

бежного растяжения ядра также несут существенны для $I \leq 10$. Деформация ядра начинает заметно изменяться, когда центробежная энергия вращения сравнивается с оболочечной, что происходит при $I \sim A^{2/3}$.

Т. о., во вращат. спектрах чётно-нечётных ядер коэф. $\mathcal{B} \sim E_F A^{-3}$ в осн. обусловлен парными корреляциями нуклонов. Вклад в $\mathcal{B}$ от взаимодействия вращат. и колебат. движений в $A^{2/3}$ раз меньше. Периодичность вращения по отношению к β - и γ -колебаниям проявляется в нарушении (12) для переходов между уровнями этих полос и осн. полосы.

Др. способ описания неадиабатич. эффектов — модель перем. момента инерции J , к-рая для вращат. полосы осн. состояния хорошо описывает энергии вращат. уровней до $I=12$. При больших I наблюдается неадиабатич. эффект, наз. аномалией вращат. спектра. А. Джонсон (А. Johnson) в 1971 обнаружил отклонение энергий переходов от правила интервалов (4). Впоследствии было установлено, что это явление носит общий характер. Оказалось, что энергии γ -переходов между соседними уровнями в полосе в интервале $I \sim 12-16$ не растут монотонно с I , а остаются неизменными и даже уменьшаются, что соответствует резкому увеличению J . Это можно представить в виде S -образной зависимости $J(\omega^2)$ (рис. 2) — отсюда термин *бэкбендинг* («обратный изгиб»).

Аномалии вращат. спектра чётно-нечётных ядер редкоземельных элементов при $I \sim 12-16$ связаны с пересечением полосы осн. состояния с полосой, основанной на нейтронном двухквaziчастичном возбуждении из под-оболочки $i_{13/2}$. Благодаря большому одночастичному моменту силы Кориолиса изменяют схему сложения угл. моментов в последней полосе. Суммарный момент

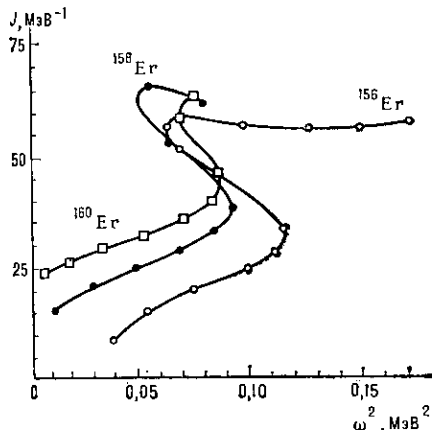


Рис. 2. Зависимость момента инерции J ядра от частоты ω его вращения в чётно-нечётных изотопах Er.

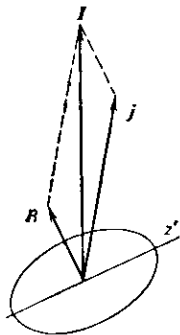


Рис. 3. Схема связи угловых моментов в выстроенной полосе.

j двухквaziчастичного возбуждения «развязывается» с деформацией и ориентируется преим. вдоль оси вращения ядра (рис. 3). Аномалии вращат. спектра в нечётных ядрах наблюдаются при несколько больших I в полосах, основанных на нейтронном состоянии из подоболочки $i_{13/2}$ и при тех же I в остальных низколежащих полосах.

При большей энергии в области $I \sim 26-30$ наблюдается 2-й бэкбендинг. Он объясняется пересечением нейтронной двухквaziчастичной полосы с полосой, основанной на протонном двухквaziчастичном возбуждении из подоболочки $h_{11/2}$. При больших I «в игру вступают» ещё более возбуждённые полосы. Т. о., низшая по энергии, т. е. осн. и р а с т - п о л о с а, состоит из частей разл. полос. Каждая полоса вносит в I свою одночастичную часть, приблизительно равную угл. моменту возбуждённого состояния, на к-ром она основана. Следова-

тельно, угл. момент ираст-полосы образован как коллективным вращением ядра, так и одночастичным движением нуклонов (см. *Высокоспиновые состояния ядер*).

Лит.: Бор О., Вращательное движение в ядрах, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, с. 543; Бор О., Моттelson Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; И в л и ч е н к о в П. М., Аномалии вращательных спектров деформированных атомных ядер, «УФН», 1981, т. 133, с. 193.

И. М. Павличенков.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ — молекулярные спектры, обусловленные вращением молекул как целого. Чисто В. с. наблюдаются в разреженных молекулярных газах в далёкой ИК-области спектра (вплоть до субмиллиметрового диапазона), в спектрах комбинац. рассеяния света. Чаще наблюдается вращат. структура колебат. полос. Подробнее см. *Молекулярные спектры*. **ВРАЩАЮЩИЙ МОМЕНТ** — мера внеш. воздействия на вращающееся тело, изменяющего угл. скорость вращения. В. м. равен алгебраич. сумме моментов всех действующих на вращающееся тело сил относительно оси вращения (см. *Момент силы*). В. м. может быть также выражен через угл. ускорение тела ε равенством $M_{вр} = I\varepsilon$, где I — момент инерции тела относительно оси вращения.

ВРАЩЕНИЕ ГАЛАКТИК — существование у галактики в целом момента кол-ва движения, обнаружено спектроскопически (по наклону спектральных линий) первоначально у спиральных галактик в 1913—15 В. Слайфером (V. Slipher). К 1985 с разной степенью подробности изучены кривые вращения (зависимость орбитальной скорости вращения от радиуса) примерно для 150 спиральных (СГ) и неправильных (НГ) галактик, а также примерно для 60 эллиптич. галактик (ЭГ). Кроме того, изучено отдельное вращение восьми балджей СГ (звёздных сгущений в их центр. части). Кол-во исследованных объектов быстро растёт.

Макс. скорости вращения СГ $v_{\max} \approx 200-250$ км/с (иногда до 400 км/с), они значительно (в 5—10 раз) превосходят случайные скорости звёзд в дисках СГ. В ЭГ, напротив, скорости вращения редко превосходят значения $v_{\max} \approx 100$ км/с и, как правило, меньше (часто в 3—5 раз) случайных скоростей звёзд v_0 . В изученных балджах СГ $v_{\max} \approx 0,7 v_0$. В. г. определяется по наклону узких линий поглощения (излучения) в оптич. спектре галактики (при расположении щели спектрографа поперёк диска галактики) или по доплеровскому смещению радиолинии атомарного водорода 21 см. Оптич. определение кривой вращения более надёжны, но радиометоды позволяют в ряде случаев продвинуться за пределы области, видимой в оптич. излучении. Если известен наклон диска к лучу зрения, то по наблюдаемым *лучевым скоростям* разных частей галактики можно рассчитать истинную кривую вращения.

Среди СГ и НГ по виду кривой вращения выделяются три типа объектов: тип I — галактики, у к-рых в пределах оптич. диска происходит монотонный рост скорости вращения $v(r)$ с увеличением расстояния r от центра вращения; тип II — галактики, у к-рых $v(r)$ в наблюдаемой области асимптотически стремится к пределу; тип III — галактики, у к-рых $v(r)$ начинает убывать с ростом r . Частично отнесение галактики к тому или иному типу зависит от исследованной области кривой вращения, поскольку $v(r)$ достигает максимума на расстояниях $r_{\max} = (1-15)$ кпк при среднем $r_{\max} \approx (5-6)$ кпк (рис.).

В свою очередь, вид кривой вращения позволяет определить распределение массы галактики по радиусу. Приравняв центробежную силу и силу тяготения для звезды, движущейся на расстоянии r от центра галактики с круговой скоростью v_r , можно оценить массу галактики $M(r)$ внутри сферы радиусом r :

$$v_r^2/r = GM(r)/r^2, \quad M(r) = v_r^2 r G^{-1}$$

(G — ньютоновская гравитационная постоянная). Однако для определения плотности галактик $\rho(r)$ по известной зависимости $M(r)$ требуются дополнит. модель-