

ОПИСАНИЕ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ КАК СТРУКТУР В ОТКРЫТОЙ КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

И. Роттер

Центральный институт ядерных исследований,
Россендорф, Дрезден, ГДР

В работе обсуждается сосуществование коллективного и одночастичного движений в ядрах в рамках модели, описывающей ядро как открытую квантовомеханическую систему. На основе численных результатов показывается, что происходит образование структур в пространстве и во времени как при низких, так и при высоких энергиях самоорганизацией. Принцип подчинения синергетики хорошо установлен расчетами ядерной структуры. Время жизни структур отождествляется с внутренним временем. Необратимость появляется на микроскопическом уровне. Измерение времени жизни при высокой плотности уровней и другие экспериментальные исследования позволяют проверить выводы работы.

The problem of coexistence of collective and independent-particle motion in nuclei is discussed in the framework of a model which describes the nucleus as an open quantum mechanical system. It is shown, by means of numerical results, that selforganization takes place and that structures in space and time at low as well as at high excitation energies are formed. The slaving principle is well established by nuclear structure calculations. The lifetime of the structures is identified with an internal time. Irreversibility appears on a microscopic level. Lifetime measurements at high level density and other experimental investigations allow to proof the statements given.

ВВЕДЕНИЕ

50 лет тому назад Н. Бор [1] указал на два подхода описания многочастичной квантовомеханической задачи: один из них, с успехом используемый для атомов, основывается на комбинации одночастичных аспектов, тогда как другой, пригодный для ядер, с самого начала имеет дело с коллективными особенностями взаимодействия составляющих частиц. Сегодня мы знаем, что ядра могут быть описаны также с помощью оболочечной модели, в основе которой лежит идея о независимом движении частиц в центральном поле, создаваемом самими нуклонами. Однако остаточное взаимодействие и соответственно конфигурационное смешивание в волновых функциях дискретных состояний сильнее, чем в случае атомов. Применение идей среднего поля и их обобщение в терминах коллективных моделей занимает в настоящее время центральное место в современных исследованиях по ядерной физике. Таким образом, обе приближенные схемы, хотя и противоположные по природе, успешно используются при описании ядерной многочастичной задачи.

Чтобы понять, почему две приближенные схемы, такие разные

по своей природе, тем не менее могут быть использованы при описании ядерных свойств, зададим вопрос: что характеризует ядра и что предложено при стандартном описании ядерных состояний, включая и состояния компаунд-системы, которые, согласно Н. Бору [1], имеют замечательную стабильность? Ответ состоит в следующем. Любое ядро имеет возбужденные состояния, многие из которых распадаются посредством эмиссии частиц. Эти состояния связаны с окружающим частицу непрерывным спектром, или, другими словами, они погружены в континуум. Однако при стандартном описании ядерной структуры исходят из одночастичных волновых функций, связанных в потенциале. Рассматриваются как остаточное взаимодействие между связанными нуклонами, так и их коллективное движение, однако связь с окружающим континуумом не учитывается. Предполагается, что оператор Гамильтона эрмитов, собственные значения его вещественны. Распад ядерных состояний описывается приближенно посредством произведения фактора проникаемости и спектроскопического фактора. Стандартная теория дает вероятности переходов, но не время, характеризующее различные каналы реакции.

Следовательно, пространство волновых функций в типичных расчетах ядерной структуры составляет только часть полного пространства. Фактически гамильтониан, используемый для расчета ядерной структуры, должен быть неэрмитовым (с комплексными собственными значениями) при условии, что он переходит в эрмитовый оператор (с вещественными собственными значениями) для низколежащих стационарных состояний ядерной многочастичной системы в противоположность тому, что предполагается при стандартном описании. Только такое обобщенное описание является полным и позволяет прямым образом сделать выводы о времени жизни состояний (мод).

Таким образом, реально, ядерная многочастичная система — открытая система, и очевидно, что стандартное описание является неполным. Дискретные состояния имеют конечное время жизни. И время жизни есть такая же характеристика ядерного состояния, как и его энергия, и волновая функция. Его можно рассматривать как внутреннее время, определенное по Пригожину [2].

В настоящее время развит метод [3] описания ядерных систем, с самого начала учитывающий связь с окружающим континуумом. Этот метод, предполагающий, что ядра являются открытыми квантовомеханическими системами, может рассматриваться как попытка более полного описания ядерной многочастичной системы. Долгоживущие состояния модели оболочек и короткоживущие состояния коллективной природы рассматриваются в нем единым образом. Полуценные численные результаты позволяют объяснить взаимосвязь коллективных и одночастичных характеристик. Коллективные особенности в атомных ядрах могут быть тождественны кооперативным эффектам в самоорганизующихся системах.

Цель настоящей работы состоит в детальном обсуждении свойств

ядерной системы с точки зрения самоорганизации в открытой квантовомеханической системе. В разд. 2 представлен метод (Россендорфская модель оболочек с континуумом) [3] описания квантовомеханической многочастичной задачи с учетом связи с окружающей средой. Она представляет собой «динамическую» модель, которая может быть использована для численных исследований влияния среды (континуума) на ядерную структуру. Некоторые результаты, полученные численно, являются неожиданными с точки зрения стандартной теории ядра. Они будут рассмотрены в следующих разделах. В разд. 3 основное внимание уделено проблеме времени, точнее, различию между внутренним и внешним временем, определенным по Пригожину [2]. Если внутреннее время, характеризующее состояние системы, появляется определенным образом в формализме Россендорфской модели оболочек с континуумом (МОК), то внешнее время, с помощью которого прослеживается эволюция системы, не включено. Искомые собственные состояния предполагаются состояниями, к которым система стремится. Эволюция системы во (внешнем) времени не исследуется. Вместо этого с самого начала включены «селективные значения», которые, как показано Айгеном [4], важны в процессе эволюции биологических систем. В разд. 4 обсуждаются пять пунктов парадигмы синергетики, сформулированные Хаакемом [5]. Внимание обращено на физическое содержание, так как математический метод, необходимый для описания, может быть различным для различных систем. Общее для всех методов — это нелинейность уравнений. Другое преимущество представления собственных значений, используемого в ядерной физике, состоит в возможности численного исследования ситуации взаимной конкуренции различных состояний, связанных с континуумом, без дополнительных приближений. Такая ситуация обсуждается в разд. 5 с точки зрения самоорганизации при помощи численных результатов, полученных ранее. Здесь взаимосвязь коллективных и одночастичных аспектов может быть выявлена сразу. Эта взаимосвязь ясно указывает ограничения стандартной статистической теории при описании ядерных свойств. В разд. 6 обсуждается проблема необратимости и ее связи с внутренним временем и формированием консервативных и диссипативных структур. Показано, что вследствие самоорганизации как при низких, так и достаточно больших и очень больших энергиях возбуждения могут появляться структуры. Далее, описание открытых квантовомеханических систем, представленное в данной статье, позволяет сделать некоторые заключения о проблеме процесса измерения. Она коротко затронута в разд. 6. Результаты, представленные в разд. 3—6, рассмотрены в разд. 7 с точки зрения экспериментальной проверки. В заключении даны выводы о взаимосвязи коллективных и одночастичных аспектов, появлении необратимости на микроскопическом уровне в системе, описываемой нелинейными уравнениями, и формировании диссипативных структур вдали от точки равновесия [6] в открытых квантовомеханических системах.

2. РОССЕНДОРФСКАЯ МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК С КОНТИНУУМОМ [3]

В оболочечной модели ядра предполагается, что состояние движения каждого нуклона в ядре можно в достаточно хорошем приближении рассматривать как движение в силовом поле и соответственно характеризовать квантовыми числами, как и в случае движения электрона в атоме. Различие между ядром и атомом состоит в том, что центральное поле в атоме, в котором движутся электроны, создается внешним образом (ядром), тогда как нуклоны в ядре движутся в центральном поле, создаваемом самими нуклонами. Существенные коллективные аспекты взаимодействия между составляющими частицами включены в это центральное поле. Следовательно, оболочечная модель ядра наиболее характерна при решении ядерной многочастичной задачи. В отличие от описания атома водорода, где в центральном поле движется только один электрон, не существует оболочечной модели для описания движения одного нуклона. Нуклоны ядра отличаются от свободных нуклонов, по крайней мере, тем вкладом, который они дают в среднее поле. Кроме того, известно, насколько важны коллективные аспекты в остаточном взаимодействии между нуклонами в противоположность тому, что известно для остаточного взаимодействия электронов. Волновая функция Φ_R , используемая в расчетах ядерной структуры и полученная при диагонализации гамильтониана (обозначаемого далее H_{QQ}), представляет собой смесь сильносмешанных базисных волновых функций модели оболочек. Конфигурационное смешивание тем сильнее, чем больше число валентных нуклонов. Расчеты по модели оболочек дают успешное описание легких и тяжелых ядер вблизи замкнутых оболочек, тогда как коллективные модели наиболее подходят для описания тяжелых ядер с числом нейтронов и протонов между магическими числами. В этих моделях с самого начала присутствуют коллективные аспекты, например, при определении квазичастиц. Тем не менее микроскопическим базисом всех моделей ядерной структуры является приближение, основанное на комбинации одночастичных аспектов.

Таким образом, микроскопическая основа для расчетов ядерной структуры — это уравнение Шредингера для дискретных состояний

$$(H_{QQ} - E_R^{SM}) \Phi_R = 0, \quad (1)$$

где Φ_R — сумма всех базисных волновых функций ϕ_i , состоящих из произведений A — одночастичных волновых функций (A — атомный номер). Формально уравнение (1) такое же, как и используемое для описания дискретных электронных состояний в атоме. Как было сказано во введении, пространство функций, используемых при решении (1), есть только часть (обозначаемого как Q -пространство) полного. Следующий порядок приближения — это включение функ-

ции χ_E^c , где одна частица — в состоянии рассеяния и $A-1$ частица — в связанных состояниях. Решение в этом подпространстве (обозначаемом P -подпространство) может быть найдено с помощью расчетов по методу связанных каналов

$$(H_{PP} - E^{(+)})\xi_E^{c(+)} = 0 \quad (2)$$

с базисными волновыми функциями χ_E^c . Уравнение (2) содержит граничные условия на падающие волны во входном канале и отраженные волны в выходных каналах. Гамильтониан $H_{PP} \equiv PHP$ получается из

$$H = H_0 + V \quad (3)$$

с помощью проекционного оператора P аналогично, как и в случае $H_{QQ} \equiv QHQ$. Функции ξ_E^c представляют собой смесь базисных волновых функций χ_E^c (волновых функций каналов), которые являются произведением одночастичных волновых функций, подобных Φ_R . Следующий порядок приближения состоит во включении функций с двумя и более частицами в состояние рассеяния или групп нуклонов, таких как α -частицы, находящихся в континууме относительно остаточного ядра. Все различные каналы имеют определенные пороги ϵ_c энергий, выше которых они открыты. Нижайший из них — двухчастичного типа, состоящий из одного нуклона или одной группы нуклонов (таких как α -частица), движущихся относительно остаточного ядра. Математический метод описания двухчастичных каналов с группами нуклонов (кластерами) основывается на тех же принципах представления каналов, которые используются при описании кластерных свойств легких ядер и в уравнении (2). Несмотря на то что сформулирован математический метод, а α -канал является часто нижайшим по энергии, кластерные каналы здесь рассматриваться не будут, так как численные расчеты громоздки, а физическая сущность из-за расширения функционального пространства более чем на Q -подпространство может быть выявлена из расчетов в приближении $P + Q = 1$, т.е. разрешается дополнительное P -подпространство с одним из A нуклонов в состоянии рассеяния.

Чтобы исследовать влияние состояний рассеяния (P -подпространство) на результаты расчетов ядерной структуры (Q -подпространство), необходимо определить третью волновую функцию

$$(H_{PP} - E^{(+)})\omega_R^{(+)} = H_{PQ}\Phi_R. \quad (4)$$

Уравнения (4) представляют собой систему уравнений связанных каналов с источником, которые могут быть решены совместно с уравнениями (2). Источник $H_{PQ}\Phi_R$ содержит точную связь между двумя подпространствами через остаточное взаимодействие V .

Необходимо подчеркнуть, что Q -подпространство в МОК — это функциональное пространство, используемое в стандартных расчетах ядерной структуры. Отметим, что одночастичные резонансы вклю-

чены в Q -подпространство вплоть до некоторого радиуса обрезания, в то время как их хвосты за этим радиусом принадлежат P -подпространству. Ортогональность функций обоих подпространств обеспечивается, несмотря на используемую технику обрезания.

Все три уравнения (1), (2) и (4) нелинейны в координатном представлении. В представлении каналов уравнения (2) и (4) имеют вид

$$(E - H_{cc'}) u_{c'} = I_c^R - Q_c (H_{cc'} u_{c'} + I_c^R) \quad (5a)$$

или

$$\begin{aligned} & [(E - E_t) - H_c(r)] u_c(r) = \\ & = (1 - Q_c) \left\{ \sum_{c'} V_{cc'}(r) u_{c'}(r) + I_c^R \right\}, \end{aligned} \quad (5b)$$

где $u = \xi$, $I = 0$ в случае уравнения (2) и $u = \omega_R$, $I = H\Phi_R$ в (4).

Одночастичные волновые функции u_c определяются как

$$u = A \sum_c |c\rangle u_c(r) \frac{1}{r}, \quad (6)$$

где $|c\rangle$ — волновые функции канала, описывающие движение частицы относительно остаточного ядра, содержащего $A - 1$ частиц в связанных одночастичных состояниях. Все квантовые числа (спин и изоспин) частицы и остаточного ядра (с энергией E_t), так же как и состояние R системы A -частиц, содержится в $|c\rangle$, тогда как одночастичная волновая функция зависит только от радиальной координаты r . Аналогичное представление имеет место для уравнения (1). (Детали см. в [3, 7].) Уравнения (5) показывают, что степень нелинейности прямо связана с силой остаточного взаимодействия $V = H - H_0$.

Используя функции Φ_R , ξ_E^c и ω_R , решение $\Psi = P\Psi + Q\Psi$ уравнения $(H - E)\Psi = 0$ в полном функциональном пространстве можно записать в виде

$$\Psi_E^{c(+)} = \xi_E^{c(+)} + \sum_{RR'} (\Phi_R + \omega_R^{(+)}) \frac{1}{E - H_{QQ}^{ef}} \langle \Phi_{R'} | H_{QR'} | \xi_E^{c(+)} \rangle. \quad (7)$$

После диагонализации гамильтониана

$$H_{QQ}^{ef} = H_{QQ} + H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ} \quad (8)$$

получим

$$\Psi_E^{c(+)} = \xi_E^{c(+)} + \sum_R \tilde{\Omega}_R^{(+)} \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(+)*} | H | \xi_E^{c(+)} \rangle, \quad (9)$$

где $\tilde{E}_R - i/2\tilde{\Gamma}_R$ и $\tilde{\Phi}_R$ — собственные значения и собственные волновые функции H_{QQ}^{ef} соответственно. Волновая функция состояния R

есть

$$\tilde{\Omega}_R = \tilde{\Phi}_R + \tilde{\omega}_R, \quad (10)$$

где

$$\tilde{\omega}_R = \sum_c \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \xi_{E'}^{\varepsilon_c(+)} \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_E^{\varepsilon_c(+)} | H | \tilde{\Phi}_R^{(+)} \rangle \quad (11)$$

следует из (4) при замене Φ_R на $\tilde{\Phi}_R$. Уравнения (8) и (10) осуществляют коррекцию, вносимую P -подпространством, применительно к задаче ядерной структуры.

МОК симметрична по отношению к P - и Q -подпространствам. Уравнения (7) содержат поправки, обусловленные Q -подпространством, к волновой функции задачи рассеяния (описываемой в P -подпространстве). Эта основная формула единой теории ядерных реакций, которая позволяет одновременно описать прямую часть реакции (потенциальное рассеяние) и часть реакции, идущую через составное ядро (через состояния R компаунд-ядра). Аналогично уравнение (10) содержит поправки, обусловленные P -подпространством, к волновым функциям задачи ядерной структуры (описываемым в Q -подпространстве). Соответствующая поправка к гамильтониану дается уравнением (8). Аналогичное выражение может быть написано и для H_{PP}^{ef} .

Ядерная структура состояния R системы A нуклонов характеризуется своим спектроскопическим фактором относительно низколежащих состояний остаточного ядра с числом частиц, меньшим A .

Характеристика одночастичной структуры — одночастичный спектроскопический фактор — определена интегралом перекрывтия

$$S_{R,t} = \langle \Phi_R^{(A)} | a^+ | \Phi_t^{(A-1)} \rangle, \quad (12)$$

где a^+ — оператор рождения частицы с определенными квантовыми числами и Φ_t — волновая функция остаточного ядра с $A - 1$ нуклонами. Спектроскопические факторы многих состояний различных ядер не только рассчитываются, но и хорошо определяются экспериментально. Далее, парциальная ширина Γ_R^c состояния R по отношению к каналу c в стандартной теории определяется как произведение спектроскопического фактора и фактора проницаемости, тогда как полная ширина Γ_R есть сумма парциальных ширин. Это утверждение с хорошей точностью выполняется для изолированных состояний и с точки зрения МОК. Следовательно, спектроскопический фактор представляет собой существенную часть в формуле, определяющей как ядерную структуру, так и время жизни резонансного состояния.

Внутреннее или конфигурационное смешивание ядерных состояний описывается с помощью оператора H_{QQ} [см. уравнение (1)]. Его вещественные собственные значения и собственные функции ха-

рактически характеризуют ядерную структуру состояний. Смешивание происходит в $H_{QQ} = (H_0 + V)_{QQ}$ и выражается матричными элементами $\langle \varphi_i | V_{QQ} | \varphi_{i'} \rangle$, где φ_i — базисные функции $(H_0)_{QQ}$. Конфигурационное (внутреннее) смешивание учтено во всех стандартных расчетах ядерной структуры. Внешнее смешивание состояний через континуум определяется оператором $H_{QQ}^{ef} - H_{QQ}$, недиагональные матричные элементы которого имеют вид

$$\begin{aligned} & \langle \Phi_R | H_{QQ}^{ef} - H_{QQ} | \Phi_{R'} \rangle = \\ & = \sum_c \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \langle \Phi_R | H | \xi_{E'}^{c(+)} \rangle \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_{E'}^{c(+)} | H | \Phi_{R'} \rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Внешнее смешивание появляется дополнительно к внутреннему (конфигурационному) смешиванию. Оно содержит два типа матричных элементов: во-первых, энергетически зависимый матричный элемент связанных каналов $\langle \chi_E^c | H | \chi_{E'}^c \rangle$, включающий в себя функции ξ_E^c [см. уравнение (2)], где χ_E^c — базисные (несвязанные) волновые функции каналов; во-вторых, энергетически зависимую «распадную амплитуду» [3]

$$(\tilde{\Gamma}_R^c)^{1/2} = (2\pi)^{1/2} \langle \xi_E^c | H | \Phi_R \rangle = (2\pi)^{1/2} \langle \chi_E^c | H | \tilde{\Omega}_R \rangle, \quad (14)$$

которая описывает связь между функциями подпространств P и Q . $\tilde{\Gamma}_R^c$ могут быть отождествлены при $E = E_R$ с парциальными ширинами состояния R по отношению к каналам c . Более того, количественные характеристики ядра как целого содержатся в матричных элементах (13), а именно граничные условия, выраженные с помощью положения ε_c порогов каналов распада.

Если резонансные состояния изолированы (т. е. когда конкуренция по отношению к связи с континуумом отсутствует), то полная ширина резонансного состояния $\tilde{\Gamma}_R^{(iso)}$, полученная с помощью собственных значений H_{QQ}^{ef} [уравнение (8)], равна сумме парциальных ширин, определенных из (14)

$$\tilde{\Gamma}_R^{(iso)} = \sum_c \tilde{\Gamma}_R^c. \quad (15)$$

Это соотношение используется во всех вариантах стандартной теории. Однако оно справедливо только в случае изолированного резонансного состояния, для которого внешнее смешивание (13) через континуум может быть опущено [3]. При более высоких энергиях возбуждения множество резонансных состояний (одинакового спина и четности) перекрываются и внешнее смешивание (13) уже нельзя не учитывать. Вследствие этого амплитуды (14) являются комплексными, а отношение реальной и мнимой частей различно для различных

состояний R . В случае перекрывающихся резонансов

$$\tilde{\Gamma}_R^{\text{ov}} < \sum_c \tilde{\Gamma}_R^c. \quad (16)$$

Здесь $\tilde{\Gamma}_R^{\text{ov}}$ следует из диагонализации матрицы, элементы которой рассчитаны без какой-либо связи между резонансами через континуум. Мнимые части диагональных матричных элементов соответствуют, следовательно, ширинам изолированных резонансов $\tilde{\Gamma}_R^{\text{iso}}$, тогда как мнимые части собственных значений $\tilde{\Gamma}_R^{\text{ov}}$ определяют действительные ширины резонансных состояний. Отсюда

$$\sum_R \tilde{\Gamma}_R^{\text{iso}} = \sum_R \tilde{\Gamma}_R^{\text{ov}}. \quad (17)$$

Необходимо подчеркнуть, что структуры в многочастичной задаче сформированы в Q -подпространстве связанных одночастичных волновых функций. Это подпространство содержит также одночастичные резонансы вплоть до некоторого радиуса R_{cut} (см. [7]) в соответствии с функциональным пространством, используемым в стандартных расчетах ядерной структуры. В пределах этого обрезанного функционального пространства сохранение энергии гарантировано, так как степени свободы, уносящие энергию, отсутствуют. В действительности энергия может передаваться в континуум до тех пор, пока полная энергия выше нижайшего порога распада. Тогда система, рассматриваемая в Q -подпространстве, является открытой квантовомеханической системой, и сохранение энергии и числа частиц имеет место только при включении окружающей среды. В этом случае используется гамильтониан H_{QQ}^{ef} из уравнения (8) вместо H_{QQ} из уравнения (1).

МОК позволяет описывать открытые квантовомеханические системы нуклонов. Длительное время для дискретных ядерных состояний в Q -подпространстве [7] использовался термин «квазисвязанные состояния, погруженные в континуум» (QBSEC). В самом континууме содержатся области, которые все еще имеют некоторую структуру. Нижайшие по энергии каналы содержат, в общем, нейтрон или протон, или α -частицу в состоянии континуума по отношению к остаточному ядру, в котором все нуклоны находятся в одночастичных связанных состояниях. При численных расчетах на основе МОК учитываются только нижайшие энергетические нуклонные каналы с использованием приближения, в котором состояния остаточного ядра не распадаются. Такое приближение оправдано, так как во многих расчетах низколежащие состояния остаточного ядра, соответствующие учтенным каналам, являются стабильными относительно частичного распада. Все численные расчеты в МОК выполнены с параметрами потенциала и остаточного взаимодействия, с помощью которых можно описать экспериментальные данные по ядерным реакциям соответствующих ядер-мишеней. Следовательно, волновые

функции и, в частности, появляющееся при решении уравнений (1) конфигурационное смешивание реалистичны.

Если ядро возбуждается внешним полем, источник которого описывается членом F , то должно решаться уравнение Шредингера вида $(H - E) \Psi^{(F)} = F$ вместо $(H - E) \Psi = 0$. Математический метод решения этой проблемы аналогичен изложенному выше (см. [3]). Уравнение (2) должно быть заменено уравнением

$$(H_{PP} - E^{(+)}) \xi_E^{c(F)} = F \quad (18)$$

с граничными условиями для отраженных волн в выходных каналах. Вместо (9) решение в полном функциональном пространстве имеет вид

$$\Psi_E^{c(F)} = \xi_E^{c(F)} + \sum_R \tilde{\Omega}_R^{(+)} \frac{1}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R} \langle \tilde{\Phi}_R^{(+)*} | (H_{QR} \xi_E^{c(F)} + F) \rangle. \quad (19)$$

С помощью уравнений (18) и (19) были выполнены расчеты для фото-расщепления, захвата мюонов, захвата излучаемых пионов, рассеяния электронов и высокоэнергетических протонов, а также (K^-, π^-) -реакций с формированием гиперядер (ссылки см. в [8]).

3. ПРОБЛЕМА ВРЕМЕНИ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЗНАЧЕНИЯ

В МОК временная эволюция явно не появляется. Вместо этого рассматриваются собственные состояния. Эти состояния являются конечными состояниями, к которым система стремится. Следовательно, их можно идентифицировать с состояниями, сформированными в результате самоорганизации (детали—см. разд. 4).

Математически представление собственных значений является нелинейным [см., например, (5)]. Нелинейность содержится в матричных элементах оператора $V = H - H_0$ остаточного взаимодействия. Таким образом, возможность самоорганизации зависит также от флуктуирующей (стохастической) силы в представлении собственных значений.

В зависящем от времени представлении эволюция может быть прослежена во времени. Согласно Пригожину [2] это время есть внешнее время, роль которого — отмечать эволюцию. Оно может быть сдвинуто произвольным образом. Исследуя самоорганизацию материи и эволюцию биологических макромолекул Айген [4] пришел к выводу, что теория никогда не объяснит точный исторический маршрут эволюции, обусловленный стохастической природой участвующих процессов и огромным множеством возможностей выбора. Эволюция биологических систем в большей степени характеризуется следующими утверждениями. Эволюция представляет собой процедуру оптимизации, подчиненную определенным ограничениям, названным критериями отбора. Понимание основных принципов эволюции как самоорганизации на молекулярном уровне не требует

«новой физики», а скорее, поддающегося выводу принципа, который коррелирует макроскопическое явление с элементарным динамическим поведением. Такая концепция выражается введением параметрического значения или селективного значения, которое является ведущей силой для эволюции. Эта новая переменная, которая связана с необратимой термодинамикой, но выходит за ее существующие рамки. Эволюция вызывает увеличение селективного значения. Таким образом, первая фаза эволюции есть фаза расхождения, и только с помощью функциональной организации она может быть возвращена к сходящемуся воспроизведению и эволюции со «значением» [4].

Итак, для эволюции в биологии не требуется новой физики. Наоборот, можно ожидать, что концепция параметрического значения действенная, очевидно, в биологических системах, будет важной и в физических системах. В ядерных системах эволюция описывается с помощью волновых функций (9), которые являются решением уравнения Шредингера $(H - E)\Psi = 0$ в полном функциональном пространстве. Оно содержит две части: первая часть ξ_E^c описывает прямую часть реакций, тогда как суммирование сверх R описывает резонансную часть реакций через ядерные компаунд-состояния R . [Соответствующая формула в случае возбуждения ядра внешним полем — уравнение (19) вместо (9)]. Прямая часть описывает часть реакций, которая не ведет к структурам, а в резонансной части реакций эволюция каждой структуры R присутствует с весовым фактором $\langle \tilde{\Phi}_R | H | \xi_E^c \rangle / (E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R)$.

Доказательство этого утверждения содержится в исследуемых процессах, которые, несмотря на очень неправдоподобный характер с точки зрения статистики, могут появляться из-за их большого селективного значения. Процессы такого типа имеют место в биологических системах, например переход от одной макромолекулы к живой биологической клетке и переход от клетки к разумному человеческому бытию. В ядерных системах подобные процессы — это формирование компаунд-структур не только при низких энергиях возбуждения, но и при энергиях возбуждения, гораздо больших, чем средняя энергия связи (около 8 МэВ) нуклонов. Девозбуждение структур имеет место, главным образом, при испарении нейтронов (при низких энергиях возбуждения) или при фрагментации (при высоких энергиях возбуждения). Однако эмиссия высокоэнергетических частиц, при которой оставшиеся нуклоны находятся в их нижайших энергетических состояниях, — это также возможный процесс. Концентрация всей энергии на одной частице тем менее вероятна, чем больше эта энергия, поэтому с точки зрения статистики такой процесс подавлен при больших энергиях. Однако это может быть предпочтительно с точки зрения формирования структур (см. разд. 6) и эволюции со значением. Такие процессы могут наблюдаться в ядерных системах, и, если это так, они указывают на сходство между эво-

люцией ядерной системы и эволюцией биологических систем (см. разд. 7).

Преимущество метода собственных значений, представленного в разд. 2, состоит в том, что концепция селективного значения подразумевается в нем с самого начала. Селективное параметрическое значение, конечно, связано и с упорядоченностью, которая в случае дискретных состояний $\tilde{\Phi}_R$ больше, чем упорядоченность состояний ξ_E континуума, и с временем жизни Γ_R сформированной структуры, которое есть внутреннее свойство (открытой) системы.

Представление собственных значений очень ясно указывает на различие между двумя типами времени, рассмотренными И. Пригожиным [2]. Если внешнее время, как говорилось выше, не появляется явным образом, то внутренняя временная характеристика подразумевается. Это есть время жизни состояния, которое появляется в теории и обусловлено тем фактом, что квантовая система предполагается открытой. Оно определяется мнимой частью собственного значения оператора H_{CQ}^{ef} , который является неэрмитовым оператором Гамильтона в открытой системе. Необходимая энергия «накачивается» в систему с помощью ядерной реакции, происходящей, во всяком случае, через один из каналов реакции, рассматриваемых как «среда». Формирование состояния происходит за счет самоорганизации согласно внутренним законам системы. Скорость формирования состояния, так же как и его распад в различные каналы, определяется временем жизни самого состояния. В общем случае этот процесс является необратимым.

Существование конечного внутреннего времени влечет за собой определенную «память» ядерной реакции о входном канале. Вся память потеряна в пределе очень большого внутреннего времени, как это было предположено Н. Бором [1] в его оригинальном определении компаунд-ядра. В пределе очень маленького внутреннего времени справедливо противоположное. Реакция происходит в этом случае почти без образования компаунд-ядра. Следовательно, эффекты входного канала в реакциях с компаунд-ядрами указывают на конечное среднее внутреннее время (время жизни) состояний компаунд-ядер. Бóльшее число экспериментальных исследований, в частности с тяжелыми ионами, должно прояснить связь между эффектами памяти и средним временем жизни компаунд-подобных состояний ядра.

Внутреннее время, определенное выше, характеризует состояние, так же как энергия и волновая функция. Оно имеет физические свойства, предсказанные Пригожиным [2], хотя и не представлено временным оператором. Оно, в большей степени, определяется самим оператором Гамильтона и появляется в открытых системах, в которых формируются структуры. На этом пути внутреннее время характеризует открытую ядерную многочастичную проблему и появляется на микроскопическом уровне.

4. ПАРАДИГМЫ * СИНЕРГЕТИКИ **

Хаакен [5] сформулировал парадигмы синергетики: уравнения эволюции, флуктуации, принцип подчинения, параметры порядка и структуры в пространстве и времени. Уравнения эволюции вместе с проблемой времени обсуждались в разд. 3. Математическое описание, используемое, главным образом, в ядерной физике, не зависит явным образом от (внешнего) времени. Тем не менее оно содержит все отличительные характеристики достигаемости самоорганизованного состояния системы, которое предполагается собственным состоянием системы (см. разд. 3).

Существование флуктуаций между различными состояниями — необходимое условие для эволюционного процесса. Флуктуации обусловлены в общем случае стохастическими силами F . Они входят в микроскопическое описание ядерной многочастичной квантовой системы. Аналитически квантовые флуктуации определяются матричными элементами оператора H_{QQ}^{ef} , более точно, различными матричными элементами оператора остаточного взаимодействия $V = H - H_0$. Более важными для изолированных структур являются матричные элементы между дискретными модами, т. е. матричные элементы части H_{QQ} оператора H_{QQ}^{ef} . Статистические предположения для H_{QQ} являются неудовлетворительными при описании структур в ядерных системах. Матричные элементы V должны, скорее, рассчитываться прямым образом, чтобы получать достоверные результаты при исследовании ядерной структуры. Их можно непосредственно рассчитать и в МОК. А квантовые флуктуации, обусловленные $H_{QQ}^{ef} - H_{QQ}$, могут быть хорошо описаны с помощью стохастических сил, хотя они непосредственно рассчитываются в формализме МОК, представленном здесь. Во всяком случае, сила остаточного взаимодействия определяет, проявляет ли многочастичная система кооперативные (коллективные) эффекты или ведет себя как система более или менее независимых составных частей. Это утверждение будет продемонстрировано с помощью численного примера в разд. 5.

Физическое содержание принципа подчинения, согласно Хаакену [5], следующее: «Несмотря на то, что энергия подана в систему совершенно случайным образом, система формирует хорошо определенную моду». Другими словами, система самоорганизуется независимо от способа внесения энергии. Это утверждение не является тривиальным. Оно не соответствует результатам, полученным, например, в механической модели струны. В модели струны математический

* Парадигма (от греческого *paradeigma* — пример, образец)... Парадигма характеризуется лексическим тождеством основы... (БСЭ, 1975, т. 19, с. 175).

** Синергизм (от греческого *synergia* — сотрудничество, содействие) — комбинированное действие..., при котором суммированный эффект превышает действие, оказываемое каждым компонентом в отдельности (БСЭ, 1976, т. 23, с. 418).

смысл заключается в линейности уравнений движения, которые допускают, что любая суперпозиция решений есть снова решение этих уравнений. Уравнения, управляющие самоорганизацией, являются внутренне нелинейными. Для этих уравнений имеет силу принцип подчинения. В случае ядра принцип подчинения отражает хорошо установленный опыт исследований ядерной физики. Он даже является основой исследования ядерной структуры с помощью различного рода ядерных реакций, которые «накачивают» энергию различными способами через континуум (рассматриваемый как «среда») в систему нуклонов. Хорошо установлено предположение, которое состоит в том, что сечения резонансных реакций при низкой плотности уровней (малое перекрытие резонансов) могут быть описаны с достаточной точностью с помощью свойств дискретных долгоживущих резонансных состояний, тогда как вклад короткоживущих мод прямых реакций можно не учитывать. Следовательно, информация о структуре долгоживущих (изолированных) резонансных состояний может быть получена с помощью различных ядерных реакций, т. е. при различных начальных условиях, — утверждение, которое успешно используется при изучении ядерной структуры много лет. Таким образом, важность принципа подчинения для численных расчетов не может быть переоценена, так как он позволяет найти необходимые моды.

Существование параметра порядка, согласно Хаакену [5], связано с концепцией моды, полезность которой можно выразить следующим образом. Вместо координат очень многих степеней свободы многочастичной задачи необходимо знать только один или несколько параметров, т. е. амплитуды мод. Они определяют вид и степень порядка и поэтому называются параметрами порядка. В ядерных системах хорошо известные спектроскопические факторы относительно нижайших по энергии каналов [уравнение (12)] выражают вид и степень порядка по отношению к энергетически нижайшему континууму, т. е. к среде, которая является очень важной. Спектроскопические факторы непосредственно связаны с парциальными ширинами, а в случае неперекрывающихся резонансных состояний — с полными ширинами, которые обратно пропорциональны времени жизни состояний. Следовательно, спектроскопические факторы ядерных состояний, содержащие всю информацию о ядерной структуре, могут рассматриваться как параметры порядка.

Формирование структур в многочастичной системе является следствием самоорганизации. Для ядерных систем существуют математические методы описания как консервативных, так и диссипативных структур. Сохранение энергии (представленной суммой потенциальной и кинетической энергий в консервативном потенциале) гарантируется для всех структур настолько, насколько функциональное пространство ограничено произведением связанных одночастичных волновых функций. Как следствие, ядерные состояния, полученные в результате стандартных расчетов ядерной структуры с помощью

оператора Гамильтона H_{QQ} [уравнение (1)], могли бы рассматриваться как консервативные структуры. Их время жизни бесконечно. Если учтена связь с континуумом, а энергия состояния выше нижайшего порога для испускания частицы, частицам вместе с некоторой долей энергии разрешается уходить в континуум. Сформированные структуры являются структурами в пространстве и времени, так как время их жизни конечно. Насколько долго резонансное состояние изолировано, настолько пространственная часть такой структуры определяется консервативной структурой, рассчитанной в обрезанном функциональном пространстве связанных одночастичных состояний. Пространственный порядок в обоих случаях определяется принципом Паули и имеющейся в распоряжении энергией, поскольку нуклоны являются фермионами и занимают связанные состояния. Диссипативные структуры, возникающие при высокой плотности уровней, отличаются от консервативных в их пространственной части, т. е. если мнимая часть волновых функций является большой и различна для разных состояний, резонансные состояния перекрываются и появляются новые коллективные особенности, обусловленные дополнительными силами $H_{QQ}^{ef} - H_{QQ}$, которые не консервативны и ответственны за конкуренцию. Эта ситуация будет рассмотрена в следующем разделе.

Итак, опыт подтверждает, что в ядерной многочастичной системе кооперативные эффекты есть и имеет место самоорганизация.

5. СИТУАЦИЯ КОНКУРЕНЦИИ

Другое преимущество представления собственных значений МОК открытой квантовомеханической ядерной системы состоит в возможности описывать ситуацию в конкуренцией в том же формализме, т. е. без дальнейших приближений. Ситуация конкуренции встречается в ядерной системе при высокой плотности уровней и высоких энергиях возбуждения, когда открыто много каналов распада и существуют много резонансов одинакового спина и четности; она обусловлена их перекрытием при конкуренции относительно их связи с континуумом. Дополнительные кооперативные эффекты в ситуации конкуренции появляются из-за недиагональных матричных элементов (13) оператора $H_{QQ}^{ef} - H_{QQ}$, которые описывают взаимодействие резонансных состояний R и R' через континуум (внешнее смешивание). Они появляются в открытой квантовомеханической системе, состоящей из Q -подпространства и среды, представленной P -подпространством.

Во всех вариантах стандартной теории ядерных реакций ширины $\tilde{\Gamma}_R$ резонансных состояний при высокой плотности уровней не рассчитываются, а используются статистические предположения, основой которых является статистическое распределение спектроскопических факторов (12). В стандартной теории ядерных реакций предполагается справедливость уравнения (15) (при $E = E_R$) и при высо-

кой плотности уровней. Уравнение (17) указывает на причину того, почему сечения ядерных реакций, усредненные по энергии, могут быть описаны в хорошем приближении в рамках такой теории, хотя при высокой плотности уровней не (15), а (16) имеет силу. Однако из (17) совсем не следует, что сами ширины при высокой плотности уровней могут быть рассчитаны с помощью (15). Скорее, можно было бы предположить, что в общем случае могут быть отклонения от этих значений, обусловленные соотношением (16). Перераспределение ширин, совместимое с (17), может выразить появление новых коллективных эффектов, обусловленных сильным внешним смешиванием оператора $H_{QQ}^{\text{ef}} - H_{QQ}$ при высокой плотности уровней. Коллективные эффекты такого типа даже математически ожидалось в ядерной системе по аналогии с коллективными эффектами, хорошо известными из исследований ядерной структуры, где они появляются благодаря внутреннему смешиванию оператора H_{QQ} .

Чтобы исследовать коллективные эффекты в резонансных состояниях при высокой плотности уровней, обусловленные внешним смешиванием (13) через континуум, теория должна описывать короткоживущие резонансные состояния, характеризующие коллективные моды, и долгоживущие моды единым образом. Численные расчеты в духе этой идеи были выполнены в рамках МОК [3, 8, 9]. Результаты показали, что, действительно, при высокой плотности уровней или, другими словами, при высокой степени перекрытия в резонансных состояниях появляются коллективные эффекты. Они могут наблюдаться в ширинах $\tilde{\Gamma}_R$ резонансных состояний R (при $E = E_R$), которые несмотря на то, что при низкой плотности уровней распределены случайным образом (малое перекрывание), сильно отличаются в абсолютном значении при высокой плотности уровней (сильное перекрывание). Ширины нескольких резонансных состояний увеличиваются с увеличением плотности уровней за счет ширин остальных состояний [9] в соответствии с (17). Эта коллективность некоторых состояний при высокой плотности уровней обусловлена в численных расчетах внешним смешиванием (13) резонансных состояний через континуум, которое увеличивается с увеличением степени перекрытия. Расчеты другого типа подтверждают эту тенденцию. Они показывают, что внутреннее смешивание ведет в действительности к размазыванию силы гигантского резонанса, а внешнее смешивание частично устраняет размазывание [8]. Таким образом, коллективность ядерных состояний возрастает [8] или даже производится внешним смешиванием [9], если перекрытие резонансных состояний достаточно сильно, чтобы обеспечить сильное внешнее смешивание состояний через континуум.

Все структуры, исследованные в [8, 9], находятся намного выше нижайшего порога для испарения частицы. Их ширины отличны от нуля и соответственно время их жизни конечно. Они являются диссипативными структурами, связанными одновременно с квантовыми

флуктуациями H_{QQ} консервативной системы и квантовыми флуктуациями оператора $H_{QP}G^{(+)}_P H_{PQ}$ через континуум (среду). Численные расчеты, выполненные в зависимости от плотности уровней, показывают, что квантовые флуктуации $H_{QP}G^{(+)}_P H_{PQ}$ диссипативных систем через континуум действуют на поведение системы, что формально похоже на то, что вызывают квантовые флуктуации H_{QQ} консервативной системы. В обоих случаях возникают коллективные состояния. Различия между коллективными состояниями, обусловленными двумя типами квантовых флуктуаций, состоят, главным образом, в исчезающих мнимых частях различной величины в собственных функциях оператора $H_{QP}G^{(+)}_P H_{PQ}$, в то время как для оператора H_{QQ} собственные функции реальны (или имеют общую мнимую часть). Как следствие, коллективные состояния, обусловленные оператором H_{QQ} , появляются как резонансы (гигантские резонансы или промежуточные структуры) брейт-вигнеровского типа в сечениях. Наоборот, коллективное состояние, сформированное благодаря оператору $H_{QP}G^{(+)}_P H_{PQ}$, не может быть наблюденно непосредственно в сечениях.

Оно скрыто из-за мнимых компонент в волновых функциях $\tilde{\Phi}_R$ и амплитуд «парциальных ширин» (14), в которых присутствует много долгоживущих резонансных состояний. При низкой плотности уровней сечение можно представить как сумму брейт-вигнеровских резонансов с реальными амплитудами парциальных ширин. Однако при высокой плотности уровней сечение нельзя представить таким образом. Оно проявляет большую неустойчивость, вызванную мнимыми частями амплитуд парциальных ширин. При высокой плотности уровней характерные особенности резонансных сечений потеряны. Ширина коллективного состояния может быть настолько большой, что оно ведет себя подобно прямой моде. Ширины других резонансных состояний почти нулевые, их время жизни очень большое.

С точки зрения самоорганизации, перераспределение распадных ширин, обусловленное квантовыми флуктуациями оператора $H_{QP}G^{(+)}_P H_{PQ}$ через континуум, есть следствие конкуренции между резонансными состояниями. Коллективное состояние является результатом кооперативного действия единичных резонансных состояний. Его формирование является очень эффективным с точки зрения возбуждения ядра в ядерных реакциях. Квантовая флуктуация между структурой и средой, присущая квантовой системе, — это связь между структурой и континуумом. Она выражается амплитудами парциальных ширин (14). Структура, сильно связанная с континуумом, наиболее приспособлена, так как она интенсивно обменивается со средой. Она быстро формируется, и ее формирование возможно в относительно широкой энергетической области. Более того, перераспределение ширин позволяет системе формировать долгоживущие структуры также и при высоких энергиях возбуждения.

Итак, связь между короткоживущими коллективными и долгоживущими модами, характерными для компаунд-ядра, может быть непосредственно выяснена из результатов, полученных для ядерных

систем с перекрывающимися резонансами. Если квантовые флуктуации достаточно велики, коллективные моды появляются совместно с долгоживущими модами компаунд-ядра. Оба типа мод сильно смешаны в основных конфигурациях. Однако смешивание когерентно только в случае коллективных мод. Нижний предел для времени жизни коллективной моды определяется временной характеристикой прямой ядерной моды, т. е. упругим и неупругим рассеянием частицы в поле мишени (остаточного) ядра (потенциальное рассеяние). Мода прямой реакции описывается членом ξ_E в волновой функции (9). Согласно численным результатам, полученным на основе МОК, появление короткоживущих мод (коллективных) связано, во всяком случае, с дополнительной задержкой для других мод. Разница, между временами жизни обоих типов состояний настолько велика, насколько высока плотность уровней. Долгоживущие моды могут проявляться в сечениях только как флуктуации, как показано в [9]. Среднее значение сечения определяется короткоживущими модами. В пределе очень высокой плотности уровней сечение резонансной реакции переходит в сечение, подобное прямой реакции, несмотря на то что существуют долгоживущие резонансные состояния (диссипативной структуры).

Экспериментальная проверка этих теоретических результатов состоит, прежде всего, в прямом измерении среднего времени жизни резонансных состояний при высокой плотности уровней. Так как время жизни коллективного состояния не дает вклада в среднее время жизни, то оно увеличивается с ростом энергии возбуждения более, чем этого следует ожидать на основе теории, опирающейся на наивные статистические предположения. Существуют указания на дополнительные времена задержки в резонансах при высокой плотности уровней [10] и на нестатистическое поведение их среднего времени жизни, однако достаточно нацеленные исследования еще впереди. Реакции с тяжелыми ионами кажутся хорошим инструментом, так как они позволяют достичь почти всех областей возбуждений, интересных в случае ядра.

Таким образом, исследования на основе МОК показывают, что долгоживущие резонансные состояния существуют в ядерных системах даже при высоких энергиях возбуждения. Их можно исследовать с помощью статистических методов, так как их волновые функции содержат большое число индивидуальных компонент со сравнимыми весами. Однако одновременно существуют и коллективные моды, время жизни которых короткое, что обусловлено увеличением времени жизни долгоживущих состояний в соответствии с (17). Дополнительные задержки в резонансных состояниях при высокой плотности уровней, следовательно, не противоречат расчетам сечений по стандартной теории ядерных реакций. Они скорее оправдывают эту теорию, в которой с самого начала предполагается существование большой разницы между временами жизни коротко- и долгоживущих мод. Как показано выше, эти большие различия — выра-

жение факта существования кооперативных эффектов в открытой многочастичной квантовомеханической системе. Следовательно, хорошие результаты, полученные на основе стандартной теории ядерных реакций, не подразумевают реальную статистическую независимость долгоживущих резонансных состояний. Возможность исследовать их с помощью статистических методов — это, скорее, результат сильных кооперативных эффектов, которые существуют в ядерной многочастичной задаче. Наблюдение нестатистических эффектов, например, в распадных амплитудах [12] могло бы, таким образом, рассматриваться не как опровержение стандартной теории ядерных реакций (поскольку она применяется для расчета сечений), а, скорее, как ее доказательство. Эти нестатистические эффекты совместно со стандартной статистической теорией ядерных компаунд-состояний подтверждают представление о ядре как об открытой квантовомеханической системе.

Далее, численные результаты [8, 9], полученные для ситуации конкуренции, показывают ограничения для принципов подчинения. Согласно этому принципу система стремится сформировать долгоживущую структуру с большой внутренней стабильностью. Эта структура определяет поведение системы в течение времени, которое является его характеристикой. Однако существуют две тенденции, действующие в противоположных направлениях. С одной стороны, длительное время жизни структуры означает, что она имеет большую стабильность и способна определять поведение системы в течение длительного времени. С другой — длительное время жизни структуры связано со слабым взаимодействием ее со средой, т. е. с малыми парциальными ширинами (14) и небольшой полной шириной Γ_R . Резонансные состояния с малыми ширинами трудно заметить в сечениях ядерных реакций, даже если они изолированы. Как правило, поведение сечений ядерных реакций определяется промежуточными структурами (гигантские резонансы), ширины которых больше, чем так называемые ширины тонких резонансных структур, но все еще небольшие, чтобы точно отделить их от фона прямых реакций. Эти структуры с промежуточным временем жизни, видимо, являются наиболее «адаптированными».

Итак, долгоживущие структуры диссипативной природы не могут играть решающую роль для системы в ситуации с сильной конкуренцией вследствие их малого взаимодействия со средой, что по-другому выражает их большую внутреннюю стабильность согласно (14). Структуры с меньшей внутренней стабильностью контролируют в этой ситуации систему в соответствии со своим коротким временем жизни, поскольку их взаимодействие со средой является сильным. Это утверждение необходимо рассматривать совместно с фактом того, что система создает долгоживущие структуры даже при очень высоких энергиях возбуждения посредством уменьшения их взаимодействия со средой. Следовательно, принцип подчинения играет важную роль.

6. ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ ЯДЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ И НЕОБРАТИМОСТЬ НА МИКРОСКОПИЧЕСКОМ УРОВНЕ

Описание открытой квантовомеханической системы содержит нарушение временной симметрии, так как связь системы со средой вызывает процессы, которые происходят только в одном направлении. Смысл нарушения временной симметрии на микроскопическом уровне заключается в различной степени порядка системы и ее среды окружения. Если в систему накачивается необходимая энергия и взаимодействие между составляющими достаточно велико, система саморазвивается через случайные события или хаос и формирует структуры с высокой степенью порядка (самоорганизация). Движущей силой для этого процесса, антисимметричного во времени, является селективное значение, введенное Айгеном [4]. Оно является внутренним свойством системы и его характеристикой подобно тому, как само собственное состояние есть характеристика системы. Распад сформированной структуры всегда происходит от состояний с высокой степенью порядка к состояниям с меньшей степенью порядка. Процесс никогда не пойдет в противоположном направлении. Математически этот факт формулируется посредством граничных условий, включенных в уравнения (2).

В ядерных системах существует целая система иерархий многочастичных состояний, которые отличаются друг от друга степенью порядка. Наивысшую степень порядка имеют те состояния, в которых все нуклоны занимают связанные (или квазисвязанные) одночастичные состояния. Это так называемые резонансные состояния или состояния компаунд-ядра с включением низколежащих связанных состояний. Все нуклоны занимают определенные одночастичные состояния в соответствии с принципом Паули. Они описываются уравнением Шредингера (1). Следующие состояния в иерархии имеют нуклоны или группу нуклонов, такую как α -частица, которые находятся в континууме относительно остаточного ядра, где все оставшиеся нуклоны занимают связанные одночастичные состояния. Они описываются уравнениями для связанных каналов (2). В общем случае пороговые энергии ϵ_c этих двухчастичных каналов являются низкими. Как следствие, множество дискретных состояний ядра погружено в континуум. Гамильтониан, описывающий свойства резонансных состояний с включением их распада в континуум, определяется оператором H_{QQ}^{ef} [уравнение (8)] вместо оператора H_{QQ} [уравнение (1)].

Наиболее важной для низколежащих ядерных состояний является связь с той частью континуума, которая описывает двухчастичные каналы с более или менее стабильными остаточными ядрами. Тем не менее в иерархии существуют трех- и более частичные каналы, пороговые энергии которых действительно относительно велики, но не выше чем энергии высоколежащих ядерных состояний. Следовательно, они также должны быть рассмотрены. Математически их можно

представить, очевидно, как последовательно образованные короткоживущими состояниями остаточных ядер двухчастичные каналы.

Аналитически важность определенного канала s для ядерной структуры состояния R выражается посредством квантовых флуктуаций между состояниями $\tilde{\Omega}_R$ и соответствующим состоянием рассеяния χ_E^s [уравнение (14)]. Как показано в разд. 2, квантовые флуктуации содержат кроме разницы между энергией состояния и пороговой энергией канала также спектроскопический фактор, который характеризует сходство волновой функции состояния и канала [интеграл перекрытия (12)]. Спектроскопический фактор велик, если необходимо минимальное число процессов переустройства при занятии связанных одночастичных состояний от начального к конечному состоянию. В противном случае он мал, и, как следствие, соответствующий канал имеет малое влияние на свойства рассматриваемого состояния. При высоких энергиях возбуждения спектроскопические факторы многих резонансных состояний по отношению к двухчастичным каналам малы, так как необходимы процессы перестройки, чтобы остаточное ядро могло достичь основного или низколежащего состояния. Следствием этого является малость парциальных ширин. Более того, процессы перераспределения в ширинах резонансных состояний при высокой плотности уровней приводят к появлению дополнительной задержки в состояниях компаунд-ядра (см. разд. 5). Несколько коллективных состояний диссипативной природы в высоковозбужденном ядре дают наибольший вклад прежде всего в прямую часть реакций соответствующих двухчастичных каналов. Как результат, двухчастичные каналы являются наиболее важными для формирования и распада прежде всего низколежащих ядерных состояний. Уже в 1964 г. в духе этого утверждения была сформулирована теория фрагментации квазиупругих процессов быстрых частиц на легких ядрах с малым переданным импульсом. С увеличением энергии возбуждения состояний важность двухчастичных каналов в среднем уменьшается.

При высоких энергиях возбуждения открываются и становятся важными другие каналы. Спектроскопические факторы очень высоковозбужденных состояний ядра по отношению к каналам с несколькими легкими фрагментами являются относительно большими, так как много нуклонов занимают высоколежащие одночастичные состояния, оставляя дырки в «море» одночастичных состояний ниже поверхности Ферми. Явление очень хорошо симулируется моделью перколяций. Более того, энергии таких состояний достаточно высоки по отношению к порогам развала на несколько фрагментов. Поэтому парциальные ширины, относящиеся к каналам такого типа, сравнительно велики. Следовательно, фрагментация на несколько легких частиц есть процесс с относительно высокой вероятностью при высоких энергиях возбуждения ядра.

Численные расчеты фрагментации ядра на три или более каналов в русле этих предположений до сих пор не выполнены. Более важ-

ным, чем численные результаты, для этих процессов, происходящих с высокой вероятностью, является в данный момент проверка лежащей в основе идеи и регистрация неправдоподобных процессов (см. разд. 3), характеризующих ее. Происхождение этой идеи связано с рассмотрением ядра как открытой квантовомеханической системы (см. разд. 5) с самоорганизацией. Она основывается на тех численных результатах [9], из которых следует, что долгоживущие ядерные состояния с наивысшей степенью порядка все еще существуют при очень высоких энергиях возбуждения ядра. Эти состояния являются диссипативными структурами в компаунд-подобной системе. В сечениях они проявляются только как флуктуации. Их идентификация была бы возможной при измерении их среднего времени жизни или других данных, характеризующих реакции с компаунд-ядрами. Недавно было, действительно, найдено доказательство формирования высоковозбужденных компаунд-подобных ядер [14] при столкновении налетающих частиц при энергии 720 МэВ и тяжелого ядра-мишени ($A = 200$).

Итак, в ядерных системах существуют состояния с различной степенью порядка. При низких энергиях множество состояний с высокой степенью порядка имеет относительно длительное время жизни. Основные состояния многих ядер стабильны. Пороги каналов, степень порядка которых все еще относительно велика, лежат при низких энергиях, тогда как каналы с меньшей степенью порядка открыты при более высоких энергиях. Вследствие этого, консервативные структуры могут быть найдены при высоких энергиях только в тех случаях, когда связь со средой ослаблена из-за некоторых правил отбора. В частности, это случай изомеров или высокоспиновых состояний. Все другие высоковозбужденные состояния перекрываются и имеют более или менее диссипативную структуру, обусловленную непренебрежимым внешним смешиванием.

Время жизни структур имеет физический смысл только в открытых системах, т. е. в системах, в которых структуры с высокой степенью порядка связаны со средой с меньшей степенью порядка. После возбуждения (или эволюции) структуры посредством ядерной реакции, которая накачивает в систему энергию через среду (континуум), имеет место ее девозбуждение. Оно происходит только в направлении от высокоупорядоченной структуры к менее упорядоченной. Следовательно, эти переходы (распады) необратимы. Степень необратимости связана с временем жизни, т. е. с квантовыми флуктуациями, представленными соответствующими матричными элементами.

Необходимо подчеркнуть, что в данном представлении высоковозбужденные состояния ядра находятся вдали от равновесия. Время жизни структур, рассчитанное с помощью внутренних свойств системы, характеризует нарушение временной симметрии в системе. На основании этих результатов легко ответить на вопрос, где стандартное описание ядерной квантовомеханической системы является полным или неполным. При стандартном описании ядро рассматрива-

ется как квантовомеханическая система, суженная в ограниченное пространство. Связь с континуумом не включена, а рассматривается на втором шаге с помощью туннелирования или еще чего-нибудь. Поэтому нарушение временной симметрии явным образом не проявляется, и ядерная многочастичная квантовомеханическая задача является микроскопически обратимой. Это означает, что обратимость, появляющаяся на микроскопическом уровне в стандартной теории, является прямым следствием того факта, что стандартное квантовомеханическое описание ядерной системы на основе оболочечной модели является неполным.

В действительности только структуры, сформированные в ядерной системе, сужены в ограниченное пространство, определяемое центральным потенциалом. Расширение всей системы приводит к значительно большему пространству. Структуры (ядерные состояния) погружены в среду, которая объективно существует. При наличии связи между средой и структурой все высоковозбужденные состояния ядра распадаются. Распад происходит всегда с той вероятностью, которая рассчитывается с помощью спектроскопических факторов. Связь со средой действует подобно измерительному процессу. Время жизни должно рассматриваться как внутреннее свойство системы при данной энергии. Оно определяет поведение структуры во времени.

В квантовой механике необратимость часто вводится через измерительный процесс со всеми вытекающими отсюда проблемами. Другой путь — это связать необратимость с нашим неполным знанием системы или с дополнительным приближением, необходимым при описании квантовомеханических процессов. В отличие от этого необратимость является внутренним свойством системы при описании, предложенном в данной статье. Она является характеристикой открытой квантовомеханической системы и связана, в первую очередь, с другими свойствами, а именно: существованием состояний с различной степенью порядка, наличием квантовых флуктуаций между этими состояниями, принципом подчинения и формированием структур в пространстве и времени. Время жизни структур определяет как их эволюцию, так и их распад. Корреляция между необратимостью на микроскопическом уровне и временем жизни структур может быть немедленно выявлена, так как и эволюция, и распад происходят только в одном направлении. Она зависит от времени жизни состояния настолько, насколько хорошо сохранилась память о начальных условиях (входной канал). При стремлении времени к бесконечности память почти полностью отсутствует («формирование компаунд-ядра»). Поведение системы почти полностью определяется свойствами самих структур независимо от способа их формирования. Принцип подчинения или необратимость являются другим способом выражения такой ситуации. Другой крайний случай — очень короткое время жизни резонансных состояний. В этом случае состояние не определяет поведение системы. Память о начальных условиях

достаточно велика («прямая часть реакции»). Процесс может быть обратимым. Большинство резонансных состояний имеет время жизни, отличное от этих двух экстремальных пределов. Таким образом, некоторая память еще сохранена, что может быть наблюдаено в экспериментальных данных с помощью корреляций.

Математически необратимость появляется вследствие нелинейности уравнения Шредингера $(H - E)\psi = 0$ и граничных условий (разд. 2). Гамильтониан системы H_{QQ}^{ef} неэрмитов, собственные значения комплексные. Ширины $\tilde{\Gamma}_R$ следуют из мнимой части собственных значений и обратно пропорциональны времени жизни. Итак, внутреннее время описывается в МОК неэрмитовой частью гамильтониана $H_{QR}G_R^{(+)}H_{RQ}$, т. е. оператором, описывающим квантовые флуктуации между структурой и средой. Другими словами, необратимость на микроскопическом уровне связана с существованием структур, локализованных в пространстве и времени в ядерной системе как при низких, так и при высоких энергиях возбуждения. Эта интерпретация подтверждается успешными численными расчетами ядерной структуры, выполненными в течение многих лет, с момента существования исследований ядерных реакций при промежуточной энергии.

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА

Во введении было показано, что ядерная система фактически является открытой квантовомеханической системой, так как все высоковозбужденные состояния имеют конечное время жизни. Они распадаются в среду, в которую погружены. Сам закон распада регулируется средой: в [19] показано, что появляются отклонения от экспоненциального закона распада. Далее, численные расчеты на основе МОК показали, что отклонения могут быть настолько сильными, что в сечении реакции будут наблюдаться не резонансы брейт-вигнеровского типа, а изломы [18]. Такая ситуация может случиться на пороге канала распада, если (изолированное) резонансное состояние, лежащее при пороговой энергии, имеет большой спектроскопический фактор по отношению к новому открывающемуся каналу распада. Эти условия в действительности редко выполняются, но они все же независимы от того, сильна ли сила взаимодействия в системе или нет для того, чтобы появились кооперативные эффекты. Они характеризуют открытую систему. Изломы действительно давно наблюдались экспериментально [20] и часто обсуждались в литературе.

Многолетний опыт ядерных исследований показал, что ядра не могут быть описаны как сумма свободных нуклонов без учета кооперации между ними даже при высоких энергиях возбуждения. Эксперименты по электронному рассеянию с высоким разрешением позволяют тестировать ядерные волновые функции. Они продемонстрировали необходимость больших расчетов в рамках модели оболочек с сильным конфигурационным смешиванием [43]. Этот результат должен рассматриваться вместе с некоторыми «головоломками»

ядерной физики. Хорошо известен факт существования стабильных ядер, несмотря на то что нейтрон является нестабильной частицей. Аналогично были найдены долгоживущие состояния как Λ -гиперъядра, так и Σ -гиперъядра, хотя свободная Σ -частица при столкновении со свободным нуклоном имеет короткое время жизни в отличие от перехода в Λ -частицу и нуклон. При простом энергетическом рассмотрении, используемом для объяснения стабильного ядра вопреки конечному времени жизни свободного нейтрона, встречаются трудности в случае Σ -гиперъядер. Близкая нерешенная проблема — это роль возбужденных барионов, таких как Δ -частица, в ядрах. Интерес к этой проблеме обусловлен экспериментальными данными по гамов-теллеровским резонансам [15]. Другой пример, прямо указывающий на различие между нуклонами в ядре и свободными нуклонами, — это ЕМС-эффект, обнаруженный в 1982 г. На данный момент не существует противоречия между данными и расчетами, проведенными на основе традиционной ядерной теории [12], хотя и существует множество спекуляций с экзотическим объяснением эффекта. Прежде чем могут быть сделаны выводы о кварковой структуре ядра из этих экспериментальных данных, необходимо выполнить численные расчеты с включением всех элементов самоорганизующихся систем.

Вопрос о том, каково минимальное число нуклонов, при котором начинают играть роль многочастичные эффекты, не решен до сих пор. Хорошо известна проблема последовательного описания случая $A = 3$ с помощью уравнения Фаддеева или родственных с ним уравнений. Выполнены исследования в модели оболочек для A , равного 4 и 5, с центральным полем, вызванным этим малым числом нуклонов. Для $A \geq 6$ модель оболочек успешно используется [24] при описании экспериментальных данных. Если для легких ядер остаточное взаимодействие между нуклонами относительно мало, то оно является достаточно важным в тяжелых ядрах и учитывается в расчетах с самого начала с помощью квазичастичного представления и родственных методов. С этой точки зрения успех в расчетах для $A = 3$ системы при включении трехчастичных сил [25] может быть понят как первое указание на формирование центрального потенциала в ядерной многочастичной системе, на отличие свободных нуклонов и нуклонов, связанных в ядре, и на появление многочастичных сил типа (13).

Следствием замены оператора H_{QQ} в стандартной ядерной модели оболочек [уравнение (1)] оператором H_{QQ}^{ef} [уравнение (8)] в открытой квантовомеханической системе является некоторое нарушение симметрии в ядерных силах для конечных ядер, которое не существует в ядерной материи. Континуум, являющийся средой для открытой ядерной квантовомеханической системы, различен для нейтронов и протонов вследствие кулоновского взаимодействия. Это различие вызывает небольшую зарядовую зависимость ядерных сил [16], которая существует только в конечных ядрах и не имеет отношения к проблеме зарядовой симметрии ядерных сил в ядерной материи. Различия согласно уравнению (13) регулярно зависят от общих много-

частичных свойств ядер, таких как энергия связи и заполнение оболочек. Их общее поведение в зависимости от A соответствует тенденциям, наблюдаемым в аномалии кулоновской энергии и в запрещенных по изоспину распадах [16].

Следующим следствием замены оператора H_{QQ} оператором H_{QQ}^{ef} в открытой квантовомеханической системе является появление другого нарушения симметрии в ядерных силах для конечного ядра, которое отсутствует в ядерной материи. Реально ядро является открытой квантовомеханической системой по отношению к нуклонным степеням свободы. Однако порог для эмиссии Δ -изобар настолько высок по энергии, что ядро можно рассматривать как закрытую систему по отношению к этим частицам. Как следствие NN -, $\Delta\Delta$ - и ΔN -корреляции в конечном ядре различаются [17], хотя они могут быть сходными в ядерной материи. Различие соответствует отличиям в эффективных силах, используемых, например, в стандартной модели оболочек и в расчетах модели оболочек с континуумом. При обычном анзатце в случае спин-изоспинового частично-дырочного взаимодействия все поправки, отличные от тех, которые рассматриваются точно, суммированы в параметре g' [22]. Этот параметр получен из подгонки экспериментальных данных и включает все эффекты в конечном ядре, которые обусловлены связью со средой. Следовательно, необходимо было бы предположить малость этого параметра для изобар по сравнению с параметром для нуклонов в конечном ядре, хотя универсальность спин-изоспиновых корреляций, предполагаемая в наивной кварковой модели, имеет, вероятно, место и в ядерной материи [23]. Ожидается, что различие параметра g' для нуклонов и изобар больше, чем зарядовая зависимость, но проявляющее такую же регулярность для широкой области ядер по отношению к изменению массового числа и углового момента.

Корреляции между амплитудами резонансов могут быть вызваны внешним смешиванием (13) резонансных состояний через континуум так же, как и связь каналов, фигурирующая в волновых функциях рассеяния ξ_E^c [уравнения (10) и (14)]. Согласно (11) и (13) они того же типа [26] и их нельзя экспериментально различить. Поэтому неудивительно, что корреляции этого типа наблюдаются экспериментально как в резонансах в окрестности аналоговых состояний, так и в резонансах, отдаленных от аналоговых состояний [12], хотя согласно стандартной теории корреляции ожидаются только в окрестности последних [27]. Результаты, полученные в этих экспериментах с высоким разрешением, следовательно, демонстрируют недостаточность описания [26] спектроскопических свойств ядер в рамках функционального пространства стандартных расчетов ядерной структуры. Вследствие того, что ядро действительно является открытой квантовомеханической системой, появляются коррекции. Они фиксируют тот факт, что резонансы могут рассматриваться с помощью статистических методов только внутри определенных пределов, как обсуждалось в разд. 5.

Инвариантность обращения времени во взаимодействии ядерных частиц была проверена сравнением поляризации в реакциях ${}^7\text{Li}$ (${}^3\text{He}$, p) ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$ (${}^3\text{He}$, p) ${}^{11}\text{B}$ с акцентом анализа на обратных реакциях, однако результаты не являются окончательными [28]. Согласно формализму, представленному в разд. 2, различие между прямой и обратной реакциями может проявиться через связь каналов: помимо рассмотренных протонного и ${}^3\text{He}$ каналов, существуют нейтронный, дейтронный, тритонный и α -каналы, лежащие в ближайшей окрестности. Граничные условия, фигурирующие в уравнении (2), различны для реакций, вызываемых различными частицами, для которых существует более чем один открытый канал. Они вызывают (малые) различия между прямыми и обратными реакциями, что подразумевает нарушение временной симметрии в исследованных реакциях и доказывает необратимость на микроскопическом уровне, как обсуждалось в разд. 6.

Хотя и существует масса указаний на самоорганизацию в ядерных системах, прямые экспериментальные доказательства еще впереди. Непосредственное измерение средних времен жизни высоковозбужденных ядерных состояний позволяет проверить основные численные результаты того, что при высокой плотности уровней ширины структур перераспределяются посредством их взаимодействия через континуум и формируются долгоживущие диссипативные структуры (разд. 5). Эксперименты такого типа являются очень сложными. Хотя все полученные данные [10, 11, 33] находятся в согласии с теоретическими результатами, рассмотренными в разд. 5, прямой проверки еще не было. Диссипативные структуры, рассмотренные в разд. 5, появляются при высокой плотности уровней, когда перекрываются много резонансных состояний. Следовательно, их можно наблюдать в реакциях с тяжелыми ионами, когда возбуждается энергетическая область с высокой плотностью уровней [44].

В реакции между легкими ядрами, такими как ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, наблюдалось явление резонанса, природа которого дискутировалась в течение многих лет. За исключением явных резонансов, невозможно решить на основе экспериментальных данных вопрос о том, являются ли наблюдаемые резонансно-подобные структуры в сечениях резонансами или статистическими флуктуациями [29]. В соответствии с численными результатами [9], рассмотренными в разд. 5, большинство резонансных явлений в сечениях можно было бы интерпретировать с помощью формирования диссипативных структур, т. е. кооперативных эффектов в перекрывающихся резонансах. Эриксоновские флуктуации могут быть исключены вследствие кооперативных эффектов, действующих между резонансами при высокой плотности уровней.

Механизм тяжелоионных реакций между средним и тяжелым ядрами описывается уравнениями эволюции в течение длительного времени. Однако эволюция описывается с помощью статистических предположений для ядерных состояний в противоположность неста-

тистическим эффектам, участвующим при описании в открытой квантовомеханической системе. Предположение о том, что резонансные состояния не влияют одно на другое при высокой плотности уровней, не соответствует кооперативным эффектам, обусловленным внешним смешиванием через континуум в открытой квантовомеханической системе и проявляющимся численным образом для систем с перекрывающимися резонансами. Кооперативные эффекты могут, конечно, симулироваться трением или еще чем-либо. Однако механизм реакции может быть лучше понят, если его проследить, исходя из универсального принципа самоорганизации, действующего во многих физических и других процессах.

При столкновении очень тяжелых ядер может оказаться возможным при определенных обстоятельствах формирование сверхтяжелых ядер, что подтверждается эмиссией позитронов [30]. На основе аргументов резонансной параметризации ядерной S -матрицы в [31] утверждалось, что время задержки перекрывающихся резонансов, рассматриваемых с помощью статистических методов, недостаточно, чтобы объяснить сильные спектральные линии. Однако резонансная параметризация S -матрицы более всего не оправдана [3, 32] для перекрывающихся резонансов. Возможно появление коррекций из-за наличия связи ядра со средой. Они ведут в некоторых случаях к дополнительным задержкам в резонансах [9] и, следовательно, к спектральным линиям, которые по оценкам сильнее, чем в [31]. В этой связи следует отметить, что результат измерения времени жизни при делении тяжелого ядра также много больше [33], чем следует из стандартной теории. Аналогичные эффекты для времен жизни возбужденных состояний наблюдались и для средних ядер [11].

В соответствии с результатами, дискутировавшимися в разд. 6, ядерные реакции при высоких энергиях должны все еще содержать как компаундную часть ядра через диссипативные структуры, так и прямую часть реакций. Следовательно, фрагменты могут появляться в экспериментах из источников с «равновесием» так же хорошо, как и из источников без «равновесия». Экспериментальные результаты были интерпретированы на основе очень различных моделей. Общий вывод состоит в том, что динамические (без «термолизаии»), так же как и статистические (с «термолизацией»), аспекты играют большую роль в высокоэнергетических ядро-ядерных столкновениях [34], что находится в соответствии с основной формулой (19).

Другие характерные особенности, которые необходимо исследовать, это доказательство нестатистических эффектов, таких как корреляции, память, а также наблюдение процессов, являющихся в высшей степени невероятными с точки зрения простой статистики. Пример невероятных процессов — это эмиссия высокоэнергетических частиц из высоковозбужденных ядерных состояний, когда оставшиеся нуклоны находятся в их нижайшем энергетическом состоянии (см. разд. 3); формирование очень нейтроноизбыточного ядра или возбуждение долгоживущих состояний при очень высокой энергии воз-

буждения (см. разд. 6), включая и такие, когда один из нуклонов заменен Δ -изобарой.

Далее, следует ожидать проявление эффектов памяти в ядерных реакциях с формированием компаунд-ядер, обусловленных конечным временем жизни ядерных компаунд-состояний и членом в волновой функции $\tilde{\Omega}_R$ ядра [уравнение (10)], также при сравнительно низких энергиях возбуждения (разд. 3 и 6). Компаунд-подобные состояния были действительно найдены при высоких энергиях возбуждения в реакциях, индуцированных тяжелыми ионами [14], и в экспериментах по электронному рассеянию [42]. Кажется, что существуют также и состояния с Δ -резонансами [35, 41]. Недавно [36] наблюдались эффекты входного канала при распаде компаунд-ядра и в сечениях слияния. Возможно, что удивительно большие экспериментальные сечения для получения нейтральных пионов при средних энергиях в столкновениях тяжелых ионов вплоть до кинематического предела [37] дают доказательство подобия между эволюцией ядерной системы и эволюцией в биологических системах (см. разд. 3). Во всяком случае, необходимы как численные расчеты, так и экспериментальные исследования перед тем, как сделать выводы о самоорганизации в открытой ядерной системе.

Несколько лет назад были исследованы [38] зеркальные $M1$ -переходы на запрещенные по изоспину аналоговые резонансы $3/2^-$, $3/2^-$ при 15,1 МэВ в ядре с массовым числом $A = 13$. Вывод, следовавший из данных, состоял в том, что волновые функции исследованных зеркальных состояний не связаны друг с другом изоспинным понижающим или повышающим оператором. Они содержат вклады от связи каналов. Такой результат есть, конечно, прямое подтверждение уравнения (10), согласно которому волновая функция изолированного состояния состоит из волновой функции Φ_R оболочечной модели без какой-либо связи каналов [решение уравнения (1)] и корректировочного члена ω_R , появляющегося из-за связи со средой. Член ω_R содержит функции ξ_E^c [уравнение (11)], которые учитывают эффекты связи каналов согласно уравнению (2). Член ω_R проявляется, например, в изменении абсолютного значения малых парциальных ширин, которое, как было показано, численно может достигать порядка величины для запрещенных по изоспину переходов в ядре $A = 13$ [39]. Относительные значения парциальных ширин не изменяются из-за ω_R [40], хотя ω_R вводит компоненты связи каналов в вероятность распада. Член ω_R мог бы проявиться также и в других экспериментальных данных, например в данных, определяющих радиус ядра. Различное число нейтронов в ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca , определяющее различие волновых функций Φ_R модели оболочек двух ядер, маскируется тем фактом, что оба ядра имеют дважды заполненные оболочки, что важно для члена ω_R . Член ω_R должен был бы рассматриваться также, когда предполагается, что предпороговые пионы и высокоэнергетические γ -кванты в реакциях с тяжелыми ионами испускаются из-за компонент с большими моментами в ядерных волно-

вых функциях. Он содержит вклады эффектов ухода с массовой поверхности, которые могут быть подобны эффектам иного рода в определенных ядерных реакциях. Результаты численных расчетов с учетом корректировочного члена ω_R в волновых функциях Ω_R ядерных состояний будут еще опубликованы.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье обсуждалась взаимосвязь между коллективными и одночастичными аспектами в ядерных системах. Оба аспекта могут быть описаны единым образом, если ядро рассматривается как открытая квантовомеханическая система. Они не противоречат друг другу, а дополняют друг друга. Это видно из результатов, полученных для перекрывающихся резонансных состояний (разд. 5). Долгоживущие резонансные состояния, описываемые с помощью оболочечной модели, возникают совместно с короткоживущими состояниями, которые, в конечном счете, вносят вклад в среднее поле ядра вследствие своего вклада в прямую часть реакций (потенциальное рассеяние). Поэтому ядерная система характеризуется не только определенным числом нуклонов, но и в равной мере кооперативными эффектами между нуклонами. Несмотря на то что нуклоны в основных состояниях оболочечной модели ядра могут быть охарактеризованы одночастичными квантовыми числами, они отличаются от свободных нуклонов, по крайней мере, тем вкладом, который они вносят в потенциал среднего поля (разд. 5). Формально это выражается сильным конфигурационным смешиванием, которое должно быть учтено в расчетах в рамках оболочечной модели ядра, — факт, отсутствующий в расчетах по оболочечной модели для атомов. Ядерная оболочечная модель отражает, в сущности, многочастичный эффект: не существует ядерной оболочечной модели для одного нуклона в отличие от случая атома (водород). Таким образом, различие между атомами и ядрами, сформулированное Н. Бором [1], является характеристикой систем, различающихся силой взаимодействия составных частиц и среды. Математически эта сила определяет степень нелинейности уравнений системы.

Свойства системы с кооперативными эффектами между составляющими обычно описываются с помощью самоорганизации или синергетики. Как показано в этой статье, ядра проявляют физические свойства, характерные для самоорганизующих систем. При низкой и высокой энергии возбуждения формируются структуры, которые погружены в континуум и распадаются в эту среду, следуя внутренним законам. Принцип подчинения подразумевает, что система формирует хорошо определенные моды, несмотря на то что энергия может быть внесена в систему совершенно различным образом. Такой процесс, конечно, является необратимым, так как начальные условия оставляют свой след в модах лишь частично. Далее, хорошо определенные моды формируются при энергиях вблизи равновесия (консерватив-

ные структуры) так же хорошо, как и вдали от него (диссипативные структуры). Различия между этими двумя типами структур в ядерных системах не так велики, как иногда полагают, так как все долгоживущие структуры могут быть описаны с помощью волновых функций оболочечной модели с большим конфигурационным смешиванием.

Все эти результаты указывают на то, что самоорганизация, появляющаяся, в общем, в системах с сильно взаимодействующими составляющими, может также проявляться и в ядерных системах. В общем случае ядра не могут быть описаны как сумма свободных частиц без учета кооперации между ними, даже и при высоких энергиях возбуждения. Этот факт необходимо учитывать в численных расчетах, прежде чем делать заключения о вкладе кварков в ядрах.

«Среда», рассмотренная в данной статье, ограничена континуумом для частиц. Необходимо указать, что в действительности она может содержать, например, кулоновское поле. В этом случае свойства открытой квантовомеханической системы характеризуются как электровозбуждением структур, так и эмиссией фотонов из ядерных состояний. Эффекты связи с кулоновским полем можно учитывать в духе результатов, изложенных в статье. Сила связи, конечно, различна в обоих случаях.

Требуется большое количество численных результатов и экспериментальных данных, чтобы доказать самоорганизацию в ядрах во всех деталях.

Автор выражает признательность за многочисленные дискуссии Д. Бому, М. Демуту, В. Эбелингу, Ф. А. Гарееву, Ф. Кашлуну, П. Клейнвахтеру и Г. Нейгейбаэру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N. // Nature. 1936. Vol. 137. P. 344—350.
2. Пригожин И. От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985.
3. Роттер И. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 762—807.
4. Eigen M. // Naturwissenschaften. 1971. Vol. 58. P. 465—480.
5. Haken H. Synergetics. Springer-Verlag, 1978; Advanced Synergetics, Springer-Verlag, 1983; Haken H. Stochastic Nonlinear Systems in Physics, Chemistry, Biology. Proc. Workshop Bielefeld. Springer-Verlag. 1981. P. 12—19.
6. Nicolis G., Prigogine I. Selforganization in nonequilibrium systems: From dissipative structures to order through fluctuations. N.Y.: Wiley, 1977.
7. Barz H. W., Rotter I., Hohn J. // Phys. Lett. B. 1971. Vol. 37. P. 4—6; Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 275. P. 111—140.
8. Kleinwachter P., Rotter I. // Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 391. P. 137—153; J. Phys. G. 1986. Vol. 12. P. 821—836.
9. Kleinwachter P., Rotter I. // Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1742—1744.
10. Temmer G. M., Maууаmа M., Mingay D. W. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. P. 1341—1344; Воротников П. Е., Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д. и др. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 901—905; Andersen J. U., Nielsen K. O., Skak-Nielsen J. e.a. // Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 241. P. 317—334; Бугров Б.Н., Каманин В. В., Карамян С. А. // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 713—722.

11. **Kanter E. P., Kollawe D., Komaki K. e.a.** //Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 299. P. 230—254.
12. **Chou B. H., Mitchell G. E., Bilpuch E. G., Westerfeldt C. R.** //Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1235—1238; **Wells W. K., Bilpuch E. G., Mitchell G. E.** //Z. Phys. A. 1980. Vol. 297. P. 215—222; **Shriner J. F. Jr., Bilpuch E. G., Westerfeldt C. R., Mitchell G. E.** //Z. Phys. A. 1982. Vol. 305. P. 307—312.
13. **Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I.** //Nucl. Phys. 1964. Vol. 59. P. 417—443.
14. **Song S., Rivet M. F., Bimbot R. e.a.** //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 130. P. 14—18.
15. **Bohr A., Mottelson B.** //Phys. Lett. B. 1981. Vol. 100. P. 10—12.
16. **Kampfer B., Rotter I.** //J. Phys. G. 1979. Vol. 5. P. 747—756; **Rotter I.** //J. Phys. G. 1980. Vol. 6. P. 185—192.
17. **Rotter I.** //Ann. der Phys. (Leipzig). 1986. Bd. 43. S. 514—522.
18. **Rotter I., Barz H. W., Hohn J.** //Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 297. P. 237—253.
19. **Bang J., Vagradov G.** //Phys. Scripta. 1985. Vol. 31. P. 225—228.
20. **Malmberg P. R.** //Phys. Rev. 1956. Vol. 101. P. 114—118; **Brown L., Steiner E., Arnold L. G., Seyler R. G.** //Nucl. Phys. A. 1973. Vol. 206. P. 353—373.
21. **Krzywicki A.** //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 446. P. 135—150 and references therein; **Akulinichev S. V., Gareev F. A., Kazacha G. S. e.a.** //JINR E2-86-61, Dubna, 1986.
22. **Migdal A. B.** //Rev. Mod. Phys. 1978. Vol. 50. P. 107—172.
23. **Weise W.** //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 374. P. 505—520.
24. **Kissener H. R., Rotter I., Goncharova N. G.** //Forts. der Physik (in press), ZfK-588, Rossendorf, 1986; **Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G.** //Phys. Rep. C. 1986. Vol. 136. P. 229—400.
25. **Sasakawa T.** //Proc. X Europ. Symp. Dynamics of Few-Body Systems, Balatonfured, 1985, 71, Hungary; **Sasakawa T., Ishikawa S.** //Few-Body Systems. 1986. Vol. 1. P. 3—10.
26. **Rotter I.** //J. Phys. G. 1985. Vol. 11. P. 219—225.
27. **Mitchell G. E., Bilpuch E. G., Shriner J. F. Jr., Lane A. M.** //Phys. Rep. C. 1985. Vol. 117. P. 1—74.
28. **Slobodrian R. J., Rioux C., Roy R. e.a.** //Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1803—1807; **Hardekopf R. A., Keaton P. W., Lisowski P. W., Veeler L. R.** //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 1090—1093.
29. **Braun-Munzinger P., Barrette J.** //Phys. Rep. C. 1982. Vol. 87. P. 209—291.
30. **Rafelski J., Muller B., Greiner W.** //Z. Phys. A. 1978. Vol. 285. P. 49—52.
31. **Pinkston W. T.** //J. Phys. G. 1985. Vol. 11. P. L169—L172.
32. **Rotter I.** //Lecture Notes in Physics. 1982. Vol. 156. P. 233—255.
33. **Груша О. В., Меликов Ю. В., Платонов С. Ю. и др.** //Вест. МГУ. Физика. 1986. Т. 27. С. 49—51.
34. **Gelbke C. K.** //Proc. Workshop on Coincident Particle Emission from Continuum States in Nuclei, Bad Honnef. FRG, 1984/Ed. by H. Machner, P. Jahn. Singapore World Scientific. 1985. P. 230.
35. **Ellegaard C., Gaarde C., Larsen J. S. e.a.** //Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1745—1748; **Bachelier D., Boyard J. L., Hennino T. e.a.** //Phys. Lett. B. 1986. Vol. 172. P. 23—26.
36. **Ruckelshausen A., Fisher R. D., Kühn W. e.a.** //Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 2356—2359; **Nagashima Y., Schimizu J., Nakagawa T. e.a.** //Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 176—184.
37. **Stachel J., Braun-Munzinger P., Freifelder R. H. e.a.** //Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 1420—1434; **Grosse E. e.a.** //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 447. P. 611—626; **Europ. Lett.** 1986. Vol. 2. P. 9—15.

38. **Marrs R. E., Adelberger E. G., Snover K. A.** // Phys. Rev. C. 1977. Vol. 16. P. 61—75.
39. **Rotter I.** // J. Phys. G. 1979. Vol. 5. P. 75—83.
40. **Rotter I.** // Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 2261—2266; Phys. Rev. C. 1984. Vol. 29. P. 1119—1122.
41. **Ahrens J., O'Connell J. S.** // Comm. Nucl. Phys. 1985. Vol. 14. P. 245—252.
42. **Nikolenko D. M., Popov S. G., Tsentalovich E. P., Voitsekhowski B. B.** // Proc. Europhys. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Probes. Paris, 1985, Abstracts F8, F10.
43. **Proc. Europhys. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Probes, Paris, 1985** // Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 446.
44. **Rotter I.** // J. Phys. G. 1986. Vol. 12. P. 1407—1421.