

состоит из α -частичных кластеров (в простейшем варианте — α -частиц). Эффекты α -частичных корреляций проявляются систематически лишь в ядрах с $A \leq 40$. В более тяжёлых ядрах имеются лишь отдельные и незначительные проявления этих эффектов. В лёгких ядрах возможно образование и др. кластеров. Так, в нек-рых случаях ядро ${}^6\text{Li}$ можно рассматривать как 2-частичную систему $\alpha + d$ (хотя большую точность имеет описание этого ядра как системы $\alpha + p + n$).

Большую роль в понимании природы низколежащих возбуждённых ядер сыграла коллективная модель ядра [О. Бор, Б. Моттelson (A. Bohr, V. R. Mottelson), 1952], возникающая на основе представлений капельной модели. Согласно последней, ядро имеет чётко определённую границу, к-рая в сферич. ядре задаётся радиусом R . В деформир. ядре поверхность задаётся ф-цией $R(\theta, \varphi)$ в сферич. системе координат. Возбуждения ядер интерпретируются как динамика деформации поверхности, т. е. ф-ция $R(\theta, \varphi)$ предполагается зависящей от времени t :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM}(t) Y_{LM}(\theta, \varphi) \right]. \quad (1)$$

Здесь α_{LM} — коэф. разложения $R(\theta, \varphi)$ в ряд по сферич. гармоникам $Y_{LM}(\theta, \varphi)$ — рассматриваются как динамич. переменные (коллективные координаты). Далее вводятся канонически сопряжённые координатам α_{LM} коллективные импульсы π_{LM} и конструируется коллективный гамильтониан $H_{\text{кол}}(\alpha, \pi)$. В простейшем варианте для $H_{\text{кол}}$ используются адиабатич. и гармонич. приближения:

$$H_{\text{кол}}^{\text{гарм}} = \sum_{LM} \frac{1}{2} (B_{LM} \dot{\alpha}_{LM}^2 + C_{LM} \alpha_{LM}^2). \quad (2)$$

Здесь B_{LM} и C_{LM} — массовый коэф. и жёсткость колебания LM . В этом приближении все колебания независимы. В сферич. ядре, в силу симметрии, параметры $B_{LM} = B_L$ и $C_{LM} = C_L$. Частоты и вероятности L -го колебания даются

$$\omega_L = \sqrt{C_L/B_L}; \quad B(E, L) = \frac{2L+1}{2\omega_L B_L} \left(\frac{3Z}{4\pi} R^{L-1} \right)^2.$$

Для деформир. ядра возникает зависимость вероятности колебания от направления. Так, рассматривают два вида квадрупольных ($L=2$) колебаний: β -колебания и γ -колебания. В большинстве случаев амплитуда коллективных колебаний не может считаться малой, что приводит к нарушению гармонич. приближения (2), и к этому выражению необходимо добавлять ангармонич. члены ($\sim \alpha^3, \sim \alpha^4$), отвечающие взаимодействию колебаний различных мультипольностей.

В т. н. модели взаимодействующих бозонов гамильтониан содержит ряд параметров (до 8), к-рые в каждом ядре выбираются отдельно. При этом удаётся количественно описать всю ниж. часть спектра ядер (до 2—3 МэВ) и вероятности квадрупольных переходов между этими состояниями. В разл. предельных случаях эта теория описывает как сферич. ядра с типично вибрат. спектром, так и деформир. ядра с вращат. спектром (см. *Вращательное движение ядра*), а также (самые трудные для теории) ядра переходных областей.

Почти одновременно с коллективной моделью Бором и Моттelsonом была сформулирована *обобщённая модель ядра*, в к-рой объединяются черты капельной и оболочечной моделей и рассматривается взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы. Для описания более высоких возбуждений (выше энергии отделения нуклона), для к-рых характерны большая густота уровней и сложная структура большинства состояний, используется *статистическая модель ядра*. Она оперирует обычными понятиями статистич. физики: темп-рой, плотностью уровней, энтропией, флуктуациями и т. п. Эти характеристики ядер широко используются при описании *ядерных реакций*.

Тесно связаны с Я. м. и нек-рые др. теории ядерных реакций. Так, *оптическая модель ядра*, используемая для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, может рассматриваться как распространение оболочечной моде-

ли на состояния непрерывного спектра. Фазы рассеяния находятся решением ур-ния Шрёдингера для частицы в комплексном («оптич.») потенциале. Его действительная часть имеет тот же смысл, что и потенциал ср. поля в оболочечной модели, а мнимая часть описывает «поглощение» нуклоном ядром, т. е. процессы превращения одночастичного состояния в состояния более сложной природы. По аналогии с рассеянием нуклонов оптич. модель применяется и для описания упругого рассеяния на ядрах более сложных частиц (дейтроны, ядра ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, α -частицы). В этом случае точность описания дифференц. сечений рассеяния хуже, чем в случае нуклонов. Оптич. модель и её модификации для описания неупругого рассеяния и простейших ядерных реакций (метод искажённых волн) описывают т. н. *прямые ядерные реакции*, происходящие с характерными ядерными временами $\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с. Противоположный случай описывается моделью *составного ядра*, к-рая тесно связана со статистич. моделью.

Многие Я. м. находят своё обоснование и уточнение в микроскопич. теории ядра. Так, оболочечная модель выступает как упрощённый вариант квазичастичного подхода в теории конечных ферми-систем. Самосогласованные подходы в теории ядра (*Хартри — Фока метод* с эфф. силами и самосогласованная теория конечных ферми-систем) воспроизводят мн. результаты модели жидкой капли и коллективной модели ядра. Модель нуклонных ассоциаций может рассматриваться как вариант вариационного метода в теории ядра. Тем не менее нек-рые Я. м. не утратили своего значения, т. к. более строгие подходы часто встречаются с большими, иногда непреодолимыми вычислит. трудностями.

Лит.: Бор О., Моттelson Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980; Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач, К., 1988.

Э. Е. Санерштейн.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — процессы, идущие при столкновении ядер или элементарных частиц с др. ядрами, в результате к-рых изменяются квантовое состояние и нуклонный состав исходного ядра, а также появляются новые частицы среди продуктов реакции. Я. р. позволяют исследовать механизм взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Это осн. метод изучения структуры ядра (см. *Ядро атомное*), получения новых изотопов и элементов. Для осуществления Я. р. необходимо сближение частиц (нуклона и ядра, двух ядер и т. д.) до расстояния $\sim 10^{-13}$ см, или до ~ 1 ферми (радиус сильного взаимодействия), между частицей и поверхностью ядра или между поверхностями ядер. При больших расстояниях взаимодействие заряж. частиц чисто кулоновское. В Я. р. выполняются законы сохранения энергии, импульса, угл. момента, электрич. и барионного зарядов (см. *Барионное число*). Я. р. обозначаются символом $a(b, c)d$, где a — исходное ядро-мишень, b — налетающая частица, c — новая вылетающая частица, d — результирующее ядро.

Я. р. идут как с выделением, так и с поглощением энергии. Энергия, выделяемая или поглощаемая в реакции, равна разности масс (в энергетич. единицах) частиц до и после реакции. Величина поглощаемой энергии определяет мин. кинетич. энергию столкновения — т. н. порог реакции, при к-рой данная Я. р. может протекать. Величина порога Я. р. зависит от характеристик частиц, участвующих во взаимодействии (в первую очередь от зарядов и орбитальных моментов). На нач. этапе Я. р. сталкивающиеся частицы находятся в нек-ром квантовом состоянии, определяющем входной канал Я. р. Выходной канал задаётся составом и квантовым состоянием продуктов реакции.

Осн. источник бомбардирующих заряж. частиц — *ускорители заряженных частиц*, дающие пучки протонов, лёгких ядер ($d, {}^3\text{He}$ и т. п.) и тяжёлых ионов (вплоть до ядер U). Др. источник частиц, как заряженных, так и нейтральных, — Я. р. в мишени, вызываемые первичными пучками. Этим методом получают вторичные пучки γ -квантов, нейтронов, *пи-мезонов*, *K-мезонов*, *антипротонов* и др. Кроме