

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

А.В. Юшков

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

В данной работе приведены факты экспериментального обнаружения у ядра квазикристаллических свойств.

Идея спин-орбитального взаимодействия нуклонов, впервые предложенная М. Гепперт-Майер и Дж. Йенсенем, явилась вторым, после жидкокапельного, фундаментальным принципом, существенно продвинувшим адекватные представления об ядерных свойствах, о фазах существования ядерной материи. И, все же, структура ядерной материи много богаче этих двух асимптотических фазовых состояний ядерного вещества – одночастичного и коллективного. По мере накопления экспериментальных фактов растет число противоречий с этими двумя модельными асимптотическими принципами. Следует с определенностью сказать, что ни одна современная ядерная модель не способна сколько-нибудь удовлетворительно и последовательно описать достаточно широкий класс ядерных явлений.

Наряду с традиционными жидкостными и ферми-газовыми моделями в истории ядерной физики имеет место и эволюция взглядов на атомное ядро как на **твердое квазикристаллическое тело**. Квазикристаллическая модель ядра была предложена еще в 1937 году [1,2] и с тех пор медленно, но неуклонно развивается как альтернативная концепция. Теория квазикристаллической модели ядра связана со следующими именами (в скобках дан год выхода первой работы данного автора или группы авторов): Вефельмейер-Вигнер (1937), Вайненс (1947), Смит (1954), Линус Полинг (1964), Анагностатос (1973), Лизао (1974), Кук (1976), Макгрегор (1976), Робсон (1978), Юшков (1979).

Живучесть и притягательность квазикристаллической модели, по-видимому, связана с тем, что в ее рамках естественным образом находят объяснение магические числа, ядерные моменты, пространственные параметры ядра и другие, практически – все, характеристики атомных ядер. В последнее время вышли серии работ по развитию твердотельной модели как в рамках классической квантовой механики [3,4], так и с кварковых позиций [5]. Начала развиваться и теория ядерных реакций и рассеяния, исходящая из твердотельных концепций [6,7].

В 1979 году ситуация с квазикристаллической структурой ядра качественно изменилась: появилась первая экспериментальная работа [8], в которой авторами опубликованы факты экспериментального обнаружения у ядра квазикристаллических свойств. Факт первого обнаружения квазикристаллической структуры ядра подтвержден в мировой литературе [9]. Вслед за первой экспериментальной работой появилась серия работ тех же авторов [10-12], расширивших экспериментальные доказательства существования у ядер твердотельных свойств.

Таким образом, квазикристаллическая модель ядра к настоящему моменту обрела не только феноменологическое (гипотетическое) обоснование, не только квантово-теоретические расчеты структуры ядра и механизмов ядерных реакций, но и прямое экспериментальное основание.

Рассмотрим сумму экспериментальных фактов, указывающих на твердотельные свойства ядерной материи. Различные эксперименты с поляризованными пучками или, наоборот, с поляризованными ядерными мишенями обнаруживают анизотропию в угловых и энергетических распределениях дифференциальных сечений или выходов вторичных ядерных излучений по отношению к направлению первичного пучка или в распадах. В связи

с наличием у ядра квадрупольной, а, может быть, и более высокой мультипольности деформации его формы, ясно, что анизотропны и геометрия и пространственные характеристики ядер. С другой стороны, маловероятно, чтобы ядра, не имеющие выделенного центра, не обладали бы симплектической структурой, то есть внутренней упорядоченностью и плотной упаковкой, ведущей к минимуму свободной (потенциальной) энергии.

Различное содержание протонов, нейтронов, α -ассоциаций и других кластеров внутри конкретных ядер определяет различающиеся вероятности присоединения, симметричность в обычном и фазовом пространствах, а, следовательно, порождает различные симметричные (и антисимметричные) многогранники-симплексы.

Реальное существование внутри ядра нуклонов вызывает мало сомнений, не ясен лишь вопрос об их внутриядерном выживании в «свободном» несвязанном (нескоррелированном) состоянии. Неизвестно, какая доля волновой функции нуклонов приходится на некоррелированное движение. Известно, что протонно-нейтронное строение ядер впервые провозглашено в гипотезе Иваненко-Гейзенберга. А доказательства протонно-нейтронного состава ядер сводилось к следующим экспериментам: 1) измерениям масс ядер, обнаружившим, что эти массы в а.е.м. очень близки к целым числам; 2) осуществлению ядерных реакций, при которых наблюдался преимущественный вылет протонов, нейтронов и других ядерных фрагментов.

Существуют ли в ядрах более сложные нуклонные кластеры настолько пространственно обособленные и с таким временем жизни, чтобы внутриядерное взаимодействие, среднее поле и равновесная структура ядер формировалась бы не через нуклон-нуклонный потенциал, а через кластер-кластерный. Имеется уже обширная теоретическая литература, в которой свойства конкретных ядер строятся из кластер-кластерного взаимодействия или на идее флуктонов. Прямое экспериментальное доказательство существования таких пространственно обособленных внутриядерных кластеров впервые получено в работе [10].

Наилучшей ядерной реакцией для зондирования внутриядерной структуры, несомненно, является упругое рассеяние. Именно для рассеяния разработаны наиболее точные модели расчетов амплитуд, в том числе точная схема – известное разложение по парциальным волнам

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(\eta_l - 1)P_l(\cos \theta), \quad (1)$$

где все обозначения общепринятые.

В качестве объектов исследования в работе [10] взяты $4n$ -ядра и произведен поиск α -частичной ядерной материи, то есть ядер, состоящих только из α -кластеров («гелионов») путем рассеяния на них α -частиц. Еще в 1921 году Мейтнер предположила главной структурной единицей ядра – ядро гелия. Резерфорд также придерживался концепции Мейтнер, считая, что ядро состоит из α -частиц, а вокруг него вращаются протоны и электроны. Полная амплитуда гелионных ядер должна содержать интерференционные члены от амплитуд взаимодействия налетающих α -частиц на ядре как целом $f_{\alpha A}(\theta)$ и на гелионных подструктурах $f_{\alpha\alpha}(\theta)$

$$\begin{aligned} f_{\alpha\alpha}(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \exp(2i\sigma_l) (\eta_l^{\alpha\alpha} - 1) P_l(\cos \theta), \\ f_{\alpha A}(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \exp(2i\sigma_l) (\eta_l^{\alpha A} - 1) P_l(\cos \theta), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\eta_l^{\alpha\alpha}$ и $\eta_l^{\alpha A}$ – матрицы рассеяния на гелионах и ядре, соответственно. Очевидны ожидаемые аномалии, которые могут быть вызваны интерференционными членами: а)

заполнение интерференционных минимумов; б) появление в угловых распределениях «лишних» минимумов; в) выполаживание фраунгоферовской дифракционной картины. В работе [10] при энергиях 29,0 – 50,5 МэВ экспериментально показано, что все три эффекта действительно обнаруживаются.

В других наших экспериментах изучена зависимость несферичности $4n$ -ядер от Z и N . Причем измерялись не только абсолютные значения параметра несферичности, но и их знаки. Обнаружена интересная закономерность: при добавлении α -гелионов к остову предыдущего $4n$ -ядра знак деформации меняется на обратный. Указанные эксперименты прямым образом и однозначно доказывают факт существования внутри ядер пространственно обособленных гелионов. Физической причиной такой гелионизации ядер, то есть их состава не из протонов и нейтронов, а из гелионов, по-видимому, служит явление π -конденсации, предсказанное Мигдалом.

При энергиях налетающих частиц около 10 МэВ/нуклон длина де-Бройлевской волны налетающей частицы становится сравнимой и даже меньше размеров ядра. Это в сочетании с эффектом сильного поглощения приводит к дифракционным явлениям в угловых распределениях дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega(\theta)$. Их угловая зависимость носит довольно сложный характер, имея ярко выраженные минимумы и максимумы. Такое проявление волновой природы взаимодействующих объектов выражается уравнением Шредингера

$$\Delta\psi + [k^2 - V(r, R(\vec{n}))]\psi = 0, \quad (3)$$

где k - волновой вектор, $V(r, R(\vec{n}))$ - потенциал несферического поля, R - параметр потенциала, $\vec{n} = \vec{r}/r$. Эта волновая природа наблюдается в подавляющем большинстве ядерных реакций, например, (α, α) , (α, α') , (d, p) , а также во взаимодействии элементарных частиц. Это очень впечатляющее свидетельство единства физики микромира.

Качественно волновые свойства частиц в этих взаимодействиях проявляются на форме угловых распределений, обнаруживающих осцилляции в зависимости сечений от угла вылета. Впервые после дифракции световых волн, открытой Ф. Гримальди в XVIII веке, такие осцилляции наблюдались при рассеянии рентгеновских лучей в 1912 году В. Фридрихом и П. Книппингом в опыте, поставленном по идее М. Лауэ. Затем при рассеянии электронов в знаменитых опытах К.Д. Дэвиссона и Л.Х. Джермера в 1927 году.

После этого настала эра, так называемой, ядерной дифракции – целеустремленных поисков и находок проявлений волновых свойств нуклонов и легчайших атомных ядер, предсказанных в 1924 году де Бройлем. Начало ядерной дифракции идет с 1936 года от предположения В.М. Эльзассера о том, что движение нейтронов определяется волновой механикой, поэтому они должны дифрагировать на кристаллических веществах. В том же году Хальбан и Прайсверк, Митчелл и Пауэрс подтвердили идею Эльзассера экспериментально. Эксперименты проводились при помощи радио-бериллиевого источника нейтронов, обладающего, как известно, немонахроматическим спектром нейтронов. Поэтому эти эксперименты лишь подтвердили наличие факта дифракции, не дав количественных результатов.

Создание атомных реакторов позволило получать интенсивные, достаточно монохроматические, пучки нейтронов. Это привело к возникновению техники дифракции нейтронов, во многом сходной, хотя и отличающейся по масштабам, с техникой дифракции рентгеновских лучей. Первый нейтронный дифракционный прибор, дающий количественные результаты, был создан В. Зинном в 1945 году. Первые физические исследования рассеяния 14 МэВ нейтронов были выполнены Е. Амальди с сотр. на ядре Рb в 1946 году. И, наконец, уже в 1950 году изучены угловые распределения рассеяния 84 МэВ нейтронов с регистрацией собственно рассеянных нейтронов.

В рассеянии α -частиц дифракционную картину удалось увидеть лишь с появлением циклотронов, ускоряющих α -частицы до энергий свыше 20 МэВ и имеющих, следовательно, длину де Бройлевской волны, сравнимую с размерами ядра. Дифракцию α -частиц впервые увидел Ю.Л. Соколов в 1947 году. Его результаты опубликованы в работе под названием «Дифракционное рассеяние заряженных частиц» (в этой же работе впервые наблюдалась и дифракция 15 МэВ дейтронов). Несмотря на то, что эксперименты Ю.Л. Соколова опубликованы в малодоступном отчете АН СССР, их результаты стали широко известны в 1955 году, благодаря книге Н.А. Власова, в которой работа Соколова цитируется на стр. 244-246. Ю.Л. Соколов наблюдал дифракцию 28 МэВ α -частиц на ядрах Ве, С и Al. Регистрация α -частиц выполнялась фотопластинками, на которых впервые получено изображение дифракционных колец.

Теория ядерной дифракции начинается с заметки Бете и Плачека, появившейся в 1940 году. Авторы заметки ссылаются на Бора, Пайерлса и Плачека. В этой работе ядро представляется как сильнопоглощающий экран, для которого амплитуда рассеяния вычисляется по формуле фраунгоферовской дифракции. Описания дифракционных кривых в рамках оптической модели и параметризованного фазового анализа теория в обоих вариантах дает хорошее. По-крайней мере, в передней полусфере обе модели описывают экспериментальные данные практически точка в точку. Физически это означает, что в процессах дифракционного рассеяния, действительно, имеет место сильное поглощение. Ядро в «лучах» α -частиц на самом деле геометрически представляет собой черный сфероид с нерезкой границей.

Нами была подмечена новая особая дифракционная аномалия, довольно хорошо соответствующая вульф-брэгговской дифракции (ВБД) налетающих α -частиц на ядрах. Первое экспериментальное обнаружение такой аномалии было сделано в работе [13], а первая интерпретация ее как проявление ВБД-механизма – в работе [8]. Теория ВБД-рассеяния впервые дана в [7]. В неупругом рассеянии возбуждался уровень 2^+ с энергией 846,6 кэВ в ядре ^{56}Fe и 1077 кэВ в ^{68}Zn при энергии налетающих α -частиц 29,0 и 50,5 МэВ, соответственно. Обнаружено, что максимумы сечений имеют микроструктуру с периодом 3,5 – 4,0° для ^{56}Fe и 1,0 – 1,5° для ^{68}Zn . Обнаруженные экспериментально микроструктуры отдельных осцилляций угловых распределений стимулировали развитие экспериментов по все новому поиску ядерной ВБД и параллельному развитию ее теории. Рассмотрим возможные угловые соотношения при гипотетической ВБД для де-бройлевских волн на ядрах. Если для первой вульф-брэгговской линии индексы Миллера обозначить через h_k, k_k, l_k , а для последующих i -х линий - через h_i, k_i, l_i , то эти индексы будут связаны соотношением

$$q = \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_k} = \left(\frac{h_i^2 + k_i^2 + l_i^2}{h_k^2 + k_k^2 + l_k^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Экспериментальные данные по угловому положению ядерной микроструктуры с расчетами по формуле (4) дают вполне удовлетворительное согласие между ними.

Полученные параметры ядерной решетки имеют порядок 6-7 Фм удивительно хорошо согласующийся с представлениями об α -гелионном строении ядер при условии плотной упаковки гелионов, имеющих диаметр около 3 Фм и радиус действия ядерных сил около 1 Фм. Обнаружено, что по всему измеренному диапазону ядер от ^{20}Ne до ^{92}Mo постоянная ядерной решетки практически неизменна, составляя в среднем 6,5 Фм. Этот факт хорошо согласуется и с концепцией плотной упаковки гелионов, и с представлениями о постоянстве ядерной плотности, и со свойством короткодействия ядерных сил.

Обратимся теперь к проблеме интенсивностей вульф-брэгговских ядерных линий. Впервые теория такого процесса дана в работе [7]. В ней для построения модели рассеяния сделаны следующие предположения: 1) кластер в ядре является бесструктурной частицей; 2)

в ядре α -гелионы упорядочены в кристаллическую структуру, но из-за их малого числа ядро не имеет дальнего порядка, поэтому рассматривается лишь как кристаллит; 3) рассеяние дебройлевской волны на ядерном кристаллите считается однократным, а рассеивающий узел представляет собой потенциальную яму шириной R и глубиной V_0 ; 4) рассеяние рассматривается на виртуальных α -частицах, число которых n в ядре равно $n=A/4$. Для вычисления амплитуды используется формула (1), матрица рассеяния выбиралась в виде

$$S_l = e^{2i\delta_l}, \quad (5)$$

а фаза рассеяния была

$$\operatorname{tg} \delta_l = \frac{j_l'(kR) - \frac{k_0 j_l'(k_0 R) j_l(kR)}{k j_l(k_0 R)}}{n_l(kR) - \frac{k_l j_l'(k_0 R) n_l(kR)}{k j_l(k_0 R)}}, \quad (6)$$

где $j_l(kR)$ – функция Бесселя, $n_l(kR)$ – функция Неймана; $k_0^2 = V_0 + k^2$.

Указанные выше условия позволили применить известную кристаллографическую формулу для сечения рассеяния волн $\sigma(\theta)$ на неориентированных кристаллитах

$$\sigma(\theta) = \Omega |f(\theta)|^2 \sum_{ijk} (N_1 - |i|)(N_2 - |j|)(N_3 - |k|) \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_{ijk}\right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_{ijk}}, \quad (7)$$

где Ω – нормирующий множитель; $|f(\theta)|^2$ – сечение рассеяния на сферической потенциальной яме; N_1, N_2, N_3 – количество виртуальных α -кластеров во взаимно перпендикулярных плоскостях кристаллита; l_{ijk} – расстояния от начала координат до узла с координатами (i, j, k) ; θ – угол рассеяния относительно направления пучка, связанный с $\theta_{ВБД}$ соотношением (4).

В соответствии с этой моделью в работе [7] выполнены расчеты для ядер ^{44}Ti , ^{48}Cr , ^{60}Zn , включающие свободные параметры теории R, V_0 и a , при этом

$$l_{ijk} = aL_{ijk}. \quad (8)$$

Структура рассчитанных ядер бралась в виде кубической решетки. Для них расстояния L_{ijk} , вычислялись, когда ребро кристаллической ячейки приравнявалось к единице. При этом $N_1 = N_2 = N_3 = 3$ с 27-ю узлами.

Сравнение результатов расчетов с экспериментом при 50 МэВ показало, что в отличие от расчетов по ОМ и ПФА, данная модель принципиально содержит вольф-брэгговские рефлексии, так как в формуле (6) и сразу же учтено условие Вульфа-Брэгга. В рассчитанных угловых распределениях отмечены новые особенности в теоретической кривой, совпадающие по угловому положению с экспериментально обнаруженными неоднородностями. Как уже показывалось выше, эти неоднородности принципиально не могли появиться в устоявшихся двух теоретических подходах, основанных на условии сильного поглощения – оптической модели в различных ее модификациях и параметризованном фазовом анализе.

Загадку происхождения явления деформации атомных ядер и можно искать в процессах и закономерностях роста кристаллов. Так, в реальных кристаллах габитус определяется различным ростом различных граней: сильно развиваются медленно растущие грани простых форм. Образуются простые формы с малым числом граней и малыми индексами. Симметрия расположения атомов в реальном кристалле позволяет достичь минимума потенциальной энергии и этим определить равновесную структуру кристалла и его свойства. По-видимому, аналогичная ситуация имеет место и в ядерном мире: симметрия расположения нуклонов и кластеров друг относительно друга внутри ядра позволяет свести к

минимуму потенциальную энергию ядра и тем определить его равновесную структуру, а, следовательно, и все остальные физические свойства.

В отличие от реальных кристаллов ядро-кристалл и его пространственная решетка не имеет бесконечной периодичности – ядро-кристалл, по-существу, ограничен одной единственной элементарной ячейкой (в тяжелых ядрах это 1,5 – 2 ячейки!). Ограничено также число элементов-частиц, находящихся в узлах ядерной ячейки. Эти особенности не могут не сказаться на реализации ядерных решеток Бравэ. В ядре необязательно реализуются все группы или классы симметрии, так как структурных элементов в ядре известно пока 3: p , n , α , а не бесконечное число, как атомов или молекул в реальных кристаллах. Впрочем, в рамках мультикластерной модели ядер данное утверждение может превратиться в обратное. Пространственная группа симметрии характеризует симметрию структуры кристалла, так же как точечная группа симметрии характеризует симметрию внешней формы кристалла и его физических свойств. Каждой точечной группе соответствует несколько пространственных групп, то есть из точечной группы можно вывести все, соответствующие ей, пространственные группы.

Если размер элементарной ячейки реальных кристаллов много меньше размеров самого кристалла, то в ядерной физике ситуация другая: размер элементарной ячейки сопоставим с размерами самого ядра-кристалла. А слияние ядер в результате ядерных столкновений и реакций резко меняет первоначальные свойства, передвигая слившееся ядро по таблице Менделеева. Иногда размер ядерной элементарной ячейки и размер ядра – просто тождественные понятия, так как, например, для легких и средних ядер структурных элементов (например, гелионов) хватает лишь на одну элементарную ячейку.

Из рассмотрения таблицы всех изотопов видно ряд закономерностей. Главная из них состоит в том, что изотопы, содержащие целое число гелионов, имеют максимальную распространенность в природе. Есть, правда, небольшое число исключений, когда максимальная распространенность приходится на изотоп, содержащий 2 нейтрона сверх целого числа гелионов. Но и тогда распространенность $4n$ -ядра близка к распространенности максимальной. На ряде элементов просматривается еще один любопытный эффект: для одного и того же числа гелионов при замене двух нейтронов на два протона процентное содержание такого изотопа резко падает, например, с 30% до 0,01%. Видно, что стабильные ядра сосредоточены в ZN -диаграмме вдоль линии с целым числом гелионов. Отклонение от этой линии (перегрузка ядра нейтронами или протонами) ведет к нарушению симметрии и, как следствие, - к радиоактивности ядер.

Как соотносятся размеры ядер с параметрами ядерных решеток? Из систематики ядерных радиусов, полученных нами из рассеяния α -частиц на ядрах видно, что параметр решетки как раз приблизительно равен диаметру ядер. Это соотношение приводит к выводу, что многие ядра представляют собой одну-единственную элементарную ячейку.

Проанализируем ситуацию с плотностью ядер. Ясно, что если ядра состоят из гелионов, то их плотность должна быть много меньше плотности гелионов. В самом деле, из систематики видно, что это действительно так. Зависимость экспериментальной плотности ядер n от их массового числа A , найдена нами в виде

$$n = \frac{M}{V} = \frac{3M}{4\pi R^3}, \text{ Фм}^{-3}, \quad (9)$$

где M – величины масс в а.е.м.

Из систематики видно, что сверхплотные ядра, плотность которых существенно превышает среднюю (нормальную) плотность $n_0 = 0,147 \text{ Фм}^{-3}$, существуют. Это ядра от ^4He до ^{32}S . Максимальную плотность (сверхплотность) демонстрирует ядро ^4He , что согласуется и с данными по электронному рассеянию. Таким образом, из эксперимента видно наличие

одного сверхплотного ядра (${}^4\text{He}$) и большой области ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{32}\text{S}$, плотность которых превышает нормальную в 2 и более раз.

Именно такое сверхплотное ядро и служит «кирпичиком» ядерной квазикристаллической структуры. Следовательно, для ядерной структуры может быть использовано понятие *координационного числа*. В классической кристаллографии координационным числом атома является число ближайших соседних атомов в кристаллической структуре, так что сам атом находится в центре своеобразного координационного симплекса – многогранника. Для жидкости координационное число носит статистический характер, и близость его к координационному числу кристалла по величине может служить мерой квазикристалличности жидкости. Так что понятие координационного числа для ядерной физики может иметь далекие последствия.

Интересно, что с этих позиций существование изотопов объясняется тем, что для плотной упаковки (минимума полной энергии), как и для кристаллов моновеществ, для тех или иных симметрий необходимо 2, 3, ..., 10 структурных элементов. Однако следует ожидать меньшего разнообразия структур ядерных кристаллов, так как α -частицы и нуклоны связываются в ядре одного типа силами, в то время как в реальных кристаллах имеются связи четырех типов. Это – металлические, ван-дер-ваальсовы, ионные и ковалентные, каждая из которых налагает свои требования на геометрию структуры реального кристалла, а вслед за этим – на физические и химические свойства.

Концепции ферми-газового или жидкостного ядра автоматически приводят к выводу о сферической равновесной форме поверхности ядра. Однако уже на ранних стадиях исследований были заключения и о существовании сильно деформированных равновесных форм ядер, следовавшие из значений электрических квадрупольных моментов, полученных из данных о сверхтонкой структуре атомных спектров.

Природа деформации ядер до сих пор окончательно не установлена, хотя с определенной точностью и описывается в рамках феноменологических и микроскопических моделей. Квазикристаллическая модель ядра дает возможность объяснить природу ядерной деформации с позиций закономерностей роста кристаллов. Рассмотрим основные закономерности, которые обнаруживаются в $\beta_2(Z,N)$ -поверхности.

Если форму ядра рассматривать как поверхность сфероида, то параметр квадрупольной ядерной деформации β_2 выражается либо через полуоси сфероида a , b и радиус равновеликой сферы R_0 , либо входит в выражение для формы ядра

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \varphi)], \quad (10)$$

где $Y_{20}(\theta, \varphi)$ – сферическая функция. Главное отличие сконструированной нами $\beta_2(Z,N)$ -поверхности от существовавших до этого в литературе систематик состоит в том, что она построена с учетом, полученных в эксперименте, знаков квадрупольной ядерной деформации, то есть с учетом эффектов сплюснутости-вытянутости атомных ядер.

Интерпретация найденных знакопеременных закономерностей представляет большой интерес для теории ядра и его структуры. В самом деле, скачки формы легких ядер в зависимости от числа добавленных к остову нуклонных $4n$ -структур могут быть однозначно истолкованы как прямое экспериментальное подтверждение стационарной кластеризации легких ядер. Но и как одновременное проявление факта пространственного их обособления в ядре. При утяжелении масс ядер, конечно, такие эффекты кластеризации уже могут проявляться как коррелированное движение нуклонов, а сами кластеры – быть виртуальными. Наблюдаемое на опыте вольф-брэгговское рассеяние α -частиц также указывает не только на твердую фазу ядерного вещества, но и на его упорядоченную внутриядерную структуру.

Рассмотрим пределы устойчивости кристаллических структур. Устойчивость кристаллической структуры требует минимума полной энергии системы, которая, в свою

очередь, зависит от структуры кристалла. Структура ядер-кристаллов определяется геометрическими параметрами: числом стационарных внутриядерных гелионов или виртуальных α -кластеров (4-нуклонов), их радиусами и межкластерными расстояниями. Взаимодействие элементов такой системы обеспечивается ядерными силами притягивания. Пределы устойчивости таких ядерных систем определяют принцип Паули и кулоновские силы отталкивания. Конкуренция указанных сил и принципов понуждает «рост» ядерного кристалла (то есть движение по изотопическим, изотоническим и изобарическим цепочкам) осуществлять не в сторону сферически-симметричного (особо устойчивого) габитуса, а в сторону все более и более деформированного. Это, по нашему мнению, при определенной предельной деформации и является причиной (природой) спонтанной α -, β^+ -, β^- - и другой радиоактивности, включая спонтанное деление ядер.

Поскольку плотнейшие шаровые упаковки и обеспечивают реализацию принципа наименьшей полной энергии ядерной системы, то за признак устойчивости системы, удерживаемой ядерными силами необходимо принять фактор соприкосновения α -кластеров и нуклонов их поверхностями

$$2(r_A + r_B) = 2r_B^2, \quad (11)$$

где r_A – радиус нуклона, r_B – радиус α -кластера. Таким образом, в бинарной системе плотнейшие шаровые упаковки обеспечиваются шарами двух различных радиусов с соотношением

$$\frac{r_A}{r_B} = \sqrt{2} - 1 = 0,4142. \quad (12)$$

Соотношение (12) удивительным образом с большой точностью совпадает с соотношением радиусов протона r_p и α -частицы r_α

$$\frac{r_p}{r_\alpha} = \frac{0,7Fm}{1,68Fm} = 0,417. \quad (13)$$

Совпадения соотношений (12) и (13) дает надежду, что твердотельная квазикристаллическая модель ядра обрела надежную экспериментальную основу и является адекватной. Таким образом, атомным ядрам, действительно, для обеспечения устойчивости своей структуры против радиоактивного распада необходимо упаковываться именно нуклонами и гелионами.

Любопытно отметить и еще одно обстоятельство. Из теории кристаллографической геометрии, согласно теореме Белова, плотнейшие шаровые упаковки могут обладать только восемью различными федоровскими группами. Это число федоровских групп, реализуемых однослойными, двухслойными и т.д. плотнейшими шаровыми упаковками, не менее удивительно совпадает с числом ядерных магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184. Указанные, скорее всего не случайные, совпадения наводят на мысль о реализации в масштабах ядра идеальных бездефектных кристаллов, состоящих из одной-двух элементарных ячеек, в узлах которых находятся в симметричном порядке гелионы и нуклоны.

Возвращаясь к проблеме ядерной деформации, можно сделать окончательный вывод. Поскольку образование нового плоского слоя на грани кристалла в процессе его роста маловероятно, так как для этого требуется больше энергии, чем присоединение кластера к растущей грани, то такая энергетика и есть причина возникновения большой равновесной ядерной деформации и закономерности ее изменения от одного магического числа к другому. А природа магических чисел, таким образом, состоит в том, что в процессе присоединения к остову все новых и новых кластеров при определенных их числах изменяется характер симметрии - кристаллический класс ядер.

Подтверждением такого вывода служит и теория роста кристаллов Странского и Каишева, в которой основой служит понятие о работе отрыва частиц, занимающих то или иное положение в кристалле. Такой подход хорошо согласуется с широко используемыми в ядерной физике понятиями энергий отрыва протонов, нейтронов и α -частиц от ядер и парных энергий нуклонов. Согласно указанной теории роста наиболее вероятное место присоединения новой частицы – трехгранный угол, когда выделяется наибольшая энергия. Менее вероятное – двугранный угол и лишь затем – поверхность. Такое чередование вероятностей и приводит к возникновению больших равновесных деформаций и у реальных кристаллов и у ядер.

Литература

1. W. Wefelmeier// Z. Phys.-1937.-V.107.-P.332.
2. E. Wigner// Phys. Rev.-1937.-V.51.-P.106-119.
3. T.D. Cohen// Nucl. Phys.-1989.-V.A495.-P.545-563.
4. K. Takahashi// Progr. Theor. Phys.-1991.-V.85.-P.779-804.
5. Д.И. Дьяконов, А.Д. Мирлин// Ядер. Физ.- 1988.-Т.47.-С.662.
6. Д.В. Федоров, О.П. Гречухин// ВАНТ. Сер. ядер.-физ. исслед. (Теория и эксперим.).-1990.-№5.-С.53-54.
7. Д.А. Леднов, А.В. Юшков// Прогр. и тез. межд. Совещ. по ядерн. спектр. и структ. ат. ядра.- Наука, Л., 1992, с.351.
8. Н.Н. Павлова, А.М. Иванов, А.В. Юшков, К.А. Токтаров// Изв. АН СССР, сер. физ., 1979.-Т.43.-С.2317-2323.
9. Доказательство кристаллической структуры ядер// New Sci.- 1981.-V.89.-P.71.
10. С.Я. Айсина, К.А. Кутербеков, Н.Н. Павлова, А.В. Юшков// Изв. АН СССР, сер. физ., 1989.-Т.53.-С.37-47.
11. А.В. Юшков, К.А. Кутербеков, Н.Н. Павлова, Ю.Ж. Тулеушев, Н.Ф. Югай// Препринт ИЯФ 88-03, Алма-Ата, 1988, 31 с.
12. Ю.Ж. Тулеушев, С.Я. Айсина, К.А. Кутербеков, Н.Н. Павлова, Н.Ф. Югай, А.В. Юшков// Прогр. и тез. докл. 40 ежег. Совещ. по ядерн. спектр. и структ. ат. ядра.- Наука, Л., 1990, с.265.
13. Н.Н. Павлова, А.В. Юшков // Ядерная физика.-1974.-Т.19.-в.4.- С.729-732; Н.Н. Павлова, .В. Юшков // Изв. АН ССР, сер. физ.-1976.-Т.40.-№.4.- С.826-827.

ЯДРОНЫҢ КВАЗИКРИСТАЛДЫҚ МОДЕЛІНІҢ ЭКСПЕРИМЕНТТІК НЕГІЗДЕРІ

А.В. Юшков

Бұл жұмыста ядродан эксперимент жүзінде анықталған квазикристалдық қасиеттері туралы фактілер келтірілген.

EXPERIMENTAL BASES QUASICRYSTAL MODEL OF THE NUCLEUS

A.V. Ushkov

In the given paper the facts of experimental detection at a nucleus quasicrystal properties are resulted.