

Для определения др. квантовых чисел Д. я. важна близость ср. поля ядра к потенциалу гармонич. осциллятора. В анизотропном осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль оси z' (квантовое число $n_{z'}$) и в плоскости, перпендикулярной этой оси (n_{\perp}). Вырожденные состояния с одинаковым n_{\perp} можно характеризовать проекцией Λ орбитального момента нуклона на ось z' :

$$\Lambda = \pm n_{\perp}, \pm (n_{\perp} - 2), \dots, \pm 1 \text{ или } 0. \quad (9)$$

Однако из-за спин-орбитальной связи ни Λ , ни проекция спина нуклона на ось z' ($\Sigma = \pm 1/2$) не сохраняются, сохраняется проекция полного угл. момента $\Omega = \Lambda + \Sigma$.

В реальном ядерном потенциале n_{\perp} , n_z или N , n_z ($N = n_{\perp} + n_z$ наз. гл. осцилляторным квантовым числом) приближённо сохраняются. Существование др. пары приближённых квантовых чисел Λ , Σ не зависит от конкретного вида потенциала и является следствием аксиальной симметрии ядра (в несферич. потенциале состояния с различными Λ , связанными спин-орбитальным взаимодействием, различаются по энергии и поэтому слабо смешиваются). Четыре приближённых квантовых числа N , n_z , Λ , Σ полностью характеризуют состояние нуклона в ср. поле ядра. Для квантовых чисел однопуклонного движения принята запись:

$$\Omega^{\pi} [N n_z \Lambda \Sigma], \quad (10)$$

причём $\pi = (-1)^{N}$.

В основном состоянии чётно-чётных Д. я. уровни ср. поля нейтронов или протонов заполняются нуклонами попарно ($\pm \Omega$). Такое «выстраивание» орбитального движения нуклонов приводит к нулевой суммарной проекции угл. момента ядра I на ось симметрии z' :

$$K = \sum_{i=1}^A \Omega_i = 0. \text{ Последняя заполненная орбита в нейтрон-}$$

ных или протонных конфигурациях наз. энергией ϵ_F или поверхностью Ферми (энергия Ферми нейтронов ϵ_F^n , протонов ϵ_F^p). У Д. я. с нечётным числом нуклонов все низшие орбиты попарно заполнены, а нечётный нуклон занимает низший свободный уровень. Поэтому K и π основного состояния нечётного ядра совпадают с Ω и π орбиты нечётного нуклона. У нечётно-нечётных Д. я. нечётный нейтрон и протон находятся на двух разл. орбитах, если число нейтронов и протонов различно. Все низшие орбиты нейтронов и протонов попарно заполнены. В основном состоянии нейтрон и протон должны находиться в триплетном спиновом состоянии: $\Sigma_n + \Sigma_p = 1$ (правило Галлахаера — Мюшк-Оского), поэтому $K = |\Omega_n \pm \Omega_p|$.

Возбуждённые состояния Д. я. Парные корреляции нуклонов. Возбуждённые состояния ядер образуются при переходе частиц из заполненных уровней на свободные. Незаполненные орбиты под уровнем Ферми образуют «дырочные» состояния, а заполненные над уровнем Ферми — «частичные». Возбуждённые состояния определяются гл. обр. т. п. остаточным взаимодействием между нуклонами, в частности взаимодействием, переводящим пару нуклонов одного сорта из состояния $(\bar{v}\bar{v})$ в состояние $(\bar{v}'\bar{v}')$, где v, v' — совокупности квантовых чисел (10), а \bar{v}, \bar{v}' — сопряжённые по времени состояния с проекцией момента $-\Omega$. Это взаимодействие приводит к парным корреляциям сверхпроводящего типа, к-рые в Д. я. характеризуются сильным конфигурационным смешиванием уровней v и \bar{v} , находящихся в интервале энергий порядка энергии корреляции пары $\Delta \sim \epsilon_F A^{-2/3}$ по обе стороны от поверхности Ферми.

Парные корреляции в Д. я. существуют независимо в протонной и нейтронной системах (нейтрон — протонное спаривание не играет роли). Пара образована нуклонами с противоположным знаком Ω . Число коррелированных пар $\sim \rho_0 \Delta \sim A^{1/3}$, где ρ_0 — плотность

одночастичных уровней у поверхности Ферми. Энергия корреляции Δ для протонов несколько больше, чем для нейтронов. В среднем для чётно-чётных Д. я. редкоземельных элементов $\Delta_n = 0,8$ МэВ, $\Delta_p = 0,9$ МэВ; для актинидов — $\Delta_n = 0,7$ МэВ, $\Delta_p = 0,8$ МэВ.

Несмотря на сильное конфигурационное смешивание, одночастичное движение нуклонов сохраняет характерные черты, в частности сохраняются K и π основных состояний ядер. Однако в результате когерентного взаимодействия, в к-ром участвуют $A^{1/3}$ частиц вблизи поверхности Ферми, в ядре возникают элементарные возбуждения, наз. *квазичастицами*. Квазичастица представляет собой суперпозицию частицы и дырки. Основным состоянием чётно-чётного ядра является вакуум квазичастиц, а возбуждённые ядра содержат чётное число квазичастиц. В этих ядрах нет квазичастичных возбуждений с энергией $\epsilon < 1,5 - 2,0$ МэВ, т. к. мин. энергия двухквазичастичного возбуждения, связанного с разрывом пары, равна 2Δ . Энергетич. щель в спектре возбуждённых состояний чётно-чётных Д. я. — характерный признак парных корреляций сверхпроводящего типа.

В основном состоянии нечётных Д. я. неспаренный нуклон занимает уровни, ближайšie к поверхности Ферми, уменьшая тем самым объём фазового пространства для взаимодействия остальных нуклонов того же сорта. Этот т. н. эффект блокировки уменьшает Δ приблизительно на 10–20% по сравнению с чётными Д. я. Возбуждённые уровни нечётных Д. я. с энергией $\epsilon < 0,5$ МэВ — одноквазичастичные состояния нечётного нуклона. Плотность уровней в этом интервале энергий примерно вдвое превышает плотность одночастичных состояний ср. поля ядра, что объясняется характерным спектром одноквазичастичных возбуждений:

$$\epsilon_v = \sqrt{(\epsilon_v - \epsilon_F)^2 + \Delta^2}, \quad (11)$$

где ϵ_v — энергия нуклона в ср. поле в состоянии с квантовыми числами v . При $\epsilon \geq 1,5 - 2,0$ МэВ плотность уровней сильно возрастает из-за появления трёхквазичастичных возбуждений. В интервале $0,5 < \epsilon < 2$ МэВ плотность возбуждённых уровней также больше одноквазичастичной из-за состояний, представляющих собой суперпозицию одноквазичастичных возбуждений с колебательными (см. *Колебательные возбуждения ядер*).

Магнитный момент Д. я. обусловлен вращением ядра как целого и внутр. движением нуклонов. Его можно представить в виде:

$$\mu = \mu_0 (g_R R + g_K I). \quad (12)$$

Здесь $\mu_0 = e\hbar/2Mc$ — ядерный магнетон (M — масса нуклона), g_R — коллективное гиромангнитное отношение, g_K — внутр. g -фактор, R — вращат. момент ядра (рис. 1). В состояниях вращат. полосы с $K=0$ чётно-чётных Д. я. магн. момент определяется только коллективным вращением:

$$\mu/\mu_0 = g_R I. \quad (13)$$

В полосах чётно-чётных ядер с $K \neq 0$ и нечётных с $K > 1/2$:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1}. \quad (14)$$

Магн. момент состояний нечётных ядер с $K=1/2$ зависит также от т. н. магн. параметра развязывания, к-рый определяется внутр. структурой ядра.

Коллективное гиромангн. отношение g_R определяется относит. вкладом протонов во вращат. движение ядра. Оно равно отношению момента инерции протонов J_p к полному моменту инерции ядра $J = J_n + J_p$:

$$g_R = J_p / (J_n + J_p). \quad (15)$$

Величина g_R в ср. на 20% меньше значения Z/A , получающегося для равномерно заряженного вращающегося