

КЛАСТЕРЫ В ЯДРАХ

С. Г. КАДМЕНСКИЙ

Воронежский государственный университет

CLUSTERS IN NUCLEI

S. G. KADMENSKY

Contemporary quantum-mechanical description of cluster characteristics of atomic nuclei are discussed. The unique possibilities of the nuclear shell model for calculations of effective numbers of multinucleon and multiquark clusters and their spatial and energy distributions in nuclei are demonstrated. The cluster effective numbers are used as a general measure for classifying the decays of nuclei and nuclear reactions with the production of compound particles in a wide range of energy.

Рассмотрены современные квантово-механические представления о кластерных свойствах атомных ядер. Продемонстрированы уникальные возможности оболочечной модели ядра для расчета эффективных чисел кластеров как многонуклонной, так и многокварковой природы, а также их пространственных и энергетических распределений в ядрах. Указанные числа использованы как единая мера для классификации ядерных распадов и реакций с участием составных частиц в широкой энергетической области.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Общепринятым утверждением, отраженным в школьных учебниках, является то, что атомные ядра представляют собой связанные системы сильно взаимодействующих протонов и нейтронов. Опираясь на это представление, удается достаточно последовательно описать широкий круг статических и динамических характеристик атомных ядер. В то же время в различных ядерных реакциях с участием данного атомного ядра и при определенных типах его распада, если ядро радиоактивное, с заметной вероятностью наблюдаются не только протоны и нейтроны, но и составные частицы, например: дейтероны, тритоны, альфа-частицы и другие легкие и тяжелые ядра, отличные по составу и свойствам от исходного ядра. Первым примером такого процесса явился альфа-распад тяжелых атомных ядер, изучение которого связано с именем Э. Резерфорда, когда атомное ядро самопроизвольно испускает альфа-частицу. Начальные попытки объяснить это явление основывались на гипотезе, согласно которой альфа-частицы являются структурными элементами атомных ядер. Подобное представление (его называют предельной кластерной моделью) оказалось справедливым, и то лишь приближенно, для ограниченного числа легких ядер, таких, как ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , которые рассматриваются как связанные системы двух, трех, четырех альфа-частиц, но полностью неприемлемым для подавляющего большинства ядер.

Так откуда же в ядерных распадах и реакциях появляются составные частицы, если ядро состоит из протонов и нейтронов? Существуют ли эти частицы внутри исходного ядра или рождаются только на финальной стадии ядерной реакции или распада?

Заметим, что любая из обсуждаемых составных частиц является частным случаем более широкого понятия — кластера. Под кластерами понимаются различные компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц (к таким частицам относятся не только протоны и нейтроны, но и кварки, мезоны, а также и другие элементарные частицы), которые могут возникать внутри атомного ядра.

Атомное ядро является великолепным объектом реализации представлений квантовой механики — науки, родившейся в начале XX века и удивительным образом объединившей корпускулярные и волновые представления о свойствах микрообъектов. Целью настоящей работы является демонстрация возможностей квантовой механики на примере решения поставленной выше проблемы описания кластерных свойств атомных ядер, которое потребовало достаточно большого времени и усилий [1–4].

НУКЛОНЫ В ЯДРАХ. ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Итак, ядро состоит из протонов и нейтронов, которые с точки зрения ядерных взаимодействий имеют близкие свойства и поэтому рассматриваются как два состояния одной частицы, называемой нуклоном. Ядро, состоящее из Z протонов и N нейтронов, имеет атомный вес $A = Z + N$ и заряд Z . Поскольку нуклон имеет полуцелый спин, совпадающий со спином электрона и равный $1/2$ в единицах постоянной Планка, то он является фермионом и для него оказывается справедливым принцип Паули, который запрещает двум фермионам находиться в одном и том же квантовом состоянии. С точки зрения квантовой теории систем многих частиц каждый нуклон в ядре движется в притягивающем к центру ядра потенциальному поле, создаваемом его ядерными взаимодействиями с остальными нуклонами. Это поле называется самосогласованным полем, поскольку оно строится при учете влияния этого поля и на движение всех остальных нуклонов в ядре. С точки зрения квантовой механики движение нуклона в этом поле разрешено только на определенных орбитах, характеризуемых набором квантовых чисел q , включающим в первом приближении главное квантовое число n ($n = 0, 1, 2, \dots$), орбитальный момент l ($l = 0, 1, 2, \dots$), спин s (для нуклона $s = 1/2$) и, наконец, проекции орбитального момента и спина нуклона на ось Z .

Эти квантовые числа полностью аналогичны квантовым числам, возникающим при боровском квантовании орбит электронов в атоме водорода. Каждой орбите можно поставить в соответствие волновую функцию нуклона $\Psi_q(Y)$ и энергию E_n . Квадрат модуля волновой функции $|\Psi_q(Y)|^2$ определяет плотность вероятности найти нуклон в состоянии с координатой Y . Поскольку вероятность найти нуклон во всем пространстве равна единице, то $\int |\Psi_q(Y)|^2 dY = 1$.

В силу принципа Паули на любой орбите может находиться только один протон (нейtron). Поэтому Z протонов и N нейтронов ядра A последовательно заполняют орбиты, начиная с самой низколежащей по энергии орбиты с $n = 0$. Все орбиты с данным значени-

ем главного квантового числа n имеют близкие энергии и образуют оболочку. Самые устойчивые ядра, наиболее распространенные в природе, возникают при полном заполнении нуклонами оболочек и называются магическими. Можно ввести функцию распределения нуклонов по оболочечным состояниям $W(n, l)$ при фиксированных значениях проекций орбитального момента и спина нуклона на ось Z , называемую распределением Ферми. Для основных состояний ядер эта функция равна 1 для всех заполненных нуклонами оболочечных состояний и равна 0 для всех не занятых нуклонами состояний.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЧИСЛА КЛАСТЕРОВ В ЯДРАХ

Исследуем проблему формирования кластеров в атомном ядре, определяемом числами A , Z и N , на примере кластеров, совпадающих с существующими в природе атомными ядрами. Внутреннюю волновую функцию такого кластера x с атомным весом $A_x \leq A$, зарядом $Z_x \leq Z$ и числом нейтронов $N_x \leq N$ обозначим как $\phi_x(\tau)$. Под τ понимается полный набор всех координат нуклонов кластера, за исключением координат его центра тяжести \vec{R}_x . Рассмотрим теперь волновую функцию $\Psi_{x,q}(Y_1, Y_2, \dots, Y_{A_x}) = \prod_i \Psi_{q_i}(Y_i)$ группы из Z_x протонов и N_x нейтронов ядра A , находящихся в оболочечных состояниях q_i , где $1 \leq i \leq A_x$, и интеграл перекрытия $\Psi_{x,q}(\vec{R}_x)$ вида

$$\Psi_{x,q}(\vec{R}_x) = \int \phi_x(\tau) \Psi_{x,q}(Y_1, Y_2, \dots, Y_{A_x}) d\tau. \quad (1)$$

С точки зрения квантовой механики величины $W_{x,q}(\vec{R}_x) = |\Psi_{x,q}(\vec{R}_x)|^2$ и $W_{x,q} = \int |\Psi_{x,q}|^2 d\vec{R}_x$ определяют пространственную плотность распределения и число кластеров x в оболочечном состоянии q . Если учесть, что в ядре A имеется Z заполненных протонных и N заполненных нейтронных оболочечных состояний, то полное число S_x различных оболочечных состояний q , в которых могут находиться Z_x протонов и N_x нейтронов, равно $S_x = C_{Z_x}^Z C_{N_x}^N$, где $C_{Z_x}^Z = \frac{Z!}{Z_x!(Z - Z_x)!}$ — число сочетаний из Z по Z_x . Если теперь ввести суммы по всем подобным состояниям q :

$$W_x(\vec{R}_x) = \sum_q W_{x,q}(\vec{R}_x), \quad W_x = \sum_q W_{x,q}, \quad (2)$$

то величина $W_x(\vec{R}_x)$ будет определять пространственную плотность, а величина W_x – эффективное число кластеров x в ядре A .

Если ввести среднюю величину вероятности формирования кластера в состоянии q как $\bar{W}_{x,q}$, то величину W_x можно представить как $W_x = S_x \bar{W}_{x,q}$. Из-за больших значений комбинаторного фактора S_x величины W_x в достаточно тяжелых ядрах могут заметно превышать число нуклонов A в этих ядрах.

Результаты детальных расчетов эффективных чисел кластеров в различных атомных ядрах [1–4] можно проиллюстрировать табл. 1 и 2, где представлены эффективные числа различных кластеров в ядрах ^{16}O и ^{208}Pb соответственно. Из таблиц видно, что в соответствии с развитыми выше представлениями эффективные числа для ряда кластеров заметно превосходят атомный вес рассматриваемого ядра A и достигают очень больших значений. Принципиально важным является также то, что эффективные числа кластеров, рассчитанные в рамках оболочечной модели ядра, оказываются заметно большими, нежели в предельных кластерных моделях ядра. Так, для ядра ^{16}O эффективное число альфа-частиц равно 14, в то время как при рассмотрении этого ядра в рамках предельной кластерной альфа-частичной модели в нем допускается существование только четырех альфа-частиц.

Важным результатом расчетов [3] явилось доказательство того факта, что эффективные числа кластеров в ядрах слабо зависят от остаточных взаимодействий нуклонов, возникающих после выделения самосогласованного потенциала нуклонов и определяющих коллективные и сверхтекущие свойства ядер, от формы атомных ядер и других тонких характеристик ядер. Влияние этих факторов оказывается лишь на спектральных факторах кластеров, формируемых из нуклонов верхних по энергии оболочек. На рис. 1 представлены радиальные распределения $\frac{W_x(R_x)}{W_x(0)}$ для дейtronов и альфа-частиц в ядре ^{208}Pb вместе с распре-

Таблица 1. Эффективные числа кластеров в ядре ^{16}O

x	d	t	α	^4Li	^6Li	^7Li	^8Be	^{12}C	^{14}N	^{16}O
W_x	21	20	14	49	14	14	2,8	1,4	3,5	1

Таблица 2. Эффективные числа кластеров в ядре ^{208}Pb

x	d	t	^3He	α	^{16}O
W_x	433	670	524	507	~1000

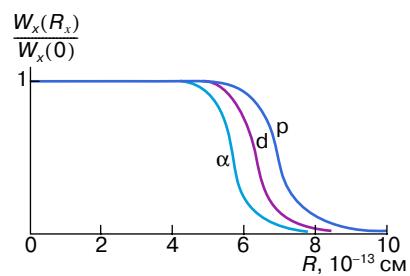


Рис. 1. Объемные распределения протонов и кластеров в ядре ^{208}Pb

делением $\frac{\rho_n(\vec{R}_x)}{\rho_n(0)}$ для нуклонов, где $\rho_n(\vec{R})$ – плотность нуклонов в ядре A . Видно, что пространственные распределения кластеров близки к распределению нуклонов внутри ядра, однако они более круто спадают в поверхностной области ядра приблизительно по закону $\left(\frac{\rho_n(\vec{R}_x)}{\rho_n(0)}\right)^{A_x}$.

Если энергия связи свободного кластера равна B_x , то можно найти энергию отделения Q_x кластера x от ядра A , когда кластер x формируется из A_x нуклонов ядра, каждый из которых находится в оболочечном состоянии с энергией связи нуклона в ядре E_{ni} ($i = 1, 2, \dots, A_x$), по формуле $Q_x = \sum_i E_{ni} - B_x$ и рассчитать функцию распределения $W_x(Q_x)$ кластеров x по энергиям Q_x . Естественно, что при интегрировании по энергии Q_x эта функция дает эффективное число W_x кластеров x в ядре A . Как видно из рис. 2, с ростом массы кластера x увеличивается по модулю его характерная энергия отделения от ядра A . Если максимум распределения альфа-частиц по энергиям Q_x приходится на энергию -60 МэВ, то соответствующие максимумы для ^8Be и ^{16}O приходятся уже на энергии -150 и -330 МэВ.

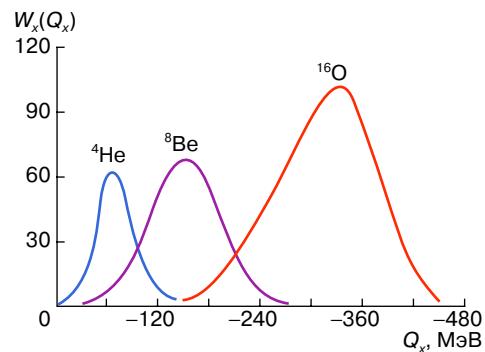


Рис. 2. Распределения кластеров в ядре ^{208}Pb по энергиям их отделения от этого ядра

Еще один интересный результат можно получить, если построить эффективное число $W_x(N_x, L_x)$ кластеров x при определенных значениях главного квантового

числа кластера $N_x = \sum_{i=1}^{A_x} n_i$ и орбитального момента

центра тяжести кластера L_x в ядре A при фиксированных проекциях орбитального момента и спина кластера на ось Z . Функция $W_x(N_x, L_x)$ аналогична введенной выше фермиевской функции распределения нуклонов $W(n, l)$ по оболочечным состояниям в ядре A . Результаты расчетов для различных кластеров x показали [4], что функция $W_x(N_x, L_x)$ близка к 1 для малых и средних значений N_x и L_x и монотонно падает до нуля при стремлении N_x и L_x к их предельно допустимым значениям ($(N_x)_{\max} \leq A_x n_{\max}$; $(L_x)_{\max} \leq A_x l_{\max}$), то есть имеет структуру, соответствующую размытому распределению Ферми. Этот вывод оказывается справедливым не только для кластеров с полуцелым спином, являющихся фермионами, но и для кластеров с целым спином, которые являются бозонами и поэтому в принципе в любых количествах могут находиться в фиксированном квантовом состоянии. Он обусловлен фермиевской природой нуклонов, из которых формируются кластеры в ядре A . Близость распределений $W_x(N_x, L_x)$ и $W(n, l)$ необходимо интерпретировать таким образом, что кластер x , как и нуклон, движется в ядре A по разрешенным орбитам, характеризуемым квантовыми числами N_x и L_x и связанным с притягивающим потенциалом, глубина которого примерно в A_x раз больше, чем глубина нуклонного самосогласованного потенциала. Этот вывод хорошо подтверждается при исследовании свойств потенциала взаимодействия свободного кластера x с атомными ядрами при описании упругого рассеяния и реакций с участием кластера x .

Подводя итоги сказанному выше, отметим, что с точки зрения квантовой механики атомное ядро A можно одновременно рассматривать и как систему нуклонов, и как резервуар, содержащий различные по составу и свойствам кластеры, число которых может заметно превосходить число нуклонов.

Ясно, как провести дальнейшее обобщение в направлении введения кластеров не только в основных, но и в возбужденных состояниях, а также описать ситуацию, когда в ядре A одновременно существует набор кластеров x_1, x_2, x_3, \dots различных типов. Этот факт иллюстрирует рис. 3.

Теперь вспомним, что с точки зрения современных представлений нуклон можно рассматривать как составную частицу, состоящую из трех кварков (подробнее о кварках и их связи с нуклонами можно прочитать в работе [5]). При сильном перекрытии двух, трех и т.д.

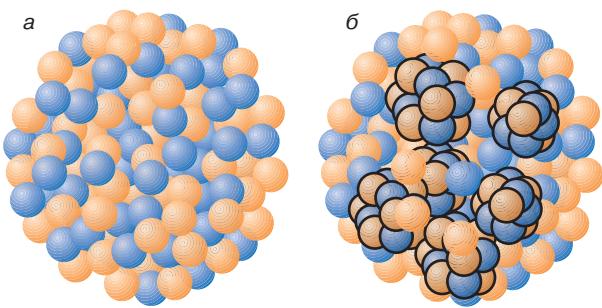


Рис. 3. Иллюстрация представления ядра как системы нуклонов (а) и одновременно как системы нуклонов и многонуклонных кластеров (б)

нуклонов в атомных ядрах с определенной вероятностью могут формироваться структуры, состоящие из 6, 9 и т.д. кварков, которые принято называть шести-, девяти- и т.д. кварковыми мешками [5]. Используя развитые выше методы, удается решить задачу о распределениях и эффективных числах в атомных ядрах кластеров многокварковой природы, например шести-, девяти-, двенадцати кварковых мешков.

КЛАССИФИКАЦИЯ РАСПАДОВ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ КЛАСТЕРОВ

Эффективные числа кластеров в ядрах можно использовать как единую меру для классификации распадов атомных ядер и ядерных реакций с образованием составных частиц в широком диапазоне энергий.

Исследование альфа-распада основных и возбужденных состояний широкого круга ядер на основе развитого выше формализма позволило решить проблему описания относительных и, что гораздо важнее, абсолютных вероятностей альфа-распада. Сравнительно недавно открытый кластерный распад тяжелых ядер, при котором ядра самопроизвольно испускают кластеры типа ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne , ^{28}Mg и др., также удалось понять на основе развитых выше методов. Заметим, однако, что и альфа-распад, и кластерные распады ядер происходят самопроизвольно лишь потому, что энергия отделения Q_x альфа-частиц и кластеров в родительских ядрах оказывается положительной. Поскольку, как отмечалось выше, основная часть эффективных чисел кластеров связана с отрицательными значениями Q_x , то в этих распадах проявляется только очень малая часть эффективных чисел кластеров. Характерные значения эффективных чисел альфа-частиц, определяющих альфа-распады тяжелых ядер, не превышают 10^{-2} , а эффективные числа кластеров, проявляющиеся в кластерном распаде ядер, оказываются меньше 10^{-8} .

С точки зрения проявления заметной части эффективных чисел кластеров в ядрах ситуация становится более благоприятной в ядерных реакциях выбивания

ФИЗИКА

кластеров из ядер налетающими частицами с высокими энергиями. Примером такой реакции является реакция $A(p, pd)A - 2$, когда быстрый протон выбивает из ядра A дейtron в направлении вперед, а сам отбрасывается назад. Эта реакция очень похожа на реакцию упругого рассеяния протона назад на свободном дейтроне $d(p, p)d$ и поэтому называется квазиупругой реакцией выбивания дейtronов. Можно ввести отношение сечений указанных реакций \tilde{W} при одной и той же энергии T_p налетающего протона, которое можно рассматривать как эффективное число дейtronов, выбиваемых из ядра A протоном. Для энергий налетающего протона $0,67 \leq T_p \leq 1,4$ ГэВ величина \tilde{W} практически не зависит от энергии протона и увеличивается с ростом атомного веса A ядра-мишени от $\tilde{W} = 3$ для ядра-мишени ^4He до $\tilde{W} = 15$ для ядра-мишени ^{208}Pb . В то же время эта величина уменьшается при переходе к более низким энергиям протона, например для ядра-мишени ^9Be $\tilde{W} = 3$ для $T_p \geq 0,67$ ГэВ и $\tilde{W} = 1$ для $T_p = 0,38$ ГэВ.

Если теперь использовать представление об эффективных числах W_d дейtronов в ядрах, то теоретическое значение \tilde{W} можно рассчитать [3] по формуле $\tilde{W} = W_d R$, где R – фактор, эффективно учитывающий поглощение налетающего протона и выбиваемого дейтрана при движении их во внутренней области ядерной среды. Расчеты, основанные на этой формуле, позволили получить значения \tilde{W} , которые оказались близкими к экспериментальным значениям \tilde{W} для всех ядер-мишеней при энергиях налетающих протонов $T_p \leq 0,4$ ГэВ. Однако ситуация оказалась совсем иной для энергий протонов $T_p \geq 0,67$ ГэВ. Рассчитанные для этих энергий значения \tilde{W} (назовем их \tilde{W}^T) оказались заметно ниже экспериментальных значений \tilde{W} . Так, для ядра-мишени ^4He $\tilde{W} = 3$, $\tilde{W}^T = 0,6$, для ядра мишени ^{208}Pb $\tilde{W} = 15$, $\tilde{W}^T = 7$.

Для объяснения этого расхождения потребовалось использование представления о наличии в дейтроне, образованном протоном и нейтроном, шестикваркового мешка с малым радиусом $\sim 0,6 \cdot 10^{-13}$ см. Подобное представление использовалось ранее при описании рассеяния быстрых электронов на дейтроне. Можно показать, что из-за большого, передаваемого дейтрану импульса при отбрасывании быстрого протона назад в его столкновении со свободным дейтраном в реакции участвует только малый объем дейтрана, соизмеримый с объемом шестикваркового мешка. Вероятность W_{6q}^d нахождения этого мешка в дейтроне оказывается очень малой величиной ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$). В то же время с помощью методов, описанных выше, можно рассчитать эффектив-

тивное число шестикварковых мешков W_{6q}^A в произвольном ядре A . Тогда значение величины \tilde{W} можно представить как $\tilde{W} = \frac{W_{6q}^A}{W_{6q}^d} R$. Из-за сравнительной рыхлости нуклонной плотности дейтрана по сравнению с нуклонной плотностью более тяжелых ядер отношение числа шестикварковых мешков W_{6q}^A в этих ядрах к числу этих мешков в дейтроне W_{6q}^d заметно превосходит эффективное число дейtronов W_d в этих ядрах. Поэтому использование данного представления позволяет естественно описать экспериментальные значения \tilde{W} для всего круга ядер-мишеней при энергиях налетающих протонов $T_p \geq 0,67$ ГэВ. Заметим также, что полученные значения эффективных чисел W_{6q}^A шестикварковых мешков в ядрах достигают достаточно больших значений ($W_{6q}^A = 50$ для ядра ^{208}Pb), которые на порядки превосходят значение $W_{6q}^d \approx 5 \cdot 10^{-2}$ в дейтроне. Поэтому естественно использовать тяжелые атомные ядра в качестве объектов для изучения свойств шестикварковых структур. В то же время наличие в ядрах многокварковых формирований дает основу для исследования свойств принципиально нового состояния вещества в природе – кварковой материи (подробно о кварковой материи рассказано в работе [5]).

Интереснейшим явлением, связанным с кластерными свойствами ядер, является мультифрагментация ядер. В этом явлении атомное ядро при столкновении с быстрой частицей, обладающей энергией выше нескольких ГэВ (такой частицей могут быть протон, релятивистский многозарядный ион или какая-либо элементарная частица), раскалывается на большое число фрагментов, включающих не только нуклоны, но и легкие и даже средние по массе ядра. Эта картина напоминает взрыв ядра под действием снаряда – быстрой налетающей частицы и иллюстрируется рис. 4.

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал по различным характеристикам мультифрагментации: составу и множественности вылетающих частиц, их угловым и энергетическим распределениям и др. Для объяснения этого явления используется несколько теоретических подходов. Первый из них опирается на гидродинамические представления о ядре как о капле ядерной жидкости, которая при нагревании ее из-за столкновения с быстрой частицей до температур выше некоторой критической температуры может расколоться на большое число капель меньших размеров. Этот подход позволяет объяснить качественно общие закономерности мультифрагментации ядер, однако он носит слишком классический характер.

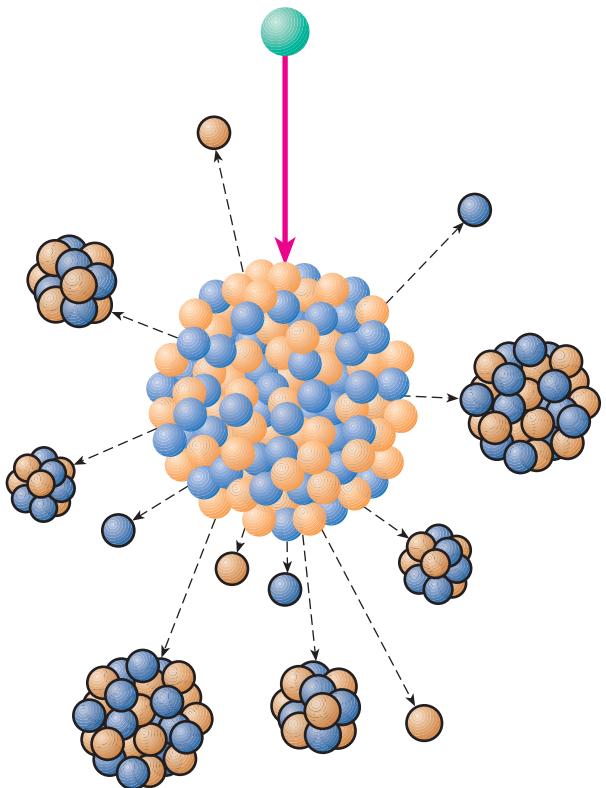


Рис. 4. Иллюстрация процесса мультифрагментации ядра при его столкновении с быстрой частицей

Второй подход связан с методом внутриядерного каскада. Налетающая быстрая частица, двигаясь внутри ядра по классической траектории, сталкивается с нуклонами и передает им достаточно большую энергию. Эти нуклоны сами сталкиваются с другими нуклонами ядра, так что развивается ветвящийся цепной процесс, на различных этапах которого некоторые нуклоны могут вылететь из ядра. При этом в поверхностной области ядра эти нуклоны могут собраться в определенную составную частицу или, подхватив некоторое число ядерных нуклонов, также сформировать составную частицу. Для количественных расчетов в этом подходе применяется хорошо зарекомендовавший себя метод Монте-Карло.

Использование метода внутриядерного каскада позволяет описать некоторые свойства мультифрагментации ядер. Однако он грубо описывает процессы рождения составных частиц. Представляется интересным обобщить метод внутриядерного каскада в направлении учета столкновений быстрой частицы и вторичных каскадных частиц не только с отдельными нуклонами, но и с различными кластерами ядра-мишени. Это позволяет эффективно учесть взаимодействие быстрой частицы и вторичных каскадных частиц сразу

с несколькими взаимодействующими нуклонами, входящими в определенный кластер. Знание пространственных, импульсных и энергетических распределений кластеров, а также сечений рассеяния нуклонов и кластеров на кластерах в ядрах дает возможность естественным образом ввести в каскадные расчеты кластерные степени свободы ядер. Это перспективное направление разрабатывается в настоящее время.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной вывод работы состоит в том, что с точки зрения квантовой механики атомные ядра можно рассматривать как систему нуклонов и одновременно как систему большого числа кластеров различной природы. Это означает, что составные частицы, рождающиеся при распадах данного ядра и участвующие в различных ядерных реакциях с этим ядром, формируются из уже существующих в нем кластеров. Оболочечная модель ядра является хорошей основой для расчета как эффективных чисел кластеров, так и их энергетических и пространственных распределений в ядрах. Перспективным представляется дальнейшее исследование кластеров многокварковой природы в ядрах и их проявлений в различных ядерных реакциях, поскольку на этом пути можно получить информацию о свойствах кварковой материи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988. 488 с.
2. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. М.: Мир, 1980. 502 с.
3. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985. 221с.
4. Kadmensky S.G., Kadmensky V.G. Cluster Degrees of Freedom and Nuclear Reactions and Decays // Cluster Phenomena in Atoms and Nuclei. B.: Springer, 1992. P. 525–539.
5. Лексин Г.А. Кварки в ядрах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 12. С. 69–74.

Рецензент статьи С.П. Денисов

* * *

Станислав Георгиевич Кадменский, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой ядерной физики Воронежского государственного университета, действительный член РАН. Область научных интересов – теория ферми-жидкости, физика атомного ядра и ядерных реакций, физика нейтронных резонансов, радиационная физика, медицинская физика, радиоэкология. Автор шести книг и монографий, 300 научных публикаций, имеет 30 авторских свидетельств и патентов на изобретения.