

МОДЕЛЬ НИЛЬССОНА ДЛЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Для изучения структуры и свойств атомных ядер используют модельный подход. Так как ядерные модели имеют узкую направленность, то каждая модель достаточно точно объясняет лишь определенную совокупность свойств атомного ядра. Рассмотрим один из вариантов обобщенной модели ядра для описания деформированных ядер: модель Нильссона, которая учитывает одночастичные и коллективные степени свободы ядра. Необходимость в модели возникла с целью объяснения накопленных экспериментальных данных по вращательным полосам в ядрах с энергетическими уровнями, аналогичными уровням во вращающихся молекулах. Квантово механически невозможно получить коллективное вращение сферы, значит, форма таких ядер должна быть несферической. Эти вращательные состояния можно было бы описать как когерентные суперпозиции частично-дырочных возбуждений в базисе, состоящем из одночастичных состояний сферического потенциала. Однако, такой подход затруднен из-за большого количества валентных частиц даже с использованием современных ЭВМ и систем компьютерной математики. Поэтому, О. Бор, Б. Моттelson и С. Нильссон построили модели, в которых нуклоны ядра движутся в деформированном потенциале эллипсоидальной формы.

Модель Нильссона – это объединение коллективной модели и модифицированной модели ядерных оболочек, использующей потенциал гармонического осциллятора, но с добавленной анизотропией, так что частоты осцилляторов вдоль трех декартовых осей не одинаковы $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$. В данной модели учитываются два типа ядерных движений: коллективное вращение ядра относительно внешней декартовой системы координат, обусловленное его деформацией, и одночастичное движение нуклонов относительно внутренней, вращающейся в деформированной потенциальной яме системы координат. При этом форма ядра представляет собой вытянутый эллипсоид с осью симметрии, принятой за z .

В обычной оболочечной модели считается, что самосогласованный потенциал поля ядра, в котором движутся нуклоны, обладает сферической симметрией. Определяемая таким потенциалом форма ядра также характеризуется сферической симметрией. Из эксперимента известно, что в области заполненных оболочек равновесной формой реальных ядер является сферически симметричная форма. Однако ядра, у которых последняя оболочка заполнена примерно наполовину, характеризуются значительными деформациями. Поэтому, для объяснения свойств деформированных ядер помимо изучения коллективных движений ядра как целого, т.е. вращение ядра и колебания его поверхности, необходимо также рассмотреть одночастичные состояния нуклонов, т.е. внутреннее движение в несферическом потенциале. В адиабатическом приближении одночастичные и коллективные движения в ядре разделяются, поэтому полную волновую функцию ядра можно представить в виде произведения двух функций, каждая из которых описывает определенное движение.

Рассматривая внутреннее движение в ядре, предполагаем, что отдельные нуклоны движутся независимо в некотором фиксированном несферическом поле ядра. Гамильтониан внутреннего движения представляется, как и в обычной модели оболочек (без учета остаточного взаимодействия), в виде суммы одночастичных гамильтонианов. Таким образом, задача сводится к решению уравнения Шредингера для одной частицы, движущейся в трехмерной анизотропной гармонической осцилляторной потенциальной яме с учетом спин-орбитального взаимодействия. Данный потенциал, потенциал Нильссона, отражает основные особенности движения нуклонов в несферических ядрах и имеет простой вид. Он хорошо применим в случае средних и тяжелых атомных ядер.

Итак, потенциал Нильссона выбираем в виде суммы [1]:

$$V = \left(\frac{M}{2}\right) (\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) + C(\vec{l}\vec{s}) + Dl^2, \quad (1)$$

где $\left(\frac{M}{2}\right)(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2)$ – потенциал анизотропного осциллятора, учитывающего несферичность потенциальной ямы и размытость ее края; $C(\vec{l}\vec{s})$ – потенциал спин-орбитального взаимодействия; Dl^2 – слагаемое, пропорциональное l^2 , вводится для понижения энергии одночастичного состояния при больших значениях орбитального момента l .

Коэффициенты C и D подбираются так, чтобы при параметре деформации в потенциале Нильссона $\delta = 0$ наиболее точно воспроизводилась последовательность уровней сферического оболочечного потенциала. При больших деформациях последние слагаемые формулы (1) вносят в потенциал незначительный вклад.

Так как большинство несферических ядер имеет форму, близкую к эллипсоиду вращения, то поле ядра характеризуется аксиальной симметрией и $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$. Как известно, в этом случае форму ядра при постоянном его объеме можно описать, введя всего лишь один параметр деформации δ , который определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= \omega_2^2 = \omega^2 \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right), \\ \omega_3^2 &= \omega^2 \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right).\end{aligned}$$

Из условия постоянства объема ядра или плотности ядерного вещества, обратно пропорционального произведению частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ следует, что величина ω не является постоянной и зависит от параметра деформации δ :

$$\omega = \omega(\delta) = \omega(0) \left(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3\right)^{-\frac{1}{6}}.$$

В случае малых деформаций величина δ связана с параметром деформации β , который характеризует степень отклонения формы ядра от сферически симметричной соотношением:

$$\delta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta.$$

Полный гамильтониан нуклона H найдем, добавляя к формуле (1) оператор кинетической энергии $-\frac{\hbar^2}{2M}\Delta$. Выделив в гамильтониане сферическую часть

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + \frac{M\omega^2(\delta)}{2}r^2,$$

одночастичный гамильтониан в модели Нильссона представим в виде:

$$H = H_0 + H_\delta + C(\vec{l}\vec{s}) + Dl^2,$$

где

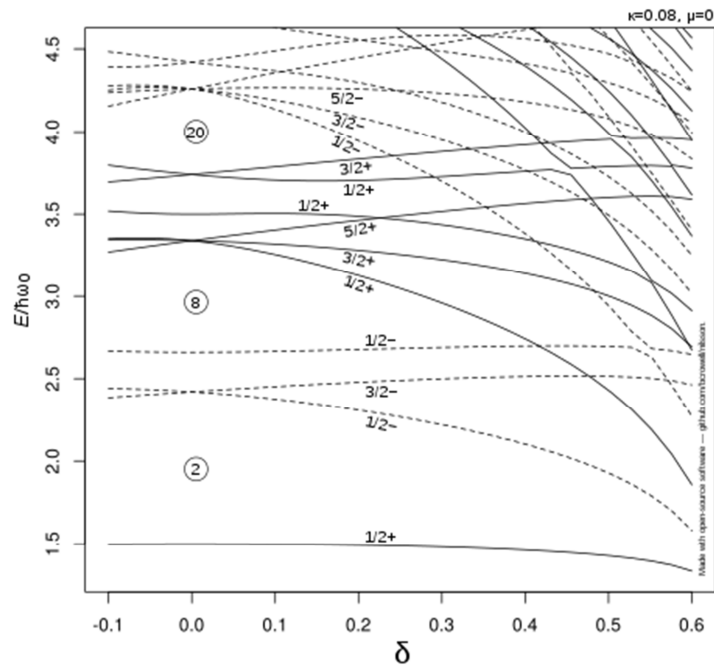
$$H_\delta = -\frac{2}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} M\omega^2 \delta r^2 Y_{20}(n).$$

Наглядно, исходя из экспериментальных данных, поведение нуклонов в деформированных ядрах можно продемонстрировать с помощью графиков зависимости энергии одночастичных состояний нуклонов в потенциале Нильссона от величины параметра деформации δ (рисунок 1, а), б)).

Большой разрыв между энергетическими уровнями при нулевой деформации ($\delta = 0$) указывает на число частиц, при котором происходит полное заполнение оболочки. Из рисунка 1 следует, что это наблюдается при магических числах нуклонов 2, 8, 20, 50, 82.

Любой такой пробел, при нулевой или ненулевой деформации, указывает на то, что нуклон имеет наибольшую энергию, а ядро будет наиболее стабильным. При деформациях начиная с $\delta = 0,4$ ядерные оболочки начинают перекрываться.

а)



б)

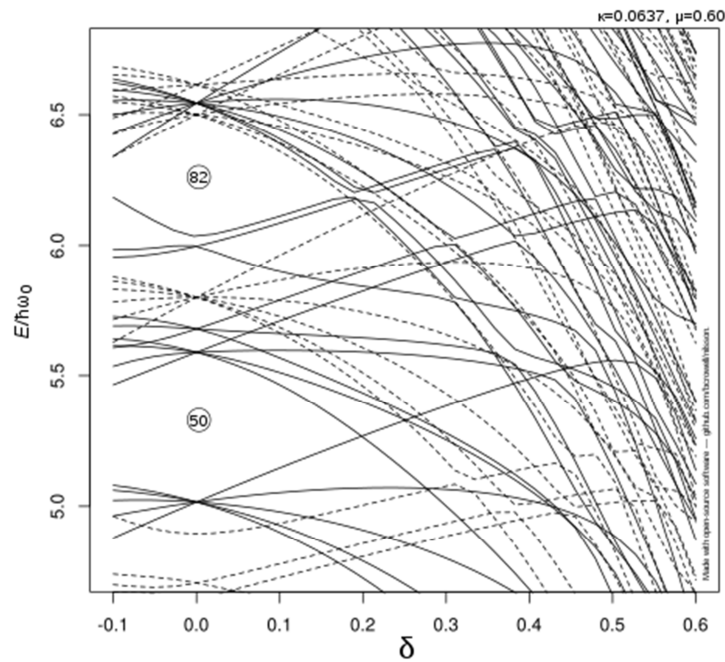


Рисунок 1 – Одночастичные уровни энергии в потенциале Нильссона: а) для ядер с $Z < 20$; б) для ядер с $50 < Z < 82$

Обобщенная модель Нильссона используется для определения и предсказания спина и четности основных состояний как легких, так и сильно деформированных атомных ядер. Она позволила провести классификацию уровней энергии ядра: одночастичных (связанных с возбуждением наружных нуклонов) и коллективных (вращательных и колебательных, связанных с возбуждением остова) и определить энергии этих уровней. Модель Нильссона описывает периодичность изменения формы ядра (от сферически симметричной до вытянутой или сплюснутой и обратно) при изменении числа нуклонов ядра.

Список литературы

1. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. СПб.: Изд-во «Лань», 2009. 384 с.