 2^+$

D	10	12	14	16	18	20	22	24	26
$_{48}\text{Cd}$	0.8	0.68	0.6	0.64	0.6	0.8			
$_{50}\text{Sn}$		0.74	≈ 0	0.32	0.04	-0.28	-0.14	-0.3	
$_{52}\text{Te}$				0.58	0.66	0.52	0.4	0.62	0.6
$_{54}\text{Xe}$				0.46	0.8	0.88	0.76	0.74	
D	30	32	34						
$_{56}\text{Ba}$	0.96	0.68	0.56		0.7	0.68	0.86	0.68	

Таблица 3.5.8б

Энергии и магнимы возбуждённого состояния изотопов Sn с $j^* = 6^+$

Изотопы	$^{108}\text{Sn}^*(6^+)$		$^{110}\text{Sn}^*(6^+)$		$^{112}\text{Sn}^*(6^+)$	
	E^* кэВ	μ	E^* кэВ	μ	E^* кэВ	μ
Значение	2365	-0.28	2480	0.072	2550	0.6

Экспериментальные значения магнимов в состояниях $^A\text{Sn}^*(2^+)$ приведены в табл. 3.5.8а. Нетрудно из анализа этих значений магнимов получить два вывода. При $D < 18$ магним положителен, то есть угол наклона φ_n^- меньше, чем φ_n^+ , а при $D > 18$ магним отрицателен, то есть угол наклона φ_n^- больше, чем φ_n^+ .

Во-вторых, отчетлив колебательный, пилообразный характер изменения модуля магнима с изменением D . При ϑ -целочисленной упаковке ($g = D/4$ – целое) вторая **b**-пара антисимметричных нейтронов ("не участвующих" во вращательном движении) не позволяет обеспечить равенства углов φ_n^- и φ_n^+ первой **b**-паре нейтронов, создающих моимп и магним состояния. Поэтому при $g = D/4$ – целом ($D = 12, 16, 20, 24$) $|\mu| \geq 0.3$. При $g = D/4$ – нецелом в первом возбуждённом состоянии **b**-пара нейтронов, создающих моимп и магним состояния, формируется не образуя вторую **b**-пару нейтронов. Так, для $D = 14$ $n(\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha)n$ -структура основного состояния трансформируется в $b^*(\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta})$ -конфигурацию первого возбуждённого состояния и оба нейтрона **b**-пары имеют почти равные углы наклона $\varphi_n^- \approx \varphi_n^+$. Тогда для $D = 14, 18, 22$ модуль магнима близок к нулю – табл. 3.5.8а.

В поддержку предложенной конфигурации возбуждённого состояния изотопов $^A\text{Sn}^*(2^+)$ с $j = 2$ свидетельствуют и значения магнимов самых нижних уровней $^A\text{Sn}^*(6^+)$ с $j = 6$. Можно предположить, что в этих состояниях конфигурация Н-макушки не меняется, а орбитал **b**-пары нейтронов равен уже $l_n^b = 3$. Но при таком изменении только двух орбиталов **b**-пары магним состояния по-прежнему определяется соотношением: $\mu = -\mu_n^+ \cos\varphi_n^+ + \mu_n^- \cos\varphi_n^-$. Экспериментальные значения магнимов для состояний $^A\text{Sn}^*(6^+)$ с $j = 6$, приведенные в табл. 3.5.8б, в сопоставлении с магнимами для состояний с $j = 2$ (табл. 3.5.8а) не противоречат высказанной гипотезе.

Для $(\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базиса $_{52}\text{Te}$ и $(\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha\alpha)$ -базиса $_{54}\text{Xe}$ в первом возбуждённом состоянии динамическое взаимодействие нейтронов Н-макушки с остовом другое. Так, для $^{124}\text{Te}^*(2^+)$ в $b^*(\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\alpha)b$ -конфигурации – рис. 3.5.4 – а **b**-паре нейтронов, создающих моимп и магним, один из нейтронов располагается строго на z -полюсе и не имеет орбитального движения, а второй нейтрон имеет орбитал $l_n = 2$ ($b^* = n^l + n$). Тогда моимп и магним этого состояния:

$$j = l_n + \Sigma^2 s_n^b = 2 = 2 \quad (\text{при } l_n = 2 \text{ и } \Sigma s_n^b = 0);$$

$$\mu = -\mu_n^+ \cos\varphi_n^l + \mu_n^- \cos\varphi_n^- \approx -2 \cos\varphi_n^l + 2 \quad (\text{при } \cos\varphi_n^- \approx 1).$$

Такую же конфигурацию имеют и первые возбуждённые состояния чётных изотопов $_{48}\text{Cd}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$ и $_{56}\text{Ba}$. Экспериментальные значения магнимов, приведенные в табл. 3.5.8, убедительно свидетельствуют, по крайней мере, о принципиальном отличии структуры Н-макушки изотопов $^A\text{Sn}^*(2^+)$ с $j = 2$ от структуры Н-макушки изотопов $^A\text{Cd}^*(2^+)$, $^A\text{Te}^*(2^+)$, $^A\text{Xe}^*(2^+)$, $^A\text{Ba}^*(2^+)$.

Нечётно-нечётные изотопы $_{51}\text{Sb}$, $_{53}\text{I}$ и $_{55}\text{Cs}$ не отличаются большой стабильностью, период полураспада наиболее долгоживущих изотопов $_{51}\text{Sb}$ и $_{53}\text{I}$ составляет несколько дней и лишь один изотоп ^{134}Cs имеет достаточно долгий срок жизни $T^* = 2$ года.

Спектр возбуждённых состояний этих изотопов характерен значительно меньшими энергиями возбуждения и большой плотностью энергетических уровней. Приведенные на рис. 3.5.4 фрагменты спектров возбуждения ^{124}Sb и ^{124}I иллюстрируют эти особенности в сравнении со спектрами чётных изобаров Sn, Te, Xe.

В спектре ^{124}Sb необходимо остановиться на триаде нижних состояний: $^{124}\text{Sb}(3; 0)$, $^{124}\text{Sb}^*(5; 10.9 \text{ кэВ})$ и $^{124}\text{Sb}^*(8; 36.8 \text{ кэВ})$. В наличии оба признака изомерии: очень небольшая разность ΔE^* (порядка десятков кэВ) и достаточно большая разность $|\Delta j| \geq 2$. Естественно, что и время γ -перехода этих состояний имеет "изомерный" порядок: у $^{124}\text{Sb}^*(8) - T^m = 20.2 \text{ мин}$, у $^{124}\text{Sb}^*(5) - T^m = 93 \text{ с}$.

Низколежащие состояния с большими значениями моимпов $j=4, 5, 7, 8$ характерны и для других изотопов $_{51}\text{Sb}$. Параметры основного и изомерных состояний изотопов $_{51}\text{Sb}$ представлены в табл. 3.5.9. Обращает на себя очень большое разнообразие моимпов основных состояний при разных упаковках: $j=0, 1, 2, 3, 4, 8$. Если сопоставить эти значения с моимпами возбуждённых уровней $j^*=7, 8$ (для изотопов с малыми моимпами в основном состоянии) и $j^*=4, 5$ (для изотопов с $j=8$ в основном состоянии), то наличие изомерных состояний у всех одиннадцати нечётно-нечётных изотопов, приведенных в табл. 3.5.9, не должно быть неожиданным. На этом фоне можно выделить только два изотопа ^{122}Sb и ^{124}Sb , оба с парой изомерных состояний и их каскадным γ -высвечиванием – рис. 3.5.4.

Обратим внимание, что при изменении упаковки $D=22 \Rightarrow 24$ состояние с $j=8$ из возбуждённого становится основным, наиболее энергетически экономным. На рис. 3.5.5а, для примера приведена конфигурация основного состояния ^{128}Sb с $\mathbf{t}(\mathbf{x}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{x}^9)\mathbf{n}$ -структурой. Если спины протона \mathbf{t} -триптона и одиночного нейтропа сонаправлены с орбиталями, то при $l_n^t=4$ моимп и магним этого состояния:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^4 s_N = 2*4 + (2*1/2 - 2*1/2) = 8;$$

$$\mu = \mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2 \mu_n^t \cos\varphi_n^t - \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 \cos\varphi_p^t + 2*2 \cos\varphi_n^t - 2 \cos\varphi_n.$$

Если спины протона и одиночного нейтрона противоположны орбиталам l_n^t , то при $l_n^t=5$ моимп и магним этого состояния:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^4 s_N = 2*5 - 4*1/2 = 8;$$

$$\mu = -\mu_p^t \cos\varphi_p^t + 2 \mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_n \cos\varphi_n \approx -2.8 \cos\varphi_p^t + 2*2 \cos\varphi_n^t + 2 \cos\varphi_n.$$

Экспериментальные значения магнимов изотопов ^ASb в основном и возбуждённых состояниях с $j=8$ приведены в табл. 3.5.9. В возбуждённых состояниях с $j=8$ для изотопов с $D < 20$ эти значения $\mu_{\text{эксп}} \approx 2.3$, а в основных состояниях с $j=8$ для изотопов с $D > 22 - \mu_{\text{эксп}} \approx 1.3$.

Конечно, конфигурация, представленная на рис. 3.5.5а, является иллюстративной. При тех же значениях j и μ (тех же значениях l_n и направлениях спинов 4 нуклонов) пара нейтронов с орбиталями l_n может размещаться на плоскости ξ - и χ -кластера, а ϑ -обруч может разместиться на z -поверхности \mathbf{x} -кластера.

Таблица 3.5.9

Параметры основного и изомерного состояний чётных изотопов $_{51}\text{Sb}$, $_{53}\text{I}$, $_{55}\text{Cs}$

Нуклид		Основное сост.			Изомерное состояние				Возбужд. сост.		
A	D	J_0	μ	T^*	J^m	E^m кэВ	μ	T^m	J^*	E^* кэВ	T^n
Нечётно-нечётные изотопы $_{51}\text{Sb}$											
^{112}Sb	10	3^+		54 с	8^-	792	2.2	0.6 мкс			
^{114}Sb	12	3^+		3.5 м	8^-	496	2.23	0.22 мс	5^+	96	
^{116}Sb	14	3^+	2.71	16 м	8^-	610		60 м	1^+	94	
^{118}Sb	16	1^+	2.47	3.6 м	8^-	220	2.32	5 ч	3^+	51	21 мкс
^{120}Sb	18	1^+	2.34	16 м	8^-		2.34	5.8 д	3^+	88	0.2 мкс
^{122}Sb	20	2^-	-1.9	2.7 д	5^+	137	3.0	0.5 мс	8^-	163	4 м
^{124}Sb	22	3^-	1.2	60 д	5^+	10.86		93 с	8^-	36.85	20 м
^{126}Sb	24	8^-	1.28	12 д	5^+	17.7		19 м	3^-	40.4	11 с
^{128}Sb	26	8^-	1.31	9 ч	5^+	20		10 м	4^+	20+46	
^{130}Sb	28	8^-		38 м	5^+	30		6.3 м			
^{132}Sb	30	4^+		3 м	8^-	50		4.2 м			
^{134}Sb	32	0^-		0.8 с	7^-	500		10.4 с			
Нечётно-нечётные изотопы $_{53}\text{I}$											
^{118}I	12	2^-	2.02	13 м	7	104	4.2	8.5 м			
^{120}I	14	2^-	1.23	1.4 ч	7	930	4.2	53 м	1^+	25.1	14 нс
^{122}I	16	1^+	0.94	3.6 м						62	
^{124}I	18	2^-	1.14	4.2 д							
^{126}I	20	2^-		13 д							
^{128}I	22	1^+		25 м							
^{130}I	24	5^+		12 ч	2^+	48.2		9 м			
^{132}I	26	4^+	3.1	2.3 ч	8^-	120		84 м			
^{134}I	28	4^+		53 м	8^-	316		4 м	3	79.5	2 нс
^{136}I	30	2^-		84 с	6^-	150		45 с			
^{138}I	32	2^-		6.4 с							
Нечётно-нечётные изотопы $_{55}\text{Cs}$											
^{120}Cs	10	2^+	3.87	64 с	7?	500?		57 с			
^{122}Cs	12	1^+	-1.13	21 с	8	500?	4.8	4.2 м			0.4 с
^{124}Cs	14	1^+	0.67	31 с	7	462		6.3 с			
^{126}Cs	16	1^+	0.78	1.6 м							
^{128}Cs	18	1^+	0.97	3.6 м							
^{130}Cs	20	1^+	1.46	30 м	5		0.6	3.5 м			
^{132}Cs	22	2^-	2.23	6.5 д							
^{134}Cs	24	4^+	3.0	2.1 г	8^-	139	1.1	2.9 ч	5^+	11.2	47 нс
^{136}Cs	26	5^+	3.71	13 д		?		19 с			
^{138}Cs	28	3^-		32 м	6^-	80		2.9 м	2^-	10.8	
^{140}Cs	30	1^-		64 с						14	0.5 мкс

Заметим, что в основном состоянии изотоп ^{134}Sb с $D=32$ имеет $j=0$. Что по аналогии с состояниями $^{42}\text{Sc}(0)$, $^{54}\text{Co}(0)$ и т.п., в первую очередь, вызывает к рассмотрению $\mathbf{p}(\mathbf{a}^9\chi^9\xi^9\eta^9\chi^9\mathbf{a}^9)\mathbf{n}$ -структуру с антисимметричными по спину протопом и нейтроном, которые размещены строго на противоположных z -полюсах.

Нечётно-нечётные изотопы ^{53}I в основном состоянии также характеризуются разнообразием моимпов $j_0=1, 2, 4, 5$, а также моимпов $j^m=6, 7, 8$ изомерных состояний – табл. 3.5.9.

Нечётно-нечётные изотопы ^{53}I имеют $(\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a})$ -базис с α -заглушкой на одном полюсе. Поэтому при неплотной упаковке в основном состоянии конфигурация их Н-макушки при изменении D меняется. При $g=D/4$ – целом они имеют $(\mathbf{d}\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a})$ -структуру в Θ -целочисленной упаковке, а при $D/4$ – нецелом они имеют $(\mathbf{t}\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a}\mathbf{n})$ -структуру в Θ -целочисленной упаковке.

Для примера, на рис. 3.5.5б представлена $(\mathbf{d}\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a})$ -конфигурация основного состояния $^{118}\text{I}(2)$. При $l_n=1$ ($l_p=0$) моимп и магним этого состояния:

$$j=l_n^d+\Sigma^2s_n^d=1+2*1/2=2;$$

$$\mu=\mu_p^d\cos\varphi_p^d-\mu_n^d\cos\varphi_n^d\approx 2.8-2\cos\varphi_n^d.$$

Изотоп ^{120}I , имеющий на два нейтрона больше, принимает в основном состоянии $\mathbf{t}(\mathbf{a}\chi^9\xi^9\chi^9\mathbf{a})\mathbf{n}$ -структуру в Θ -целочисленной упаковке, структура Н-макушки которой аналогична Н-макушке ^{128}Sb , представленной на рис. 3.5.5а. При $l_n^t=2$ и спинах всех 4 нуклонов Н-макушки, противоположных орбиталам, моимп и магним этого состояния:

$$j=\Sigma^2l_n^t-\Sigma^4s_n=2*2-4*1/2=2;$$

$$\mu=-\mu_p^t\cos\varphi_p^t+2\mu_n^t\cos\varphi_n^t+\mu_n\cos\varphi_n\approx -2.8+2*2\cos\varphi_n^t+2\cos\varphi_n.$$

Экспериментальные значения магнимов изотопов ^AI приведены в табл. 3.5.9.

Изучая параметры нечётно-нечётных изотопов, нельзя не обратиться к уже упомянутой G-упаковке с $D=16$ ($g=D/4=4$). Для нечётных изотопов ^{121}I и ^{117}Sb с такой упаковкой $g=4$ мы отмечали резкое уменьшение магнима $\mu_{\text{ксп}}$ по сравнению с соседними изотопами.

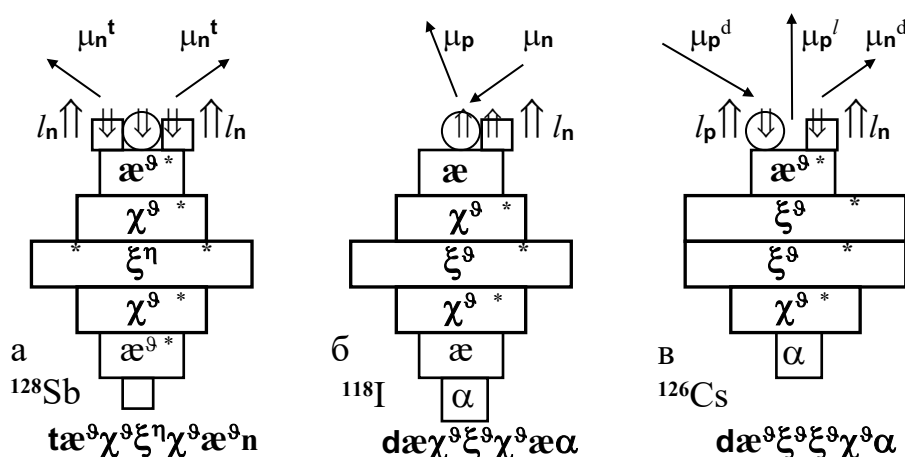


Рис. 3.5.5. Структуры нечётно-нечётных изотопов ^{128}Sb , ^{118}I , ^{126}Cs

Чётные изотопы ^{122}I и ^{118}Sb с такой упаковкой $g=4$ отмечены значительно меньшим периодом полураспада по сравнению с соседними изотопами (при увеличении и уменьшении на $\Delta D=2$). Эта упаковка настолько индивидуализирует изотоп ^{122}I , что обеспечивает ему персонально моймп $j=1$, отличный от моймпа соседних с ним изотопов, имеющих $j=2$.

Несимметричный $\alpha\chi\xi\xi\alpha$ -остов изотопов ^{55}Cs с чётным A при различных упаковках также обеспечивает большое разнообразие моймпов основных состояний $j=1, 2, 3, 4, 5$. Для иллюстрации $(\alpha\chi^9\xi^9\xi^9\alpha^9)\text{d}$ -конфигурация основного состояния ^{126}Cs представлена на рис. 3.5.5в. Для этой конфигурации при $l_{\text{N}}^{\text{d}}=1$ и $\Sigma^2 s_{\text{N}}^{\text{d}}=1$ моймп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_{\text{N}}^{\text{d}} - \Sigma^2 s_{\text{N}}^{\text{d}} = 2*1 - 2*1/2 = 1;$$

$$\mu = \mu_{\text{p}}' - \mu_{\text{p}}^{\text{d}} \cos \varphi_{\text{p}}^{\text{d}} + \mu_{\text{n}}^{\text{d}} \cos \varphi_{\text{n}}^{\text{d}} = 1 - 2.8 \cos \varphi_{\text{p}}^{\text{d}} + 2 \cos \varphi_{\text{n}}^{\text{d}}.$$

Характерно, что изомерные состояния с $j^{\text{m}}=5, 6, 8$ имеют изотопы ^{55}Cs только с ϑ -целочисленной упаковкой ($D=12, 20, 24, 28$), то есть с $g=D/4$ – целым.

Обратим внимание на проявление этажности упаковки на фоне того или иного остова. Если для пятиэтажного $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова при изменении упаковки в широких пределах при одинаковом моймпе нечётных изотопов ^{50}Sn их магним плавно изменяется в узком диапазоне – табл. 3.5.2, то для сплюсненного четырёхэтажного $\chi\xi\xi\chi$ -остова зависимость и моймпов, и магнимов нечётных изотопов ^{56}Ba от состава упаковки носит более ярко выраженный характер – табл. 3.5.2б. Из большого множества деталей остановим внимание только на двух.

Нечётные изотопы ^{56}Ba с тремя полными ϑ -поясами ($g=3$), но на четырёхэтажном остова ($f=4$), то есть имеющие $D=13$ и 15 , при, казалось бы, «стандартном» моймпе $j=1/2$ имеют совсем не стандартные, положительные магнимы. В одночастичной модели (не спаренный нейтрон) такое значение магнима при $j=1/2$ может обеспечить только орбитал $l_{\text{n}}=1$, $j=l_{\text{n}}-s_{\text{n}}=1/2$, тогда магним положителен: $\mu = \mu_{\text{n}} \cos \varphi_{\text{n}} \approx 2 \cos \varphi_{\text{n}}$. Такое значение магнимов резко контрастирует с “обычными”, отрицательными значениями магнимов для нуклидов, представленных в табл. 3.5.2, а также для изотопов ^{56}Ba , имеющих четырёхкратную и пятикратную ϑ -упаковку ($D=17, 19, 21$) – табл. 3.5.2б. Проявляемое отклонение можно объяснить только “нестыковкой” тройной упаковки ($g=3$ – нечётное число) с четырёхэтажным остовом ($f=4$ – чётное число).

Второй пример. В изомерных состояниях изотопов ^{56}Ba , имеющих $D=19$ и 27 , то есть $4g+3=19$ и 27 (оба изотопа с чётным числом ϑ -поясов $g=4$ и 6), моймп равен не стандартному значению $j=11/2$, как у всех остальных изотопов, а чуть меньшему значению $j=9/2$ – табл. 3.5.2б. Такую хоть и не очень значительную, но тем не менее точную и достоверную аномалию можно объяснить только “особой” суммарной упаковкой $D=4g+3$ и только при чётном числе $g=4$ и 6 .

Более полный и углубленный перебор конфигураций, моймпов, магнимов, других параметров и свойств нечётно-нечётных изотопов ^{51}Sb , ^{53}I и ^{55}Cs , их сопоставление и анализ сходства и различий выходит за рамки принятой степени подробности и самостоятельно может быть проведен читателем.

ФАТАЛИЗАЦИЯ

“Мы привыкли, следуя Кирхгофу, говорить, будто в естествознании речь идет *собственно* лишь о точном и добросовестном *описании* обнаруженного. Это часто приводимое высказывание теоретика содержит разумное предупреждение “ваятелям” теорий, в нем безусловно познавательно большая доля правды. Но познавательно-психологически оно просто неверно. Это неверно, что устанавливаемые нами количественные закономерности сами по себе нас мало интересуют. Они интересуют нас исключительно из-за тех *представлений*, которые мы намерены себе составить о них, независимо от того, построены ли эти мысли на уже ясных теориях или они существуют лишь как полные сомнения, трудно выражимые интуитивные соображения в голове гениальных экспериментаторов.”

Э.Шредингер

Играет ли природа в азартные, фатальные игры с абсолютно непредсказуемым заранее исходом? Пронизано ли бытие материи методологией рулетки, угадыванием чет-нечет, орел-решка, бросанием костей? Справедливо ли навязать ей мотивы поведения фаталистов? Существует ли для нее вопрос: “to be or not to be?”

Спроецируем абстрактные вопросы на конкретику.

1. Справедливо ли суждение о том, что резкое уменьшение числа устойчивых изотопов ${}^{56}\text{Ba}$ по сравнению с числом устойчивых изотопов ${}^{54}\text{Xe}$ (с 9 до 7) при увеличении числа протонов на $\Delta Z = 2$ и резкое уменьшение диапазона нейтронной упаковки этих устойчивых изотопов ($\Delta D = 28 - 16 = 12$ для ${}^{54}\text{Xe}$ и $\Delta D = 26 - 18 = 8$ для ${}^{56}\text{Ba}$) однозначно обусловлено резким уменьшением этажности, сплющиванием структуры их остовов? Или это случайный, непредсказуемый феномен?

Дословно повторим вопрос 1 из гл.3.2. Является ли такое резкое уменьшение числа устойчивых изотопов двух соседних семейств нуклидов с чётным Z при увеличении числа протонов на $\Delta Z = 2$ и резкое уменьшение диапазона их нейтронной упаковки беспричинным, необъяснимым феноменом (*аномальностью*!?) или это одно из достовернейших проявлений естественной закономерности?

2. Просмотрите относительную распространенность устойчивых изотопов с пятиэтажным $k\chi\xi\chi k$ -остовом и сопоставьте максимальную относительную распространенность изотопов и структуру их нейтронной упаковки. Какие заключения можно сделать из того, что, относительная распространенность чётно-чётных изотопов с этим остовом максимальна при $D = 20$ (пять Θ -поясов) только для Sn^{20} (33%), имеющего $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов без полюсных α -кластеров?

Вло-вторых, какие заключения можно сделать из того, что многие нечётные устойчивые нуклиды с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом имеют пять Θ -поясов (конечно, в совокупности с одиночным протоном Н-макушки при $D = 19$, м нейтроном или Н-макушкой в составе **bp** (**d+n**) при $D = 21$)? Это относится ко всем нечётно-чётным изотопам Sb^{19} , Sb^{21} , I^{21} ($P = 100\%$), а также к чётно-нечётным изотопам Te^{21} , Xe^{21} ?

Является ли этот экспериментальный фрагмент достаточно убедительным и достоверным аргументом в поддержку представленных моделей?

3. Три триады устойчивых изобаров с $A = 124, 130, 136$ являются уникальным феноменом в нуклидном субконтинууме. Справедливо ли суждение, что этот уникальный феномен обусловлен уникальностью симметрии, гармонии их пятиэтажного $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова? Справедливо ли суждение о том, что максимальный, рекордный диапазон нейтронной упаковки $28 > D > 16$, в котором обеспечивается абсолютная устойчивость изотопов ^{50}Sn (10 изотопов), ^{52}Te (8), ^{54}Xe (9) и, соответственно, триада устойчивых изобаров, возможен только для этого $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова?

4. Просмотрите кадровый состав чётно-нечётных изотопов, которые имеют долгоживущие изомерные состояния (так называемый “первый остров изомерии”). Какое достоверное обоснование, какую-либо закономерность можно сформулировать для этого своеобразного феномена в нуклидном субконтинууме?

5. При исследовании захвата мюонов атомами выявлено резкое уменьшение относительной интенсивности этой реакции при некоторых значениях Z – см. рис.28 на стр.124 в {л.27}. Можно ли априори высказать суждение о том, при каких значениях Z “должен” наблюдаться такой характер этой экспериментальной зависимости? Достоверна ли гипотеза, что это уменьшение вероятности захвата мюонов должно иметь место для атомов, имеющих ядра с максимально плоским остовом: Ca ($Z = 20$), Sr ($Z = 38$), Ba ($Z = 56$)?

Каковы по вопросам 1-5 другие объяснения, интерпретации и концепции?

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data Sheets for $A = 116$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 59, p.333; 1981, Vol.32, p.287.
2. Nuclear Data Sheets for $A = 117$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 50, p.63.
3. Nuclear Data Sheets for $A = 118$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.329.
4. Nuclear Data Sheets for $A = 119$, Nucl. D. Sh., 1979, Vol. 26, p.207.
5. Nuclear Data Sheets for $A = 120$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 52, p.641; 1976, Vol.17, p.39.
6. Nuclear Data Sheets for $A = 121$, Nucl. D. Sh., 1979, Vol. 26, p.385.
7. Nuclear Data Sheets for $A = 122$, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 49, p.315.
8. Nuclear Data Sheets for $A = 123$, Nucl. D. Sh., 1980, Vol. 29, p.453.
9. Nuclear Data Sheets for $A = 124$, Nucl. D. Sh., 1984, Vol. 41, p.413.
10. Nuclear Data Sheets for $A = 125$, Nucl. D. Sh., 1981, Vol. 32, p.497.
11. Nuclear Data Sheets for $A = 126$, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 36, p.227.
12. Nuclear Data Sheets for $A = 127$, Nucl. D. Sh., 1982, Vol. 35, p.181.
13. Nuclear Data Sheets for $A = 128$, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 38, p.191.
14. Nuclear Data Sheets for $A = 129$, Nucl. D. Sh., 1983, Vol. 39, p.551.
15. Nuclear Data Sheets for $A = 130$, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 58, p.765; 1974, Vol.13, p.133.
16. Nuclear Data Sheets for $A = 131$, Nucl. D. Sh., 1976, Vol. 17, p.573.
17. Nuclear Data Sheets for $A = 132$, Nucl. D. Sh., 1976, Vol. 17, p.225.
18. Nuclear Data Sheets for $A = 133$, Nucl. D. Sh., 1986, Vol. 49, p.639.
19. Nuclear Data Sheets for $A = 134$, Nucl. D. Sh., 1981, Vol. 34, p.475; 1975, Vol.15, p.203.
20. Nuclear Data Sheets for $A = 135$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 52, p.205.
21. Nuclear Data Sheets for $A = 136$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 52, p.273; 1974, Vol.13, p.191.
22. Nuclear Data Sheets for $A = 137$, Nucl. D. Sh., 1990, Vol. 59, p.767.
23. Nuclear Data Sheets for $A = 138$, Nucl. D. Sh., 1988, Vol. 53, p.177; 1982, Vol.36, p.289.
24. Nuclear Data Sheets for $A = 139$, Nucl. D. Sh., 1989, Vol. 57, p.337.
25. Nuclear Data Sheets for $A = 140$, Nucl. D. Sh., 1987, Vol. 51, p.395.
26. Дзепелев Б.С., Жуковский Н.Н., Изобарные ядра с массовым числом $A = 124$, Свойства атомных ядер, вып.25, Наука, 1985.
27. Поликанов С.М., Необычные ядра и атомы, Наука, 1977.

Глава 3.6

СИСТЕМАТИКА СТРУКТУР И ПАРАМЕТРОВ НУКЛИДОВ С $56 \geq Z \geq 21$

“Я полагаю, что ситуация такова: от прежних теорий мы унаследовали идею частицы и всю терминологию, к ней относящуюся. Эта идея неадекватна. Она постоянно толкает нашу мысль к поискам сведений, явно не имеющих никакого смысла. Эта мнимая структура влечет за собой черты, не свойственные реальной частице. Адекватная картина не должна нас смущать; она не может описывать больше того, что в ней есть; дальнейшие домыслы должны быть отвергнуты. По-видимому, сегодня многие считают, что такую картину нельзя создать.

Стремление к поиску “реального понимания” “частицы” может навлечь подозрения, что у вас не философский ум, что у вас ум ребенка, плачущего о потере любимой игрушки (картины или модели) и не желающего понять, что игрушка потеряна навсегда.

Может оказаться, что действительно нельзя придумать такой отдельный изолированный образ, который был бы справедлив по отношению к приведенным выше притязаниям на “адекватную картину” частицы.”

Э. Шредингер

Последовательное рассмотрение структур и параметров состояния нуклидов с $20 \geq Z \geq 1$ (ч.1) и $56 \geq Z \geq 21$ (гл. 3.1-5) позволяет сделать некоторые обобщения, систематизировать количественные параметры, соотнести их изменение с изменением структуры нуклидов. В этой главе будут рассмотрены параметры только устойчивых нуклидов с акцентом на изотопы с наибольшей распространённостью. Обсуждаемые параметры можно условно разбить на три категории.

К первой можно отнести параметры «кадрового» состава устойчивых нуклидов: соотношение между числом протонов (Z), нейтронов (N) и составом нейтронной упаковки $D = N - Z$; количество устойчивых изотопов, изобаров, изотонов, изопакетов (нуклидов с одинаковой упаковкой D); относительная распространённость нуклидов в природе (P); динамика увеличения кадрового состава наиболее распространённых нуклидов (ΔA при $\Delta Z = 1$ и $\Delta Z = 2$) и т.п.

Ко второй категории можно отнести количественные параметры основного состояния нуклидов: моимпы, магнимы, энергии связи, их зависимость от Z и D , первые (ΔE_0) и вторые ($\Delta^2 E_0 \equiv \delta E_0$) разности их дискретной зависимости от Z , N , D , A при различных приращениях: $\Delta A = \mathbf{p}$, \mathbf{n} , $\mathbf{b} \equiv 2\mathbf{n}$, $\mathbf{d} \equiv \mathbf{pn}$, $\mathbf{t} \equiv \mathbf{npn}$, α , $\mathbf{9} \equiv 4\mathbf{n}$, $\mathbf{q} \equiv \mathbf{p}^9$, $2\mathbf{t} = \mathbf{b}\alpha$... Рассматриваемые разности обычно являются дискретными функциями целочисленного аргумента Z при некоторых значениях параметра ΔA .

При $\Delta A = (2\mathbf{p} - \mathbf{b})$ ($\Delta Z = 2$) такая функция при $Z = \text{var}$ описывает шеренги изобаров (например, одну из триад устойчивых изобаров с $A = 136$: $\text{Xe}^{28} - \text{Ba}^{24} - \text{Ce}^{20}$).

При $\Delta A = \mathbf{p}$ ($\Delta Z = 1$) такая функция при $Z = \text{var}$ описывает шеренги изотонов (например, шеренгу изотонов с $N = 50$: $\text{Kr}^{14} - \text{Rb}^{13} - \text{Sr}^{12} - \text{Y}^{11} - \text{Zr}^{10} - \text{Nb}^9 - \text{Mo}^8$...).

При $\Delta A = \mathbf{d}$ ($\Delta Z = 1$) или $\Delta A = \alpha$ ($\Delta Z = 2$) такая функция при $Z = \text{var}$ описывает шеренги изопакетов (например, шеренгу с $D = 12$: $^{76}\text{Ge} - ^{78}\text{As} - ^{80}\text{Se} - \dots - ^{110}\text{In} - ^{112}\text{Sn}$).

При $\Delta A = \mathbf{q} \equiv \mathbf{p}^9$ ($\Delta Z = 1$) или $\Delta A = \mathbf{b}\alpha$ ($\Delta Z = 2$) такая функция при $Z = \text{var}$ описывает параметры дорожки (магистралей) устойчивых (наиболее распространённых) нуклидов (например, магистраль:

$\text{Ru}^{12} - \text{Pd}^{14} - \text{Cd}^{16} - \dots - \text{Xe}^{22}$).

При $\Delta A = \mathbf{n}$, $\mathbf{b} \equiv 2\mathbf{n}$, $\mathbf{g} \equiv 4\mathbf{n}$ ($\Delta Z = \text{const}$) такая функция при $D = \text{var}$ описывает семейство изотопов (например, при $\Delta A = \mathbf{b}$ – семейство:

$^{56}\text{Ni} - ^{58}\text{Ni} - ^{60}\text{Ni} - ^{62}\text{Ni} - ^{64}\text{Ni}$).

В эту же категорию можно включить параметры возбуждённых состояний нуклидов: энергии возбуждения (E_k^*), моимпы (j_k^*) и магнимы (μ) возбуждённых состояний –; систематику и классификацию состояний (последовательность моимпов j_k^* , зависимости $E_k^*(j_k^*)$, разбиение спектра на «вращательные» серии и т.п.); плотность энергий возбуждённых состояний; зависимость вышеперечисленных параметров от Z , N , D и т.п.

К третьей категории можно отнести количественные параметры ядерных реакций: сечения захвата нейтронов с разными энергиями (тепловых, надтепловых и т.д.); сечения рассеяния электронов, протонов, других снарядов (\mathbf{d} , \mathbf{t} , \mathbf{a} , α , \mathbf{a} и т.д.); параметры фотопоглощения; вероятности заселения возбуждённых состояний в различных реакциях и т.п.

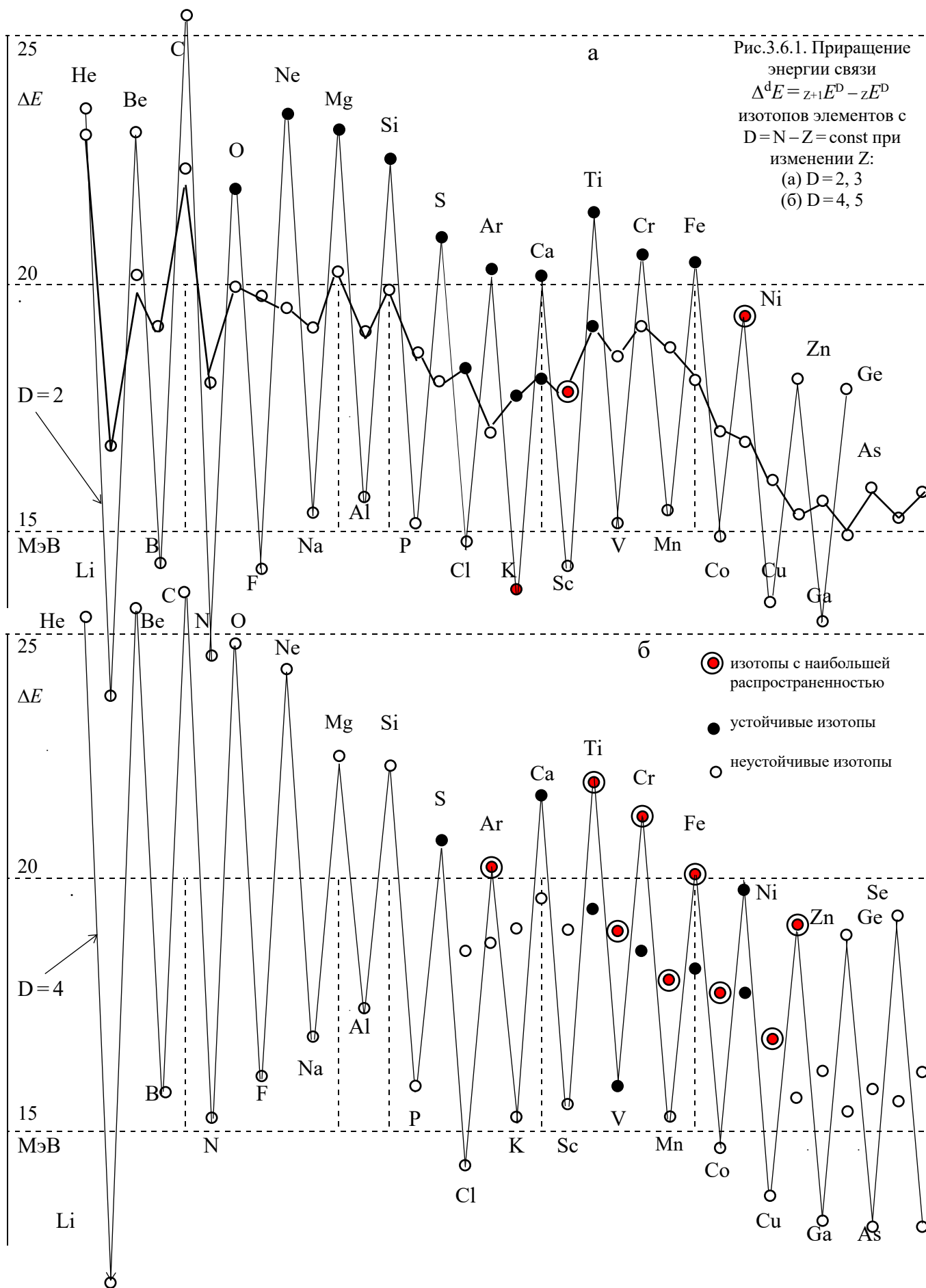
Разбиение параметров на такие категории – чисто условное и не может быть строгим. Например, параметры «размеров» нуклидов (плотность протонов, плотность нейтронов, модель распределения плотности $\rho(r)$, изотопические сдвиги и т.п.) в зависимости от характера и целей рассмотрения могут быть включены или в первую, или в третью категорию. Это относится и к параметрам α -, β -, γ -распада нуклидов. Так как круг рассматриваемых нуклидов в этой главе по возможности ограничен только устойчивыми нуклидами (с акцентом на изотопы с наибольшей распространённостью), то к рассмотрению в основном будут привлечены параметры только первых двух категорий.

Рассмотрение начнем с наиболее лёгких нуклидов. Из диаграммы устойчивых нуклидов с $20 \geq Z$ – рис.2.1.1 – видно, что кроме нуклидов с $D=0$ и $D=1$, анализ энергии связи которых дан в гл.2.2, в этом диапазоне Z устойчивы нуклиды с $D=2, 3, 4, 6$. Изопаки с одинаковым значением $D=2$ устойчивы в широком диапазоне $28 \geq Z \geq 8$ (одиннадцать нуклидов), но максимальную относительную распространённость имеет только изотоп $^{58}\text{Ni}^2$ ($P=68\%$).

С одинаковым значением $D=3$ имеется только пять устойчивых изопаков, но максимальную относительную распространённость имеет только $^{45}\text{Sc}^3$ ($P=100\%$).

Зависимость приращения энергии связи ${}^D\Delta^d E_0(Z) = E_0^D(Z) - E_0^D(Z-1)$ для изопаков с $D=2$ и $D=3$ в диапазоне $32 \geq Z \geq 2$ представлена на рис. 3.6.1а. Как проявляются в этих двух дискретных функциях особенности структуры нуклидов, их F-остова, H-макушки и упаковки $D=2$ и $D=3$?

Влияние на энергию связи нуклидов протона и нейтронов H-макушки, не входящих в состав α -целочисленных δ -, ξ -, χ -, \mathbf{a} -, α -кластеров, отчетливо заметно в регулярно меньшем значении приращения ${}^3\Delta^d E_0(Z)$ по сравнению с ${}^2\Delta^d E_0(Z)$ для чётных Z и меньшем значении ${}^2\Delta^d E_0(Z)$ для нечётных Z по сравнению с ${}^3\Delta^d E_0(Z)$ примерно на 2-4 МэВ – рис. 3.6.1а.



На общем фоне выделяются очень большие разности между ${}^2\Delta^d E_0(Z=4)$ для ${}^4\text{Be}$ и ${}^2\Delta^d E_0(Z=3)$ для ${}^3\text{Li}$ и особенно между ${}^2\Delta^d E_0(Z=6)$ для ${}^6\text{C}$ и ${}^2\Delta^d E_0(Z=5)$ для ${}^5\text{B}$, с одной стороны, и ${}^2\Delta^d E_0(Z=7)$ для ${}^7\text{N}$, с другой стороны. Эти разности значением до 10 МэВ обусловлены формированием α -целочисленных кластеров и особенно α -тригела ${}^6\text{C}$. Хорошо виден спад ${}^2\Delta^d E_0(Z)$ для чётно-чётных изопаков с ростом Z от C к Ne, от Si к Ar, от Fe к Zn, то есть при последовательном укомплектовании остова (соответственно, α , $\alpha\alpha\alpha$ и $\chi\alpha\chi$) z -полносными α -кластерами.

На достаточно монотонной зависимости ${}^3\Delta^d E_0(Z)$, ход которой в целом повторяет ход ${}^2\Delta^d E_0(Z)$, для чётных Z выделяются три локальных экстремума, соответствующих образованию α -тригела ${}^6\text{C}$, $\alpha\alpha$ -остова ${}^{12}\text{Mg}$ и $\alpha\alpha\alpha$ -остова ${}^{14}\text{Si}$.

Наличие лишь одного изопака с $D=2$, обладающего наибольшей относительной распространённостью (${}^{58}\text{Ni}^2$), и очень малое число устойчивых изопаков с $D=3$ убедительно ли свидетельствует о том, что почти все нуклиды с $D=2$ и $D=3$ не очень нравятся природе, они менее гармоничны, чем изопаки с $D=0$ и $D=1$ ($20 \geq Z$) или с $D=4$ и $D=5$ ($Z \geq 22$) – рис.2.1.1?

Как было рассмотрено в гл. 3.1, начиная с Ar и до Zn, наибольшую относительную распространённость имеют изопаки с $D=4$ (кроме Ca и Ni). И согласно моделям, предложенным в гл. 3.1, это обусловлено симметризирующим, стабилизирующим, уравнивающим воздействием экваториального тетранейтронного \mathfrak{D} -пояса. Пояс Афродиты настолько ли гармонизирует изопаки с $D=4$, настолько ли делает их приятными природе, что она их наштамповала в очень большом количестве – рис. 3.1.6? (Убедительны ли эти два суждения?)

Зависимость приращения энергии связи ${}^D\Delta^d E_0(Z)$ для изопаков с $D=4$ и $D=5$ представлена на рис. 3.6.1б. В целом обе зависимости ${}^4\Delta^d E_0(Z)$ и ${}^5\Delta^d E_0(Z)$ похожи на рассмотренные выше зависимости ${}^2\Delta^d E_0(Z)$ и ${}^3\Delta^d E_0(Z)$ – рис. 3.6.1а.

Упомянем о большой разнице $\Delta^d E_0$ для Be и Li; для B, C и N, а также об уменьшении $\Delta^d E_0$ от C к Ne, от Si к Ar, от Fe к Zn. Однако, заметим и то, что в целом функции ${}^4\Delta^d E_0(Z)$ и ${}^5\Delta^d E_0(Z)$ имеют большие значения, чем ${}^2\Delta^d E_0$ и ${}^3\Delta^d E_0$. Это является еще одним свидетельством большей уравновешенности, гармонии нуклидов с \mathfrak{D} -поясом в рассматриваемом диапазоне $32 \geq Z \geq 16$.

Влияние \mathfrak{D} -пояса отчетливо сказывается в том, что из восьми устойчивых изопаков с $D=4$ пять (Ar, Ti, Cr, Fe, Zn) имеют наибольшую относительную распространённость среди своих изотопов, а нечётно-нечётный ${}^{54}\text{V}^4$, имеющий огромный период полураспада, встречается в естественной форме ($P=0.25\%$). Нужно обязательно упомянуть и о том, что из восьми устойчивых изопаков с $D=5$ все четыре с нечётным Z (V, Mn, Co, Cu) имеют наибольшую распространённость.

И последний штрих. На рис. 3.6.1а и рис. 3.6.1б замечен локальный максимум $\Delta^d E_0$ для Ti ($Z=22$) с последующим уменьшением $\Delta^d E_0$ до Zn. Очевидно, что это приводит к замедлению роста удельной энергии связи на один нуклон E_0/A и достижению на интервале $30 \geq Z \geq 24$ абсолютного максимума E_0/A . Для более наглядного представления о характере изменения энергии связи используем также первые разности дискретной функции $E_0(Z)$, которые относятся только к нуклидам с чётными Z или только к нуклидам с нечётными Z .

Такой функцией для чётных Z и $D=4$ является ${}^4\Delta^\alpha E_0(Z) = E_0^4(Z) - E_0^4(Z-2)$ – приращение энергии связи нуклида с чётным Z относительно нуклида с $(Z-2)$ при том же $D=4$, то есть при приращении состава нуклида на α -кластер ($\Delta A = \alpha$).

Для нечётных Z используется $\Delta^t E_0(Z) = E_0^4(Z) - E_0^3(Z-1)$ (чётное $22 \geq Z$) и $\Delta^t E_0(Z) = E_0^5(Z) - E_0^4(Z-1)$ (нечётное $Z \geq 23$) – рис. 3.6.2. Обе функции определяют изменение энергии связи нуклидов с нечётным Z относительно устойчивых и наиболее распространённых нуклидов с чётным Z и $D=4$. На рис. 3.6.2 отображен и характер наращивания состава наиболее распространённых нуклидов:

$${}_{Z-2}X^4 \text{ } ^{+p} \rightarrow {}_{Z-1}X^3 \text{ } ^{+t} \rightarrow {}_ZX^4 \text{ (чётное } 22 \geq Z);$$

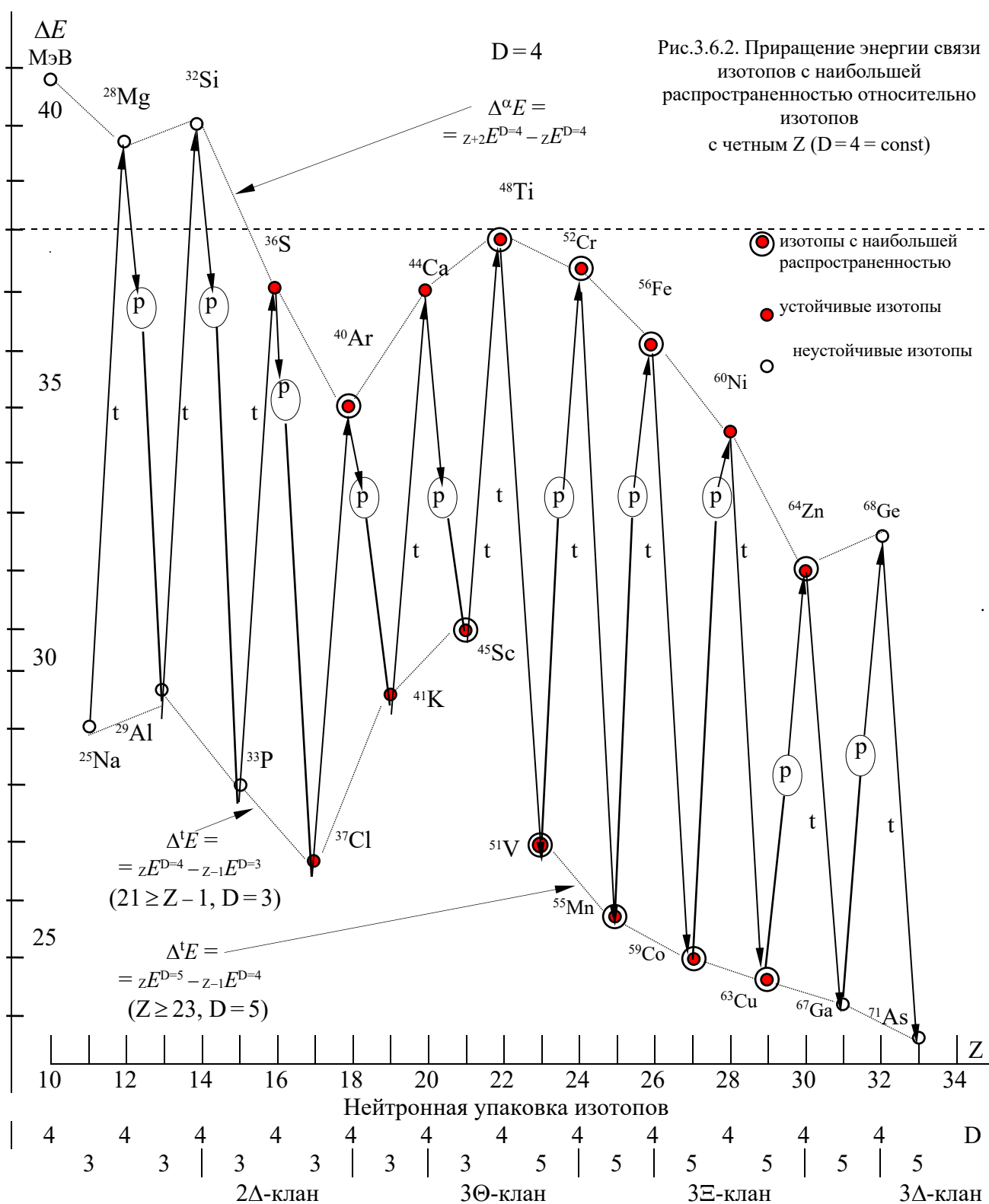
$${}_{Z-2}X^4 \text{ } ^{+t} \rightarrow {}_{Z-1}X^5 \text{ } ^{+p} \rightarrow {}_ZX^4 \text{ (чётное } Z > 22).$$

Для полноты информации рис. 3.6.2 дополним табл. 3.6.1 с энергией связи E_0 и удельной энергией связи чётных устойчивых изотопов Cr, Fe, Ni, Zn, а также с приращением энергии связи $\Delta^b E_0(Z)$ при увеличении упаковки нуклида на два нейтрона. В табл. 3.6.1 и на рис. 3.6.2 отчетливо выявлены тенденции роста или уменьшения $\Delta^b E_0(Z)$ и $\Delta^\alpha E_0(Z)$, в совокупности обеспечивающие абсолютный максимум E_0/A среди всех нуклидов. Как видно из табл. 3.6.1, абсолютным рекордсменом по величине E_0/A является Ni^6 (8.795 МэВ) и вровень с ним второе и третье места занимают Fe^6 (8.793 МэВ) и Fe^4 (8.791 МэВ).

Отметим, на первый взгляд, парадоксальный факт: оба нуклида с наибольшей удельной энергией связи Ni^6 и Fe^6 имеют очень невысокую относительную распространённость (соответственно, 3.66% и 0.34%).

Таблица 3.6.1
Энергии связи изотопов ${}^{24}\text{Cr}$, ${}^{26}\text{Fe}$, ${}^{28}\text{Ni}$, ${}^{30}\text{Zn}$

D		${}^{24}\text{Cr}$		${}^{26}\text{Fe}$		${}^{28}\text{Ni}$		${}^{30}\text{Zn}$	
		A/P	E_0 , МэВ	A/P	E_0 , МэВ	A/P	E_0 , МэВ	A/P	E_0 , МэВ
2	E_0	50	435.061	54	471.779	58	506.484	62	538.074
	E_0/A	4%	8.701	6%	8.737	68%	8.732	β^+	8.679
4	$\Delta^b E_0$		21.303		20.501		20.387		21.032
	E_0	52	456.364	56	492.280	60	526.871	64	559.120
	E_0/A	84%	8.776	92%	8.791	26%	8.781	49%	8.736
6	$\Delta^b E_0$		17.66		17.689		18.417		19.032
	E_0	54	474.024	58	509.969	62	545.288	66	578.152
	E_0/A	2%	8.778	0.3%	8.793	4%	8.795	28%	8.76
8	$\Delta^b E_0$		14.476		15.411		16.5		17.253
	E_0	56	488.491	60	525.380	64	561.788	68	595.405
	E_0/A	β^-	8.723	β^-	8.756	1%	8.779	19%	8.756
10	$\Delta^b E_0$	$\Delta^b E_0 = {}_ZE_0^{D+2} - {}_ZE_0^D$					15.079		15.684
	E_0					66	576.867	70	611.089
	E_0/A					β^-	8.74	0.6%	8.73



Однако в который раз скажем о том, что природа, несмотря на абсолютную подчиненность энергетической бухгалтерии, все-таки остается эстетом. Более «экономичному» изотопу она предпочла менее «экономичный», но зато более гармоничный, более красивый, уравновешенный только ϑ -поясом. Попробуем ответить на вопрос: какие структуры имеют наибольшую удельную энергию связи на один нуклон E_0/A ?

Обратимся к рис. 3.1.7, иллюстрирующему структуры нуклидов с $\chi\alpha\chi$ -остовом. Можно сказать, что все три рекордсмена: $t\chi\alpha^{\vartheta}\chi t$ -нуклид Ni^6 , $n\chi\alpha^{\vartheta}\chi n$ -нуклид Fe^6 и $\chi\alpha^{\vartheta}\chi$ -нуклид Fe^4 – в сопоставлении со структурами нуклидов, имеющих $22 \geq Z$ (ч.1), и со структурами нуклидов, имеющих $Z \geq 32$, даже чисто внешне выглядят сбитыми очень плотно. Все три кластера остова (два внешних χ -кластера и один внутренний, экваториальный α -кластер) не имеют больших ниш и выступов, а экваториальный α -кластер во всех трёх структурах очень плотно обвязан ϑ -поясом. В целом $\chi\alpha^{\vartheta}\chi$ -структура имеет $f=x_{\alpha}=y_{\alpha}=3$ и «кубическую» форму. Дополнение $\chi\alpha^{\vartheta}\chi$ -куба парой z -полюсных t -заглушек (Ni^6) или n -заглушек (Fe^6) приводит к достижению абсолютного предела для увеличения удельного объёма совокупности нуклонов (при любом их количественном составе) и высвобождению максимальной средней энергии связи на один нуклон.

Дальнейшее возрастание кадрового состава нуклидов (Z и N) приводит к формированию α -целочисленных кластеров с большими «выступами» и «нишами», повышает этажность f остова, вынужденно увеличивает число ϑ -обручей ($4n$) и η -обвязок ($8n$) G -упаковки. Все это приводит к относительно меньшему объёмному «расширению» внешних нуклонов в нуклидах и, соответственно, к постепенному уменьшению E_0/A с ростом Z или A .

С увеличением $Z > 30$ устойчивых нуклидов с $5 \geq D$ нет. Количественный состав устойчивых изотопов для нуклидов с $50 \geq Z \geq 29$ с указанием их относительной распространённости представлен на рис. 3.6.3. Отображение количества и кадрового состава устойчивых нуклидов на двухкоординатной плоскости (график Сегре) на рис. 3.6.3 представлено в DZ -координатах (при этом $A = 2Z + D$). Такое представление отчетливее, нагляднее, более выпукло отображает взаимосвязь числа нуклонов со структурой нуклидов, ибо величина $D = N - Z$ выделяет число нейтронов упаковки из их общего количества $N = A - Z$, отделяет их от нейтронов, совместно с чётным числом протонов образующих остов нуклида.

Горизонтальным линиям на рис. 3.6.3 соответствуют шеренги изопакетов с одинаковым значением D (для чётно-чётных нуклидов с одинаковой упаковкой G). Вертикальным линиям соответствуют семейства изотопов с $Z = \text{const}$.

На этой модификации графика Сегре отчетливо проявляются группы нуклидов с различным характером изменения упаковки D с ростом Z . На участке ${}^{29}\text{Cu}$ - ${}^{36}\text{Kr}$ имеет место «линейный» рост упаковки D с увеличением Z . Для изотопов с максимальной или близкой к ней распространённостью Cu^5 - Zn^6 - Ga^7 ... и до Kr^{12} - Rb^{13} упаковка возрастает прямо пропорционально приращению Z , на этом участке $\Delta D = \Delta Z$: $\Delta D = 13 - 5 = 8$, $\Delta Z = 37 - 29 = 8$.

Параллельно основной непрерывной дорожке выше и ниже идут еще две дорожки: Cu^7 - Zn^8 - Ga^9 ... и до Kr^{14} и Zn^4 - Ga^5 ... и до Kr^{10} - Rb^{11} - Sr^{12} .

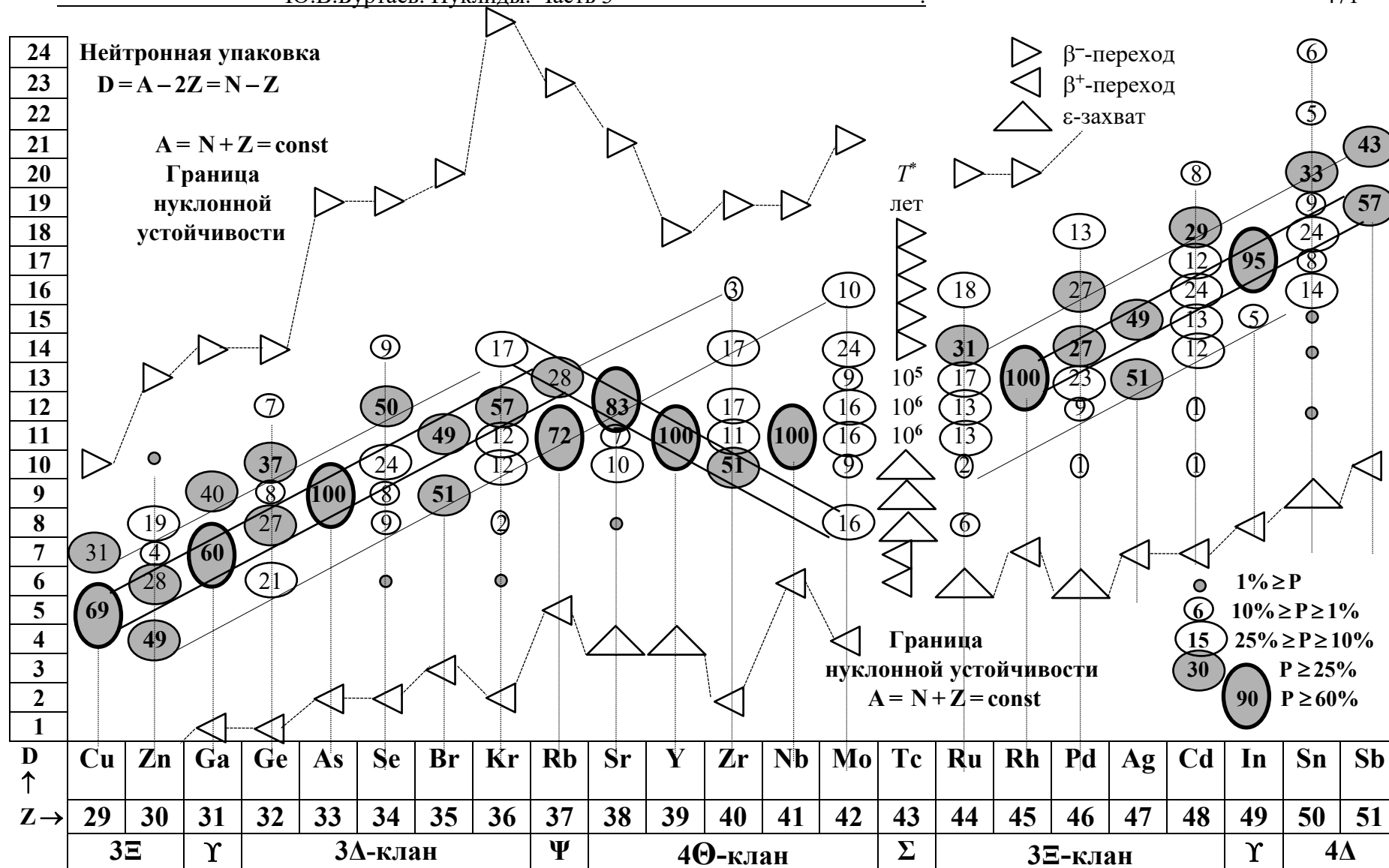
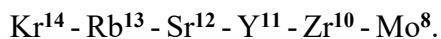


Рис.3.6.3. Диаграмма изменения состава для устойчивых изотопов семейств нуклидов с $51 \geq Z \geq 29$.
 В кружках приведена относительная распространенность изотопов с $Z = \text{const}$; по вертикали указана нейтронная упаковка D

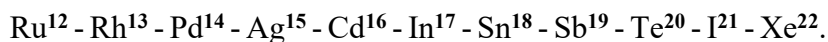
Обе эти боковые дорожки укомплектованы не полностью, имея по два разрыва (не имея в природе соответствующих устойчивых нуклидов с нечётным Z).

Зато на следующем участке Kr - Mo «дорожка» наиболее распространённых изотопов изменяет направление – с ростом D упаковка линейно уменьшается:



Эта дорожка заканчивается изотопом Mo^8 и на диаграмме видна пара симметричных семерок устойчивых изотопов ^{42}Mo и ^{44}Ru с абсолютно одинаковыми значениями D и близкими значениями относительной распространённости P . Эту пару семейств, рассмотренную в гл. 3.3-3.4, разделяют неустойчивые изотопы ^{43}Tc .

После формирования $\text{æ}\chi\xi\chi\text{-}$ остова ^{44}Ru на графике Сегре снова отчетливо видна линейная дорожка роста D с ростом Z :



Изменение структуры остовов и связанное с этим изменение зависимости $D(Z)$ для наиболее распространённых изотопов комментировалось в гл. 3.3-3.5.

Обратим внимание на количество устойчивых изопаков с разными D . Для $D=6, 7, 8, 9$ количество устойчивых изопаков сравнительно невелико (9, 3, 9, 5, соответственно) и среди них очень мало изотопов с наибольшим значением P – только $\text{Ga}^9, \text{As}^9, \text{Br}^9$ – все с нечётными Z .

Зато много устойчивых изопаков с $D=10, 11, 12$ (10, 9, 10, соответственно) и изотопы с наибольшей распространённостью от Ge до Mo имеют именно эти значения $D=10, 11, 12$ – рис. 3.6.3.

В предпочтении $D=11, 12$ для наиболее распространённых изотопов от Ge до Mo тоже проявляется эстетическая струнка Материи: $D=11, 12$ – это возможность тремя ϑ -обручами ху-симметрично скрепить, сшить $\text{æ}\chi\chi\text{æ-}$ остов с $f=4$ (см. гл. 3.3) и $\chi\xi\chi\text{-}$ остов с $f=3$ (см. гл. 3.4).

Сплюсчивание остова $\text{æ}\chi\chi\text{æ} \rightarrow \chi\xi\chi$ чётко проявляется в изменении наклона дорожек на графике Сегре в районе Kr - Rb - Sr – рис. 3.6.3. А заметны какие-либо особенности в изменении энергии связи нуклидов в этом диапазоне Z ?

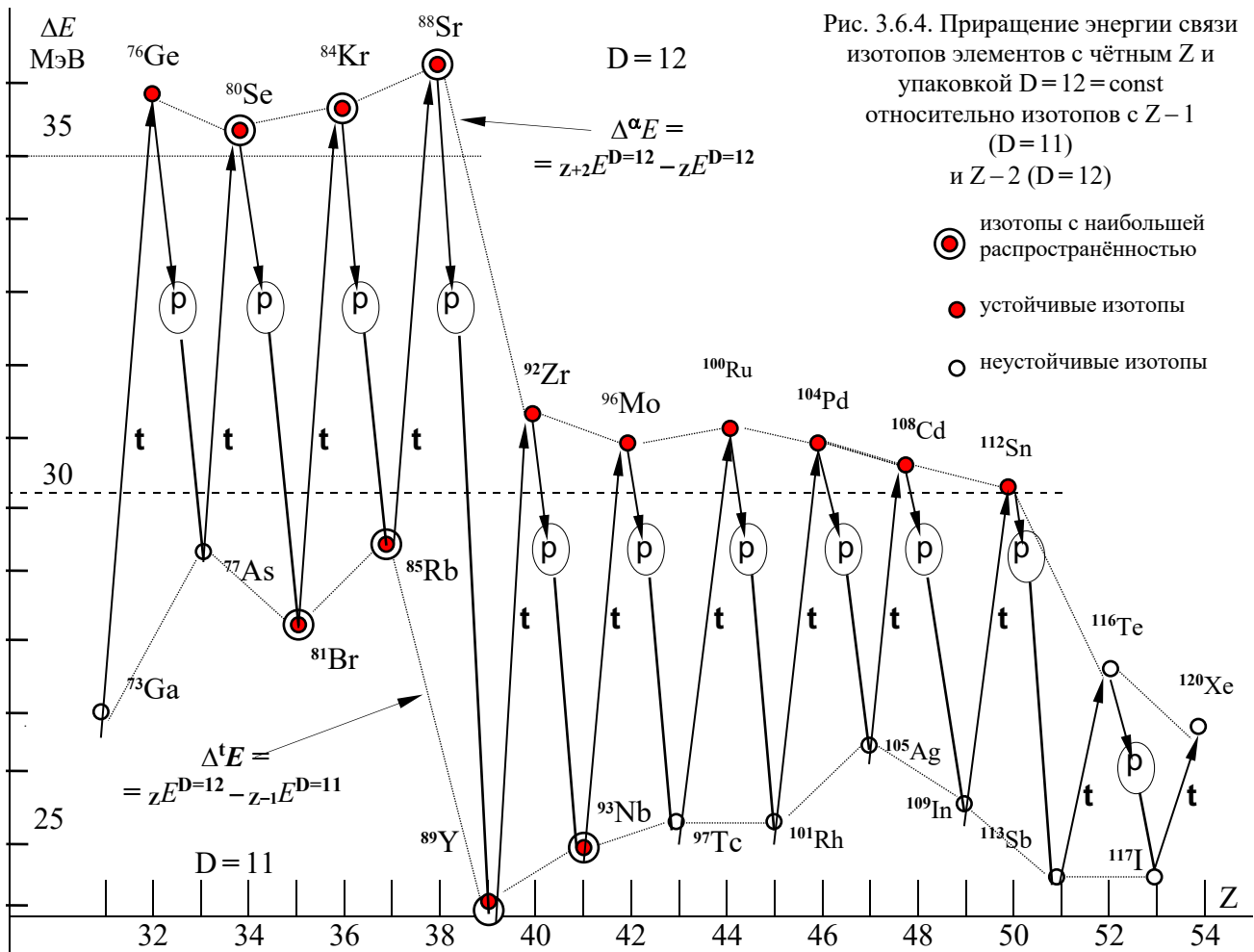
На рис. 3.6.4 представлена уже рассмотренная ранее зависимость приращения энергии связи:

$$^{12}\Delta^{\alpha}E_0(Z) = E_0^{12}(Z) - E_0^{12}(Z-2) \text{ чётных изопаков с } D=12 \text{ и}$$

$$^{11}\Delta^t E_0(Z) = E_0^{12}(Z+1) - E_0^{11}(Z) \text{ нечётных изопаков с } D=11.$$

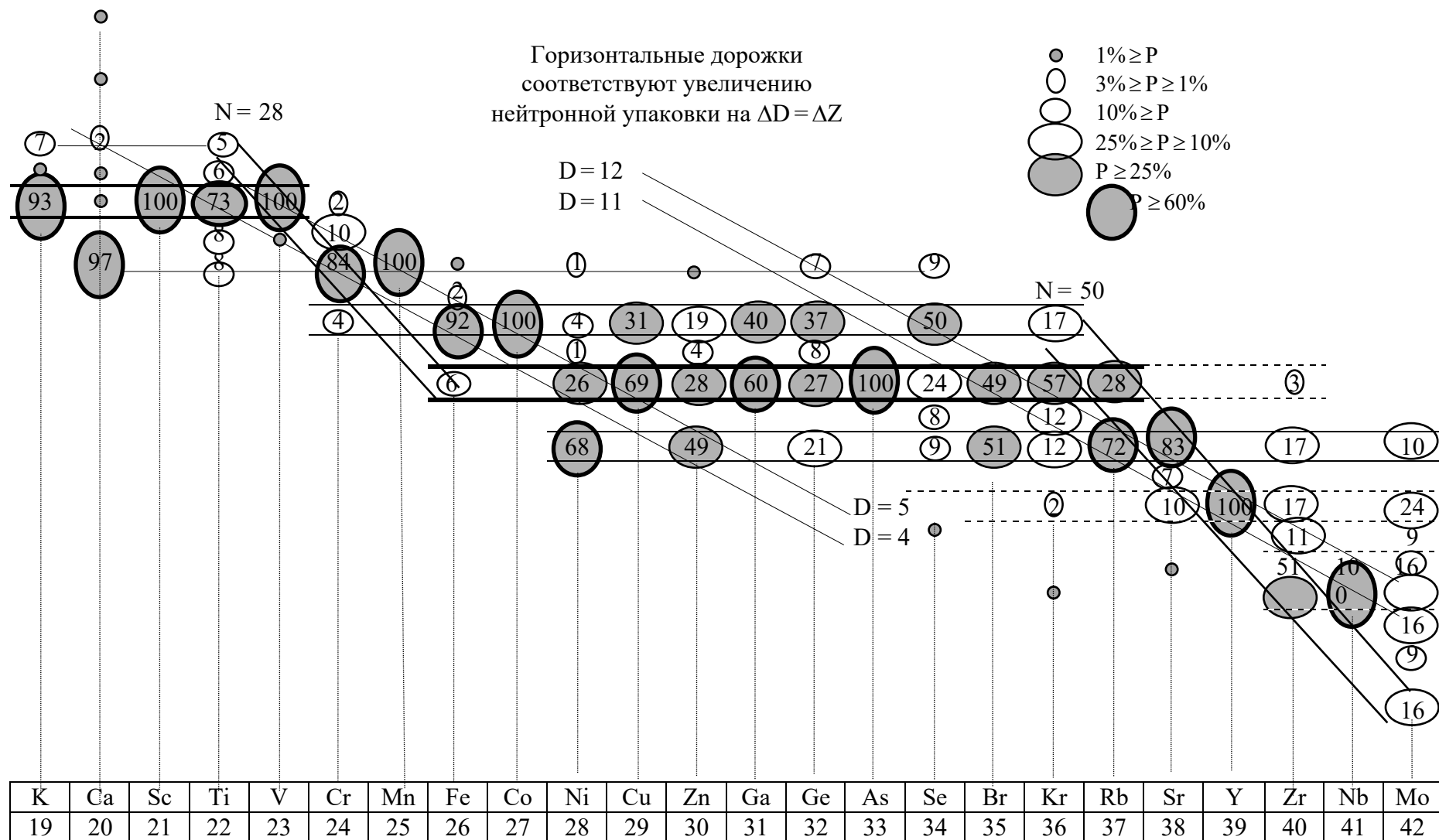
Обе дискретные зависимости $^{12}\Delta^{\alpha}E_0(Z)$ (чётные Z) и $^{11}\Delta^t E_0(Z)$ (нечётные Z) чётко фиксируют переход от чётных нуклидов с наибольшей распространённостью Se, Kr, Sr к нуклидам с малой распространённостью.

Приращение энергии связи $\Delta^{\alpha}E_0$ для ^{88}Sr почти на 5 МэВ больше, чем $\Delta^{\alpha}E_0$ для ^{92}Zr и других последующих чётных изопаков. Аналогичное уменьшение $\Delta^t E_0$ для ^{89}Y по сравнению с $\Delta^t E_0$ для ^{85}Rb показывает, что такое резкое уменьшение вызвано какими-то причинами, которые, видимо, не связаны с изменением остова, ибо $\chi\xi\chi\text{-}$ остов ^{88}Sr и ^{92}Zr одинаков.



Вернемся к графику Сегре – рис. 2.1.1 ($28 \geq Z$) и рис. 3.6.3 ($51 \geq Z \geq 29$). Даже чисто внешне заметнее проявляются, гуще, плотнее заселены устойчивыми нуклидами дорожки линейного возрастания D с ростом Z , чем горизонтальные линии изопаков с $D = \text{const}$. Поэтому представляет интерес более подробное рассмотрение «дорожек», составленных из наиболее распространённых изотопов.

Для этого перерисуем график Сегре таким образом, чтобы дорожки линейного нарастания D ($\Delta D = \Delta Z$) отображались горизонтальными линиями – рис. 3.6.5. В этой модификации графика вертикальным линиям, как общепринято, соответствуют семейства изотопов с $Z = \text{const}$. Ординатами этих вертикальных линий являются дискретные значения $D = N - Z = A - 2Z$. Эти значения вычисляются по линейному закону: $D = D_0 + \Delta Z = D_0 + (Z - Z_0)$, где D_0 и Z_0 – какие-либо известные значения, то есть обычно значения, заданные для первого нуклида в горизонтальной линии. На этом графике шеренгам изопаков с $D = \text{const}$ соответствуют наклонные линии (с углом наклона $\varphi_D = 45^\circ$, $\text{tg} \varphi_D = 1$), изотонам с $N = \text{const}$ соответствуют наклонные линии с большим углом наклона ($\text{tg} \varphi_N = 2$), а изобарам с $A = \text{const}$ соответствуют наклонные линии с углом наклона φ_A ($\text{tg} \varphi_A = 3$).

Рис.3.6.5. Диаграмма изменения состава устойчивых изотопов семейств нуклидов с $42 \geq Z \geq 19$.В кружках приведена относительная распространенность изотопов с $Z = \text{const}$;

Горизонтальные дорожки соответствуют нуклидам с линейным нарастанием D при увеличении Z . Другими словами, семейства изотопов и шеренги изотонов, изопакетов и изобаров являются дискретными сечениями под разными углами совокупности горизонтальных дорожек, каждая из которых имеет свою, ограниченную длину. Все горизонтальные дорожки нуклидов соответствуют последовательности устойчивых нуклидов с возрастанием $\Delta D = \Delta Z$:

$Si^0 - P^1 - S^2 - Cl^3 - Ar^4 - Ca^6$;
 $S^0 - Cl^1 - Ar^2 - K^3 - Ca^4 - Ti^6$;
 $Ar^0 - K^1 - Ca^2 - Sc^3 - Ti^4 - Cr^6$;
 $Ca^0 - Ti^2 - Cr^4 - Mn^5 - Fe^6 - Ni^8 - Zn^{10} - Ge^{12} - Se^{14}$ и т.д.

Наибольшей плотностью нуклидов выделяется длинная дорожка (назовем её «центральной» дорогой или «магистралью»):

$Fe^2 - Ni^4 - Cu^5 - Zn^6 - Ga^7 - Ge^8 - As^9 - Se^{10} - Br^{11} - Kr^{12} - Rb^{13} - Zr^{16}$ (всего 12 нуклидов).

Такую же длину $\Delta D = \Delta Z = 12-14$ имеют и две соседние с ней дорожки (назовем их боковыми):

«верхняя» – $Cr^2 - Fe^4 - Co^5 - Ni^6 \dots Se^{12} - Kr^{14}$ (всего 10 нуклидов);

«нижняя» – $Ni^2 - Zn^4 - Ge^6 \dots Zr^{14} - Mo^{16}$ (всего 10 нуклидов).

Все наиболее распространённые изотопы семейств от Fe^4 до Sr^{12} расположены только на этих трёх дорожках. Но плотность заполнения двух боковых дорожек устойчивыми нуклидами меньше. Стандартная прибавка $\Delta A = t$, соответствующая переходу к следующему нуклиду ($\Delta Z = 1$) на этих дорожках, вызывает желание обеспечить обсуждение этого аспекта более разносторонней информацией.

Во-первых, обратим внимание, что на центральной дорожке имеют представительство устойчивыми изотопами все нуклиды с нечётным Z от Cu^5 до Rb^{13} . В то же время чётные нуклиды с наибольшей относительной распространённостью располагаются в основном на двух боковых дорожках. Чтобы сопоставить изменение ΔE_0 , соответствующее ΔA при формировании изотопов с наибольшей распространённостью, рассмотрим две дискретных зависимости.

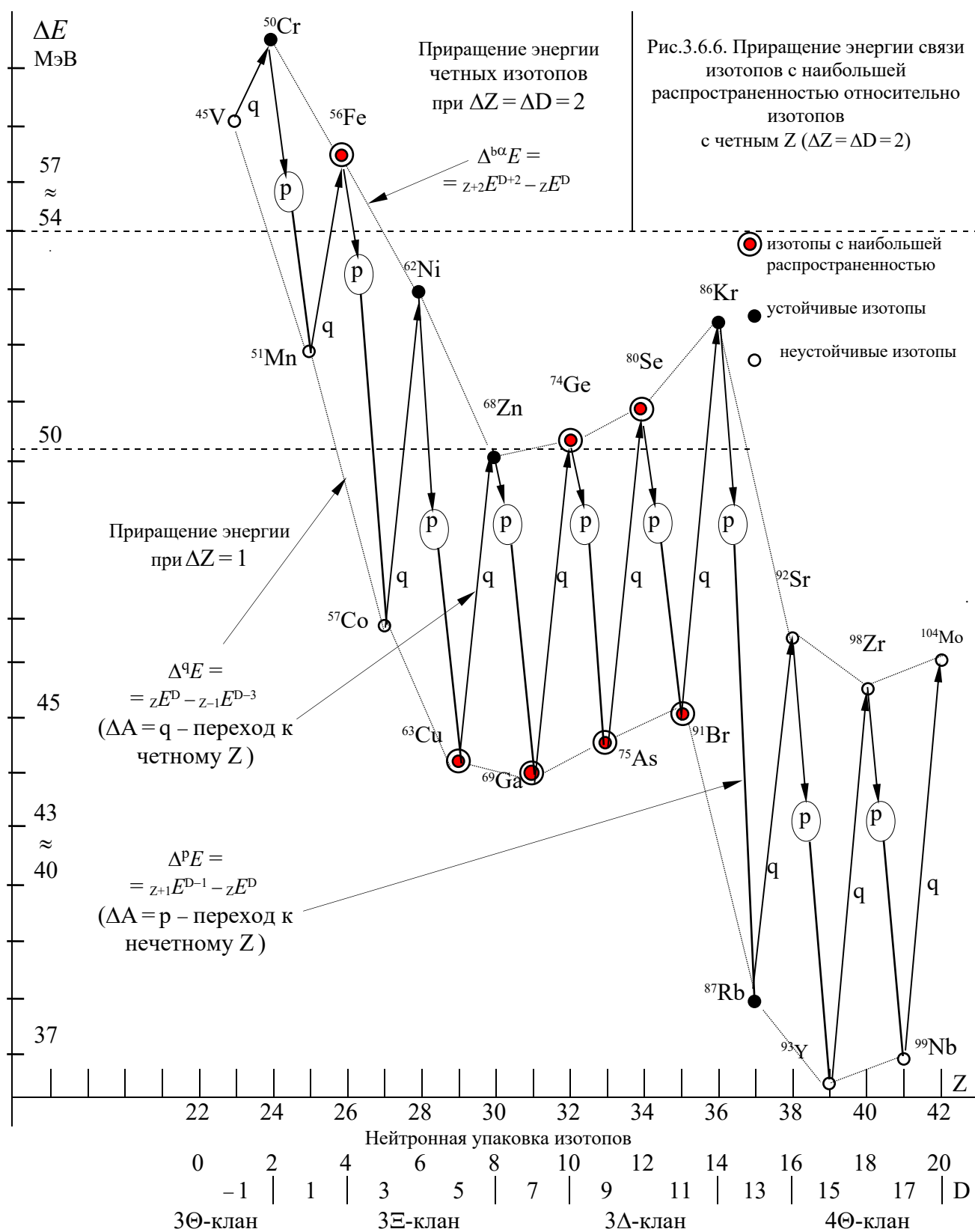
Одна: приращение энергии связи ${}^D\Delta^{b\alpha}E_0(Z) = E_0^D(Z) - E_0^{D-2}(Z-2)$ – соответствует $\Delta A = b\alpha = 2t$ при $\Delta Z = 2$ и является приращением энергии связи чётных нуклидов вдоль верхней боковой дорожки ($Cr^2 - Fe^4 - Ni^6 \dots$).

Вторая: $\Delta^q E_0(Z)$ – соответствует $\Delta A = q = p^9$ при $\Delta Z = 1$ и является приращением энергии связи чётного нуклида с $(Z+1)$ относительно нечётного нуклида с Z .

Обе эти функции ${}^D\Delta^{b\alpha}E_0(Z)$ и $\Delta^q E_0(Z)$ представлены на рис. 3.6.6. При изменении Z эти две функции определяют приращение энергии связи при одинаковых изменениях ΔA :

$${}_{Z-2}X^{D-2} \xrightarrow{+p} {}_{Z-1}X^{D-3} \xrightarrow{+q} {}_ZX^D.$$

На рис. 3.6.5 такой порядок приращения кадрового состава (увеличения числа нуклонов) при увеличении на $\Delta Z = 1$ соответствует последовательному переходу с верхней боковой дорожки на центральную ($\Delta A_1 = p$) и обратно ($\Delta A_2 = q$):



$^{24}\text{Cr}^2$	$^{26}\text{Fe}^4$	$^{28}\text{Ni}^6$	$^{30}\text{Zn}^8$	$^{32}\text{Ge}^{10}$	$^{34}\text{Se}^{12}$
$\downarrow p$	$q \uparrow$	$\downarrow p$	$q \uparrow$	$\downarrow p$	$q \uparrow$
$^{25}\text{Mn}^1$	$^{27}\text{Co}^3$	$^{29}\text{Cu}^5$	$^{31}\text{Ga}^7$	$^{33}\text{As}^9$	и т.д.

На рис. 3.6.6 отчетливо выявлены два аспекта обсуждаемых взаимосвязей.

Во-первых, чётко проявлена точка абсолютного максимума функции (E_0/A) в зависимости от Z . Действительно, при увеличении $\Delta A = b + \alpha = p + q(2p + 4n)$ суммарное приращение энергии связи, отнесенное к одному нуклону этого приращения, $\Delta^{b+\alpha}E_0/6$ для нуклидов ^{50}Cr , ^{56}Fe и ^{62}Ni больше, чем максимальное значение $(E_0/A)_{\text{макс}} = 8.795$ МэВ, а для ^{68}Zn , ^{74}Ge , ^{80}Se и т.д. меньше этого максимума. Следовательно, все нуклиды, формируемые в результате увеличения $\Delta A = b + \alpha$, будут иметь приращение энергии связи $\Delta^{b+\alpha}E_0 < 6 * 8.795 = 52.77$ МэВ, а потому их удельная энергия связи (E_0/A) будет меньше, чем у ^{56}Fe или ^{62}Ni – табл. 3.6.1.

Во-вторых, на рис. 3.6.6 отчетливо выделены участки зависимости $\Delta E_0(Z)$ для нуклидов с разными остовами: Fe - Ni - Zn ($\chi\alpha\chi$ -остов); Ge - Se - Kr ($\alpha\chi\chi\alpha$ -остов) Sr - Zr - Mo ($\chi\xi\chi$ -остов). Эти же кланы нуклидов с одинаковыми остовами, хоть и менее выпукло, но «при большом желании» выделяемы и на рис. 3.6.5.

Клан наиболее распространённых изотопов Ca - Sc - Ti - V - Cr - Mn ($\chi\chi$ -остов) «расположен» на двух соседних горизонтальных дорожках ($\Delta D = \Delta Z$).

Клан нуклидов с $\chi\alpha\chi$ -остовом «расположен» на двух параллельных наклонных дорожках с постоянной упаковкой $D=4$ (Fe - Ni - Zn) и $D=5$ (Co - Cu).

Клан наиболее распространённых изотопов Ga - Ge - As - Se - Br - Kr, имеющих $\alpha\chi\chi\alpha$ -остов, «расположен» на двух горизонтальных дорожках ($\Delta D = \Delta Z$). Этот клан нуклидов представлен в центральной части рис. 3.6.5.

Наконец, клан наиболее распространённых изотопов с $\chi\xi\chi$ -остовом «расположен» в основном на двух параллельных наклонных дорожках с постоянной упаковкой $D=12$ (Sr - Zr - Mo) и $D=11$ (Rb - Y - Nb).

Конечно, в этих примитивных, прямолинейных схемах не все нуклиды стоят в «своих» шеренгах. Явно вышли из описанного строя, например, $^{28}\text{Ni}^2$ ($P=68\%$) и $^{40}\text{Zr}^{10}$ ($P=51\%$). Пока зафиксируем для последующего обсуждения, что на рис. 3.6.5 резко выражены «нижние» углы области, заполненной наиболее распространёнными нуклидами: $^{20}\text{Ca}^0$, $^{28}\text{Ni}^2$ и $^{40}\text{Zr}^{10}$. Все три упомянутых нуклида с наибольшей относительной распространённостью в своем семействе изотопов имеют общую черту: все они среди своих устойчивых изотопов имеют минимальную упаковку – рис. 3.6.5.

Для последующего обсуждения зарезервируем очень важное обобщение:

$^{20}\text{Ca}^0$ является конечным в длинной шеренге устойчивых изотопов с $\Delta D = (-\Delta Z)$ –

$N=20$: S^4 - Cl^3 - Ar^2 - K^1 - Ca^0 ;

$^{40}\text{Zr}^{10}$ является предпоследним в еще более «длинной» шеренге устойчивых изотопов с $N=50$ и очень высокой распространённостью –

Kr^{14} - Rb^{13} - Sr^{12} - Y^{11} - Zr^{10} - Mo^8 – рис. 3.6.5.

Длинной является и шеренга стабильных изотопов с $N=28$:

Ca^8 - Ti^6 - V^5 - Cr^4 - Fe^2 .

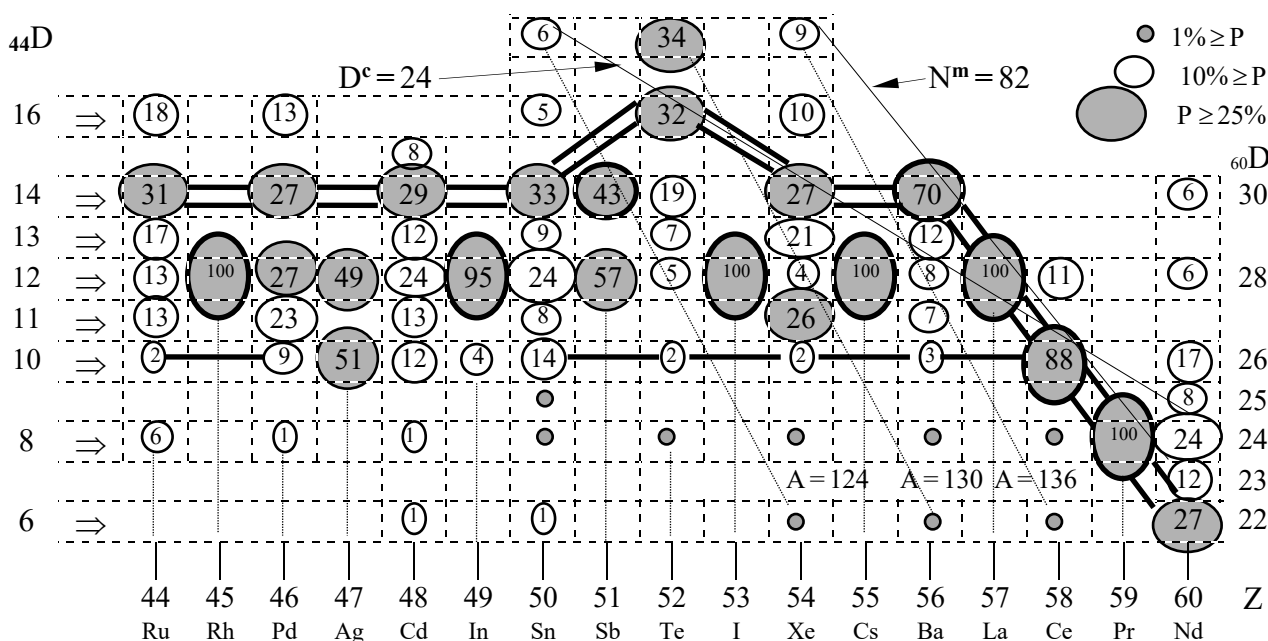


Рис. 3.6.7. Диаграмма изменения состава устойчивых изотопов семейств нуклидов с $60 \geq Z \geq 44$.

В кружках приведена относительная распространённость изотопов с $Z = \text{const}$;
по вертикали указана нейтронная упаковка: слева – изотопов Ru, справа – изотопов Nd

Конечно, шеренги изотонов с $N=20$, 28 и 50 отчетливо видны и на графиках Сегре – рис. 2.1.1 и рис. 3.6.3.

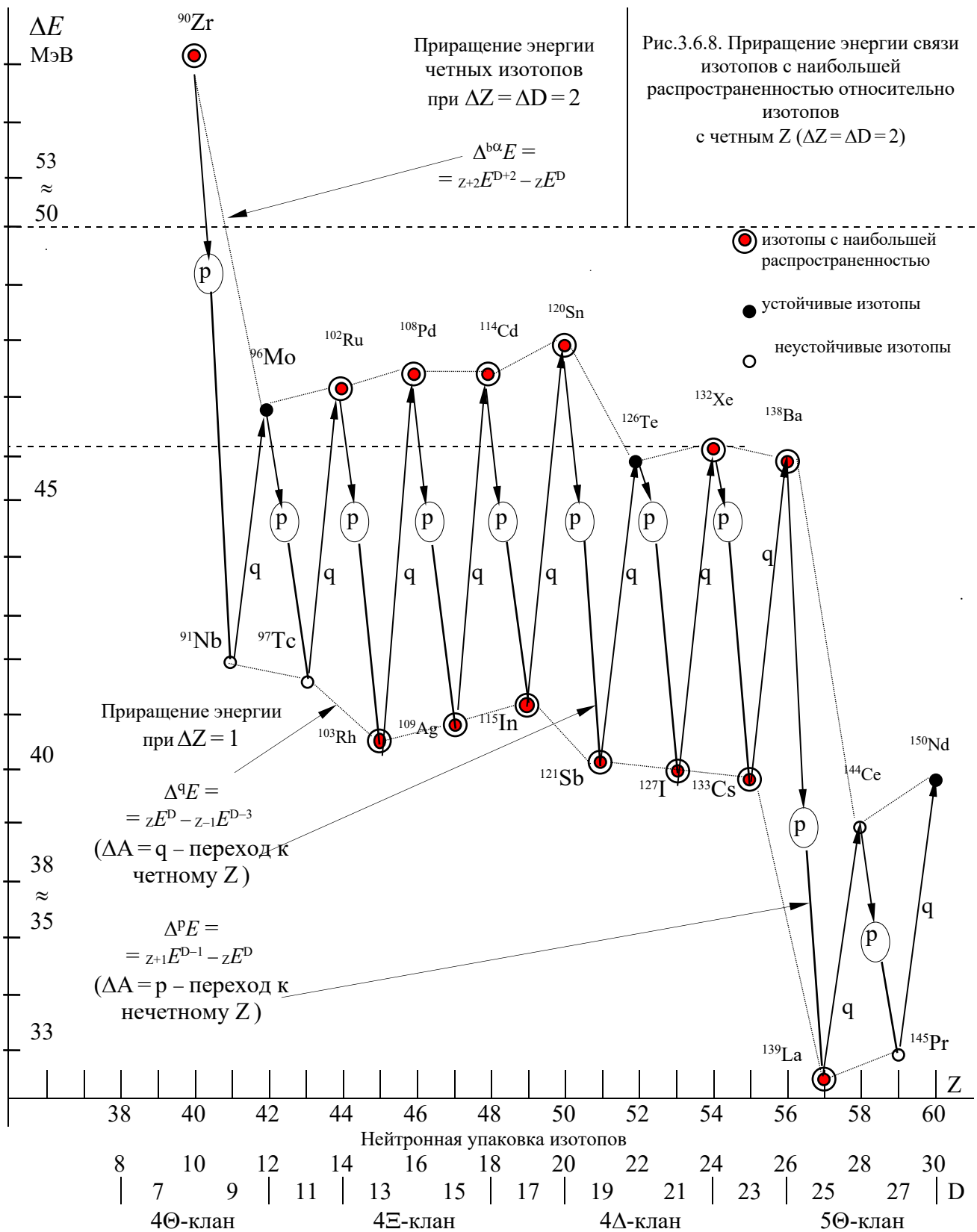
Характерны ли вышеописанные закономерности для нуклидов с $Z \geq 44$? Приведем рис. 3.6.7, на котором представлены устойчивые нуклиды с $60 \geq Z \geq 44$ и с линейным ростом D вдоль горизонтальных дорожек ($\Delta D = \Delta Z$).

Этот рис. 3.6.7 многими чертами подобен правой части рис. 3.6.5, начиная с изотопов ^{28}Fe и включительно до ^{42}Mo . Так же как и на рис. 3.6.5, на рис. 3.6.7 наиболее распространённые изотопы от ^{44}Ru до ^{56}Ba сосредоточены на двух горизонтальных параллельных дорогах.

На центральной магистрали: $\text{Ru}^{12} - \text{Rh}^{13} - \dots - \text{La}^{25} - \text{Ce}^{26} - \text{Nd}^{28}$ – представлены устойчивыми изотопами все без исключения семейства нуклидов от Ru^{12} до Nd^{28} , в том числе единственные устойчивые изотопы Rh^{13} , I^{21} , Cs^{23} , La^{25} .

На верхней дорожке: $\text{Kr}^6 - \text{Sr}^8 - \text{Zr}^{10} - \text{Nb}^{11} - \text{Mo}^{12} - \text{Ru}^{14} - \text{Pd}^{16} - \text{Cd}^{18} - \dots - \text{Ba}^{26} - \text{Nd}^{30}$ разместились практически все наиболее распространённые изотопы с чётным Z от Ru^{14} до Ba^{26} . Итак, все наиболее распространённые изотопы с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом (от Ru до In) и $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом (от Sn до Xe) размещены на двух горизонтальных дорожках: центральной и верхней боковой. Все остальные многочисленные (подчеркнем, гораздо менее распространённые) изотопы с чётным Z размещены на боковых «проселках», параллельных центральной магистрали.

Клан чётных нуклидов с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом (Sn, Te, Xe), имеющих наибольшее число устойчивых изотопов, на рис. 3.6.7 выделяется самым верхним фирменным ответвлением от центральной магистрали, состоящим из трёх нуклидов: Sn^{24} , Te^{26} , Xe^{28} . Эта тройка, как уже обсуждалось в гл. 3.5, входит в состав трёх триад устойчивых изобаров в качестве изобаров с наибольшим значением D .

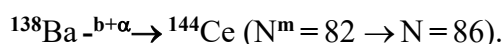
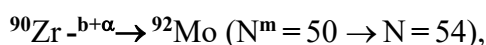


На рис. 3.6.7 для наглядности отмечены и изобары с наименьшим значением D в этих трёх уникальных триадах: Xe^{16} , Ba^{18} , Ce^{20} .

Забегая чуть вперед, обратим внимание и на самую длинную шеренгу изотонов с $N^m = 82$: Xe^{28} - Ba^{26} - La^{25} - Ce^{24} - Pr^{23} - Nd^{22} - Sm^{20} —, которая включает семь устойчивых изотонов. Пять из них имеют максимальную относительную распространённость среди своих семейств. Это рекордная по своей численности шеренга устойчивых изотонов. По всем показателям она стоит выше шеренги с $N = 50$ и тем более шеренг с $N^m = 20$ и 28 — рис. 3.6.5.

Аналогично рис. 3.6.6, на рис. 3.6.8 представлены две дискретные зависимости: $\Delta^{b+\alpha}E_0(Z)$ для чётных нуклидов (верхней боковой дороги на рис. 3.6.7) и $\Delta^qE_0(Z)$ для нуклидов с нечётным Z (центральной магистрали на рис. 3.6.7).

На рис. 3.6.8 почти постоянное значение обеих зависимостей $\Delta^{b+\alpha}E_0(Z)$ от ^{96}Mo до ^{138}Ba и $\Delta^qE_0(Z)$ от ^{91}Nb до ^{133}Cs резко контрастирует со спадами при переходах:



Оба этих глубоких спада $\Delta^{b+\alpha}E_0$ при увеличении N выше, чем $N^m = 50$ и $N^m = 82$, также включим в резерв аргументов для последующего обсуждения.

Для систематики и сконцентрированного представления взаимообусловленности и взаимосвязи структуры устойчивых нуклидов и их параметров вышесказанное обобщим в табл. 3.6.2. В этой таблице представлены в основном нуклиды, рассмотренные в этой, третьей части (от Ca до Ba), то есть нуклиды, которые устойчивы только с нейтронной упаковкой. Для полноты картины к ним добавлен клан нуклидов с трёхэтажным $\alpha\alpha\alpha$ -остовом (Si - P - S - Cl - Ar - K), рассмотренный в первых двух частях, а также клан нуклидов с $\chi\xi\xi\chi$ -остовом (от Ba до Pm), который будет рассмотрен в следующей, четвёртой части.

Все нуклиды по вертикали скомпонованы в три ассоциации Θ , Ξ и Δ , каждая из которых включает несколько кланов. Горизонтальные ряды нуклидов назовем периодами. Периоды нумеруются арабскими цифрами 0, 1, 2, 3...

Нулевой период включает три нуклида (H , He , Li), которые не имеют структуры в плоскости xy , перпендикулярной z -оси.

Первый период включает семейства изотопов ^4Be и ^5B , а также 1Δ -клан нуклидов, имеющих α -остов (C - N - O - F - Ne) и, соответственно, этажность $f=1$.

Второй период включает клан изотопов ^{12}Mg и ^{13}Al с $\alpha\alpha$ -остовом (этажность $f=2$), а также 2Δ -клан нуклидов, имеющих $\alpha\alpha\alpha$ -остов (Si - P - S - Cl - Ar).

Третий период включает 3Θ -клан с $\chi\chi$ -остовом, 3Ξ -клан с $\chi\alpha\chi$ -остовом (этажность $f=3$), а также 3Δ -клан нуклидов, имеющих $\alpha\chi\chi\alpha$ -остов (Ge - As - Se - Br - Kr).

Четвёртый период включает 4Θ -клан с $\chi\xi\chi$ -остовом, 4Ξ -клан с $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом (этажность $f=4$) и 4Δ -клан нуклидов, имеющих $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов (Sn - Sb - Te - I - Xe).

Пятый период в табл. 3.6.2 начат 5Θ -кланом, у которого $\chi\xi\xi\chi$ -остов.

Семейства изотопов со структурой, переходной от одного остова к другому, объединены в вертикальные группы. Таких групп, переходных от одного клана к другому, по числу ассоциаций — три.

Таблица 3.6.2Θ

Периодическое изменение структур устойчивых нуклидов 3, 4 и 5 периодов
(приведены значения Z , $D = N - Z$ и параметры нечетных изотопов)

№ пер	Ψ	Θ-ассоциация					Σ
			1	11	111	1V	
3	2Ψ	$\chi\chi$ -остов	$f=2$	$D^c=4$	$N^m=28$	$\alpha\chi\chi\alpha$	$n\delta\chi^9\chi d$
	$\text{K} \begin{smallmatrix} 3 \\ 2^* \\ 1 \\ Z=19 \end{smallmatrix}$	$D=8, 6$ $\text{Ca} \begin{smallmatrix} 4 \\ 3 \\ 2 \\ Z=20 \end{smallmatrix} 0$	$\text{Sc} \begin{smallmatrix} 3 \\ Z=21 \end{smallmatrix}$	$D=6$ $\text{Ti} \begin{smallmatrix} 5 \\ 4 \\ 3 \\ 2 \\ Z=22 \end{smallmatrix}$	$\text{V} \begin{smallmatrix} 5 \\ 4^* \\ Z=23 \end{smallmatrix}$	$D=6$ $\text{Cr} \begin{smallmatrix} 5 \\ 4 \\ 2 \\ Z=24 \end{smallmatrix}$	$\text{Mn} \begin{smallmatrix} 5 \\ Z=25 \end{smallmatrix}$
Параметры нечетных изотопов (одно-частичная модель)		$l_n=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=-1.32$	$l_p=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=1.76$	$l_n=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z^3=-0.8$	$(D=3)$		
			$(D=5)$	$l_n=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z^5=-1.1$	$l_p=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=2.15$	$l_n=1$ $j=1+1/2$ $\mu_z=-0.5$	$l_p=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=1.44$
4	3Ψ	$\chi\xi\chi$ -остов	$f=3$	$D^c=12$	$N^m=50$	$\alpha\chi\xi\chi\alpha$	$\delta\chi\xi\chi d + D$
	$\text{Rb} \begin{smallmatrix} 13 \\ 11 \\ Z=37 \end{smallmatrix}$	$\text{Sr} \begin{smallmatrix} 12 \\ 11 \\ 10 \\ Z=38 \end{smallmatrix} 8$	$\text{Y} \begin{smallmatrix} 11 \\ Z=39 \end{smallmatrix}$	$16, 14$ $\text{Zr} \begin{smallmatrix} 12 \\ 11 \\ 10 \\ Z=40 \end{smallmatrix}$	$\text{Nb} \begin{smallmatrix} 11 \\ Z=41 \end{smallmatrix}$	$16, 14$ $\text{Mo} \begin{smallmatrix} 13 \\ 12 \\ 11 \\ 10 \\ Z=42 \end{smallmatrix} 8$	неустойчив $\text{Tc}^* \begin{smallmatrix} Z=43 \end{smallmatrix}$
Параметры нечетных изотопов		$l_n=4$ $j=4+1/2$ $\mu_z=-1.09$	$l_p=1$ $j=1-1/2$ $\mu_z=-1.14$	$l_n=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=-1.3$	$l_p=4$ $j=4+1/2$ $\mu_z=2.17$	$l_n=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=-0.93$ $\mu_z=-0.91$	
5	4Ψ	$\chi\xi\xi\chi$ -остов	$f=4$	$D^c=24$	$N^m=82$	$\alpha\chi\xi\xi\chi\alpha$	$\delta\chi\xi\xi\chi d + D$
	$\text{Cs} \begin{smallmatrix} 23 \\ Z=55 \end{smallmatrix}$	$D=26$ $\text{Ba} \begin{smallmatrix} 25 \\ 24 \\ 23 \\ 22 \\ Z=56 \end{smallmatrix} 20 18$	$\text{La} \begin{smallmatrix} 25 \\ 24 \\ Z=57 \end{smallmatrix}$	$D=26$ $\text{Ce} \begin{smallmatrix} 24 \\ 22 \\ Z=58 \end{smallmatrix} 20$	$\text{Pr} \begin{smallmatrix} 23 \\ Z=59 \end{smallmatrix}$	$30, 28, 26$ $\text{Nd} \begin{smallmatrix} 25 \\ 24 \\ 23 \\ 22 \\ Z=60 \end{smallmatrix}$	неустойчив $\text{Pm}^* \begin{smallmatrix} Z=61 \end{smallmatrix}$
Параметры нечетных изотопов		$l_n=2$ $j=2-1/2$ $\mu_z=0.94$ $\mu_z=0.84$	$l_p=4$ $j=4-1/2$ $\mu_z=-1.22$		$l_p=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=2.28$	$l_n=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=-0.65$ $\mu_z=-1.06$	

Таблица 3.6.2Э

Периодическое изменение структур устойчивых нуклидов Э-ассоциации

№ пер	Σ	Ξ-ассоциация					Υ
			1	11	111	1V	
3	3Σ	χκχ-остов	f=3	D ^c =4	N ^m =28	αχκχα	δχκχd+D
	<div><div>Mn</div><div>5</div><div>Z=25</div></div>	<div><div>6</div><div>5</div><div>4</div><div>Fe</div><div>Z=26</div><div>2</div></div>	<div><div>5</div><div>Co</div><div>Z=27</div></div>	<div><div>8</div><div>6</div><div>5</div><div>4</div><div>3</div><div>2</div><div>Ni</div><div>Z=28</div><div>2</div></div>	<div><div>7</div><div>5</div><div>4</div><div>Cu</div><div>Z=29</div></div>	<div><div>10, 8, 7</div><div>6</div><div>5</div><div>4</div><div>Zn</div><div>Z=30</div></div>	<div><div>9</div><div>7</div><div>Ga</div><div>Z=31</div></div>
Параметры нечетных изотопов		$l_n=1$ $j=1-1/2$ $\mu_z=0.09$	$l_\delta=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=1.62$	$l_n=1$ $j=1+1/2$ $\mu_z=-0.75$	$l_\delta=1$ $j=1+1/2$ $\mu_z=1.38$ $\mu_z=1.22$	$l_n=3$ $j=3-1/2$ $\mu_z=0.88$	$l_\delta=1$ $j=1+1/2$ $\mu_z=1.56$ $\mu_z=1.02$
4	4Σ	κχξχ-остов	f=4	D ^c =12	N ^m =50	ακχξχα	δχξχκd+D
	<div><div>Tc*</div><div>Z=43</div></div>	<div><div>16</div><div>14</div><div>13</div><div>12</div><div>11</div><div>10</div><div>Ru</div><div>Z=44</div><div>8</div></div>	<div><div>13</div><div>Rh</div><div>Z=45</div></div>	<div><div>18, 16</div><div>14</div><div>13</div><div>12</div><div>11</div><div>10</div><div>Pd</div><div>Z=46</div></div>	<div><div>15</div><div>13</div><div>Ag</div><div>Z=47</div></div>	<div><div>20, 18, 16</div><div>17*, 15</div><div>14</div><div>12</div><div>10</div><div>Cd</div><div>Z=48</div></div>	<div><div>17*</div><div>15</div><div>In</div><div>Z=49</div></div>
Параметры нечетных изотопов		$l_n=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=-0.69$ $\mu_z=-0.63$	$l_\delta=1$ $j=1-1/2$ $\mu_z=-1.09$	$l_n=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=-0.64$	$l_\delta=1$ $j=1-1/2$ $\mu_z=-1.14$ $\mu_z=-1.11$	$j=1/2$ $\mu_z=-0.62$ $\mu_z=-0.60$	$l_\delta=4$ $j=4+1/2$ $\mu_z=1.53$ $\mu_z=1.52$
5	5Σ	κχξξχ	f=5	N ^m =82			
	<div><div>Pm*</div><div>Z=61</div></div>	<div><div>30, 28, 26</div><div>25</div><div>24</div><div>23</div><div>20</div><div>Sm</div><div>Z=62</div></div>	<div><div>27</div><div>25</div><div>Eu</div><div>Z=63</div></div>	Продолжение таблицы приведено в 4 части книги			
Параметры нечетных изотопов		$l_n=3$ $j=3+1/2$ $\mu_z=-0.67$ $\mu_z=-0.81$	$l_\delta=3$ $j=3-1/2$ $\mu_z=-1.5$	$l_\delta=2$ $j=2+1/2$ $\mu_z=1.5$	Параметры основного состояния нечетных изотопов: l_N, j, μ_z – приняты на основе одночастичной модели		

 μ_z – проекция собственного магнитома нуклонов на z-ось нуклида (направление орбитала l)

Таблица 3.6.2Δ

Периодическое изменение структур устойчивых нуклидов Δ-ассоциации

№ пер	Υ	Δ-ассоциация					Ψ-группа
			I	II	III	A	
2		æαæ	f=3	D ^c =0	N ^m =20	αæαæα	αχæδ+D
		Z=14 2 1 Si 0	Z=15 P 1	D=4 Z=16 2 1 S 0	Z=17 3 1 Cl 1	Z=18 4 2 Ar 0	Z=19 3 2* K 1
Формирование N ^m =20 næα ⁹ æn – Si ⁶		Параметры нечетных изотопов 2Δ-клана представлены в гл.2.3 книги					
3	3Υ	æχχæ	f=4	D ^c =12	N ^m =50	αæχχæα	αχξæδ
	Ga 9 7 Z=31	Ge 12 10 Z=32 9 8, 6	As 9 Z=33	Se 14 12 10 Z=34 9 8, 6	Br 11 9 Z=35	Kr 14 12 11,10 Z=36 8, 6	+ D Rb 13* 11 Z=37
Параметры нечетных изотопов		l _n =4 j=4+1/2 μ _z =−0.88	j=3/2 μ _z =1.44	l _n =1 j=1−1/2 μ _z =0.54	l _p =1 j=1+1/2 μ _z =1.1	l _n =4 j=4+1/2 μ _z =−0.97	l _p =1 j=1+1/2 μ _z =1.75
Формирование N ^m =50 nκ ⁹ χ ⁹ χ ⁹ κ ⁹ n – Ge ¹⁸		l _p =3 j=3−1/2 μ _z =−1.65					
4	4Υ	æχξχæ	f=5	D ^c =20	N ^m =82	αæχξχæα	αχξξæδ
	In D=24 22 17* 15 Z=49	Sn 20 19 18 17, 16 15, 14, 12	Sb 21 19 Z=51	Te 26, 24 22 21 20 Z=52 19* 18 16	I 21 Z=53	Xe 28, 26, 24 23, 22 21 20 Z=54 18 16	+ D Cs 23 Z=55
Параметры нечетных изотопов		j=1/2 μ _z =−1.05 μ _z =−1.0	l _p =2 j=2+1/2 μ _z =1.36	j=1/2 μ _z =−0.89	l _p =2 j=2+1/2 μ _z =0.81	l _n =2 j=2−1/2 μ _z =0.69	l _p =4 j=4−1/2 μ _z =−1.42
Формирование N ^m =82 æ ⁹ χ ^η ξ ^η χ ^η æ ⁹ – Sn ³²		l _p =4 j=4−1/2 μ _z =−1.45					
		j=1/2 μ _z =−0.74					
		j=1/2 μ _z =−0.78					
		</					

Группа Σ имеет $\delta\Theta$ -остов и включает изотопы ^{25}Mn , ^{43}Tc , ^{61}Pm . Группа Υ включает семейство изотопов ^5B (условно, с естественными для 1 периода оговорками), ^{31}Ga , ^{49}In и имеет $\delta\Xi$ -остов, то есть остов последующего клана Δ , в котором вместо одного из \mathfrak{a} -кластеров имеется δ -кластер.

Переходная группа семейств Ψ имеет ху-несимметричную, ярко выраженную грушевидную структуру базиса, переходную между структурой базиса предшествующего Δ -клана и структурой остова Θ -клана следующего периода.

Каждая ассоциация Θ , Ξ , Δ включает по пять групп, нумеруемых римскими цифрами (0), 1, 11, 111, 1V по числу протонов, дополнительных к α -целочисленному остову одного из кланов ассоциации. Например, группы Θ -ассоциации нумеруются так: Θ , $\Theta 1$, $\Theta 11$, $\Theta 111$, $\Theta 1V$ (нуль в обозначении опускается).

По мотивам особого уважения к стройности, изяществу структур группы $\Delta 1V$, включающей ^2He (Гелиос), ^{10}Ne (Гармония), ^{18}Ar (Афродита), ^{36}Kr (Артемиды), ^{54}Xe (Афина), эта группа имеет свое обозначение. Нуклиды этой группы имеют $\alpha\Delta\alpha$ -базис, а первым семейством этой группы является ^2He с двумя устойчивыми изотопами, обозначенными буквами « \mathfrak{a} » (^3He) и « α » (^4He). Поэтому эта очень своеобразная группа обозначена греческой буквой « Λ ».

Кланы нуклидов, имеющих одинаковый остов, согласно группам разделяются на семейства изотопов с одинаковыми Z . Например, третий период содержит в числе других семейства Ca (3Θ), Ti ($3\Theta 11$), Cu ($3\Xi 111$), Kr (3Λ) и т.д.

В табл. 3.6.2 в кружке для каждого семейства нуклидов указано стандартное, общепринятое обозначение нуклидов (атомов), внизу – число протонов Z , а справа – число нейтронов упаковки D для всех устойчивых изотопов. На одном уровне с буквенным обозначением нуклидов с чётным Z , как правило, указан чётный изотоп с наибольшей относительной распространённостью P (и обязательно выше и ниже него устойчивые изотопы с нечётным D или изотоп с «гармоничной» упаковкой, например, $D^c = 4$ или $D^c = 12$).

Отражается ли изменение структуры нуклидов и качественный переход от остова одного клана к остову другого клана на параметрах состояния, отнесенных нами ко второй категории параметров нуклидов? Например, в табл. 3.6.1 трудно уловить закономерный, регулярный характер такой зависимости E_0/A от структуры нуклидов. Сглаженные, усредненные значения E_0/A , что отмечалось ранее, не дают такой возможности.

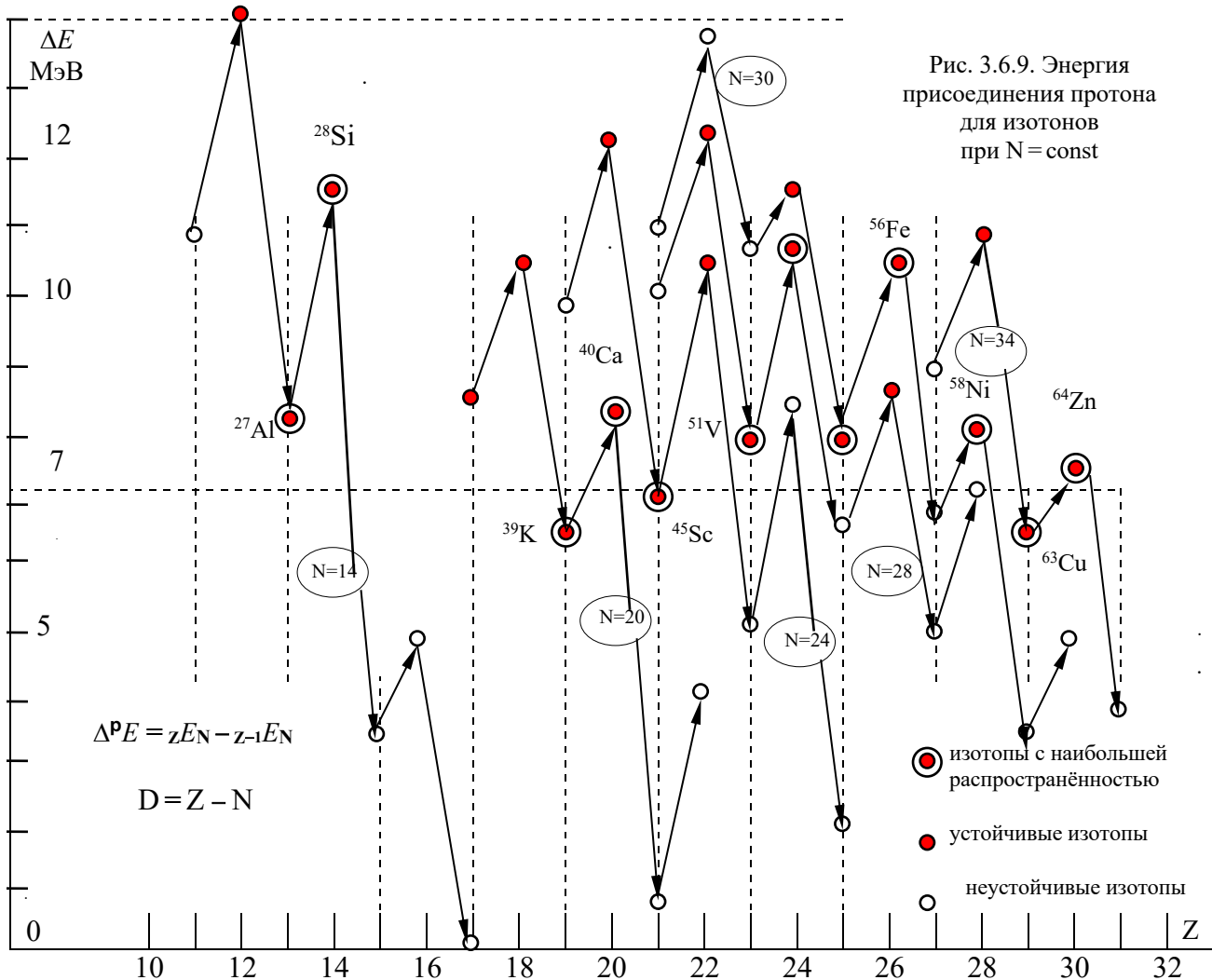
Приращения энергии связи на один нуклон, очень популярные в научных монографиях, также дают в основном «белый шум» – сказывается зависимость этой величины от очень многих факторов, действующих в разных направлениях и несогласованно друг с другом.

Для примера, на рис. 3.6.9 представлены значения энергии связи:

$$\delta^{\Lambda} m_p = {}^{\Lambda} \Delta^P Z E_0 = {}^{A+1} Z_{+1} E_0 - {}^A Z E_0 -$$

для некоторых нуклидов в диапазоне $30 \geq Z \geq 12$ и при некоторых значениях D .

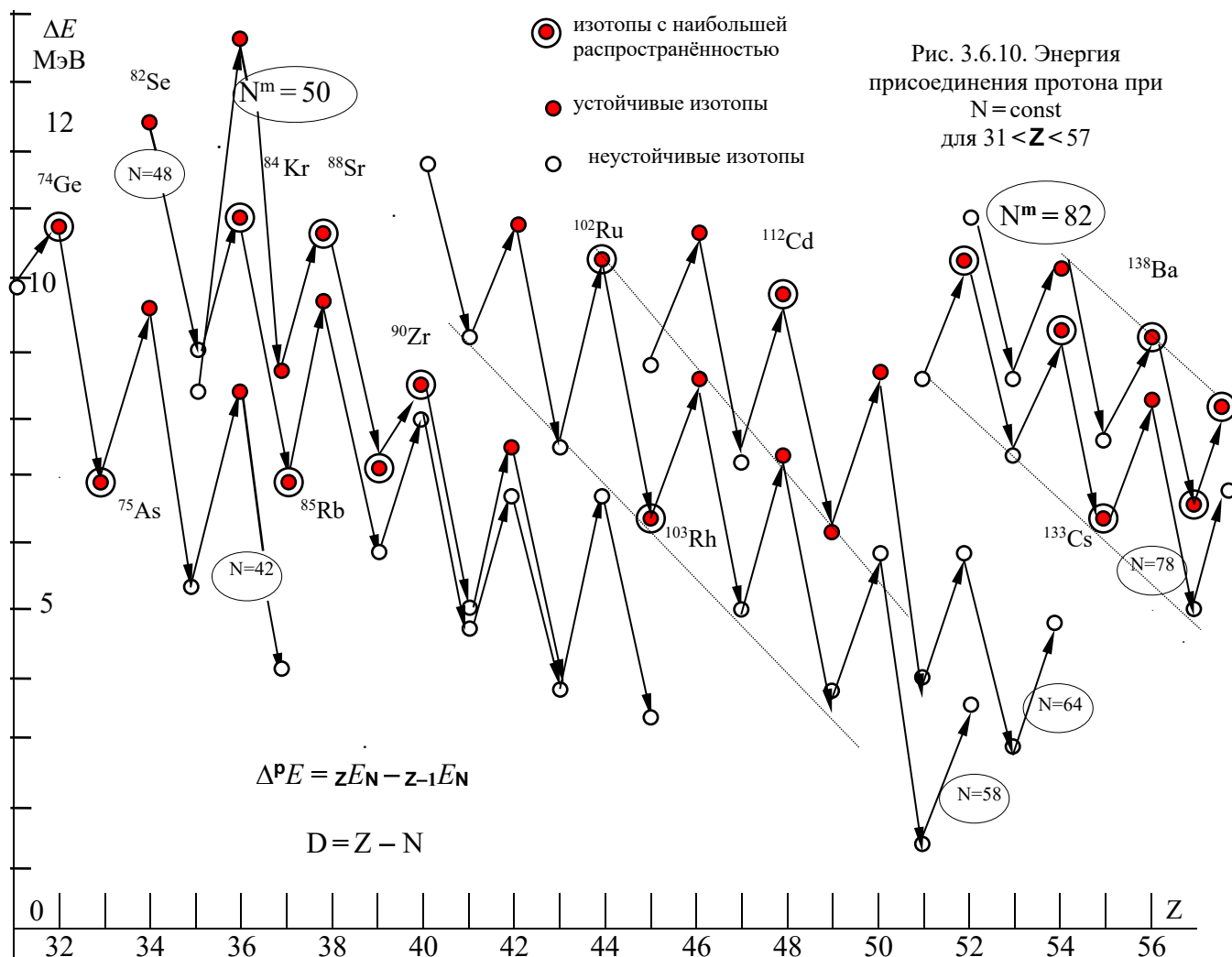
Такое приращение $\delta^{\Lambda} m_p$ называют или энергией присоединения протона (имея в виду процесс увеличения протонов: ${}^{A-1} Z_{-1} X \xrightarrow{+p} {}^A Z X$), или энергией отделения протона (${}^A Z X \xrightarrow{-p} {}^{A-1} Z_{-1} X$).



Все эти значения можно скомпоновать либо в дискретную функцию $\delta^{\text{N}}m_{\text{p}} = {}^{\text{N}}\Delta^{\text{P}}E_0(Z)$, то есть определенную на шеренге изотонов с $N = \text{const}$, либо в дискретную функцию ${}^{\text{D}}\Delta^{\text{P}}E_0(Z)$, то есть определенную на шеренгах изопакетов с постоянной нейтронной упаковкой $D = \text{const}$.

На рис. 3.6.9 отчетливо заметны многократно отмеченные две закономерности функций $\delta^{\text{N}}m_{\text{p}}(Z)$ при $N = \text{const}$. Для любых значений N они носят резко выраженный пилообразный характер: энергия присоединения чётного протона всегда больше энергии присоединения предыдущего нечётного протона.

Во-вторых, отчетливо заметно «уплотняющее», «склеивающее» воздействие на присоединяемый протон нейтронной упаковки. При уменьшении упаковки D энергия присоединения протона регулярно понижается. Резко заметен на всех графиках для разных изотонов переход: $D = 0 \rightarrow D = -1$. Такой переход сопровождается разрушением α -целочисленных кластеров базиса чётно-чётных нуклидов и вторая разность энергии связи $\delta^{\text{P}}E_0 = {}^{\text{A}}\Delta^{\text{P}}E_0(Z) - {}^{\text{A}-1}\Delta^{\text{P}}E_0(Z-1)$ очень велика: $\delta^{\text{P}}E_0(Z=15) = \Delta^{\text{P}}E_0(15) - \Delta^{\text{P}}E_0(14)$ при $N=14$, $\delta^{\text{P}}E_0(Z=21)$ при $N=20$, $\delta^{\text{P}}E_0(Z=25) = \Delta^{\text{P}}E_0(25) - \Delta^{\text{P}}E_0(24)$ при $N=24$ – рис. 3.6.9.



Для выявления характера взаимосвязи энергии E_0 и структуры нуклидов необходим анализ второй разности функции $\delta^2 E_0 = {}^A \Delta^2 E_0(Z) - {}^{A-1} \Delta^2 E_0(Z-1)$ при различных параметрах: $N = \text{const}$ (изотонное сечение множества нуклидных структур); $D = \text{const}$ (дискретная выборка на шеренге изопакетов). Представляем читателям возможность самостоятельно провести такой анализ. Обратим лишь внимание на большую величину $\delta^2 E_0(Z=51)$ при всех значениях N , что соответствует формированию $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова ${}_{50}\text{Sn}$ – рис. 3.6.10.

Табл. 3.6.2 и приведенные в ней структуры кланов и переходных групп позволяют сформулировать основные закономерности формирования структур нуклидов с $61 \geq Z \geq 14$. Как видно из табл. 3.6.2, эта совокупность нуклидов включает 8 кланов с переходными группами (всего 48 семейств изотопов с разными Z).

Наиболее показательна, почти эталонна «стандартная» эволюция структуры нуклидов 3 и 4 периодов. Каждый из этих периодов начинается с кланов Θ -ассоциации, имеющих плоский Θ -остов ($f < x_\alpha = y_\alpha$) с двумя внешними χ -кластерами, z -поверхности которых постепенно комплектуются и заполняются кластерами H -макушки.

После последовательного заполнения обеих z -поверхностей этого Θ -остова до $\alpha\Theta\alpha$ -базиса и последующего переходного семейства Σ -группы формируется Ξ -остов Ξ -ассоциации. Этот Ξ -остов отличается от предшествующего Θ -остова только добавочным α -кластером. Для кланов Ξ -ассоциации этажность остова f численно равна порядковому номеру периода.

После последовательного заполнения обеих z -поверхностей этого Ξ -остова до $\alpha\Xi\alpha$ -базиса, а также переходного семейства Υ -группы формируется Δ -остов Δ -ассоциации. Завершающий период клан имеет остов $\Delta = \alpha\Theta\alpha = \alpha\Xi$, то есть отличается от остовов предшествующих кланов своего периода строго на α -кластер. Следовательно, этажность остовов этих кланов: $f_{\Delta} = f_{\Xi} + 1 = f_{\Theta} + 2$ —, и в Δ -ассоциации все Δ -кланы имеют остов с максимальной этажностью в своем периоде.

Завершаются все кланы Δ -ассоциации семействами A -группы. Все семейства A -группы имеют максимальную этажность своего $\alpha\Delta\alpha$ -базиса в своем периоде. Последним в каждом периоде является семейство Ψ -группы, которое имеет «грушевидный», наполовину сплюснутый базис. Этот базис на двух z -полюсах имеет χ -несимметричную $[\chi-\alpha\alpha]$ - или $[\alpha-\chi\alpha]$ -компоновку — табл. 3.6.2.

Почти эталонна и «стандартная» эволюция структуры нуклидов по вертикали табл. 3.6.2, то есть структуры базиса кланов, входящих в ассоциации Θ , Ξ , Δ .

Кланы Θ -ассоциации имеют пару внешних χ -кластеров, остов 4Θ -клана отличается от остова 3Θ -клана только внутренним, экваториальным ξ -нонагелом (18 протонов), остов 5Θ -клана отличается от остова 4Θ -клана тоже только вторым, внутренним ξ -нонагелом. Указанное отличие на один внутренний ξ -нонагел относится ко всем кланам и группам 3 и 4 периодов.

Заметим, что при идентичности внешних α -кластеров Δ -остовов их внутренние кластеры 2, 3 и 4 периодов изменяются не столь «стандартно» — табл. 3.6.2. Однако разность суммарного числа α -целочисленных кластеров одинакова и при переходе: $2\Delta - [+ (\chi\chi - \alpha = 9\alpha)] \rightarrow 3\Delta$ —, и при переходе: $3\Delta - [+ (\xi = 9\alpha)] \rightarrow 4\Delta$.

Систематизация нуклидов по ассоциациям, группам и периодам позволяет сделать некоторые обобщения.

Во-первых, обратим внимание на устойчивые нечётно-чётные нуклиды. Как показало предыдущее рассмотрение, в природе не существует изобаров с нечётным A , имеющих равную энергию связи. А, если один из изобаров с нечётным A имеет большую энергию связи, то рано или поздно, но неизбежно осуществляется переход в структуру изобара с наибольшей энергией связи. Это означает, что в естественной смеси нуклидов существует только один-единственный абсолютно устойчивый изобар с нечётным A . Один из пары нечётных изобаров, встречающихся в естественной смеси нуклидов, обязательно является радиоактивным и испытывает β -переход или ε -захват с фантастически долгим периодом полураспада. Из этого правила исключений нет. Все такие случаи комментировались в соответствующем тексте:

- $^{87}\text{Rb}^{13}$ с $P = 27.8\%$ имеет $T^* = 4.9 \cdot 10^{10}$ лет;
- $^{115}\text{In}^{17}$ с $P = 95.8\%$ имеет $T^* = 4.4 \cdot 10^{14}$ лет;
- $^{113}\text{Cd}^{17}$ с $P = 12\%$ имеет $T^* = 9.3 \cdot 10^{15}$ лет;
- $^{123}\text{Te}^{19}$ с $P = 0.87\%$ имеет $T^* = 1.3 \cdot 10^{13}$ лет и т.д.

Второе замечание. Нечётно-чётные нуклиды, имеющие по два изотопа в естественной смеси, сосредоточены только около групп $\Xi 1V$ и A , то есть около семейств с наиболее вытянутой вдоль z -оси структурой (имеющих $\alpha\Xi\alpha$ -базис или $\alpha\Delta\alpha$ -базис с парой z -полусферических α -кластеров). Это изотопы:

^{17}Cl ($D=1$ и 3) и ^{19}K ($D=1$ и 3); ^{35}Br ($D=9$ и 11) и ^{37}Rb ($D=11$ и 13),
которые с двух сторон соседствуют с ^{18}Ar и ^{36}Kr (A -группа);

^{29}Cu ($D=5$ и 7) и ^{31}Ga ($D=7$ и 9); ^{47}Ag ($D=13$ и 15) и ^{49}In ($D=15$ и 17),
которые также с двух сторон соседствуют с ^{30}Zn и ^{48}Cd ($\Xi 1V$ -группа).

Правда, есть и «традиционное» исключение: ^{51}Sb ($D=19$ и 21). Два устойчивых изотопа ^{51}Sb , как и три устойчивых изотопа ^{50}Sn ($D=15, 17, 19$) с нечётными A , – реализация возможностей $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова сохранять устойчивость при различной упаковке даже при наличии в составе H -макушки не спаренного нуклона.

Представляет интерес и перечисление нечётно-нечётных нуклидов, которые встречаются в естественной смеси нуклидов:

$^{19}\text{K}^2$ с $P=0.12\%$ имеет $T^*=1.26\cdot 10^9$ лет;

$^{23}\text{V}^4$ с $P=0.25\%$ имеет $T^*=1.4\cdot 10^{17}$ лет;

$^{57}\text{La}^{24}$ с $P=0.09\%$ имеет $T^*=1.1\cdot 10^{11}$ лет.

Комментарии к распадам этих нуклидов приведены в предыдущих главах.

Ассоциации Θ , Ξ , Δ и периоды табл. 3.6.2 позволяют соотнести, приписать те или иные вышеупомянутые «рекорды» конкретным кланам, «объяснить», «обосновать» их особенностями структуры остовов этих кланов.

Так, рекордные значения удельной энергии связи на один нуклон E_0/A – табл. 3.6.1 – целиком монополизированы устойчивыми нуклидами 3Ξ -клана с $\chi\alpha\chi$ -остовом и упаковкой $D=4, 6, 8$.

Рекордные совокупности устойчивых изобаров и изотопов, изопакетов и изотонов также можно сопоставить со структурами остовов кланов или периодов. Например, рекордные триады трёх устойчивых изобаров с $A=124, 130, 136$, как и рекордные по численности семейства устойчивых изотопов ^{50}Sn (10 изотопов), ^{52}Te (8 изотопов), ^{54}Xe (9 изотопов), обусловлены, порождены уникальным, неповторимым $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом 4Δ -клана – табл. 3.6.2.

Несомненный интерес представляет анализ динамики изменения упаковки D при увеличении Z от 14 до 61. Особую заинтересованность вызывает анализ изменения D для наиболее распространённых нуклидов и устойчивых нуклидов с нечётным A , а также шеренг устойчивых изопакетов (например, с $D=0$ и 1 , с $D=4$ и 5 , с $D=11$ и 12 и т.п.). Удовольствие от перебора устойчивых изопакетов с $D=0$ (всего 13 нуклидов), $D=1$ (всего 16 нуклидов), доминирующих среди кланов и групп 0, 1, 2 периодов; изопакетов с $D=4$ (от $^{16}\text{S}^4$ до $^{30}\text{Zn}^4$ – всего 8 нуклидов), $D=5$ (от $^{22}\text{Ti}^5$ до $^{29}\text{Cu}^5$ – всего 8 нуклидов), доминирующих среди нуклидов 3Θ -клана и 3Ξ -клана; изопакетов с $D=12$ (от $^{32}\text{Ge}^{12}$ до $^{50}\text{Sn}^{12}$ – всего 10 нуклидов), $D=11$ (от $^{35}\text{Br}^{11}$ до $^{44}\text{Ru}^{11}$), доминирующих среди нуклидов 3Δ -клана и 4Θ -клана, а также удовлетворение от самостоятельных выводов относительно структуры нуклидов отбирать у читателей нет никакого резона.

Остановимся только на одной проблеме, проблеме, окутанной ореолом загадочности и мистицизма и получившей титул «магической» и даже «дважды (в квадрате?) магической».

Как уже догадался эрудированный читатель, настала очередь порассуждать о рекордных шеренгах устойчивых изотонов. Извлечем заготовленный резерв аргументов и сделаем попытку на основе некоторой доказательной выборки экспериментальных данных и их концентрации сделать некоторые обобщения.

Первый экспериментальный факт: существование рекордно длинных шеренг устойчивых изотонов (рис. 3.6.5 и рис. 3.6.7):

$N = 20$: $S^4 - Cl^3 - Ar^2 - K^1 (P_{\text{макс}} = 93\%) - Ca^0 (P_{\text{макс}} = 97\%)$;

$N = 28$: $Ca^8 - Ti^6 - V^5 (P_{\text{макс}} = 100\%) - Cr^4 (P_{\text{макс}} = 84\%) - Fe^2$;

$N = 50$: $Kr^{14}(17\%) - Rb^{13}(28\%) - Sr^{12}(83\%) - Y^{11}(100\%) - Zr^{10}(51\%) - Mo^8(16\%)$;

$N = 82$: $Xe^{28}(9\%) - Ba^{26}(70\%) - La^{25}(100\%) - Ce^{24}(88\%) - Pr^{23}(100\%) - Nd^{22}(27\%) - Sm^{20}(3\%)$.

Второй факт: резкий спад приращения энергии связи $\Delta E_0(Z)$ при увеличении числа нейтронов больше, чем $N = 20, 28, 50, 82$ при переходах:

рис. 3.6.2: $^{36}S - \alpha \rightarrow ^{40}Ar$ ($N = 20 - \alpha \rightarrow N = 22$),

$^{52}Cr - \alpha \rightarrow ^{56}Fe$ ($N = 28 - \alpha \rightarrow N = 30$) (приращение $\Delta^{\alpha}E_0$);

рис. 3.6.4: $^{88}Sr - \alpha \rightarrow ^{92}Zr$ ($N = 50 - \alpha \rightarrow N = 52$) (приращение $\Delta^{\alpha}E_0$);

рис. 3.6.6: $^{86}Kr - \alpha + b \rightarrow ^{92}Sr$ ($N = 50 - \alpha + b \rightarrow N = 54$) (приращение $\Delta^{\alpha+b}E_0$);

рис. 3.6.8: $^{90}Zr - \alpha + b \rightarrow ^{96}Mo$ ($N = 50 - \alpha + b \rightarrow N = 54$) (приращение $\Delta^{\alpha+b}E_0$),

$^{138}Ba - \alpha + b \rightarrow ^{144}Ce$ ($N = 82 - \alpha + b \rightarrow N = 86$) (приращение $\Delta^{\alpha+b}E_0$).

Попытаемся дополнить, разнообразить эту информацию анализом зависимости энергии присоединения нейтрона для чётных нуклидов в диапазоне $62 \geq Z \geq 30$.

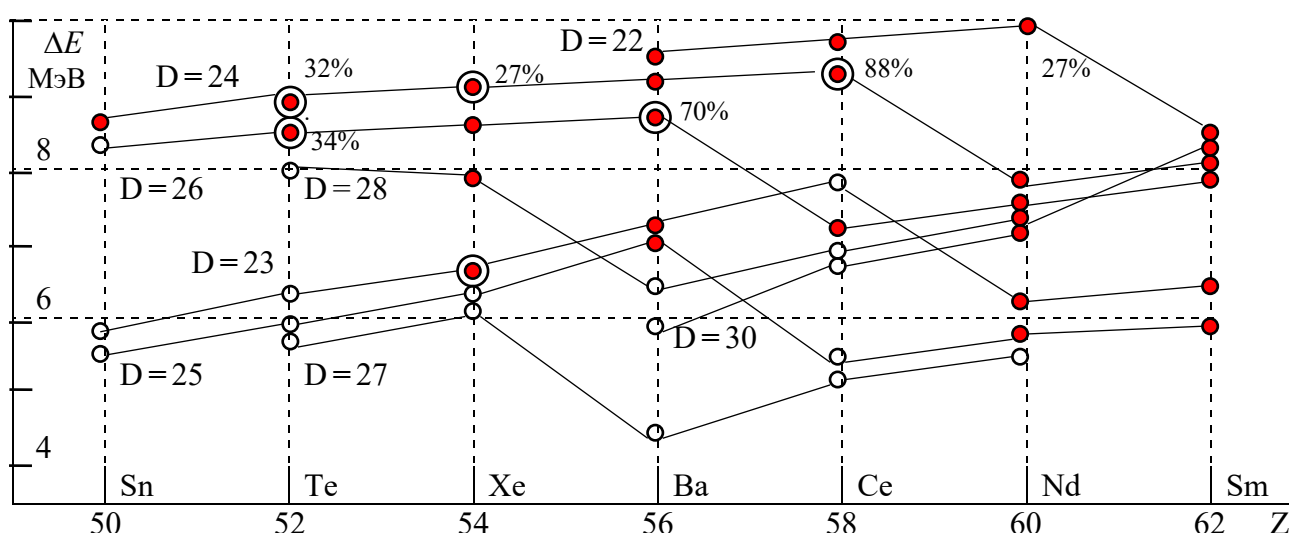


Рис. 3.6.11. Зависимость энергии присоединения нейтрона от Z для изотопов Sn - Sm (линиями соединены изопакеты, имеющие $D = \text{const}$)

Зависимости $\delta^A m_n(Z)$ в диапазоне $44 \geq Z \geq 32$ для чётных нуклидов при различных D сохраняют достаточно плавный характер, но после нуклидов Se^{16} (Se^{15}), Kr^{14} (Kr^{13}), Sr^{12} (Sr^{11}), Zr^{10} (Zr^9), Mo^8 имеет место резкое уменьшение $\delta^A m_n$ на 1.5-2 МэВ. Все эти резкие спады соответствуют увеличению числа $N=50$ на один-два нейтрона, то есть уже знакомой шеренге изотонов с $N^m=50$.

Из рис. 3.6.11 видно, что совершенно аналогичная картина наблюдается и для $62 \geq Z \geq 50$, при этом значения $\delta^A m_n$ имеют резкий спад после Xe^{28} (Xe^{27}), Ba^{26} (Ba^{25}), Ce^{24} (Ce^{23}), Nd^{22} , Sm^{20} и все они соответствуют увеличению числа $N=82$ на один нейтрон, то есть уже знакомой шеренге изотонов с $N^m=82$ – рис. 3.6.11.

В очень многих работах эта зависимость приводится в более сконцентрированной форме – зависимости $\delta^A m_n$ для изотопов различных семейств нуклидов при $N=\text{var}$ – рис. 3.6.12. Для всех нуклидов после $N=82$ имеет место резкий спад энергии присоединения нейтрона:

$$\delta^A m_n = {}^A \Delta^N_Z E_0 = {}^{A+1}_Z E_0 - {}^A_Z E_0.$$

Используем и еще один (пожалуй, наиболее убедительный и наглядный) информативный и доказательный аргумент. Сделаем выборку чётно-чётных изотопов, имеющих наибольшую энергию возбуждения первого и второго уровней.

Так как энергии нижних возбуждённых состояний экспериментально определены для достаточно большого числа изотопов всех семейств нуклидов (см., например, рис. 3.4.4 и табл. 3.5.7) и с достаточно высокой точностью, то эта выборка, несомненно, должна служить основным, если не решающим аргументом.

Проведенные с конца 40-х годов измерения параметров возбуждённых состояний нуклидов и их систематика инициировали построение целой серии моделей нуклидов и их структуры. Итак, прокомментируем выборку нуклидов с наибольшими энергиями возбуждения первого (и второго) уровня, представленную в табл. 3.6.3-7. Во всех этих пяти таблицах наибольшей и резко выделяющейся энергией E_1^* обладают изотопы с $N^m=8, 20, 28, 50, 82$.

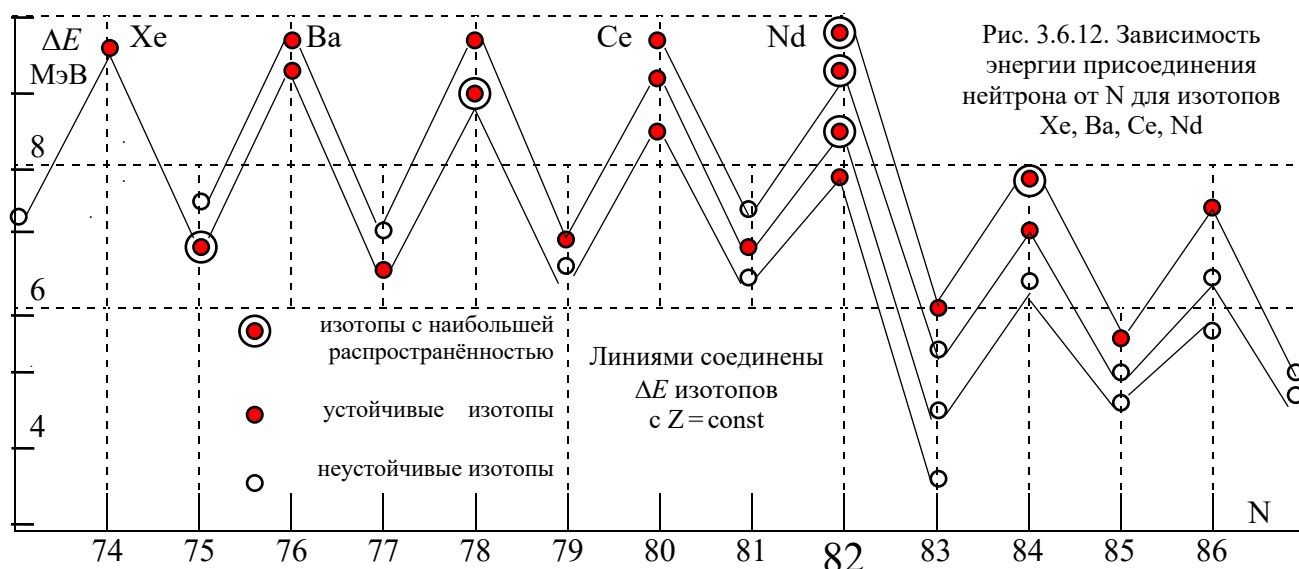


Таблица 3.6.3

Энергии первых возбуждённых состояний изотонов с $N = 6, 8, 10$

N	N = 6		N ^m = 8		N = 10	
${}_Z X$	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)
${}_6 C$	0 98.9%	$2^+(4.439)$	2 β^-	$1^-(6.094)$	4 β^-	$2^+(1.77)$
		$0^+(7.654)$		$0^+(6.580)$		$0^+(3.03)$
		$3^-(9.641)$		$3^-(6.728)$		$2^+(3.97)$
		$0^+(10.3)$		$0^-(6.9)$		$3^+(4.09)$
		$1^-(10.84)$		$2^+(7.012)$		$4^+(4.14)$
${}_8 O$	- 2 β^+	$1^-(5.17)$	0 99.8%	$0^+(6.05)$	2 0.2%	$2^+(1.98)$
		$0^+(5.91)$		$3^-(6.13)$		$4^+(3.55)$
		$3^-(6.28)$		$2^+(6.92)$		$0^+(3.63)$
		$2^+(6.6)$		$1^-(7.12)$		$2^+(3.92)$
${}_{10} Ne$	- 4		- 2 β^+	$2^+(1.887)$	0 91%	$2^+(1.634)$
				$4^+(3.376)$		$4^+(4.248)$

Таблица 3.6.4

Энергии первых возбуждённых состояний изотонов с $N = 18, 20, 22$

N	N = 18		N ^m = 20		N = 22	
${}_Z X$	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)
${}_{14} Si$	4 β^-	$2^+(1.941)$	6 β^-	$2^+(3.33)$	8	$2^+(3.29)$
		$2^+(4.23)$		$3^-(4.26)$		$0^+(3.35)$
		$0^+(4.98)$		$(4, 5^-)(4.38)$		$3^-(4.19)$
${}_{16} S$	2 4.2%	$2^+(2.127)$	4 0.01%	$2^+(3.29)$	6 β^-	$2^+(1.29)$
		$2^+(3.30)$		$0^+(3.35)$		(2.81)
		$0^+(3.915)$		$3^-(4.192)$		$4^+(2.83)$
${}_{18} Ar$	0 0.34%	$2^+(1.97)$	2 0.06%	$2^+(2.167)$	4 99.6%	$2^+(1.461)$
		$3^-(4.18)$		$0^+(3.38)$		$0^+(2.12)$
		$0^+(4.33)$		$3^-(3.81)$		$4^+(2.899)$
${}_{20} Ca$	- 2 β^+	$2^+(2.206)$	0 97%	$0^+(3.351)$	2 0.64%	$2^+(1.524)$
		$0^+(3.05)$		$2^+(3.904)$		$0^+(1.837)$
		$2^+(3.69)$		$3^-(3.73)$		$2^+(2.242)$
		$3^-(3.695)$		$4^+(5.279)$		$4^+(2.751)$
${}_{22} Ti$	- 4		- 2 β^+	$2^+(1.555)$	0	$2^+(1.083)$
				$0^+(1.854)$		$0^+(1.9)$
				$2^+(2.395)$		$4^+(2.454)$

Таблица 3.6.5

Энергии первых возбуждённых состояний изотонов с $N=26, 28, 30$

N	N=26		N ^m =28		N=30	
^z X	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)
¹⁸ Ar	8 β^-	(0.75) (1.61)	10		12	
²⁰ Ca	6 0.003%	2 ⁺ (1.347)	8 0.2%	2 ⁺ (3.831)	10 β^-	2 ⁺ (1.027)
		4 ⁺ (2.578)		0 ⁺ (4.28)		2 ⁺ (2.999)
		0 ⁺ (2.42)		3 ⁻ (4.507)		(3.519)
²² Ti	4 74%	2 ⁺ (0.983)	6 5%	2 ⁺ (1.553)	8 5.2%	2 ⁺ (1.050)
		4 ⁺ (2.296)		4 ⁺ (2.675)		2 ⁺ (2.26)
		6 ⁺ (3.3)		6 ⁺ (3.2)		4 ⁺ (2.317)
²⁴ Cr	2 β^+	2 ⁺ (0.752) 4 ⁺ (1.859)	4 84%	2 ⁺ (1.434) 4 ⁺ (2.37)	6 2.4%	2 ⁺ (0.84) 4 ⁺ (1.824)
²⁶ Fe	0 β^+	2 ⁺ (0.85) 4 ⁺ (2.39)	2 6%	2 ⁺ (1.408) 4 ⁺ (2.538)	4 92%	2 ⁺ (0.847) 4 ⁺ (2.085)
²⁸ Ni	- 2	(2.0)	0 β^+	2 ⁺ (2.702) 4 ⁺ (3.923)	2 68%	2 ⁺ (1.45) 4 ⁺ (2.45)

Кроме максимального значения энергии $E_1^* \geq 1.4$ МэВ, которой обладает изотоп какого-то семейства, стоящий в шеренге изотонов с указанными значениями N^m , наблюдаются и некоторые другие свойства, выделяющие такие нуклиды.

Основным из них является резкий спад E_1^* у изотопа, имеющего $N=N^m+2$, по сравнению с E_1^* у изотопа, стоящего в шеренге изотонов с N^m – табл. 3.6.3-7. При обсуждении этой проблемы для изотопов Sn-Ba (табл. 3.5.7) мы использовали понятие наибольшей «плотности» упаковки нуклидов при $N^m=82$.

Действительно, возникновение, образование, начало построения шеренги «магических» изотонов можно соотнести с формированием остовов с внешними æ-тригелами, то есть нулевой группы Δ-ассоциации – табл. 3.6.2. «Магические» числа N^m образуются, складываются из числа нейтронов $N_F=Z_\Delta$ Δ-остова и его предельно плотной упаковки D^m : $N^m=Z_\Delta+D^m$.

Для первого периода нуклидов таким 1Δ-остовом является æ-тригел ⁶C, а его предельно плотной упаковкой является пара z-полюсных нейтронов, то есть –

$$N^m=Z_{1\Delta}+D^m=6+2=8.$$

Эту магическую шеренгу изотонов с $N^m=8$ начинает ¹⁴C² (табл. 3.6.3).

Во втором периоде берет начало шеренга, формируемая на трёхэтажном æææ-остове 2Δ-клана ¹⁴Si. Предельно плотной упаковкой обладает пææ⁹æп-изотоп Si⁶, который имеет $g=1$ (экваториальный 9-пояс) и пару z-полюсных нейтронов. При такой упаковке $D=6$ имеем:

$$N^m=Z_{2\Delta}+D^m=14+6=20 \text{ – табл. 3.6.4.}$$

В третьем периоде стартуют две магические шеренги изотонов – табл. 3.6.2.

Таблица 3.6.6

Энергии первых возбуждённых состояний изотонов с $N = 48, 50, 52$

N	N=48		N ^m =50		N=52	
${}_Z X$	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)	D P %	Моимп, j^* (энергия, МэВ)
${}_{32}\text{Ge}$	16	$2^+(0.659)$	18	$2^+(1.348)$	20	
	β^-	$2^+(1.574)$	β^-	$2^+(2.215)$		
		$4^+(1.743)$		(2.29)		
${}_{34}\text{Se}$	14	$2^+(0.65)$	16	$2^+(1.455)$	18	$2^+(0.704)$
	β^-	$0^+(1.41)$	β^-	$0^+(1.967)$		
		$4^+(1.735)$		$1^-(2.12)$		
${}_{36}\text{Kr}$	12	$2^+(0.882)$	14	$2^+(1.565)$	16	$2^+(0.775)$
	57%	$0^+(1.837)$	17%	$4^+(2.249)$	β^-	$2^+(1.577)$
		$4^+(2.095)$		$2^+(2.35)$		$4^+(1.644)$
${}_{38}\text{Sr}$	10	$2^+(1.076)$	12	$2^+(1.836)$	14	$2^+(0.831)$
	9.9%	$2^+(1.854)$	83%	$3^-(2.734)$	β^-	$4^+(1.656)$
		$4^+(2.229)$		$0^+(3.152)$		
${}_{40}\text{Zr}$	8	$2^+(1.057)$	10	$0^+(1.76)$	12	$2^+(0.934)$
	β^+	$0^+(1.521)$	51%	$2^+(2.186)$	17%	$0^+(1.383)$
		$4^+(2.139)$		$5^-(2.319)$		$4^+(1.496)$
${}_{42}\text{Mo}$	6	$2^+(0.948)$	8	$2^+(1.509)$	10	$2^+(0.871)$
	β^+	$4^+(2.003)$	16%	$4^+(2.282)$	9%	$4^+(1.573)$
${}_{44}\text{Ru}$	4		6	$2^+(1.428)$	8	$2^+(0.832)$
			β^+	$4^+(2.183)$	5.5%	$4^+(1.518)$
${}_{46}\text{Pd}$	2		4	$2^+(1.434)$	6	$2^+(0.863)$
			β^+	$4^+(2.185)$	β^+	$4^+(1.542)$

Первая из них начинается с $\chi\chi$ -остова ${}_{20}\text{Ca}$ (3 Θ -клан), который упакован двумя Θ -обручами вокруг двух χ -пентагелов (или двух z -полюсных Θ -крышек), то есть с $\chi^9\chi^9$ -изотопа Ca^8 , у которого $N^m = Z_{3\Theta} + D^m = 20 + 8 = 28$ – табл. 3.6.5.

Еще одна «магическая» шеренга изотонов стартует с предельно плотно упакованного четырёхэтажного $\chi\chi\chi\chi$ -остова 3 Δ -клана ${}_{32}\text{Ge}$. Предельно плотно упакованный $\pi\chi^9\chi^9\chi^9\chi^9$ -изотоп Ge^{18} с $g=f=4$ (4 Θ -обруча) и парой z -полюсных нейтронов имеет $N^m = Z_{3\Delta} + D^m = 32 + 18 = 50$ – табл. 3.6.6.

Наконец, в четвёртом периоде магическая шеренга изотонов начинается с предельно плотно упакованного пятиэтажного $\chi\chi\chi\chi\chi$ -остова 4 Δ -клана ${}_{50}\text{Sn}$. Левофланговый в этой шеренге $\chi^9\chi^9\chi^9\chi^9\chi^9$ -изотоп ${}^{132}\text{Sn}^{32}$ на $\chi\chi\chi\chi\chi$ -остове предельно плотно обклеивается с $D = 3\eta + 2\Theta$, а $N^m = Z_{4\Delta} + D^m = 50 + 32 = 82$ – табл. 3.6.7.

Все левофланговые магических шеренг изотонов имеют переизбыток нейтронов и все они испытывают β^- -переход. Однако предельно плотная упаковка, необходимость очень большой энергии для изменения основной, невозбуждённой конфигурации упаковки D резко выделяет их из других нуклидов.

Таблица 3.6.7

Энергии первых возбуждённых состояний изотонов с N = 80, 82, 84

N	N = 80		N ^m = 82		N = 84	
_z X	D P%	Моимп, <i>j</i> [*] (энергия, МэВ)	D P%	Моимп, <i>j</i> [*] (энергия, МэВ)	D P%	Моимп, <i>j</i> [*] (энергия, МэВ)
⁵⁰ Sn	30 β ⁻	2 ⁺ (1.221)	32 β ⁻	2 ⁺ (4.041)	34	
		7 ⁻ (1.947)		3 ⁻ (4.351)		
		4 ⁺ (1.996)		4 ⁺ (4.416)		
⁵² Te	28 β ⁻	2 ⁺ (0.975)	30 β ⁻	2 ⁺ (1.279)	32	2 ⁺ (0.688)
		4 ⁺ (1.671)		4 ⁺ (1.576)		
⁵⁴ Xe	26 10.4%	2 ⁺ (0.847)	28 8.9%	2 ⁺ (1.313)	30 β ⁻	2 ⁺ (0.588)
		2 ⁺ (1.613)		4 ⁺ (1.694)		4 ⁺ (1.072)
		4 ⁺ (1.731)				
⁵⁶ Ba	24 7.8%	2 ⁺ (0.818)	26 72%	2 ⁺ (1.436)	28 β ⁻	2 ⁺ (0.602)
		2 ⁺ (1.551)		4 ⁺ (1.899)		4 ⁺ (1.13)
		0 ⁺ (1.578)				
		4 ⁺ (1.867)				
⁵⁸ Ce	22 0.25%	2 ⁺ (0.788)	24 88%	2 ⁺ (1.596)	26	2 ⁺ (0.642)
		0 ⁺ (1.477)		0 ⁺ (1.903)		4 ⁺ (1.219)
		2 ⁺ (1.51)		4 ⁺ (2.084)		
		4 ⁺ (1.826)				
⁶⁰ Nd	20 β ⁺	2 ⁺ (0.775)	22 27%	2 ⁺ (1.576)	24 24%	2 ⁺ (0.696)
		0 ⁺ (1.432)		3 ⁻ (2.084)		4 ⁺ (1.314)
		2 ⁺ (1.49)		4 ⁺ (2.1)		3 ⁻ (1.51)
		4 ⁺ (1.802)				
⁶² Sm	18 β ⁺	2 ⁺ (0.768)	20 3.1%	2 ⁺ (1.66)	22 β ⁺	2 ⁺ (0.747)
		0 ⁺ (1.45)		3 ⁻ (1.81)		4 ⁺ (1.061)
		2 ⁺ (1.658)		4 ⁺ (2.191)		3 ⁻ (1.38)
		3 ⁻ (1.784)				
⁶⁴ Gd	16	2 ⁺ (0.743)	18 β ⁺	3 ⁻ (1.579)	20 β ⁺	2 ⁺ (0.785)
		3 ⁻ (1.702)		2 ⁺ (1.972)		3 ⁻ (1.273)
		4 ⁺ (1.744)		0 ⁺ (2.165)		4 ⁺ (1.416)
				4 ⁺ (2.612)		
⁶⁶ Dy	14	2 ⁺ (0.683)	16	2 ⁺ (1.678)	18 β ⁺	2 ⁺ (0.803)
		4 ⁺ (1.608)		3 ⁻ (1.688)		3 ⁻ (1.395)
		3 ⁻ (1.783)		4 ⁺ (2.428)		4 ⁺ (1.457)
⁶⁸ Er	12	2 ⁺ (0.647)	14	2 ⁺ (1.579)	16	2 ⁺ (0.808)
		4 ⁺ (1.524)		3 ⁻ (1.781)		4 ⁺ (1.481)
				5 ⁻ (2.260)		
⁷⁰ Yb			12	2 ⁺ (1.531)		

Все нуклиды с магическим числом нейтронов N^m выделяются максимальным значением энергии первого возбуждённого состояния E₁^{*}. Можно сказать, что нейтроны упаковки D

совместно с нейтронами остова $N_F = Z$ создают динамический каркас, который имеет наибольшую жёсткость, наибольшую степень не возбуждаемости при $N = N_F + D = N^m$. Понятно, что N^m зависит и от структуры остовов Δ -группы (состава его кластеров и его этажности f), и от структуры его упаковки D , также однозначно обусловленной структурой остова.

При последовательном увеличении Z в предшествующих изотонах магической шеренги с $N = N^m$ добавленные протоны монтируются в предусмотренные для них места на полюсах z -поверхностей α -тригелов до $\alpha\Delta\alpha$ -базиса. Изменение соотношения между нейтронами, входящими в состав α -целочисленных кластеров остова ($N_F = Z$), и нейтронами упаковки $D = (N^m - N_F)$ при постоянном значении N^m приводит к уравниванию, гармонизации, стабилизации структуры изотонов магической шеренги. Все изотопы 2, 3, 4 периодов A -группы, стоящие в магических шеренгах с N^m , уже устойчивы – табл. 3.6.4, 6, 7 –, а Kr^{14} и He^{28} являются первыми устойчивыми изотопами в шеренгах с $N^m = 50$ и $N^m = 82$, соответственно.

Дальнейшее прибавление протонов к структурам с магическими нейтронными каркасами, имеющими $N = N^m$, приводит через переходную Ψ -группу к формированию «плоских» остовов, которые имеют кланы Θ -ассоциации. Но «жёсткость» нейтронного каркаса с $N = N^m$ при этом сохраняется, что ярко отражено в энергиях возбуждённых состояний нуклидов – табл. 3.6.4-7.

Изотопы, стоящие в шеренгах с магическими $N^m = 8, 20, 28, 50, 82$, кроме вышеупомянутых признаков, имеют и другие свойства, проявляющиеся в различных взаимодействиях и выделяющие их из других нуклидов. Нуклиды с $N = N^m$ имеют более разреженные спектры возбуждённых состояний, меньшую плотность распределения этих состояний по сравнению с другими нуклидами.

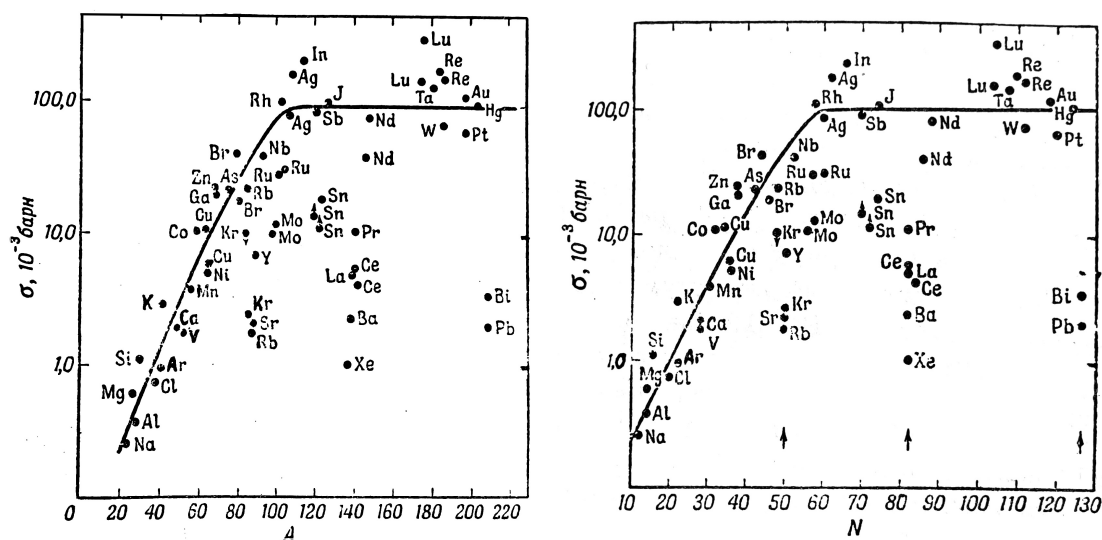


Рис. 3.6.13. Зависимость эффективных сечений захвата для нейтронов с энергией 1 МэВ [Л.39]:
(а) от общего числа нуклонов A в нуклидах; (б) от числа нейтронов N

Необходимо присовокупить и такой очень важный признак, как вероятность захвата тепловых нейтронов ($E_n = 0.001$ эВ), нейтронов с «надтепловой» энергией (например, с $E_n = 30$ кэВ) или нейтронов с $E_n \geq 1$ МэВ.

Как показали эксперименты, для нуклидов с $N = N^m$ имеют место провалы, резкое уменьшение полного сечения захвата нейтронов и при их энергии в надтепловой области, и при $E_n \geq 1$ МэВ. На рис. 3.6.13 заметны явные «провалы» сечения активизации нуклидов при $E_n = 1$ МэВ для изотонов с магическими $N^m = 8, 20, 28, 50, 82, 126$. Имеются и другие проявления свойств нуклидов с $N = N^m$, однозначно указывающие на их повышенную «жесткость», пониженную возбудимость при различных процессах и воздействиях.

Если жесткость (параметры возбужденных состояний) сохраняется при $N = N^m$ для различного числа протонов Z , то изменение Z , прибавление числа протонов изменяет другие свойства изотонов с $N = N^m$. При таком прибавлении протонов происходит и изменение соотношения между D и N_F при $N^m = N_F + D = \text{const}$. Для некоторых нуклидов Θ -ассоциации «магическая» изотонная шеренга с $N = N^m$ пересекается с шеренгой изопаков, имеющих наиболее «гармоничные» значения $D^c = 0$ (первый и второй периоды), $D^c = 4$ (третий период), $D^c = 12$ (четвертый период), $D^c = 24$ (пятый период) – рис. 3.6.5, 7.

Кроме того нужно учесть и некоторую выделенность нуклидов нулевой и второй групп Θ -ассоциации, то есть групп нуклидов, остовом которых служит плоский Θ -остов начального клана каждого периода. Это обуславливает выделенность семейств 3Θ (Ca) и $3\Theta 11$ (Ti), 4Θ (Sr) и $4\Theta 11$ (Zr), 5Θ (Ba) и $5\Theta 11$ (Ce). Это в полной мере относится к семействам первого периода 1Δ (C) и $1\Delta 11$ (O) и в меньшей степени к семействам 3Ξ (Fe) и $3\Xi 11$ (Ni).

Нуклид, попадающий в точку пересечения трёх линий на дискретном массиве, отображающем кадровый состав нуклидов и их распределение по его подструктурам (график Сегре – рис. 3.6.3, 6, 7): шеренги изотонов с $N = N^m$, шеренги изопаков с $D^c = 0, 4, 12, 24$ и вертикального ряда изотопов с $Z = Z_\Theta$ (или $Z = Z_\Theta + 2$) –, имеет параметры явно выделяющие его из соседних нуклидов. Нуклиды с полным набором таких значений ($N = N^m$, $D = D^c$, $Z = Z_\Theta$) или хотя бы их парой представлены в табл. 3.6.8.

Среди таких выделяющихся параметров, в первую очередь, отметим энергию связи, первую ΔE_0 и вторую δE_0 разности этой дискретной функции $E_0(Z)$. Например, это видно на рис. 3.6.1 – локальные максимумы $\Delta^d E_0$ для C^2 , Ti^2 , Ti^4 ; на рис. 3.6.2 – локальный максимум $\Delta^a E_0$ для Ti^4 ; на рис. 3.6.4 – локальный максимум $\Delta^a E_0$ для Sr^{12} ($D^c = 12$); на рис. 3.6.8 – максимум $\Delta^{a+b} E_0$ для Zr^{10} и Ba^{26} .

Эти нуклиды выделяются даже на такой предельно сглаженной функции, как $(E_0/A)(Z)$. Наиболее заметное, наиболее отчетливое изменение наклона зависимости $(E_0/A)(Z)$ имеет место для вышеуказанных нуклидов C^0 , O^0 , изотопов Fe и Ni (табл. 3.6.1), Sr^{12} , Ba^{26} , Ce^{24} .

Все изотопы, стоящие в пересечении двух шеренг: шеренги магических изотонов с N^m и шеренги с гармонической упаковкой с D^c резко выделяются и среди изотопов своего семейства, и среди изопаков с $D^c = \text{const}$, и среди изотонов с $N = N^m$ – табл. 3.6.8.

Таблица 3.6.8

Нуклиды с совокупностью «особых» квантовых чисел: Z_{Θ} , N^m , D^c

$Z_{\Theta},$ N^m, D^c	Относительные распространённости Р и параметры (j^*, E^*) первых возбуждённых состояний чётно-чётных нуклидов					
$Z_{\Delta}=6$	${}^6\text{C}^2$ β^- -распад	$E_1^*(1^-)=6.09$ $E_2^*(0^+)=6.58$ $E_3^*(3^-)=6.73$	${}^8\text{O}^0$ P=99.8%	$E_1^*(0^+)=6.05$ $E_2^*(3^-)=6.13$ $E_3^*(2^+)=6.92$		
$N^m=8$						
$D^c=0$						
$Z_{\Theta}=20$	${}^{20}\text{Ca}^0$ P=97%	$E_1^*(0^+)=3.35$ $E_2^*(3^-)=3.73$ $E_3^*(2^+)=3.91$ $E^*(5^-)=4.49$				
$N^m=20$						
$D^c=0$						
$N^m=28$	${}^{24}\text{Cr}^4$ P=84%	$E_1^*(2^+)=1.43$ $E_2^*(4^+)=2.37$				
$D^c=4$						
$Z_{\Xi}=26$						
$Z_{\Theta}=38$	${}^{38}\text{Sr}^{12}$ P=82.6%	$E_1^*(2^+)=1.84$ $E_2^*(3^-)=2.73$ $E_3^*(4^+)=2.76$				
$N^m=50$						
					${}^{40}\text{Zr}^{10}$ P=51.5%	$E_1^*(0^+)=1.76$ $E_2^*(2^+)=2.19$ $E_3^*(5^-)=2.32$
$D^c=12$						
$Z_{\Theta}=56$						
$N^m=82$					${}^{58}\text{Ce}^{24}$ P=88.5%	$E_1^*(2^+)=1.6$ $E_2^*(0^+)=1.9$ $E_3^*(4^+)=2.1$
$D^c=24$						

Это относится к нуклидам:

${}^{16}\text{O}$ ($N^m = 8$, $D^c = 0$), ${}^{40}\text{Ca}$ ($N^m = 20$, $D^c = 0$), ${}^{54}\text{Cr}$ ($N^m = 28$, $D^c = 4$),

${}^{88}\text{Sr}$ ($N^m = 50$, $D^c = 12$), ${}^{90}\text{Zr}$ ($N^m = 50$),

${}^{138}\text{Ba}$ ($N^m = 82$, $D^c = 26$), ${}^{140}\text{Ce}$ ($N^m = 82$, $D^c = 24$).

Привилегированное, особое положение этих нуклидов проявляется в их максимальной относительной распространённости независимо от их расположения по количественному составу упаковки D (от общего количества нейтронов N или суммарного числа нуклонов A) относительно других устойчивых изотопов своего семейства. Это давно замечено для ${}^{40}\text{Ca}$ (самый лёгкий из 6 изотопов), для ${}^{90}\text{Zr}$ (самый лёгкий из 5 изотопов), для ${}^{138}\text{Ba}$ (самый тяжёлый из 7 изотопов), для ${}^{88}\text{Sr}$ (самый тяжёлый из 4 изотопов).

Даже рекордная равномерность распространённости 7 устойчивых изотопов двух смежных пар семейств с чётным Z : ${}_{44}\text{Mo}$ - ${}_{44}\text{Ru}$ (рис. 3.6.3) и ${}_{60}\text{Nd}$ - ${}_{62}\text{Sm}$ (рис. 3.6.7) – порождена раздвоением двух вышеупомянутых шеренг после их пересечения. Магический нейтронный каркас жёсткости обуславливает большую вероятность создания, конструирования и формирования Субстанцией самых лёгких изотопов ${}_{44}\text{Mo}$ и ${}_{44}\text{Ru}$ ($N^m = 50$), ${}_{60}\text{Nd}$ и ${}_{62}\text{Sm}$ ($N^m = 82$).

С другой стороны, любовь, симпатия природы к гармонии, красоте, соразмерности обуславливает большую вероятность вылепливания, изваяния изотопов с упаковкой D , близкой к гармонической $D^c = 12$ (${}^{44}\text{Mo}$ и ${}^{44}\text{Ru}$) или $D^c = 24$ (${}^{60}\text{Nd}$ и ${}^{62}\text{Sm}$). Две тенденции в их взаимосвязи и проявились в измеренных значениях распространённости изотопов этих двух пар семейств – рис. 3.6.3 и 7.

Кстати, расхождение шеренги изотонов с $N = N^m$ и изопаков с гармонической упаковкой $D = D^c$ проявляется и в других случаях. Например, в относительной распространённости изотопов ${}^{28}\text{Ni}$; наличии только двух пар устойчивых изотонов с нечётным N : ${}^{97}\text{Mo}^{13}$ и ${}^{99}\text{Ru}^{11}$ ($N = 55$), ${}^{145}\text{Nd}^{25}$ и ${}^{147}\text{Sm}^{23}$ ($N = 85$) – и других менее заметных проявлениях (см. рис. 3.6.11). Заметим, что в этих двух парах (опять уникам!) двухизотонная устойчивость обусловлена именно решающим вкладом гармонической упаковки $D^c = 12$ и $D^c = 24$: прибавление двух протонов к Mo^{13} и Nd^{25} ($D = D^c + 1$) не разрушило устойчивость Ru^{11} и Sm^{23} ($D = D^c - 1$).

Обратим внимание и на такое проявление избранности вышеупомянутых «узловых» нуклидов, как аномальная последовательность моимпов их возбуждённых состояний – табл. 3.6.8.

«Аномальная» последовательность моимпов первых возбуждённых состояний ${}^{14}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ подробно комментировалась в гл.2.2. «Аномальное» значение $j_1^* = 0^+$ первого возбуждённого состояния ${}^{90}\text{Zr}^*(0^+; 1760 \text{ кэВ})$ комментировалось в гл. 3.3.

Конечно, кроме устойчивых чётно-чётных нуклидов существуют и устойчивые нуклиды с каждым нечётным значением A . Устойчивые изотопы с нечётным A для каждого семейства расположены в табл. 3.6.2 выше и ниже основной магистрали чётно-чётных нуклидов и в их совокупности формируют содержание и критерии определения самого понятия «магистрали».

Имея нечётное суммарное число нуклонов, все они в основном, невозбуждённом состоянии имеют неравные нулю экспериментально измеряемые моимпы j_0 и магнимы μ . Для одночастичной модели Н-макушки моимп j_0 и магним μ нуклида обусловлены орбиталом l_N и спином s_N только одного не спаренного (одиночного) протона или нейтрона. В табл. 3.6.2 приведены параметры, описывающее кинематическое состояние одиночного нуклона. Такими параметрами являются орбитал l_N , моимп $j_0 = l_N \pm s_N$ (в зависимости от ориентации орбитала и спина нуклона) и проекция собственного магнима μ_p или μ_n на направление орбитала: $\mu_z = \mu_n \cos \phi_n$. Значения μ_z , приведенные в табл. 3.6.2, для чётно-нечётных нуклидов совпадают с магнимами нуклидов, а для нечётно-чётных нуклидов определены из соотношения $\mu_z = \mu - l_p$, то есть вычитанием из магнима нуклида магнима $\mu_p' = l_p$, обусловленного орбитальным движением протона. Иллюстрации к соответствующим конфигурациям с взаимной ориентацией орбитала и спина приведены в гл. 3.1-3.5. Нуклиды, для которых предложена модель Н-макушки с **t**-трипом, в табл. 3.6.2 обозначены буквой **t** (As).

Представляет интерес зависимость параметров состояния одиночного нуклона l_N , j_0 , μ_z от состава F-остова и G-упаковки. Как показало предыдущее рассмотрение, нечётно-чётные нуклиды отличаются удивительным постоянством моимпов j_0 в основном состоянии своих изотопов при различных значениях D , независимо от их устойчивости или неустойчивости – табл. 3.6.9.

Таблица 3.6.9

Моимпы основных состояний нечётно-чётных изотопов 2-4 периодов

№ пер.	Θ-клан		Σ	Ξ-клан		Υ	Δ-клан		Ψ
	1	111		1	111		1	111	
2							P	Cl	K
							1/2	3/2	3/2
3	Sc	V	Mn	Co	Cu	Ga	As	Br	Rb
	7/2	7/2	5/2, 7/2	7/2	3/2	3/2	5/2, 3/2	3/2	5/2, 3/2
4	Y	Nb	Tc	Rh	Ag	In	Sb	I	Cs
	1/2	9/2	9/2	1/2, 7/2	1/2, 7/2	9/2	5/2, 7/2	5/2, 7/2	5/2, 7/2
				См. табл. 3.4.2, 4.3			См. табл. 3.5.3, 5.4		
5	La	Pr	Pm	Eu					
	5/2, 7/2	5/2, 7/2	5/2, 7/2	5/2					

Как видно из табл. 3.6.9, все нечётные изотопы семейств из кланов 2Δ, 2Ψ (P, Cl, K), 3Ξ, 3Υ (Co, Cu, Ga) и 4Θ, 4Σ (Y, Nb, Tc) имеют одинаковое значение j_0 . Все эти кланы имеют остов с этажностью $f=3$ (соответственно, $\alpha\alpha\alpha$, $\chi\alpha\chi$, $\chi\xi\chi$), что обеспечивает независимость кинематического состояния одиночного протона их Н-макушки от состава нейтронной G-упаковки. Постоянством моимпов j_0 для своих изотопов отмечены и семейства 3Θ-клана (Sc, V), 3Δ111 (Br), 4Υ (In). Зависимость моимпов основных состояний нуклидов кланов 4Ξ и 4Δ, 4Ψ от величины D отражена в табл. 3.4.2 и 3.5.3. Из табл. 3.6.9 можно сделать наипростейшее заключение: большинство нечётно-чётных нуклидов в кланах с малой этажностью $f=2, 3$ имеет постоянные, независимые от упаковки D моимпы j_0 для изотопов одного семейства.

Моимпы чётно-нечётных нуклидов зависят от остова и состава упаковки существенно сильнее – табл. 3.4.5, 3.5.3, 3.5.4.

Резко и без исключений сказывается переход от структур чётно-нечётных изотопов с $N=N^m-1$ к $N=N^m+1$ – табл. 3.6.10. Характерно, что для всех изотопов с одинаковыми значениям $N=N^m \pm 1$ изменение моимпов совершенно одинаково.

Таблица 3.6.10

Изменение моимпов основных состояний чётно-нечётных изотопов при изменении числа их нейтронов

Кланы	Нуклиды	N^m	Изменение N	Изменение j_0
2Δ	S - Ar	20	$N=19 \rightarrow N=21$	$3/2 \rightarrow 7/2$
3Θ	Ca - Ti - Cr	28	$N=27 \rightarrow N=29$	$7/2 \rightarrow 3/2$
3Ξ	Fe - Ni			
3Δ	Ge - Se - Kr	50	$N=49 \rightarrow N=51$	$9/2 \rightarrow 5/2$
4Θ	Sr - Zr - Mo			
4Δ	Sn - Te - Xe	82	$N=81 \rightarrow N=83$	$3/2 \rightarrow 7/2$
5Θ	Ba - Ce - Nd			
5Ξ	Sm			

Таблица 3.6.11

Моимпы основных состояний чётно-нечётных изотопов 3Θ- и 3Ξ-кланов

	3Θ-клан			3Ξ-клан		
D	²⁰ Ca	²² Ti	²⁴ Cr	²⁶ Fe	²⁸ Ni	³⁰ Zn
1	7/2	7/2	5/2	7/2	3/2	3/2
3	7/2	5/2	7/2	3/2	3/2	3/2
5	7/2	7/2	3/2	1/2	3/2	5/2
7	7/2	3/2	3/2	3/2	1/2	5/2
9	3/2	3/2	1/2	3/2	5/2	1/2

Таблица 3.6.12

Моимпы основных состояний чётно-нечётных изотопов 4Θ- и 4Ξ-кланов

	4Θ-клан			4Ξ-клан		
D	³⁸ Sr	⁴⁰ Zr	⁴² Mo	⁴⁴ Ru	⁴⁶ Pd	⁴⁸ Cd
11	9/2	5/2	5/2	5/2	5/2	5/2
13	5/2	5/2	5/2	5/2	5/2	5/2
15	5/2	5/2	1/2	3/2	5/2	1/2
17	7/2	1/2	1/2	5/2	5/2	1/2
19	1/2	1/2		5/2	5/2	1/2

Это свидетельствует о большой степени динамической жёсткости нейтронных каркасов всех изотонов с магическими $N^m=20, 28, 50, 82$, что обуславливает и одинаковость изменения моимпов при переходе количества нейтронов через значение N^m (например, табл. 3.6.11 для $N^m=28$). Изменение моимпов основных состояний чётно-нечётных нуклидов с $D=1-9$ для 3Θ- и 3Ξ-кланов представлено в табл. 3.6.11, нуклидов с $D=11-19$ для 4Θ- и 4Ξ-кланов приведено в табл. 3.6.12, нуклидов с $D=19-25$ для 4Δ-клана приведено в табл. 3.6.13, нуклидов с $D=5-13$ для 3Δ-клана приведено в табл. 3.2.1. Предоставляем читателям возможность самостоятельного анализа динамики изменения зависимостей: $j(Z)$ при $D=\text{const}$; $j(D)$ при $Z=\text{const}$; $j(Z)$ при $N^m \pm 1 = \text{const}$ и т.п.

Независимость моимпов j изотопов семейств с нечётным Z от D (табл. 3.6.9) и заметная зависимость $j(D)$ при $Z=\text{const}$ для нуклидов с чётным Z (табл. 3.6.11, 12, 13) является одним из убедительных аргументов в поддержку рассматриваемых моделей нуклидов (в частности, одночастичной модели их Н-макушки).

Спектр моимпов является еще одним аргументом в обоснование описываемой структуры нуклидов, которые можно представить как состоящие из F-остова (α -целочисленные кластеры), G-упаковки (ϑ -целочисленные обручи остова) и Н-макушки (все оставшиеся после формирования F и G нуклоны).

Большой интерес представляет анализ изменения моимпов и магнимов для устойчивых нуклидов при увеличении нечётных значений A (табл. 3.6.9, 11-13) и по горизонтали (по периодам), и по вертикали (по группам) табл. 3.6.2.

Для большей наглядности и конкретизации выявляемых закономерностей и взаимосвязей приведем примеры.

Таблица 3.6.13

Моимпы основных состояний нечётных изотопов с $56 \geq Z \geq 50$

	4Δ-клан				4A	4Ψ	5Θ
D	⁵⁰ Sn	⁵¹ Sb	⁵² Te	⁵³ I	⁵⁴ Xe	⁵⁵ Cs	⁵⁶ Ba
19	1/2	5/2	1/2	5/2	1/2	1/2	1/2
21	3/2	7/2	1/2	5/2	1/2	5/2	1/2
23	11/2	7/2	3/2	7/2	3/2	7/2	3/2
25	11/2	7/2	3/2	7/2	3/2	7/2	3/2

Конфигурацию **t**-макушки (в отличие от одиночного протона) имеют устойчивые изотопы 1 группы кланов 3Δ (As), 4Θ (Y) и 4Ξ (Rh), а также оба устойчивых изотопа Ag (4Ξ111-группа).

Обратим внимание на чётно-нечётные нуклиды Δ-ассоциации 3 и 4 периодов табл. 3.6.2. Их *z*-вытянутые, *z*-симметричные **кххк**- и **кхξхк**-остовы с максимальной этажностью *f*=4 и 5, как уже обсуждалось в гл. 3.2 и 3.5, обеспечивают «изомерные» условия нечётному, не спаренному нейтрону Н-макушки в широком диапазоне упаковки. Эти условия имеют место для нуклидов 3Δ-клана от *g*=1 (*D*=5) до значения $(N^m - 1 - Z) \geq D$, где $N^m = 50$ – табл. 3.2.1. При $D \geq (N^m + 1 - Z)$ нейтронный каркас GF-структуры с $N = N^m$ для одиночного нейтрона не обеспечивает «изомерных» условий. Поэтому первый «остров» изомерии чётно-нечётных нуклидов (табл. 3.2.1), в основном включающий изотопы Ge, Se, Kr из 3Δ-клана, заканчивается нуклидом ⁴²Mo⁷, ибо у его изотопа Mo⁹ число нейтронов уже больше, чем магическое: $N = 51 > (N^m = 50)$.

Таблица 3.6.14

Чётно-нечётные изотопы ($D = N - Z$), обладающие изомерными состояниями

Ξ-кланы		Δ-кланы			Θ-кланы		
11	1V		11	1V		11	1V
	³⁰ Zn	D=5 ³² Ge 7	D=5 ³⁴ Se 7	D=5 ³⁶ Kr 7	³⁸ Sr	⁴⁰ Zr	⁴² Mo 7
	9	9	9	9	9	9	
	11	11	11	11	11		
		13	13	13			
		15	15			N ^m = 50	D = N ^m - 1 - Z
		17					
D=15 17	D=15 17	13, 15 17	13, 15 17	D=15 17	13, 15 17		
⁴⁶ Pd 19	⁴⁸ Cd 19	⁵⁰ Sn 19	⁵² Te 19	⁵⁴ Xe 19	⁵⁶ Ba 19	⁵⁸ Ce 19	⁶⁰ Nd 19
	21	21	21	21	21	21	21
	23	23	23	23	23	23	
		25	25	25	25		
		27	27	27			
		29	29			N ^m = 82	D = N ^m - 1 - Z
		31					

Значения упаковки D для нуклидов, обладающих изомерными состояниями, представлены в табл. 3.6.14.

Второй «остров» изомерии, беря начало с изотопов ^{46}Pd ($D=15-19$) и ^{48}Cd ($D=15-23$) – табл. 3.4.5 – также в основном включает нуклиды 4Δ -клана – табл. 3.5.2. Этот остров ограничен изотопами ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с $(N^m - 1 - Z) \geq D$, где $N^m = 82$ – табл. 3.6.14. При $D \geq (N^m + 1 - Z)$ плотно упакованный остров (FG-структура) «изомерных» условий не обеспечивает. Второй «остров» изомерии включает также нуклиды 5Θ -клана (^{56}Ba , ^{58}Ce , ^{60}Nd) с тем же ограничением числа нейтронов упаковки $(N^m - 1 - Z) \geq D$ и заканчивается изотопом $^{62}\text{Sm}^{19}$ ($N=81$).

Очень интересна и систематика проекций собственного магнима протона и нейтрона для одночастичных моделей. Например, нужно обратить внимание, что максимальные значения проекции магнима одиночного протона $\mu_{pz} = \mu_p \cos \varphi_p$ (для моимпов $j = 7/2, 9/2, 5/2$) имеют нуклиды $3\Theta 111$ -группы:

$$V^5(7/2) - \mu_{pz} = 2.15; \quad \text{Nb}^{11}(9/2) - \mu_{pz} = 2.17; \quad \text{Pr}^{23}(5/2) - \mu_{pz} = 2.28.$$

Все они имеют одиночный протон на $\alpha\Theta$ -базисе. Эксперименты показали, что такой максимально плоский Θ -остов с внешними χ -кластерами и одной α -заглушкой на его z -полюсе обуславливает минимальный угол наклона φ_p , то есть максимум $\mu_{pz} = \mu_p \cos \varphi_p$ при любом орбитале одиночного протона $l_p = 2, 3, 4$.

И для чётно-нечётных устойчивых нуклидов с $Z > 4$ максимальное значение модуля магнима нейтрона μ_{nz} имеют для «своих» орбиталей нуклиды Θ -группы:

$$\text{Ca}^3(7/2) - \mu_{nz} = 1.32; \quad \text{Sr}^{11}(9/2) - \mu_{nz} = 1.09; \quad \text{Ba}^{25}(3/2) - \mu_{nz} = 0.94.$$

В их сомкнутый ряд втиснулся только $\text{Zr}^{11}(5/2)$ из $3\Theta 111$ -группы, имеющей не спаренный нейтрон на острове с предельно жёстким нейтронным каркасом (с числом нейтронов N , которое на один больше, чем магическое):

$$N - 1 = D - 1 + Z = N^m = 50.$$

У этого нуклида Zr^{11} максимальное значение модуля проекции собственного магнима нейтрона $\mu_{nz} = 1.3$ среди устойчивых нечётно-чётных нуклидов, имеющих $j = 5/2$, за исключением ^{17}O . У нуклида ^{17}O одиночный, не спаренный нейтрон на предельно жёстком «магическом» $\alpha\alpha$ -базисе (табл. 3.6.8) имеет проекцию своего магнима $\mu_{nz} = 1.9$. Это значит, что z_n -ось этого нейтрона почти параллельна оси его орбитала, а $\mu_{nz} \approx \mu_n$.

Анализ изменения μ_{nz} для нуклидов с одинаковым значением моимпа j (например, для $\text{Ti}^3(5/2) - \text{Zr}^{11}(5/2) - \text{Mo}^{11}(5/2) - \text{Mo}^{13}(5/2) - \text{Ru}^{13}(5/2) - \text{Ru}^{11}(5/2) - \text{Pd}^{13}(5/2)$), но с разными остовами предоставим читателям.

Остановимся только на нуклидах $\Theta 1V$ -группы. У нуклидов с $\alpha\Theta\alpha$ -базисом при увеличении номера периода возрастает орбитал l_n , моимп j и модуль магнима:

$$\text{Cr}^5(3/2) - \mu = (-0.5); \quad \text{Mo}^{11}(5/2) - \mu = (-0.91); \quad \text{Nd}^{23}(7/2) - \mu = (-1.06).$$

Кстати, у Nd^{23} число нейтронов $N = 83 = N^m + 1$ и значение модуля магнима велико, а вот у Nd^{25} модуль магнима уже много меньше – табл. 3.6.2.

Наконец, обратим внимание на некоторые «персоналии». Устойчивые изотопы Ti оказались меж двух шеренг изотонов с магическими $N^m = 20$ и $N^m = 28$.

Уникальное совпадение: у $\mathbf{p}\chi\chi\mathbf{p}$ -изотопа Ti^{-2} ($N^m=20$), и у $\mathbf{p}\chi^9\chi^9\mathbf{p}$ -изотопа Ti^6 ($N^m=28$), дополнительно упакованного двумя \mathfrak{g} -обручами, энергии их первых возбуждённых состояний совпадают с точностью до 0.1% (уникум!).

Обязательно упомянем и о двух рекордных «пожирателях» тепловых нейтронов ($E_n \approx 0.001$ эВ). Сечение поглощения тепловых нейтронов у изотопа $^{135}\text{Xe}^{27}$ $\sigma = 2.65 \cdot 10^6$ барн, а у $^{87}\text{Kr}^{15}$ – $\sigma \approx 1 \cdot 10^4$ барн. Обоим чётно-нечётным нуклидам не хватает одного нейтрона до предельно плотной упаковки своих изотопов:

$(\alpha\mathfrak{a}^9\chi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\alpha)$ -нуклида $^{88}\text{Kr}^{16}$ ($N=52 > N^m=50$),

$(\alpha\mathfrak{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\alpha)$ -нуклида $^{136}\text{Xe}^{28}$ ($N=82 = N^m$).

Определенный интерес представляет даже такой поверхностный анализ влияния структуры нуклидов на их свойства и взаимодействия с окружающим пространством, как систематика их \mathbf{p} -, \mathbf{n} - и α -распадов.

Таблица 3.6.15

Пограничные чётно-нечётные излучатели запаздывающих протонов

D	Θ -ассоциация	Ξ -ассоциация	Δ -ассоциация
–3	2Θ (Mg) 3Θ (Ca, Ti, Cr)	3Ξ (Fe, Ni, Zn)	2Δ (Si, S, Ar)
1	4Θ (Sr, Zr, Mo)	4Ξ (Cd ^{1,3})	3Δ (Ge, Se, Kr)
7, 9			4Δ (Te ⁷ , Xe ⁹)
9, 11	5Θ (Ba ⁹ , Nd ¹¹)	5Ξ (Sm ¹¹)	

В табл. 3.6.15 приведены первые нуклиды за границей протонной устойчивости, то есть нуклиды с таким D, при котором уже имеют место каналы испускания протонов (при $D+1$ их изотопы испытывают только β^+ -переход или ε -захват с сохранением общего числа нуклонов $A=Z+N$).

Эксперименты показали, что вплоть до чётно-чётных нуклидов 3Ξ -клана нуклонная стабильность сохраняется до значения $D=-2$, то есть два протона, не входящие в структуру α -целочисленных кластеров, не схваченные нейтронами, тем не менее не могут оторваться от F-остова. На α -целочисленном F-остове эти два протона занимают противоположные z -поверхности и какое-то время (T_{β^+}) ждут момента, чтобы преобразоваться одному из них в нейтрон.

С увеличением этажности остова $f \geq 4$ возможности протонов удержаться на нем без нейтронной упаковки уменьшаются. У нуклидов с $4 \geq f$ (3Δ -, 4Θ - и 4Ξ -кланы) нуклонная стабильность сохраняется только для α -целочисленных остовов с двумя z -полюсными нейтронами ($D \geq 2$). У нуклидов с $f \geq 5$ протонная устойчивость ограничена числом нейтронов упаковки D^p : $D^p+1=8, 10$ для 3Δ -клана (Te, Xe) и $D^p+1=10, 12$ для 5Θ - и 5Ξ -кланов – табл. 3.6.15.

Характерно, что \mathbf{p} -распады имеют нуклиды с нечётными Z только $\Delta 111$ - и Ψ -групп и только во втором и четвёртом периодах, то есть имеющих базисы с нечётной этажностью: $(\mathfrak{a}\alpha\mathfrak{a})$ -остов ^{17}Cl имеет $f=3$, $(\mathfrak{a}\chi^9\xi^9\mathfrak{a})$ -остов ^{53}I имеет $f=5$, а также $\alpha\Delta$ -базисы – табл. 3.6.16.

Таблица 3.6.16

Пограничные нечётно-чётные излучатели запаздывающих протонов

Периоды	2	$^{32}_{17}\text{Cl}^{-2}$ ($\mathbf{p} + \alpha$ -частицы)	$^{35}_{19}\text{K}^{-3}$
	4	$^{110,112}_{53}\text{I}^{4,6}$	$^{55}_{55}\text{Cs}^{4,5,6,8,10}$ ($\mathbf{p} + \alpha$ -частицы)

Очень выборочная и отнюдь не исчерпывающая систематика \mathbf{p} - и α -распадов, представленная в табл. 3.6.16, тем не менее, дает еще один убедительный аргумент в поддержку предложенных моделей нуклидов. Причем другим аспектом убедительности является отсутствие \mathbf{p} - и α -распадов нуклидов с нечётными Z более плоских Θ - и Ξ -кланов и даже $\Delta 1$ -группы Δ -кланов.

Таблица 3.6.17

Пограничные излучатели запаздывающих нейтронов

№ пер.	Υ -группа	Δ -ассоциация				Ψ -группа
		1	11	111	A	
3	17, 18, 19	D = 18, 19	D = 19	17, 18, 19	D = 18	18, 19, 20
	20	20	20	20	20	21
	21	As 21	Se 21	Br 21	Kr 21	22
	Ga Z = 31	Z = 33	Z = 34	Z = 35	Z = 36	Rb 23 Z = 37 24
4	29, 30, 31	D = 32	D = 32	D = 31, 32		31, 32, 33
	32	Sb 33	Te 33	I 33	Xe 33	34
	In 33	34	34	34	34	Cs 35
	Z = 49 34	Z = 51	Z = 52	Z = 53 35	Z = 54	Z = 55 36

Достаточно показательна и систематика излучателей запаздывающих нейтронов – табл. 3.6.17 –, особенно в сопоставлении с табл. 3.6.14. Нуклиды Δ -кланов и Ψ -групп 3 ($D > 17$) и 4 периодов ($D > 31$) испытывают нейтронный распад, причем для всех них число нейтронов $N > N^m$. Для \mathbf{n} -излучателей 3Δ -клана $N > 50$, для \mathbf{n} -излучателей 4Δ -клана $N > 82$. А вот нуклиды Υ -группы, излучающие нейтроны, этому условию не подчиняются: для ^{31}Ga минимальное число нейтронов, вызывающее их излучение, $N_{\text{мин}} = 48 < 50$, для ^{49}In – $N_{\text{мин}} = 78 < 82$. Это еще один достоверный аргумент в обоснование гипотезы, что «магические» нейтронные каркасы с N^m формируются только на остовах всех семейств Δ -группы (как максимально плотная упаковка Δ -остовов этих групп) – табл. 3.6.2. В полной мере это, конечно, относится и к магическим $N^m = 50$ и 82, которые формируются, соответственно, на \mathbf{axxax} -остове ^{32}Ge и $\mathbf{ax\xi xax}$ -остове ^{50}Sn .

Безусловно, в этой, 3 части книги описаны далеко не все нуклиды; взаимосвязанное рассмотрение их структур, свойств, параметров, всевозможного рода реакций и взаимодействий проведено выборочно, фрагментарно. Это не является оправданием автора, а всего лишь констатацией неохватности, безграничности всех тонкостей, деталей, аспектов нуклидного субконтинуума. Но даже на таком объёме феноменов можно сделать ко многому обязывающие заключения и выводы.

ФИКСАЦИЯ

“Мы должны рассказывать о сюжете наших открытий не так, как об этом говорил бы сонм ученых-специалистов, но как сказал бы человек, который жаждет при помощи аналогий, описаний и веры понять то, что другие обдумали, открыли и свершили. Такими бывают рассказы бывалых солдат, вернувшихся из чрезвычайно трудного и героического похода; рассказы исследователей, только что спустившихся с вершин Гималаев; рассказы о тяжёлых болезнях или о мистическом общении с богом. Все эти истории передают немного из того, что пережил сам рассказчик. Это нити, которые связывают нас друг с другом в обществе и превращают нас в нечто лучшее, нежели изолированные индивидуумы.”

Р.Оппенгеймер

Приведенные в этой части описания, систематизированные данные бесчисленных экспериментов, выполненных в течение всего 20 века во многих лабораториях и исследовательских центрах на всех континентах планеты, позволяют на их основе сформировать *представления*... Вариативности опытных методик, разнообразию используемой аппаратуры, неоднозначности интерпретаций, декларируемых моделей на современном этапе сбора информации о нуклонном субконтинууме можно противопоставить (сопоставить?) достаточно чёткие, определенные, однозначные и достоверные *представления*... Подчеркнем, эти *представления* можно считать актом фиксации, прояснения, устранения недомолвок, недоговорок, неопределенностей, неоправданных догадок и стойких заблуждений...

В этих целях автор преднамеренно, нарочито стремился держаться по возможности предельно примитивного стиля изложения, так, чтобы написанное было ясно любому усидчивому читателю. По возможности он старался ограничиться только самыми необходимыми математическими соотношениями. Поскольку в наш перепросвещенный век все считают себя только «авторами», а предложение стать «читателем» воспринимается чуть ли не как личное оскорбление (в лучшем случае, как бестактная выходка неотесанного чурбана), то иллюзий по поводу восприятия его книги «научной общественностью» автор не испытывал.

Автор сделал попытку зафиксировать представления о нуклонном субконтинууме, во-первых, определенными, однозначными пространственно-временными конфигурациями всех рассматриваемых нуклидов, их структурами и подструктурами, в которых можно указать свое место каждому нуклону.

Во-вторых, автор постарался все, даже самые простые словесные описания или математические соотношения проиллюстрировать соответствующими схемами, графиками и диаграммами. Наглядное представление структур, конфигураций, векторов; графическое представление экспериментальных данных способствует уяснению и побуждает к аналитическому восприятию предлагаемого материала, к выявлению связей, зависимостей, к сопоставлению, нахождению общих черт или несовпадений, позволяет выработать свое собственное видение тех или иных закономерностей, вникнуть в их смысл и уловить их детали.

В какой степени автору удалось воплотить свой замысел?

Насколько адекватно предложенное описание «физической реальности»?

Насколько отличается оно от уже представленных и одобренных моделей?

Какова степень взаимоувязки деталей описания фундаменталов и нуклидов?

Какова степень соответствия структур нуклидов и их параметров?

Какова степень согласования параметров реакций и структур нуклидов?

Какова степень обоснованности представления и описания нуклидов введенными FGH-структурами: F-остовом, G-упаковкой и H-макушкой?

Какова степень достоверности z-осевой компоновки F-остова α -целочисленными κ -, χ -, ξ -кластерами?

Какова степень достоверности компоновки G-упаковки экваториальными и меридиальными тетранейтронными ϑ -обручами (η -обвязками)?

Какова степень достоверности компоновки H-макушки одиночными z-полюсными нуклопами или **d(pn)**-, **a(pnp)**-, **t(npn)**-, **q(p+4n)**-, **s(p+5n)**-кластерами?

Какова степень обоснованности и достоверности периодического изменения структур нуклидов, представленного в табл. 3.6.2?

Какова степень обоснованности и достоверности разбиения нуклидного субконтинуума на ассоциации, группы (по горизонтали табл. 3.6.2), периоды (по вертикали табл. 3.6.2), кланы и семейства (на пересечении вертикалей и горизонталей).

Какова степень справедливости того, что нуклиды, выделяющиеся своими параметрами и свойствами, имеют FGH-структуры, характеризуемые совокупностью «особых» чисел: N^m (нейтронный каркас), D^c (гармоническая упаковка), Z_Θ – табл. 3.6.8? Можно и переформулировать причинно-следственную логику вопроса. Какими параметрами и свойствами выделяются нуклиды, обладающие совокупностью «особых» чисел: $N^m = 8, 20, 28, 50, 82$; $D^c = 4, 12, 24$; $Z_\Theta = 20, 38, 56$?

Позволяют ли представленные и описанные в этой части структуры и модели нуклидов во взаимосвязи с их свойствами и параметрами ответить на вопросы, сформулированные в гл.1.1? В частности, можно ли дать обоснованные и аргументированные ответы на вопросы №№ 2, 3, 4, 5, 6, 15?..

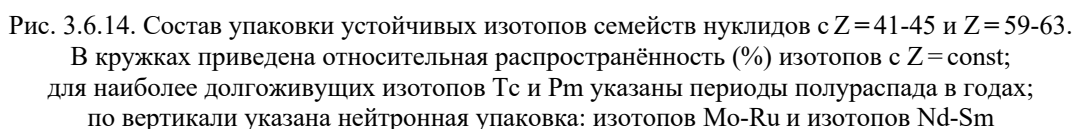
Для конкретизации и детализации обратим особое внимание только на четыре из большого множества вопросов.

1. Можно ли дать обоснование и привести аргументы для существования максимального числа устойчивых изотопов только у ${}_{50}\text{Sn}$ (10), а также тому, что вице-рекордсменами по этому показателю являются ${}_{52}\text{Te}$ (8) и ${}_{54}\text{Xe}$ (9)? Какова степень аргументированности, достоверности объяснения, основанного на уникальной структуре их $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова? Можно ли соотнести, сопоставить опытные данные по распространённости изотопов (рис. 3.6.7) и структуры изотопов ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$ и ${}_{56}\text{Ba}$ с наибольшей и наименьшей нейтронной упаковкой (рис. 3.5.1)?

Каковы по этой проблеме другие объяснения и обоснования, предложенные в учебниках или других монографиях {см. лит. в гл. 1.1}?

2. Можно ли дать обоснование и привести аргументы для объяснения необычной, уникально «равномерной» относительной распространённости своих изотопов для двух пар смежных, чётных элементов Mo-Ru и Nd-Sm – рис. 3.6.14?

Каковы по этой проблеме другие объяснения и обоснования, предложенные в учебниках или других монографиях {см. лит. в гл. 1.1}?



4. Какова достоверность пояснения тому, что удельная энергия связи максимальна для устойчивых чётно-чётных изотопов Cr - Fe - Ni - Zn ($Z=24-30$), а абсолютным рекордсменом по этой части ($E_0/A=8.7944$ МэВ/нуклон) является нуклид ^{62}Ni (с $D=N-Z=6$), кстати, не обладающий максимальной относительной распространённостью ($P=4\%$) среди изотопов Ni – табл. 3.6.1?

Каковы по этой проблеме другие объяснения и обоснования, предложенные в учебниках или других монографиях {см. напр. л.40}?

Не может быть обойдена и такая тема, как сопоставление представленного материала с другими изданиями. Это очень любимая тема в научных средах, особенно после того, как период повального охаивания той или иной научной идеи под давлением неопровержимых экспериментальных фактов заканчивается и происходит постепенный переход к периоду привыкания к ранее отвергаемому, к той или иной степени признания того, что «в этом что-то есть».

Не подлежит никакому сомнению, что на формирование представленных структур и моделей, на критерии и признаки систематизации, классификации, ранжирования экспериментальных данных, на методы и способы делать суждения, выводы, заключения, на приемы оперирования математическими соотношениями между измеряемыми параметрами, физическими величинами, описывающими реакции и т.д. и т.п. оказали воздействие в разной степени и в разной форме очень многие издания. Бесспорно, что какой-то вклад внесли даже те книги, с идеями которых автор был категорически не согласен, не говоря уже о тех, идеи которых он воспринял, использовал. Точно указать влияние каждой прочитанной работы невозможно. Поэтому автор укажет только те работы, которые произвели на него большое психологическое впечатление и стимулировали его личные размышления, категорические опровержения и собственные измышления {л.41-50}.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1-38. Литература к гл. 3.1-3.5.

39. Юз Д., Нейтронные исследования на ядерных котлах, ИЛ, 1954.
40. Престон М., Физика ядра, Мир, 1964.
41. Гепперт-Майер М., Йенсен И.Г.Д., Элементарная теория ядерных оболочек, ИЛ, 1958.
42. Гепперт-Майер М., Йенсен И.Г.Д., Модель ядерных оболочек, гл.9 в {л.26}.
43. Селинов И.П., Система атомных ядер и некоторые закономерности в свойствах изотопов, в кн. Френкель Я.И., Принципы теории атомных ядер, изд. АН СССР, 1950.
44. Селинов И.П., Периодическая система атомных ядер, в кн. О систематике частиц, Атомиздат, 1969.
45. Селинов И.П., Строение и систематика атомных ядер, Наука, 1990.
46. Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра, сб. мат. IX школы по яд. физике, Ленинград, Наука, 1981.
47. Уилкинсон Д., Некоторые проблемы структуры ядер, в кн. Строение ядра, Госатомиздат, 1962.
48. Уилкинсон Д., Структура ядерной поверхности, в кн. Современные проблемы ядерной физики, Госатомиздат, 1963.
49. Эллиотт Дж., Лейн А., Модель ядерных оболочек, в кн. Строение атомного ядра, ИЛ, 1959.
50. Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587, 1953.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Часть 1. ЛЕГКИЕ НУКЛИДЫ С $21 \geq Z$

Последствие	3
Пуповина	5
Гл.1.1 Основные принципы описания атомных и ядерных структур . .	7
Гл.1.2 Структура легчайших нуклидов	31
Гл.1.3 Линейно-осевые α -структуры с $A = 6-9$	49
Гл.1.4 Тетра- и пентадейтриксы.	63
Гл.1.5 Углерод и к-газы	73
Гл.1.6 Нуклиды с к-остовом	89
Гл.1.7 Нуклиды с кк-битригелом	113
Гл.1.8 Нуклиды с α -талией	132
Гл.1.9 Стройная Афродита	143
Гл.1.10 Плоский Гермес	155

Часть 2. СИСТЕМАТИКА СТРУКТУР И ПАРАМЕТРОВ НУКЛИДОВ С $21 \geq Z$

Гл.2.1 Гармония структур, их устойчивость и распространенность . . .	175
Гл.2.2 Динамические параметры состояния нуклидов	193
Гл.2.3 β -переходы нуклидов и их изомерных состояний.	213
Гл.2.4 Реакции соударения и структура нуклидов	235
Гл.2.5 Систематика структур нуклидов с $A = 4-11$	252
Гл.2.6 Систематика структур нуклидов с $A = 12-17$	268
Гл.2.7 Систематика структур нуклидов с $A = 18-24$	285
Гл.2.8 Периодика изменения структур нуклидов и их параметров . . .	299

Часть 3. СРЕДНИЕ НУКЛИДЫ С $56 \geq Z \geq 21$

Гл.3.1 Пояс Афродиты	321
Гл.3.2 Дельта-клан с четырехэтажным остовом ($37 \geq Z \geq 32$)	353
Гл.3.3 Второй длинный тета-клан ($43 \geq Z \geq 38$)	383
Гл.3.4 Дзета-клан с неказистым остовом ($49 \geq Z \geq 44$)	406
Гл.3.5 Рекордсмены по числу изотопов ($56 \geq Z \geq 50$).	436
Гл.3.6 Систематика структур и параметров нуклидов с $56 \geq Z \geq 21$. . .	464
Оглавление.	509

Часть 4. ТЯЖЕЛЫЕ НУКЛИДЫ С $Z \geq 56$

Гл.4.1 Ядра лантаноидов ($71 \geq Z \geq 57$).	
Гл.4.2 Ядра самых плотных атомов ($82 \geq Z \geq 72$).	
Гл.4.3 Дельта-клан с пятиэтажным остовом ($87 \geq Z \geq 82$).	
Гл.4.4 Уран и его римские родственники ($Z \geq 88$)	
Гл.4.5 Систематика свойств и параметров нуклидов.	
Вместо заключения. О том, что еще нужно описать.	

Уважаемый читатель!

Ваше мнение о содержании книги и ее концептуальной методологии,
Ваши пожелания и рекомендации к стилю изложения и аргументации,
Ваши замечания о качестве текста и иллюстраций, а также

ВСЕ ДРУГИЕ (ЛЮБЫЕ!) ВОПРОСЫ К АВТОРУ

просим присылать по адресу

129805, Москва, ул.Павла Корчагина, 22, МГОУ

Тел. (095) 286-8475, Факс (095) 283-8071

Научное издание

Юрий Васильевич Буртаев

НУКЛИДЫ

Набросок феноменологического описания

В четырех частях

Часть 3. СРЕДНИЕ НУКЛИДЫ С $56 \geq Z \geq 21$

Оригинал-макет подготовлен на компьютере Ю.В.Буртаевым

Редактирование и корректирование текста выполнены Ю.В.Буртаевым

Оригинальные иллюстрации и их компьютерный вариант

разработаны и исполнены Ю.В.Буртаевым

Подписано к печати .08. 97 г.

Формат 60*84 1/8

Бумага офсетная

Гарнитура SchoolDL

Усл. печ. л.

Тираж 500

Цена – договорная

burtaev.org

Типография АО “Информдинамио”,

125167, Москва, Ленинградский пр. 36