

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.14

НИЛЬС БОР И ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

С. Т. Белаяев, В. Г. Зелевинский

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	210
1. От компаунд-ядра к ядерной кинетике	212
1.1. Почему узки нейтронные резонансы?	212
1.2. Статистическая модель	214
1.3. Оптическая модель	215
1.4. Статистическая спектроскопия. Случайно ли распределение уровней компаунд-ядра?	217
1.5. Ядерная кинетика	220
2. Возбуждения в ядрах: независимые частицы или коллективные движения	223
2.1. Макроскопические коллективные моды	223
2.2. Могут ли проявляться одночастичные степени свободы?	224
2.3. На пути к обобщенной модели	225
2.4. Фононы в ядрах	226
2.5. Деформация ядер	227
2.6. Вращения ядер. Твердое тело или жидкая капля	228
2.7. Парные корреляции в ядре. Сверхтекучесть	229
2.8. Гигантские резонансы	231
2.9. Высокоспиновые вращательные состояния	232
2.10. Почему выживает «оболочечная модель» в сильно взаимодействующем коллективе	233
3. Деление атомного ядра	235
3.1. От компаунд-ядра к делению	235
3.2. От феноменологии к микроскопике	237
3.3. Оболочечные поправки: двугорбые барьеры, изомеры формы и все такое	239
3.4. Каналы деления	241
3.5. Диссипация энергии коллективного движения	243
3.6. Снова о ядерной кинетике	244
3.7. Квантовые эффекты в макроскопических явлениях. Несохранение четности при делении. Необычные редкие распады	245
Заключение	246
Список литературы	247

ВВЕДЕНИЕ

«Здесь для физики отрывается совершенно новое поле деятельности: исследование внутреннего строения атомных ядер».

Н. Бор¹

Будущий историк науки, вероятно, отметит, что в течение почти всей первой половины XX века наиболее фундаментальным объектом, сконцентрировавшим научные интересы ведущих физиков и крупнейших физических лабораторий, было атомное ядро. Из находящегося где-то внутри атома источника загадочных α - и β -лучей оно материализовалось в сосредоточивший почти всю атомную массу центр атомной «планетной» системы, а затем, дав физикам разглядеть свои внутренние составляющие — протоны и нейтроны, превратилось, опять изменив свой облик, в жидкую каплю, дробление кото-

рой выделяет огромную энергию, несущую благотворное тепло и в то же время угрозу существованию человечества.

Во второй половине столетия физики, вооружившись небывало изощренными и дорогостоящими экспериментальными установками гигантских размеров, смогли разглядеть детали внутренней структуры самих внутриядерных частиц, перейдя на более глубокий — кварковый — уровень. Изучение структуры ядра ушло с переднего фронта как бы в арьергард исследований. В некоторых институтах, по традиции сохраняющих в своих названиях слово «ядро» или его производные, собственно ядерной физики практически уже нет.

И тем не менее физика ядра развивалась и в это время, вероятно, более интенсивно, чем раньше. Шло дальнейшее накопление и уточнение спектроскопической информации, синтез новых изотопов, измерение тонких поляризационных и корреляционных эффектов, продвигене в область высоких энергий возбуждения и переданных импульсов, больших спинов, малых времен жизни, ядер, далеких от области стабильности. Совершенствовался теоретический аппарат, приспособляющийся к специфике ядра, как уникальной ферми-системы с сильным взаимодействием, мощные методы квантовой теории поля и статистической физики. Открывались и совершенно новые фундаментальные явления. Напомним (далеко не исчерпывающим образом) лишь некоторые достижения в исследовании ядер, начиная с конца 50-х годов.

Условно можно говорить о макроскопических и микроскопических аспектах современной физики ядра. К первым отнесем те явления, которым можно сопоставить прямые аналоги в физике конденсированных сред: накладывающие отпечаток на все ядерные свойства парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа; двугорбые барьеры деления и делительные изомеры формы; семейство новых звукоподобных коллективных мод (гигантские мультипольные резонансы и изобарические аналоговые состояния); глубоко-неупругие столкновения тяжелых ионов, дающие временную развертку процессов установления равновесия в системе с конечным числом степеней свободы (ядерная кинетика); быстро вращающиеся ядра с фазовыми переходами к несверхпроводящему и сверхдеформированному состояниям. Наиболее важные микроскопические аспекты — те, для которых ядро является природной лабораторией по установлению свойств фундаментальных взаимодействий. Так, в частности, были проверены варианты слабых взаимодействий, открыты несохранение четности, продольная поляризация нейтрино; наиболее удивительным было обнаружение несохранения четности в делении, усиленного ядерными механизмами уже до степени почти классического макроскопического движения. По новому ставится теперь школьный вопрос: «Из чего состоят ядра?». Кроме основной при низких энергиях нуклонной компоненты волновой функции ядра эксперименты дают информацию о других компонентах: кластерной, мезонной, изобарной, странной, очарованной и, наконец, кварковой*). При релятивистских энергиях возникает новая макроскопическая ядерная физика, связанная уже со сверхплотной ядерной материей, сверхсильными электрическими полями и кварк-глюонной плазмой.

Уже этот беглый перечень демонстрирует богатство физических явлений, заложенных природой в атомное ядро. Нильс Бор любил повторять шекс-

*) Современная постановка этого вопроса, по существу, восходит к Н. Бору. После выяснения нереальности протонно-электронной модели ядра он предвосхитил фермиевскую теорию β -распада, придя к выводу, что «испускание β -лучей из ядра может рассматриваться как создание электрона как некой механической единицы»³. Позднее он неоднократно подчеркивал вероятностный характер всей проблемы⁴. Интересно, что тем не менее Бор счел возможным сказать: « α -частицы могут рассматриваться в значительной степени как отдельные, реально существующие образования, входящие в состав ядер»³. Современные данные действительно указывают на заметный вес в волновой функции ядра сильных α -частичных корреляций нуклонов. Эти же четверные корреляции, возможно, существенны при проявлении кварковых эффектов в ядрах¹⁷⁸.

пировскую мысль: «Все мы являемся свидетелями и участниками великой картины бытия». В течение полувека он был свидетелем становления квантовой физики атомов, ядер и элементарных частиц и ее активнейшим творцом. Не только фундамент нового — квантовофизического — мировоззрения был заложен Бором. Он первым понял и объяснил такие — сейчас тривиальные — факты (заряд ядра совпадает с номером химического элемента в периодической таблице, а ядро делится как жидкая капля), которые, кажется, всегда были всем известны. И он же выдвинул глубочайшие физические идеи, влияние которых на дальнейшее развитие физики вообще и физики атомных ядер в частности еще далеко не исчерпано.

Открытие Э. Резерфордом существования атомных ядер и происходящих при их распаде превращений химических элементов расценивалось Н. Бором как достижение, знаменующее «новую эпоху в физических и химических науках»² или, еще шире, «в истории естествознания»¹.

Ниже мы выборочно (руководствуясь собственными научными интересами) проиллюстрируем судьбу некоторых идей Нильса Бора в физике ядра. Не претендуя на воспроизведение хронологии и полноту библиографии, в ряде случаев мы предпочтем ссылаться на обзорные работы. К работам Н. Бора даются добавочные ссылки на том переводе: Бор Н. Избранные научные труды. Т. II. Статьи 1925—1961 гг. — М.: Наука, 1971. — (Сер. «Классики науки»).

1. ОТ КОМПАУНД-ЯДРА К ЯДЕРНОЙ КИНЕТИКЕ

«Он [Н. Бор] опасался, что формальная математическая структура скроет физическую сущность проблемы, и был убежден, что законченное физическое объяснение должно, безусловно, предшествовать математической формулировке».

В. Гейзенберг (179, с. 10)

1.1. Почему узки нейтронные резонансы?

В небольшой заметке «Захват нейтрона и строение ядра»⁵ Н. Бор выдвинул концепцию, оказавшую сильное, или, как пишут Ф. Фридман и В. Вайскопф в обзорной статье⁶, решающее влияние на все дальнейшее развитие физики ядра и вообще многочастичных квантовых систем. Исходя из факта открытия узких нейтронных резонансов, где сечения реакций велики по сравнению с ядерными размерами*), Бор предположил, что существуют квазистационарные возбужденные состояния ядер с большими временами жизни τ , на порядки превышающими времена $\tau_{s,p} \sim 10^{-21}$ с, отвечающие чисто одночастичному движению медленного нейтрона через сложное ядро.

Физические свойства этого промежуточного состояния («компаунд-ядро», или составное ядро) определяются по Бору сильным взаимодействием, быстро распределяющим энергию возбуждения между частицами. Обсуждая более детально физику составного ядра в фундаментальной работе «О превращениях атомных ядер, вызванных столкновениями с материальными частицами»⁸, ее авторы (Н. Бор и Ф. Калькар) писали: «Всякое превращение атомного ядра проходит через промежуточный этап, в котором энергия временно оказывается распределенной между всеми частицами составной системы». В лекциях и выступлениях Бор неоднократно иллюстрировал эту гипотезу простым примером запутывания влетевшего бильярдного шарика в неглубокой тарелке, наполненной такими же шарами. При наличии трения о дно тарелки вполне вероятно, что процесс закончится без выбивания шаров (аналог радиационного снятия возбуждения). Другая

*) Вся история этого этапа ядерной физики подробно изложена в⁷.

возможность состоит в том, что в результате многочастичных столкновений один из шаров перекатится через край наружу.

Таким образом, речь идет о вылете частиц или γ -квантов из составного ядра как о результате «флуктуации» с достаточной концентрацией энергии на одной частице. Точнее, следует говорить не об индивидуальных частицах, а о степенях свободы системы, так как выходным каналом реакции может быть, например, и вылет кластеров, не имеющих соответствия в модели твердых шариков. Н. Бор подчеркивал, что существенной чертой таких реакций является свободная конкуренция всех возможных (т.е. совместимых со строгими законами сохранения) процессов распада или излучения.

В этой картине, которая, очевидным образом, не ограничена нейтронными реакциями, а включает и реакции, индуцированные заряженными частицами, γ -квантами или тяжелыми ионами, возникает «разделение ядерных реакций на отдельные стадии с такой отчетливостью, какая не имеет аналогии в механическом поведении атомов»⁵. Первая стадия отвечает созданию составного ядра c в некотором входном канале a , в то время как вторая — распад составного ядра в канал b — не зависит от первой, определяясь лишь относительными вероятностями концентрации энергии на разных степенях свободы. Автономность стадий реакции равнозначна отсутствию зависимости распада составного ядра от способа его образования. Математическим выражением такой концепции может служить формула Брейта — Вигнера, полученная⁹ независимо от теории Бора для сечения реакции $a \rightarrow c \rightarrow b$, идущей через изолированный резонанс промежуточной системы:

$$\sigma_{ba} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_c)^2 + (\Gamma^2/4)}; \quad (1)$$

здесь k — импульс относительного движения во входном канале, E — полная энергия системы, E_c — энергия резонанса в составном ядре, Γ_a и Γ_b — парциальные ширины в соответствующих каналах, Γ — полная ширина, определяющая время жизни составного ядра. Изолированность резонанса, отвечающего квазистационарному состоянию c , имеет место, если его ширина Γ мала по сравнению со средним энергетическим расстоянием $D = \frac{1}{\rho}(E_c)$ — плотность уровней) между состояниями составного ядра с данным угловым моментом J и четностью P . Неравенство $\Gamma \ll D$ выполнено в области нейтронных резонансов и вплоть до энергий возбуждения ~ 10 МэВ.

Формальное описание с помощью дисперсионной формулы (1) дает удобную параметризацию резонансной компоненты энергетической зависимости сечений, но ничего не говорит о природе резонансного состояния, о том, как устроена его волновая функция в терминах нуклонных переменных. По Бору, волновая функция промежуточного состояния имеет очень сложный характер. При энергиях возбуждения ядра, превышающих несколько МэВ, плотность уровней становится столь большой, что описание в терминах каких-то простых мод (например, движения независимых частиц) перестает быть адекватным.

Из-за «быстрого увеличения возможностей комбинации собственных частот»⁵ простых движений, происходящего с ростом энергии возбуждения, расстояние между уровнями оказывается малым по сравнению с характерными энергиями взаимодействия, смешивающего эти простые моды. В результате истинные волновые функции стационарных (или квазистационарных при учете возможности вылета частиц наружу) состояний Ψ_c содержат огромное число простых компонент φ_i :

$$\Psi_c = \sum_i A_i^{(c)} \varphi_i. \quad (2)$$

В силу нормировки состояния Ψ_c типичные величины вкладов $|A_i^{(c)}|$ простых возбуждений малы,

$$|A_i^{(c)}| \sim \frac{1}{\sqrt{N_c}}, \quad (3)$$

где $N_c \gg 1$ — число компонент φ_i , дающих заметный вклад в Ψ_c . И обратно, простые состояния φ_i столь же сложно представляются в базисе Ψ_c истинных ядерных состояний. Если разложение φ_i покрывает характерный интервал энергий Γ_i (так называемая спредовая ширина или область фрагментации), то $N_c \sim \frac{\Gamma_i}{D} \gg 1$. Можно ожидать, что фазы коэффициентов суперпозиции (2) или обратного разложения хаотичны. Тогда в наблюдаемые вероятности процессов подавляющий вклад будут давать когерентные комбинации квадратов модулей $|A_i^{(c)}|^2$, где малость каждого из них компенсируется числом слагаемых.

1.2. Статистическая модель

Подобные рассуждения естественным образом приводят от точной постановки квантовой задачи многих тел к статистической формулировке. В области изолированных резонансов каждый из них может трактоваться как представитель ансамбля состояний составного ядра. Хаотичность фаз влечет за собой вымирание недиагональных матричных элементов статистического оператора (матрицы плотности). Входной канал в реакции, ведущей к образованию составного ядра, играет роль начальных условий; само же составное ядро со свойствами, не зависящими от способа его образования, отвечает термодинамическому равновесию. Средние характеристики ансамбля резонансов должны быть близки к результатам временного усреднения свойств типичного состояния ансамбля (эргодичность).

Теперь можно перейти на стандартный статистический язык. Логарифм плотности уровней ядра дает энтропию $S(E)$; производная $\partial S/\partial E = \frac{1}{T}$ определяет температуру T , $\partial E/\partial T$ отвечает теплоемкости и т.д. Конечно, число степеней свободы ядра не столь велико, как в макроскопических системах. Поэтому некоторые величины, пренебрежимо малые в термодинамическом пределе больших систем, могут давать заметные поправки в ядрах, так что в ряде случаев статистические вычисления для ядер должны делаться с более высокой точностью. Тем не менее, пока энергия возбуждения составного ядра мала по сравнению с полной энергией связи, вполне можно «уподобить многие свойства ядерной материи свойствам обычных твердых или жидких веществ»⁹.

В этом «термодинамическом» приближении плотность уровней $\rho(E) \sim \exp S(E)$, но для установления функции $S(E)$ и предэкспоненты необходимы более детальные модели. Достаточно хорошее представление о плотности уровней ядра можно извлечь из простейшей модели ферми-газа⁹, для которой $S(E) = 2\sqrt{\alpha E}$ (где α — константа, пропорциональная плотности одночастичных уровней u поверхности Ферми).

Альтернативную версию статистического подхода можно получить, как предполагал Н. Бор, комбинируя многоквантовые состояния колебательных мод, в возбуждении которых, подобно фоновым состояниям упругой среды, принимают участие многие частицы ядра. Бор заметил, что в математическом смысле задача сводится к определению числа способов $\rho(n)$ представления большого числа n суммой положительных целых чисел (формула Харди — Рамануджана^{*}):

$$\rho(n) \approx (4\sqrt{3n})^{-1} \exp\left(\pi\sqrt{\frac{2n}{3}}\right).$$

^{*} Любопытно, что эта задача была решена еще Л. Эйлером в 1753 г. (см. в ¹⁵⁵).

Основная зависимость $\rho(E)$ в модели колебательных мод и ферми-газе оказывается одинаковой. Зависимость же E от температуры T может существенно отличаться, так как функция $E(T)$ определяется законами дисперсии тех элементарных возбуждений, газом которых моделируется система.

Концепция составного ядра, интерпретированная в статистических терминах, позволяет сделать огромное число конкретных предсказаний, касающихся сечений разнообразных ядерных реакций*). В первую очередь следует здесь назвать теорию распада составного ядра как испарения частиц⁹⁻¹². Принцип детального равновесия связывает вероятность испускания частицы (или кластера) возбужденным ядром с сечением обратного процесса захвата. Обратный процесс зависит от плотности уровней ядра, являющегося остаточным в прямом процессе испарения. Энергетическое распределение $w(E)$ испускаемых нейтральных частиц похоже на максвелловское и определяется в основном контригрой двух факторов: экспонен-

циального $\approx e^{-\frac{E}{T}}$, возникающего от роста многочастичной плотности уровней остаточного ядра, из-за которого выгодна меньшая концентрация энергии на испущенной частице, и стеного, обусловленного увеличением с E доступного вылетающей частице одночастичного фазового объема. Для заряженных частиц существенна еще энергетическая зависимость проницаемости кулоновского барьера. Н. Бор подчеркивал, что в ядре, в отличие от макроскопической системы, при испарении частицы может возникнуть существенное изменение тепловой энергии, так что температура, определяющая спектр испаряемых частиц, есть именно температура остаточного ядра.

1.3. Оптическая модель

В первых работах и выступлениях Н. Бора, посвященных физике компаунд-ядра, эта идея формулировалась в несколько более категорической форме, чем это обычно бывало в боровских работах, выдвигавших принципиально новые физические представления. Мы уже цитировали статью (с. 212) Бора и Калькара, где говорится о необходимости промежуточного состояния для всех ядерных реакций. Исторически это легко объяснить. Незадолго перед этим усилиями большого числа независимых экспериментаторов была выяснена непригодность простой картины чисто потенциального рассеяния медленного нейтрона на ядре. Наличие резкой зависимости от энергии со средним расстоянием между резонансами $D \approx 10^{-(b \pm 6)} D_{s.p}$, где $D_{s.p} \sim \frac{\hbar v}{R} \sim \frac{\hbar}{\tau_{s.p}}$ — расстояние (~ 1 МэВ) между одночастичными резонансами при рассеянии частицы на внешней потенциальной яме, v — скорость внутри ямы, требовало для своего понимания новых идей. Картина промежуточного ядра естественно объясняет как существование резонансов, так и большое сечение захвата нейтронов (при малых энергиях возбуждения вероятность радиационного девозбуждения долго живущего компаунд-ядра велика, $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$).

Ситуация существенно усложняется по мере роста энергии возбуждения. Расстояние между уровнями падает, а полная ширина каждого из них растет из-за быстрого увеличения числа открытых каналов неупругих реакций. Таким образом, возникает обратное соотношение параметров $\Gamma \gg D$. Такая ситуация обсуждалась в более поздней работе Н. Бора, Р. Пайерлса и Г. Плачека¹³. Поскольку отдельные резонансы промежуточного ядра теперь перекрываются и четкая резонансная структура пропадает, результат конкретного эксперимента будет зависеть от детальных фазовых соотношений между компонентами той суперпозиции перекрытых состояний,

*) Под влиянием боровской идеи о промежуточном состоянии, быстро релаксирующем к равновесию и последующему термодинамическому распаду, сформировалась теория множественных процессов при высоких энергиях.

которая реально возбуждается. Тогда основное предположение статистической теории — отсутствие корреляции между формированием и распадом промежуточной системы — может нарушаться. Авторы приводят простой пример, когда возникает пространственная структура состояния, целиком связанная со входным каналом и предпочитающая определенный путь распада: «Если быстрая частица сталкивается с системой сравнительно больших размеров, энергия возбуждения может оказаться локализованной в небольшой окрестности точки соударения и вылет быстрых частиц из этой окрестности может быть более вероятным, чем в случае статистического равновесия». Эксперимент во многих случаях демонстрирует наличие «прямых» процессов, не проходящих через составное ядро, а также процессов промежуточных типов.

Необходимые условия применимости чисто статистического подхода можно сформулировать на временном языке¹⁴. Среднему расстоянию D между уровнями отвечает период биений $\tau_r \sim \hbar/D$, который можно трактовать как квантовый аналог времени возврата в квазипериодическом классическом движении. Именно за такое время достигается эргодическая равновероятность населенностей отдельных ячеек фазового пространства, лежащих на поверхности с заданными значениями точных интегралов движения. Для $\Gamma \ll D$ типичное время жизни составного ядра $\tau \sim \hbar/\Gamma$ велико по сравнению с τ_r , т.е. за время жизни происходит реальное усреднение по фазовому пространству, что соответствует статистическому равновесию.

В области перекрывающихся уровней $\tau < \tau_r$, и полное равновесие не успевает установиться. Тем не менее предположение о независимости распада составного ядра от способа его образования все еще может быть справедливым. Для этого достаточным может оказаться разнесение во времени процессов создания и распада составного ядра, т.е. условие, чтобы время жизни τ превышало, по крайней мере, время Δt взаимодействия падающего волнового пакета с ядром. При условии $\min(\tau, \tau_r) \gg \Delta t$ отсутствует интерференция волны, отраженной в потенциальном рассеянии, с волнами частиц в распадных каналах (характерное время их появления τ) или с волной, упруго рассеянной через составное ядро (она возникает через период возврата τ_r).

Можно ожидать поэтому, что независимость входного и выходного каналов реализуется, если неопределенность энергии $\Delta E \sim \hbar/\Delta t$, связанная с длительностью Δt падающего пучка, будет превышать величины $\Gamma \sim \hbar/\tau$ и $D \sim \hbar/\tau_r$. Тогда процессы, идущие через составное ядро, будут некогерентными с процессами прямого взаимодействия. Величина ΔE может быть введена искусственно путем усреднения экспериментальных сечений по небольшому (по сравнению с интервалом энергий, где сильно меняются средние величины сечений) интервалу, включающему много уровней составного ядра. Такое усредненное описание отвечает оптической модели ядерных реакций^{15,16}, где рассеяние частицы описывается с помощью эмпирического комплексного потенциала, мнимая часть которого глобально описывает поглощение падающей волны, т.е. те процессы, которые из-за образования промежуточного ядра оказываются некогерентными с входным каналом (совокупность этих процессов шире, чем использованное ранее понятие составного ядра, ибо здесь не предполагается установления полного равновесия).

Оптическая модель остается до сих пор почти единственным инструментом описания ядерных реакций в широкой области энергий. В духе боровского принципа дополнительности отказ от детального рассмотрения резко меняющегося энергетического хода сечений выявляет другую — по существу одночастичную — сторону процесса взаимодействия частицы с ядром. Усредненные сечения отражают не статистические, а чисто динамические (динамика средних величин) аспекты рассеяния на комплексной потенциальной яме. При этом восстанавливаются известные из элементар-

ной квантовой механики характерные энергетические зависимости с типичными значениями энергетических интервалов $\Delta E \gg D$, одночастичные резонансы, связанные с размерами ямы, переход к дифракционному рассеянию ($\sigma_{\text{tot}} \rightarrow 2\pi (R + \lambda)^2$) с ростом энергии и т. д.

1.4. Статистическая спектроскопия.

Случайно ли распределение уровней компаунд-ядра?

Большой интерес представляют не только средние «оптико-модельные» величины, но и флуктуационные отклонения от них. В области изолированных резонансов ($\Gamma \ll D$) речь идет о статистике ядерных уровней и соответствующих волновых функций^{17,18}, проявляющихся через квадраты модуля некоторых своих компонент (нейтронные и радиационные ширины). Если, согласно концепции составного ядра, волновые функции истинных стационарных или квазистационарных состояний имеют в простом (например, оболочечном) базисе очень сложную структуру, состоящую из миллиона некогерентных компонент (2), то, как уже говорилось, можно изучать статистические свойства этого ансамбля уровней. Это быстро развивающееся направление теоретического исследования и вычислительного моделирования называют «статистической спектроскопией», охватывающей, кроме ядер, спектры атомов, молекул и модельных квантовых систем.

Статистическая спектроскопия началась именно с изучения нейтронных резонансов, где можно выделить последовательности десятков и сотен уровней с заданными значениями интегралов движения J^P . Статистические свойства достаточно больших кусков таких спектров оказываются в различных ядрах подобными между собой. С хорошей точностью распределения $w(\varepsilon)$ расстояний ε между последовательными уровнями в спектре со средним расстоянием D даются функцией Вигнера¹⁹

$$w(\varepsilon) = \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon}{D^2} e^{-\pi\varepsilon^2/4D^2}. \quad (4)$$

Обращение $w(0)$ в нуль выражает факт «отталкивания» уровней одинаковой симметрии, впервые обсуждавшийся в²⁰ и обнаруженный в анализе реальных спектров в²¹. Распределение (4) совпадает с распределением Рэлея для длин двумерных векторов, компоненты которых являются независимыми гауссовыми случайными переменными. Обращение длины вектора в нуль требует одновременного исчезновения обеих его компонент, что возможно лишь в одной точке плоскости (множество меры нуль).

В терминах матричных элементов гамильтониана H для двухуровневой системы квадрат ε^2 расстояния между собственными значениями равен

$$\varepsilon^2 = (H_{11} - H_{22})^2 + 4|H_{12}|^2. \quad (5)$$

В системе с инвариантностью относительно отражения времени фазы базисных состояний можно выбрать так, что недиагональные матричные элементы H_{12} и $H_{21} = H_{12}^*$ эрмитова гамильтониана H будут вещественными, и, следовательно, равными между собой, $H_{12} = H_{21}$. Если оставшиеся переменные $\xi = H_{12}$ и $\eta = (H_{11} - H_{22})/2$ считать случайными нормально распределенными величинами, то мы придем к распределению Рэлея — Вигнера (4) для величины ε . Таким образом, формула (4) выражает фактически определенные свойства случайного гамильтониана (некоррелированность и гауссовость матричных элементов, эрмитовость и T -инвариантность). В некотором смысле это означает дальнейший шаг на пути к предельно статистическому описанию системы — усреднение не только по макросостояниям, но и по самим неизвестным гамильтонианам, которые управляют точной микроскопической динамикой, но при очень густой сетке уровней проявляют лишь некоторые общие свои характеристики.

Задание глобальных свойств симметрии, инвариантных по отношению к преобразованиям базиса, определяет «канонические» ансамбли случайных матриц ²², играющие в смысле минимальности вложенной информации такую же роль, как ансамбли Гиббса в обычной статистической механике. Так, для T -инвариантных систем возникает гауссов ортогональный ансамбль, в простейшем (двумерном) случае дающий распределение (4). Для больших отрезков спектра функция распределения собственных значений ²² имеет вид экспоненты $e^{-\text{const} \cdot T \cdot (H^2)}$, умноженной на полином, обращающийся в нуль при совпадении любой пары собственных значений; распределение расстояний соседних уровней при этом очень близко к результату (4) для двумерных матриц, так что их отличие находится пока за пределами погрешностей обработки экспериментальных данных.

Если T -инвариантность гамильтониана нарушена, то недиагональные матричные элементы $\xi = H_{12} = H_{21}^*$ комплексны, так что в равенстве (5) обращение ε в нуль требует равенства нулю трех случайных переменных (η , $\text{Re} \xi$ и $\text{Im} \xi$). Такие случайные матрицы описываются гауссовым унитарным ансамблем, для которого имеется более сильное отталкивание уровней, $w(\varepsilon) \sim \varepsilon^2$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Здесь возникает исключительная ситуация, когда можно пытаться по такому сугубо статистическому эффекту, как усредненная по ансамблю корреляция положения близких уровней, искать ответ на вопрос о наличии в ядерной динамике компоненты, нарушающей одну из фундаментальных симметрий природы, — обратимость времени. На имеющемся экспериментальном материале ядерных уровней достоверных указаний на отсутствие T -инвариантности не найдено.

Функция Вигнера (4) хорошо описывает распределение ближайших расстояний между уровнями как для нейтронных, так и для протонных резонансов в тех случаях, когда с достаточной степенью надежности отбираются состояния составного ядра с определенными квантовыми числами J^P . Аналогичными свойствами обладают типичные атомные спектры (хотя здесь качество сравнения хуже) и спектры, найденные в диагонализации оболочечного гамильтониана с остаточными силами.

В некотором смысле противоположным является распределение Пуассона

$$w(\varepsilon) = \frac{1}{D} e^{-\varepsilon/D}, \quad (6)$$

где плотность вероятности обнаружения соседнего уровня на малых расстояниях есть константа $w(0) = 1/D$, и максимум в спектре приходится как раз на малые расстояния. *) Здесь уровни в энергетической шкале создают случайную последовательность событий, подобную распределению актов радиоактивного распада во времени. Можно проследить, что при наложении ¹⁸ друг на друга вигнеровских последовательностей уровней для разных J^P полное распределение приближается к пуассоновскому, так как вращательная инвариантность гамильтониана и сохранение четности строго запрещают матричные элементы H_{12} между членами разных последовательностей. Аналогичные результаты можно получить и из анализа даже первых возбужденных состояний ядер, т. е. при рассмотрении «поперечного» к шкале энергий сечения ансамбля уровней разных ядер (еще одно проявление эргодических свойств). Здесь, однако, распределения типа Вигнера для фиксированных значений J^P и типа Пуассона для уровней с разными значениями точных интегралов движения возникают лишь после исключения систематических коллективных эффектов, регуляризующих свойства низколежащих состояний.

Глубокие физические причины, определяющие результирующий характер спектра, по-видимому, еще не до конца раскрыты. Только начинает выяс-

*) Впервые пуассоновское распределение расстояний между уровнями тяжелых ядер было использовано в работе И. И. Гуревича ²³.

няться взаимосвязь этих явлений с интенсивно изучаемым динамическим хаосом^{24,25}, который может возникать в классических системах даже при очень малом числе степеней свободы, проявляясь как эргодическое поведение траекторий в определенных областях фазового пространства и их неустойчивость по отношению к малой вариации начальных условий. В последние годы все больше появляется примеров стохастического движения в простых квантовых системах, где квантовые соотношения неопределенности и связанное с ними расплывание волновых пакетов могут изменить характер эволюции при больших временах²⁶.

Первоначальная стадия теоретического изучения и численного моделирования дала аргументы в пользу разделения (по крайней мере, в квазиклассическом пределе) квантовых систем на «регулярные» и «нерегулярные» в зависимости от того, характеризуется ли их классический аналог квазипериодическим или эргодическим поведением. К регулярным, в частности, относятся интегрируемые системы с более чем одной степенью свободы. В соответствующих квантовых системах расстояния между уровнями не коррелированы и распределение должно быть пуассоновским (6). В отличие от этого системы, хаотические в классическом пределе, проявляют отталкивание уровней и близкую к вигнеровской (4) функцию распределения расстояний. Простым примером может служить «бильярд Синая» (см. ²⁷) — соответствующая квантовая задача в ²⁸ рассмотрена на примере решения свободного уравнения Шрёдингера в плоской треугольной области, из которой вырезан маленький участок. Начиная с некоторой энергии, уменьшающейся с ростом величины искажения области, спектр собственных значений может быть описан гауссовым ортогональным ансамблем с характерной «жесткостью» (малые и однородные по спектру флуктуации распределения уровней). Низколежащая же часть спектра хранит память об исходной треугольной симметрии с присущим ей вырождением и может быть вычислена (при малом искажении формы) по теории возмущений.

Именно такая ситуация выглядит правдоподобной моделью ядерных спектров. Оболочечная структура низколежащих состояний возникает²⁹ как квантовый аналог квазипериодических траекторий волновых пакетов в поле определенной симметрии. Конфигурации нуклонов, принадлежащие одной оболочке, отвечают³⁰ в основном существенно разным пространственно-спиновым структурам, в то время как главные части остаточного взаимодействия имеют правила отбора, предпочитающие связывать в далеко отстоящие по энергии состояния. В этой области «регулярных» волновых функций достаточно большие массивы уровней будут почти пуассоновскими. В области же «нерегулярных» волновых функций основную роль играют недиагональные (в оболочечном базисе) матричные элементы взаимодействия, создающие, в согласии с первоначальной картиной Бора, стационарные состояния с близкой пространственно-спиновой структурой. Каждое из этих состояний покрывает фактически всю классически доступную часть фазового пространства при данной энергии, и при переходе к квазиклассике возникает (после крупнозернистого огрубления) равновероятное заселение фазовых ячеек, т. е. микроканонический равновесный ансамбль. В модельных квантовых задачах с хаотическим классическим аналогом удается прямо проследить³⁰ переход квантовой функции распределения в фазовом пространстве (которая тоже носит имя Вигнера³¹) в классическое микроканоническое распределение при $\hbar \rightarrow 0$. В квантовом случае здесь следует ожидать распределения уровней, близкого к вигнеровскому (4).

Ансамбль случайных матриц определяет статистические свойства не только собственных значений, но и собственных векторов (2). Наблюдение реализации отдельного канала i распада составного ядра c осуществляет анализ этих сложных суперпозиций, фиксируя квадрат модуля $|A_{ci}^{(c)}|^2$ компоненты, связанной с этим каналом. В гауссовом ортогональном

ансамбле амплитуды $A_i^{(c)}$ в пределе $N_c \gg 1$ описываются нормальным распределением с нулевым средним значением и с дисперсией (3)

$$|A_i^{(c)}|^2 = 1/N_c.$$

Если открыт лишь один канал i , то парциальная ширина распада Γ_i совпадает с полной шириной Γ компаунд-ядра и, поскольку $\Gamma_i \sim |A_i^{(c)}|^2$, для распределения ширин получается распределение Портера — Томаса ³²:

$$w_1(\Gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Gamma}} e^{-\Gamma/2\bar{\Gamma}}. \quad (7)$$

В ситуации, когда регистрируется несколько каналов, распады в которые нескоррелированы, аналогичные рассуждения дают для полной ширины $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ χ -квадрат-распределение с числом ν степеней свободы, равным числу каналов:

$$w_\nu(\Gamma) \sim \Gamma^{(\nu/2)-1} e^{-\nu\Gamma/2\bar{\Gamma}}. \quad (8)$$

Дисперсия этого распределения (флуктуации ширин) позволяет извлечь число открытых каналов

$$\nu = \frac{2\bar{\Gamma}^2}{\Gamma^2 - \bar{\Gamma}^2}. \quad (9)$$

Для барьерных реакций с резкой зависимостью ширин от энергий последняя формула определяет некое эффективное число каналов ¹⁸. Важная информация, полученная таким способом в многочисленных экспериментах, относится к каналам деления (гл. 3).

Чрезвычайно интересным и обещающим направлением дальнейших исследований остается поиск статистических характеристик, несущих сведения о реальном ядерном гамильтониане и отличиях от предельной картины случайных матриц ^{18, 25, 33}.

1.5. Ядерная кинетика

В ряде случаев высокая плотность компаунд-уровней является источником так называемого динамического усиления эффектов, играющих в обычных условиях роль малых поправок ³⁴. Так происходит, в частности, со смешиванием ядерных уровней противоположной четности при учете слабого взаимодействия ³⁵⁻³⁷. Если слабые взаимодействия нуклонов индуцируют добавку

$$U_w \sim \sigma P$$

к потенциалу среднего ядерного поля, то одночастичные орбиты получают примеси порядка

$$\alpha_{s,p} \sim \bar{U}_w / \omega_0,$$

где \bar{U}_w — типичный матричный элемент слабого возмущения между нуклонными состояниями разной четности, которые принадлежат соседним оболочкам, разделенным по энергии на ω_0 .

В составном ядре смешивающиеся сложные состояния имеют разности энергий $\Delta E \sim D$, а волновые функции без учета слабого взаимодействия представляются некогерентными суперпозициями (2), где ϕ_i — оболочечные детерминанты Слэтера. Одночастичный оператор U_w в каждом детерминанте ϕ_i переводит одну частицу на ближайшую пустую оболочку другой четности, отбирая в конечном состоянии соответствующий детерминант ϕ_j . Амплитуды этих детерминантов в функциях компаунд-состояния суть $1/\sqrt{N}$ и $(\Gamma_i/\omega_0)\sqrt{N}$, ибо фрагментация распространяется

на интервал энергий $\Gamma_{\downarrow} < \omega_0$ и вклады далеких компонент в суперпозицию подавлены в отношении $\Gamma_{\downarrow}/\omega_0$. При небольших энергиях возбуждения число частиц, переходы которых разрешены, $\sim A^{2/3}$, так что средний квадрат матричного элемента слабого возмущения дается квадратом некогерентной суммы $A^{2/3}N$ слагаемых, каждое из которых имеет порядок величины $\frac{\overline{U}_w}{\omega_0} \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{N}}$. Учитывая, что $D \sim \Gamma_{\downarrow}/N$, находим амплитуду смешивания близких компаунд-состояний:

$$\alpha_{cc'} \sim \frac{(H_w)_{cc'}}{D} \sim \frac{1}{D} A^{1/3} \sqrt{N} \overline{U}_w \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\omega_0} \frac{1}{N} \sim \frac{\overline{U}_w}{\omega_0} A^{1/3} \sqrt{N}. \quad (10)$$

Таким образом, фактор усиления по сравнению со смешиванием одночастичных уровней составляет

$$\frac{\alpha_{cc'}}{\alpha_{s,p}} \sim A^{1/3} \sqrt{N}. \quad (11)$$

Вернемся теперь к обсуждению области более высоких энергий возбуждения, где время жизни состояний не столь велико, чтобы обеспечить установление полного равновесия ($\Gamma \sim D$ или $\Gamma > D$), так что уровни возбужденной системы перекрываются и результат процесса может зависеть от детальных фазовых соотношений между компонентами начального состояния¹³. Фактически такая ситуация является скорее правилом, чем исключением³⁸, реализуясь уже при энергиях возбуждения в несколько МэВ над порогом испускания частиц. Если вклады в амплитуду реакции $f(E)$ при данной энергии E от большого числа перекрывающихся уровней статистически независимы, то флуктуации сечений $\sigma(E) \sim |f(E)|^2$ будут порядка единицы по сравнению с самими сечениями. Хорошо известным классическим аналогом являются рэлеевские флуктуации интенсивности I поля, создаваемого большим числом N одинаковых источников с полностью некоррелированными фазами, $(\Delta I)^2/\bar{I}^2 \sim 1$ при $N \gg 1$. Наличие таких резких флуктуационных энергетических зависимостей было предсказано теоретически («эриксоновские флуктуации») и затем наблюдалось в большом числе экспериментальных работ. Корреляции сечений при разных энергиях определяются размытостью энергий отдельных промежуточных состояний, т. е. характерными величинами Γ или временами $\tau \sim \hbar/\Gamma$. Учет лишь той части компаунд-процессов, которая связана с наиболее долгоживущими ядерными состояниями, является чрезмерным упрощением. Существует потенциальное рассеяние, искажение падающей волны поглощением в компаунд-состояния с необходимостью приводит к упругому рассеянию теневого (дифракционного) типа, идут прямые процессы быстрого (квазиупругого) выбивания нуклонов или кластеров и т. д. Эти процессы не разнесены заметно во времени с начальным состоянием, и, как подчеркивалось в³⁹, их распознавание родственно задаче о выделении сигнала из шумов. Прямые и компаунд-реакции являются, очевидно, лишь предельными случаями реальной ситуации, когда экспериментальная картина сечений, энергетических и угловых распределений создается наложением результатов многих процессов разной временной длительности^{40,41} и разной степени сложности механизма.

Фактически мы вступаем здесь в новую область, находящуюся еще в начальной стадии развития, — ядерную кинетику. Здесь стоит задача анализа временного хода ядерной реакции, установления иерархии состояний все возрастающей сложности, через которые идет процесс, связи этих состояний с соответствующими масштабами флуктуаций энергетических спектров и особенностей угловых распределений^{42,43}. Г. Фешбахом было введено понятие «проходных» (doorway) состояний как первой стадии начинающегося процесса релаксации сильно неравновесного ядра, получившего исходное возбуждение. Скорее всего, это должны быть состояния сравнительно

простой природы (частично — дырочные или их суперпозиции типа гигантских резонансов). Эти состояния нестационарны. Дальнейшая релаксация ведет как к размещиванию возбуждения среди состояний родственной природы, так и к более сложным состояниям. Энтропия растет, и эволюция стремится к равновесному распределению энергии возбуждения между степенями свободы. На каждом этапе возможен вылет частиц, несущих информацию о длительности соответствующей стадии. Таким образом, среди продуктов реакции могут быть прямые, предравновесные и равновесные (испарительные)⁴⁴; соответствующая постановка эксперимента может их разделять.

Сейчас развито несколько подходов, описывающих картину предравновесных процессов⁴⁵⁻⁴⁷. В определенных предположениях о хаотичности матричных элементов, описывающих переходы, строится феноменологическая кинетическая схема последовательной эволюции системы между классами внутренних состояний. Двумя основными недостатками существующих теорий являются:

1) отсутствие прямой связи с микроскопической структурой данного ядра и конкретным ядерным гамильтонианом;

2) неясная степень обоснованности правдоподобных гипотез о хаотичности.

Конкретные расчеты можно пока провести лишь в каскадных⁴⁸ или экситонных⁴⁹ моделях. Каскадные расчеты моделируют процесс парными нуклонными соударениями, но применимость такого газового приближения остается сомнительной, по крайней мере в области не слишком высоких энергий возбуждения.

В экситонных моделях внутренние состояния классифицируются по числу частично-дырочных возбуждений. Правильность гипотезы о быстрой релаксации внутри каждого такого класса по сравнению с переходами в более сложные конфигурации остается под вопросом. В возбуждениях типа резонанса или глубоких дырочных состояний более приемлемым выглядит обратное предположение. Конечно, упомянутые трудности отражают общие проблемы развития кинетической теории в квантовых системах с сильным взаимодействием.

Эти трудности усугубляются спецификой ядра как конечной ферми-системы, где необходимо учитывать дискретность спектра, отсутствие аддитивных интегралов движения типа импульса и связь с континуумом. Развитие микроскопического подхода в ядерной кинетике остается еще задачей будущего.

Мы ограничились здесь кругом вопросов, непосредственно связанных с гипотезой Н. Бора о составном ядре. Может быть, наиболее ярко вся проблема статистических закономерностей в такой небольшой квантовой системе, как атомное ядро, выступает в физике тяжелых ионов, успехи которой за последнее время являются впечатляющими. Упомянем лишь открытие глубоко неупругих столкновений тяжелых ионов⁵⁰, в которых образуется сравнительно долгоживущая двойная ядерная система, релаксирующая к равновесию, но распадающаяся до его достижения. Угловое распределение продуктов дает фактически развертку процесса релаксации, предоставляя уникальную возможность следить за поведением различных ядерных характеристик во времени.

Одним из наиболее интересных результатов здесь являются указания на важную роль когерентных коллективных явлений, которые обычно не учитываются в статистическом рассмотрении.

Наконец, столкновения релятивистских тяжелых ионов, к которым в полной мере относятся соображения о составном ядре, открывают новую область на диаграмме состояния ядерного вещества, позволяя искать аномальные его фазы — сверхплотную материю, мезонный конденсат, кварк-глюонную плазму.

2. ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЯДРАХ: НЕЗАВИСИМЫЕ ЧАСТИЦЫ ИЛИ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ

«В то время как большинство людей быстрее всего замечают разницу между похожими предметами, для Бора было естественно находить общее в крайне противоположных явлениях».

О. Клейн (179, с. 288)

2.1. Макроскопические коллективные моды

В статье «Единство знаний»⁵¹ Н. Бор писал: «... Ни один опытный факт не может быть сформулирован помимо некоторой системы понятий», и далее: «... Всякая кажущаяся дисгармония между опытными фактами может быть устранена только путем надлежащего расширения этой системы понятий». Вместе с концепцией собственного ядра Н. Бор ввел в ядерную физику еще одно ключевое понятие — коллективное движение. Именно картину коллективного возбуждения системы многих тел, привычную при рассмотрении макроскопических систем, он противопоставлял представлению о ядре как совокупности почти независимых нуклонов.

В распоряжении Н. Бора не было еще достаточной спектроскопической информации, чтобы с определенностью говорить о конкретных типах коллективного движения в ядрах. Однако он сразу обратил внимание⁴ на доминирующую роль в ядерном γ -излучении электрической квадрупольной компоненты. Дипольное излучение ядром длинноволновых квантов обязательно связано с движением протонов относительно нейтронов, т. е. не может быть полностью когерентным. Такого запрета нет для квадрупольного излучения. Н. Бор указывал также⁸ классические ситуации, где может быть подавлено и квадрупольное излучение или даже испускание γ -квантов вообще (радиальные пульсации однородного тела или его вращение вокруг оси симметрии).

Исходя из лежащего в основе идеи промежуточного ядра сопоставления с конденсированными средами, Н. Бор и Ф. Калькар дали⁸ первые оценки возможных в ядре «макроскопических» коллективных мод. Два соображения делают такие оценки почти однозначными. Во-первых, размеры ядра по соотношению неопределенности задают среднюю кинетическую энергию $\bar{\epsilon}$ частиц. Во-вторых, интенсивные свойства большинства ядер, кроме наиболее легких, в грубом приближении универсальны. Тогда и упругие их характеристики тоже должны быть примерно постоянными. Используя макроскопические аналоги, Н. Бор и Ф. Калькар показали, что в ядре следует ожидать возможности упругих колебаний с плавно меняющейся в зависимости от массового числа энергией кванта $\hbar\omega \sim \bar{\epsilon}A^{-1/3}$, если колебания носят объемный характер, или $\hbar\omega \sim \bar{\epsilon}A^{-1/2}$ для поверхностных колебаний. Возвращающей силой в этих двух случаях служат соответственно объемные силы упругости и поверхностное натяжение.

Такие колебания жидкокапельного типа даже в наиболее тяжелых ядрах отвечают энергиям кванта > 2 МэВ. Поэтому, отмечает далее Н. Бор и Ф. Калькар, наименее возбужденные состояния ядер должны иметь другую природу. Авторы указывают свидетельства существования других типов возбуждений в ядрах. В первую очередь они отнесли сюда периодические изменения энергий связи ядер вдоль таблицы элементов и заметное превышение энергий первых возбужденных состояний в четно-четных ядрах по сравнению с ядрами, нечетными по одному или обоим сортам нуклонов. Отдельно обсуждается вопрос о связи орбитальных и спиновых моментов отдельных частиц, что могло бы привести к аналогу тонкой структуры в ядерных спектрах. Наконец, высказывается гипотеза о возможности кол-

лективного сложения орбитальных моментов, дающего картину, подобную картине вращающегося твердого тела. Соответствующие энергетические интервалы ΔE_r между нижними ротационными состояниями должны быть обратно пропорциональны моменту инерции \mathcal{I} , т. е. по твердотельной оценке малы, $\Delta E_r \sim \mathcal{I}^{-1} \sim A^{-5/3}$. Правда, авторы отмечают возникающее противоречие такого «квазитвердого» вращения с жидкокапельными свойствами ядра.

Сегодня, спустя почти полвека после работы Н. Бора и Ф. Калькара, мы отчетливо видим, что в ней, как в зародыше, сосредоточена программа будущих экспериментальных и теоретических исследований ядерных возбуждений, причем превосхищены именно те узловые точки, из которых выросли наиболее важные результаты, сложившиеся сейчас в общепринятые представления о ядерной структуре^{17, 52}.

2.2. М о г у т л и п р о я в л я т ь с я о д н о ч а с т и ч н ы е с т е п е н и с в о б о д ы ?

Огромная экспериментальная информация, в том числе отмеченное Н. Бором и Ф. Калькаром периодическое изменение ядерных свойств, указывает на то, что, несмотря на сильное взаимодействие нуклонов между собой, одночастичное движение сохраняется в ядрах как самостоятельный тип возбуждения. Не будучи точным стационарным состоянием, это движение затухает со временем, что в оптической модели описывается суммарным образом с помощью комплексного потенциала. Резкое уменьшение плотности уровней с уменьшением энергии возбуждения естественным образом должно увеличивать время жизни одночастичных состояний. В пределе возникает картина простого движения частиц в вещественной потенциальной яме, где заполняются в соответствии с принципом Паули низшие одночастичные уровни, определяя тем самым конфигурацию основного состояния ядра. Простейшие возбужденные состояния описываются тогда некоторым числом пар частица — дырка.

Как упоминалось в гл. 1, существуют²⁹ простые квазиклассические причины для группировки собственных значений энергии в оболочки, вследствие чего плотность одночастичных уровней оказывается не равномерной, а модулированной с частотой ω_0 (типичное расстояние между оболочками, которое определяется условиями отражения на границе ядра устойчивых волновых пакетов, т. е. геометрией потенциала, и поэтому совпадает с боровской оценкой $\bar{\epsilon} A^{-1/3}$ для объемных упругих волн). В иерархии усложняющихся состояний одночастичное движение отвечает максимальным корреляционным ширинам $\Gamma_{s,p} \sim \hbar \omega_0 \sim \hbar / \tau_{s,p}$, где $\tau_{s,p} \sim R/v \sim \hbar A^{1/3} / \bar{\epsilon}$ — время пролета частицы через ядро.

Задачей разумной оболочечной схемы является не только качественное объяснение периодичности ядерных свойств, но и, главным образом, конкретное предсказание последовательности энергий и квантовых чисел одночастичных орбит, а тем самым магических чисел. Первые варианты модели оболочек давали правильные магические числа только для нижних оболочек. Это обстоятельство, наряду с неясной степенью обоснованности наивной картины независимых частиц при наличии сильного взаимодействия между ними, влекло за собой недоверие ко всем моделям такого рода. Это недоверие четко высказывалось и Н. Бором, выдвигавшим⁵ в противовес представление о запутанном коллективном движении в компаунд-ядре. Тем не менее оказалось возможным найти⁵³ простую модификацию модели оболочек, где с помощью введения, дополнительно к центральному потенциалу, спин-орбитального расщепления нуклонных орбит по полному моменту $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ удалось поставить на нужные места все магические числа и правильно предсказать почти для всех ядер спины основных состояний. Дальнейшая история раз-

вития привела к внутреннему синтезу представлений об одночастичном и коллективном движении в ядрах.

Вполне однозначными рецепты простой модели сферических оболочек могут быть лишь для магических и соседних с ними ядер, имеющих одну лишнюю частицу или дырку. Заполненные оболочки с необходимостью обладают квантовыми числами $J^P = 0^+$, соседние же с магическими ядра должны иметь спин и четность, совпадающие с моментом j и четностью ближайшей орбиты, к которой принадлежит последний нуклон (или дырка). Для остальных ядер оболочечная модель определяет лишь основную конфигурацию валентных нуклонов, но требует добавочных гипотез типа атомных правил Хунда, чтобы дать ответ на упоминавшийся Н. Бором вопрос о схеме сложения моментов на частично заполненных орбитах. Эмпирический факт, что все основные состояния четно-четных ядер характеризуются квантовыми числами 0^+ , подсказывает гипотезу о спаривании нуклонов на вырожденных орбитах (j, m) и $(j, -m)$, переходящих друг в друга при обращении времени. Энергетическая выгодность спаривания явно следует из разности масс четных и нечетных ядер, добавляющейся к оболочечным вариациям, и из различия плотностей низколежащих уровней (как упоминалось выше, на это также обращали внимание Н. Бор и Ф. Калькар⁸). Это однозначно отождествляет спин J_0 основного состояния нечетного ядра с моментом j орбиты неспаренного нуклона.

Оболочечная модель со спин-орбитальной связью и правилом спаривания является, в тех или иных модификациях, базой практически всех расчетов структуры сложных ядер. Однако на этом уровне речь может идти лишь об одночастичных характеристиках: спины и четности основных состояний и возбуждений типа частица-дырка, статические мультипольные моменты состояний с одним неспаренным нуклоном, вероятности β -распада, электромагнитных одночастичных переходов и реакций типа прямого выбивания, срыва или подхвата нуклонов. Большим качественным успехом модели оболочек явилось объяснение островков изомерии — групп ядер, где уровень с большим $j = l + (1/2)$, опустившийся вследствие спин-орбитального расщепления в нижнюю оболочку, оказывается в окружении уровней другой четности с заметно отличающимся j , что приводит к сильному подавлению γ -переходов между ними и возникновению изомерных состояний.

В целом нет сомнений в реальности нуклонных оболочек. Численные же предсказания зачастую согласуются с экспериментом в лучшем случае по порядку величины и по некоторым качественным тенденциям. Магнитные моменты нечетных ядер систематически отклоняются внутрь от простых оболочечных предсказаний (линии Шмидта¹⁷) на величину порядка 1 я. м., хотя, казалось бы, они полностью обусловлены одним неспаренным нуклоном. Еще хуже обстоит дело с электрическими квадрупольными моментами, которые при заполнении оболочки начинают заметно превышать оболочечные предсказания, оказываясь к тому же величинами одного порядка как для протонно-нечетных, так и для нейтронно-нечетных ядер. Есть области ядер (например, редкоземельные и следующие за ними ядра с $A = 150-180$ и и тяжелые ядра с $A > 220$), где модель оболочек не может объяснить даже спины основных состояний.

2.3. На пути к обобщенной модели

Накопление экспериментальной информации по большой совокупности ядер позволило на рубеже 50-х годов сделать новый шаг в понимании ядерной структуры, связанный с выдвинутой Дж. Рейнуотером, О. Бором и Б. Мотгельсоном идеей деформации ядер⁵⁴⁻⁵⁶. Ясно, что модель независимых частиц, где взаимодействие нуклонов целиком сведено к среднему потенциальному полю, может служить лишь первым приближением к более точному описанию. Заведомо должны существовать «остаточные» силы,

приводящие к корреляциям нуклонов. Один тип таких корреляций — спаривательные — уже упоминался. При серьезном учете остаточных взаимодействий возникает смешивание оболочечных конфигураций. Поскольку заранее остаточные силы неизвестны, важны физические соображения, выделяющие основные компоненты этих сил.

Пусть силы таковы, что предпочитают максимальное перекрытие нуклонных волновых функций. Добавление нуклона сверх магического остова на определенный уровень с моментом j и проекцией $j_z = m$ фиксирует в квазиклассическом приближении «плоскость орбиты». Тогда с точки зрения корреляций нуклонов выгодно несколько исказить сферический остов, деформировав его в соответствии с орбитой внешнего нуклона. В терминах квантовой теории возмущений эта «связь нуклонов с поверхностью» означает поляризацию остова — примесь к замкнутой конфигурации виртуальных возбуждений типа частица — дырка с «правильной» пространственной ориентацией. Конечно, искажение одним внешним нуклоном созданного всеми частицами среднего поля мало, но эта малость может в значительной степени компенсироваться когерентными вкладами в поляризацию остова от большого числа внутренних нуклонов. В результате мультипольные моменты нечетного ядра (в первую очередь, электрический квадруполь) приобретают обусловленную остаточными ядерными силами добавку, точная величина которой зависит от поляризуемости остова полем данной симметрии. Заметим, что о поляризуемости ядра также было, по-видимому, впервые сказано Н. Бором в работе⁵⁷ 1938 г.

В магических ядрах квадрупольная поляризуемость ядра невелика, так как квадрупольные переходы с рождением пары частица — дырка требуют из-за сохранения четности большой энергии $\sim 2\hbar\omega_0$. С увеличением числа валентных нуклонов ситуация меняется, когерентно складываются их усилия по поляризации остова и добавляются еще низкоэнергетические виртуальные переходы самих валентных нуклонов; можно ожидать, что система становится все более «мягкой». При этом принципиальная разница нечетных и четно-четных ядер теряется: во втором случае роль затравочного поля может играть виртуальный разрыв сферической пары нуклонов. Такое возбуждение создает вынужденную поляризацию остова, и если потенциальная энергия деформации при этом растет, то возникают самоподдерживающиеся колебания вокруг сферической формы.

Действительно, почти во всех четно-четных ядрах первое возбужденное состояние имеет квантовые числа 2^+ . Энергия $E(2^+)$, которую естественно сопоставить с частотой колебательного кванта, быстро падает при заполнении оболочки. В магических и околomagических ядрах значение $E(2^+)$ примерно согласуется с частотой квадрупольных поверхностных колебаний заряженной жидкой капли. Но при удалении от магического ядра гидродинамические оценки превышают значение $E(2^+)$ в 4—5 раз. Одновременно со смягчением квадрупольной колебательной моды растут вероятности E2-переходов между основным и одноквантовым состояниями. В типичных сферических ядрах эти вероятности в несколько десятков раз превышают характерные вероятности одночастичных переходов, явно демонстрируя коллективный характер движения.

2.4. Фононы в ядрах

Вибрационная картина квадрупольных возбуждений подтверждается наличием в низколежащей области спектра серий состояний, подобных колебательным полосам в молекулах. Вблизи энергии $2E(2^+)$ во многих сферических ядрах найдены триплеты близких состояний 4^+ , 2^+ , 0^+ , которые можно интерпретировать как двухквантовые квадрупольные уровни. В идеальном случае невзаимодействующих квантов (гармоническое приближение⁵⁸) оператор квадрупольного момента, индуцирующий E2-переходы, пропорционален координате квадрупольного осциллятора. Поэтому разрешены лишь

переходы с изменением числа квантов n на $\Delta n = \pm 1$, причем для всех уровней двухквантового триплета приведенная вероятность перехода в однофононное состояние должна вдвое превышать вероятность перехода из однофононного в основное состояние.

Существуют и состояния, которым можно приписать многоквантовую структуру. В частности, большая информация собрана по так называемым ираст-полосам, объединяющим уровни ядра с наименьшей энергией для разных значений полного момента I . В сферических ядрах можно проследить ираст-полосы с четными $I = 2n$ и положительной четностью, имеющие, вероятно, n -квантовую природу (это те члены n -квантового мультиплета, где моменты квантов выстраиваются в максимально возможное значение $2n$). В гармонической ситуации вдоль ираст-полосы должны идти интенсивные $E2$ -переходы с типичным «лазерным» фактором индуцированного усиления \sqrt{n} в амплитуде перехода $n \rightarrow n - 1$ ⁵².

Феноменологическая теория гармонических мультипольных колебаний строилась первоначально ⁵⁸ на основе квантования малых отклонений от равновесия в капле идеальной жидкости. Реально, однако, основные черты феноменологического описания зависят лишь от предполагаемой симметрии возбуждений и сохраняют силу безотносительно к модели жидкой капли. Экспериментальная картина низколежащих коллективных состояний в целом укладывается ⁵² в схему квадрупольных колебаний. Сильным аргументом в пользу этой схемы является мощная коллективизация квадрупольных переходов с $|\Delta n| = 1$ и слабость тех переходов, которые отсутствуют в гармоническом приближении ($|\Delta n| = 2$ и $\Delta n = 0$). И все же гармоническое приближение оказывается явно недостаточным. Энергетические интервалы и вероятности электромагнитных переходов заметно отклоняются от простых предсказаний гармонической модели, мультиплеты сильно расщеплены по полному моменту, обнаружены ненулевые средние значения квадрупольного момента в первом возбужденном состоянии 2^+ , строго запрещенные в гармоническом приближении (аналог равенства нулю средней координаты осциллятора в состоянии с определенным числом квантов). Квадрупольное колебательное движение является сильно ангармоническим ⁵⁹.

Это и понятно, так как из-за малости частот ω в мягких сферических ядрах амплитуда квадрупольных отклонений от равновесной формы слишком велика, чтобы теория малых колебаний оставалась в силе. Мы имеем дело с медленным коллективным движением больших масштабов, к которому адиабатически подстраиваются одночастичные степени свободы. Таким образом, заметную долю времени нуклоны движутся в деформированном среднем поле, и понятие формы ядра становится несколько условным.

2.5. Деформация ядер

Мягкость ядра с большой амплитудой нулевых колебаний означает близость его к точке неустойчивости. Обращение ω в нуль свидетельствовало бы о необходимости перестройки основного состояния (аналог фазовой моды). Хорошо известны резкие изменения ⁵² ядерных свойств от одного ядра к соседнему (например, при добавлении пары нейтронов к изотопам с $N = 88$ мягкое сферическое ядро сменяется статически деформированным). Деформация наступает, по-видимому, несколько раньше точки, где $\omega \rightarrow 0$, и переход по терминологии статистической физики можно было бы назвать переходом первого рода в присутствии мягкой моды. Здесь деформированное среднее поле обеспечивает более глубокий минимум энергии, чем сферическое. После возникновения статической деформации меняются квантовые числа одночастичных орбит — вместо центральной симметрии поля остается лишь аксиальная (пока с достоверностью неизвестны ядра, не имеющие в основном состоянии оси симметрии, хотя вопрос этот интенсивно

обсуждается ⁶⁰), и распределение орбит по энергии становится более равномерным. В случае квадрупольной деформации (возможно, что ядра в районе $A = 220 - 230$ имеют стабильную октупольную деформацию ⁶¹) сохраняется вырождение по знаку проекции момента частиц на ось симметрии, а вместе с ним и спаривание частиц на вырожденных орбитах, связанных между собой обращением времени.

Деформированные ядра обычно являются более жесткими, чем типичные сферические. Из пяти квадрупольных колебательных мод в сферическом ядре, вырожденных по проекции момента, в случае аксиальной деформации остаются две (колебания продольные и поперечные по отношению к оси сфероида). Это — так называемые β - и γ -моды, частоты которых слабо меняются от ядра к ядру, имея порядок величины 1 МэВ. Соответствующая амплитуда колебаний мала по сравнению со статической деформацией, и эффекты ангармоничности не столь принципиальны, как в мягких сферических ядрах. Оставшиеся три квадрупольные степени свободы определяют пространственную ориентацию деформированного ядра. При этом возникает возможность предсказанного Н. Бором и Ф. Калькармом вращательного движения.

2.6. Вращения ядер. Твердое тело или жидкая капля?

Ротационные полосы являются наиболее ярким отличительным признаком спектров несферических ядер ⁶². Как следует из боровских оценок (гл. 1), вращательное движение — самое медленное ядерное возбуждение. Оно адиабатично по отношению к другим степеням свободы, и на каждой одночастичной конфигурации (или на колебательном состоянии) можно построить свою вращательную полосу. Коллективное вращение может происходить лишь вокруг осей, перпендикулярных оси симметрии. Каждая полоса при этом приближенно характеризуется значением K проекции внутреннего момента конфигурации на ось симметрии. В силу неинерциального характера системы отсчета, связанной с вращающимся ядром, возникают центробежные и кориолисовы эффекты, перемешивающие полосы с разными K .

При небольших угловых моментах J кориолисовы силы малы и спектр вращательной полосы представляется простым выражением для ротатора с фиксированным моментом инерции \mathcal{I}_0

$$E_J = \text{const} + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}_0}. \quad (12)$$

Вероятности переходов между полосами в предположении неизменности их внутренней структуры удовлетворяют геометрическим правилам интенсивности ⁶³, которые примерно выполнены на опыте.

Глубокие физические проблемы связаны с величиной момента инерции ⁶⁴. Эта величина легко вычисляется в молекулярных системах, где существует естественный каркас, с которым можно связать оси подвижной системы координат. Тогда нетрудно выразить углы, определяющие ориентацию каркаса, через координаты ядер и выделить энергию вращения (12) как составную часть оператора кинетической энергии системы. В ядре, состоящем из тождественных частиц, однозначный рецепт выделения коллективных углов отсутствует. Обычные способы рассмотрения состоят в принудительном внешнем вращении системы с некоторой угловой скоростью Ω и отыскании коэффициента пропорциональности между возникшим средним значением углового момента $\langle J \rangle$ и величиной Ω : $\hbar \langle J \rangle = \mathcal{I} \Omega$. Микроскопическая обоснованность этой процедуры (кренкинг-модель ⁶⁵) для ядер со стабильной аксиальной деформацией была показана значительно позже ⁶⁶.

Применение модели принудительного вращения дает существенно различные результаты для идеальной жидкости и для газа независимых фер-

мионов. Мы уже упоминали о боровском противопоставлении жидкокапельной и твердотельной картин. Ферми-газ в несферическом среднем поле вращается^{65, 67} (с квазиклассической точностью) как твердое тело с таким же пространственным распределением плотности. Этот результат близок по смыслу к знаменитой теореме Н. Бора — ван Леевен^{68, 69} об отсутствии магнетизма в классической равновесной системе зарядов. Причиной является сохранение изотропии распределения по скоростям в каждой точке даже при наложении однородного магнитного поля. Аналогично этому во вращающемся ферми-газе кориолисов член $-\Omega\mathbf{J}$ в квазиклассическом приближении не меняет изотропии распределения по скоростям относительно вращающейся системы, так что поле скоростей является чисто переносным, $\mathbf{v} = [\Omega\mathbf{r}]$, и вращение носит твердотельный характер, $\mathcal{Y} = \mathcal{Y}_{\text{тв}}$.

С другой стороны, потенциальное течение идеальной жидкости в несферическом вращающемся сосуде требует значительно большей энергии для создания такого же полного момента, что отвечает⁶² малому гидродинамическому моменту инерции $\mathcal{Y}_{\text{г.д}} \approx \mathcal{Y}_{\text{тв}}\beta^2$, где $\beta = \Delta R/R$ — параметр несферичности (в типичных деформированных ядрах $\beta \approx 0,2 - 0,3$). Картина вращения здесь ближе к распространению поверхностной волны с перекачиванием несферической «горбушки». Экспериментальные моменты инерции оказываются лежащими между гидродинамической и твердотельной границами, $\mathcal{Y} \approx (1/2 \div 1/3) \mathcal{Y}_{\text{тв}}$.

2.7. Парные корреляции в ядре. Сверхтекучесть

Важным шагом в дальнейшем углублении понимания ядерной структуры явилось развитие микроскопической теории парных корреляций⁷⁰⁻⁷². Феноменологическое введение спаривания в модель независимых частиц, необходимое для однозначности ее предсказаний, сменилось осознанием того факта, что система нуклонов в сложных ядрах является сверхтекучей (сверхпроводящей). Конечно, такая связь могла быть установлена только после построения микроскопической теории сверхпроводимости металлов. По этому образцу была теперь сформулирована и теория парных корреляций в ядрах. Выяснилось, что кроме тех лежащих на поверхности явлений, которые ассоциировались с влиянием спаривания раньше, на самом деле парные корреляции влияют почти на все свойства как одночастичных, так и коллективных возбуждений.

Из-за присутствия конденсата куперовских пар неспаренные частицы нужно рассматривать как новые элементарные возбуждения — квазичастицы, являющиеся суперпозициями старых частиц и дырок. Спектр оболочечных возбуждений ϵ_λ приобретает щель $\epsilon_\lambda \rightarrow E_\lambda = \sqrt{\epsilon_\lambda^2 + \Delta^2}$, плотность низколежащих уровней сильно уменьшается, а все одночастичные матричные элементы перенормируются. Величина щели $\Delta \sim 1$ МэВ согласуется с разностями масс четно-нечетных ядер. Заметим, что в среднем значение Δ уменьшается $\sim A^{-1/2}$ в сторону тяжелых ядер. Не есть ли это указание на преобладающую роль поверхностной области в парных корреляциях? Такие соображения высказывались неоднократно, но однозначного ответа пока нет.

Спаривание сверхпроводящего типа радикально меняет характеристики низколежащих коллективных возбуждений⁷¹. Известно, что в нормальном ферми-газе при низких температурах не могут распространяться волны со скоростью s меньше скорости v_F частиц на границе Ферми: в континууме возбуждений частица — дырка найдется такое, в которое сможет перейти волновой квант с выполнением законов сохранения энергии и импульса, что приведет к быстрому поглощению волн (трансформации их в движение некоррелированных частиц и дырок). Это относится и к обычному звуку, который требует достаточно большой частоты столкновений частиц $\omega_{\text{ст}} > \omega_{\text{зв}}$, чтобы успевало установиться равновесное импульсное распределение

при сжатиях и разрежениях среды; в вырожденном же ферми-газе столкновения вымирают. Л. Д. Ландау⁷³ указал на возможность распространения волн так называемого нулевого звука с $c > v_F$ и $\omega_{\text{зв}} > \omega_{\text{ст}}$, закон дисперсии которых не попадает в континуум частица — дырка. Эти бесстолкновительные волны можно представлять как распространение деформации ферми-поверхности, где упругость самосогласованно создается взаимодействием частиц. Низколежащие коллективные волны возрождаются⁷⁴ в сверхпроводящих системах, где нижняя граница парного континуума равна не нулю, а 2Δ .

Качественные черты такой ситуации сохраняются и в ядрах. Мягкие квадрупольные колебания ядер имеют частоту $\omega < 2\Delta$ (а в типичных сферических ядрах $\xi = \omega/2\Delta \ll 1$), и их можно интерпретировать как волны разрыва куперовских пар и создания коррелированных двухквазичастичных состояний — квадрупольных фононов, энергия которых понижена по сравнению с 2Δ за счет квадрупольной компоненты остаточного взаимодействия квазичастиц, усиленной вследствие поляризации остова. В околомагических ядрах колебания «естественных» мультипольностей (2^+ , 3^- , ...) похожи на боровские жидкокапельные моды⁷⁵. Из-за оболочечного просвета ω_0 в плотности одночастичных уровней кванты колебаний здесь скорее аналогичны экситонам в полупроводниках. В мягких же сферических ядрах с $\xi \ll 1$ начинает доминировать «металлическое» поведение сверхпроводящих нуклонов внешних оболочек, приводящее к наблюдаемым низкоэнергетическим модам. Наконец, высоколежащие гигантские резонансы менее чувствительны к оболочечным эффектам и ближе всего к нулевому звуку Ландау.

В области низколежащих мод основной проблемой остается структура спектров мягких сферических ядер. Последовательное микроскопическое описание ангармоничности, инициированное работой⁵⁹, связано с очень сложными численными расчетами. Поэтому полезным было бы выделение — из теоретических соображений и с помощью анализа данных — основных ангармонических эффектов. В рамках классической феноменологической теории старшие поправки к гармоническому приближению⁵⁸ даются вследствие малой частоты ω и большой амплитуды колебаний $\sim 1/\sqrt{\omega}$ нелинейными слагаемыми потенциальной энергии. Коллективный фонон является суперпозицией типа (2) большого числа частично-дырочных возбуждений данной симметрии. Но в отличие от (2), фононная суперпозиция является когерентной, что и дает усиление вероятностей (коллективизацию) переходов. Наличие малых параметров адиабатичности $\xi = \omega/2\Delta$ и коллективности $1/\sqrt{N}$ позволяет провести дискриминацию и выбрать из массы возможных поправочных членов⁷⁶ главнейшие. Основными в типичных случаях оказываются⁷⁷ сильная четырехфононная ангармоничность и добавки ротационного типа (24) к энергиям многофононных состояний, связанные с виртуальной деформацией медленно колеблющегося ядра и появляющейся из-за этого степенью свободы коллективного вращения. Такой анализ выявляет новые нетривиальные регулярности колебательных спектров. Замечательно, что несмотря на сильное несохранение числа квантов ангармоническими добавками, общая структура спектра фононных мультиплетов сохраняется в точных нелинейных решениях⁷⁸. Однако детальная подгонка спектров по многим ядрам требует введения дополнительных параметров и еще не проведена.

В более разработанном состоянии находится другой подход — так называемая модель взаимодействующих бозонов (МВБ)^{79–81}, где оставляются лишь члены ангармонического гамильтониана, сохраняющие полное число квантов. В первоначальной формулировке МВБ фононы интерпретировались как образы пар фермионов и учитывались лишь s- и d-кванты, моделирующие конденсатные ($l = 0$) и квадрупольно возбужденные ($l = 2$) нуклонные пары. Такая буквальная интерпретация не имеет достаточного микроскопического обоснования⁷⁷ и приводит к ряду слишком жестких предсказаний,

не находящихся экспериментального подтверждения. Например, в системе $2N$ фермионов сверх магического ядра суммарное число бозонов s - и d -типов следует положить равным $n = N$ и все вращательные полосы должны обрестись на максимальном моменте $J = 2N$, когда произошел полный переход $s \rightarrow d$. Такого обрыва полос не наблюдается. Стремление избавиться от этих искусственных эффектов заставляет вводить много новых параметров.

Таким образом, описание мягких сферических и переходных к деформированным ядер оказалось более сложной теоретической задачей, чем ядер со стабильной деформацией. Это связано с большой амплитудой коллективного движения, в силу чего базис исходных сферических оболочек недостаточно адекватен для описания флуктуаций ядерного поля.

2.8. Гигантские резонансы

Отдельной и очень интересной областью изучения коллективного ядерного движения является физика гигантских резонансов⁸². Специфика ядерного нулевого звука состоит в том, что собственные частоты когерентных суперпозиций частично-дырочных пар попадают в непрерывный спектр. Возбуждение гигантских резонансов разной орбитально-спиновой и изоспиновой структуры наблюдается в многочисленных ядерных процессах; они служат, как обсуждалось в гл. 1, входными состояниями для дальнейшего процесса релаксации. Наблюдаемые ширины этих резонансов велики (≥ 1 МэВ) и связаны^{83, 84} с деградацией когерентного движения в менее упорядоченные сложные конфигурации.

Одно из первых обсуждений физики гигантских резонансов было дано все в той же многократно цитированной нами работе Н. Бора и Ф. Калькара⁸. Эксперимент (опыты Боте — Гентнера⁸⁵ по ядерному фотоэффекту) давал тогда лишь указания на концентрацию силы γ -переходов в области частот, существенно превышающих частоты, которыми характеризовалось бы равновесное тепловое излучение составного ядра. Авторы писали: «В переходах из этих сильно возбужденных состояний ядра в его нормальное состояние проявляются какие-то особые свойства механизма излучения, быть может, связанные с появлением дипольных моментов». Действительно, здесь наблюдался именно дипольный гигантский резонанс (как мы уже отмечали, связанный с относительными колебаниями нейтронов и протонов, т.е. изовекторного характера), которому еще долго суждено было быть единственным представителем большого класса коллективных движений.

Специальному обсуждению ядерного фотоэффекта посвящены две заметки Н. Бора 1938 г.^{87, 86}. Он отмечает кажущееся противоречие между высокой плотностью ядерных уровней в той области, куда попадает частота резонанса, и самим резонансным характером эффекта. Это свидетельствует о сфазированном коллективном движении, которое оказывается сравнительно долгоживущим даже будучи погруженным в море компаунд-состояний (соответствующий осциллятор имеет высокую добротность). Поэтому возможно наблюдать случаи испускания до релаксации к равновесию γ -кванта, уносящего всю энергию возбуждения и возвращающего ядро в начальное состояние: «Фотоэффект обусловлен, в первую очередь, взаимодействием с некоторыми специальными колебательными движениями, обладающими особыми излучательными свойствами». (Может быть, еще ярче проявляется та же физика в открытых примерно через 30 лет изобарических аналоговых резонансах⁸⁷, — поднятых на кулоновскую энергию и поэтому попавших в непрерывный спектр состояний, являющихся членами тех же изоспиновых мультиплетов, к которым принадлежат низколежащие состояния соседнего ядра.)

Далее Н. Бор ввел наиболее пригодный для описания резонансных коллективных явлений язык, заимствованный из оптики и связанный с завися-

щей от частоты восприимчивостью или поляризуемостью системы — «степенью возбудимости» в ней вынужденных колебаний. Используя этот подход, А. Б. Мигдал получил⁸⁸ первые микроскопические оценки характеристик гигантского дипольного резонанса. С помощью соотношений, аналогичных классическому дипольному правилу сумм, и аргументов, основанных на требованиях самосогласованности, можно прийти к почти безмодельным оценкам частот гигантских резонансов высших мультипольностей⁵².

В последнее время интенсивно изучаются гигантские резонансы, включающие спиновые и зарядово-обменные моды возбуждений⁸⁹⁻⁹¹. Интригующим остается вопрос о возможной роли внутренних возбуждений нуклона^{92, 93} (рождение пиона или переход нуклона в изобару), волнообразно передающихся от частицы к частице, формируя своеобразные моды гигантских резонансов.

2.9. Высокоспиновые вращательные состояния

Сверхпроводящие парные корреляции приводят к своеобразию ядерного вращения. Увеличение энергии виртуального разрыва пар и перенормировка спариванием одночастичных матричных элементов ослабляют реакцию системы на медленное внешнее вращение (аналог эффекта Мейсснера). Это объясняет⁷¹ уменьшение момента инерции ядер по сравнению с твердотельным значением. Заметим, что в ядрах стандартная оценка длины когерентности сверхпроводящего состояния $\xi \sim \hbar v_F / \Delta$ дает величину, превышающую размеры ядра. Поэтому ядра ближе к сверхпроводникам I рода с нелокальным откликом на возмущения. Только в формальном пределе $\Delta > \hbar \omega_0 \sim \epsilon_F A^{-1/3}$ отклик становится локальным, и момент инерции ядра стремится⁹⁴ к значению для безвихревого течения идеальной жидкости. Корректный учет поправок к модели принудительного вращения, возникающих при более строгом микроскопическом рассмотрении^{66, 95}, позволяет воспроизвести экспериментальные значения моментов инерции хорошо деформированных ядер⁹⁶.

Продвижение в область высоких угловых моментов, достигнутое в основном при образовании составного ядра в реакциях слияния тяжелых ионов с последующим испусканием нейтронов и γ -квантов, опускающим ядро в окрестность ираст-линии *)⁹⁷, открыло совершенно новую область исследований — быстро вращающиеся ядра^{98, 99}. Сразу после объяснения влиянием парных корреляций наблюдаемых значений моментов инерции было предсказано^{100, 101} аналогичное эффекту разрушения сверхпроводимости магнитным полем явление «кориолисова антиспаривания» — перехода в нормальное состояние с ростом углового момента. Экспериментально был обнаружен¹⁰² резкий S-образный рост эффективных моментов инерции $\mathcal{I} = \hbar J / \Omega$ при некоторой угловой скорости вращения $\hbar \Omega = dE_J / dJ$. Подобные аномалии момента инерции характерны для очень большого числа ядер при $J \approx 14-20$ ^{103, 104}. Однако физика явления оказалась не вполне такой, как ожидалось.

Вместо фазового перехода с разрушением куперовского конденсата происходит нечто вроде эффекта Пашена — Бака: разрывается пара на той конкретной орбите, которая сильнее всего подвержена действию кориолисовых сил, и эта пара ориентируется уже не по оси деформации, а по перпендикулярной ей оси вращения¹⁰⁵. С точки зрения одночастичного движения во вращающемся потенциале имеет место пересечение полос, и наименьшей (ираст-) полосой становится не полоса, построенная на спаренной конфигурации основного состояния, а двухквaziчастичная полоса с выстроенными моментами квазичастиц. Так как обедненный конденсат еще существует,

*) Yrast — от древнескандинавского уг — «быстрокрутящийся»: совокупность наименьших по энергии состояний с последовательно возрастающими моментами.

возникает ядерный аналог бесщелевой сверхпроводимости. Эта схема хорошо описывает наблюдаемые явления ¹⁰⁶. С дальнейшим ростом момента картина усложняется: происходят новые разрывы пар, т. е. пересечения полос, эффективный момент инерции относится теперь к огибающей тех полос, которые последовательно попадают на ираст-линию; одновременно можно ожидать изменения структуры и формы ядра, например центробежного растяжения и возникновения неаксиальной деформации ¹⁰⁷.

Наконец, при еще больших моментах частицы не спарены и ориентируются по оси вращения. Именно здесь должна иметь место упоминавшаяся Н. Бором и Ф. Калькарром ⁸ ситуация сложения орбитальных моментов частиц во вращательный момент ядра. Это вращение ¹⁰⁸ не похоже на коллективное вращение, наблюдаемое при малых моментах; здесь ось вращения совпадает с осью симметрии и изменение полного момента требует перераспределения частиц по орбитам, т. е. перехода на полосу, отвечающую другой конфигурации. Однако усреднение по небольшому интервалу моментов, т. е. по нескольким пересечениям, опять даст твердотельный момент инерции ⁵². Из-за одночастичного характера вращения здесь можно ожидать отсутствия усиленных коллективных переходов вдоль ираст-линии и связанного с одночастичными нерегулярностями появления изомерных состояний («ловушки» на ираст-линии ¹⁰⁹). Предельные моменты вращения ($J \sim 80$), которые может воспринять тяжелое ядро, ограничиваются ¹¹⁰ центробежным выбрасыванием нуклонов или делением, что можно оценить, возвращаясь к макроскопическим эффектам поверхностного натяжения и кулоновского отталкивания. В целом мы видим, что отмеченное Н. Бором и Ф. Калькарром противоречие между капельными и твердотельными чертами ядерного вращения разрешается далеко не тривиальным образом, обнаруживая глубокую и во многом еще не изученную физику.

2.10. Почему выживает «оболочечная модель» в сильно взаимодействующем коллективе

Обсуждая оболочечную модель, остаточные взаимодействия и связанные с ними коллективные колебания и вращения, мы оставили в стороне самый принципиальный вопрос — почему вообще в системе с сильным взаимодействием можно хотя бы в качестве нулевого приближения принять модель независимых частиц. Ответ на этот вопрос был дан Л. Д. Ландау в теории ферми-жидкости ⁷³ и строго обоснован В. М. Галицким и А. Б. Migдалом ¹¹¹ с использованием методов квантовой теории поля. Качественно ответ заключается в том, что взаимодействие между частицами «одевает их», превращая в новые объекты — квазичастицы, по-прежнему подчиняющиеся ферми-статистике. Именно с этими объектами на самом деле оперируют модели независимых «частиц». В нормальных ферми-системах можно представить себе процесс одевания с помощью адиабатического включения взаимодействия между исходными частицами. С точностью до неадиабатических поправок в этом процессе сохраняется классификация уровней идеального ферми-газа, связанная с границей Ферми и понятиями частиц и дырок. Однако скорость включения взаимодействия не может быть слишком малой — длительность этого процесса должна быть меньше времени жизни квазичастиц. Поэтому речь может идти лишь о некоторой области возбуждений вблизи границы Ферми, где квазичастицы являются долгоживущими объектами и действительно формируют отклик системы на внешние воздействия.

Около поверхности Ферми время жизни τ_q квазичастиц растет ($\tau_q \sim 1/(\epsilon - \epsilon_F)^2$, где ϵ — энергия квазичастицы) из-за запрета, налагаемого принципом Паули на возможные процессы взаимодействия квазичастиц с фермиевским фоном. Поэтому здесь неопределенность $\Delta\epsilon \sim \hbar/\tau_q$ энергии квазичастицы мала по сравнению с самой энергией ее возбуждения $|\epsilon - \epsilon_F|$, растущей линейно по мере удаления от границы Ферми. В результате систему

можно моделировать газом фермиевских квазичастиц, свойства которых (эффективная масса, гиромагнитное отношение, закон дисперсии и т. д.) не совпадают со свойствами «голых» частиц.

Реальный закон дисперсии квазичастиц, реакция системы на внешние поля и свойства возможных здесь коллективных движений управляются эффективным взаимодействием квазичастиц. Это взаимодействие, неявно учитывающее отталкивательную сердцевину, многократное рассеяние, роль окружающей среды и т. д., приходится феноменологически параметризовать, если нет дополнительных упрощений, позволяющих вычислить его из первых принципов. Проверкой служит сравнение результатов вычислений с опытом. В применении к ядрам такая программа была проведена А. Б. Мигдалом с сотрудниками, сформулировавшими теорию конечных ферми-систем¹¹². В современных вариантах этой теории¹¹³ эффективное взаимодействие близко к широко используемым силам Скирма — короткодействующим силам, включающим спиновую и спин-орбитальную компоненты, а также зависимость от скоростей и от локальной плотности, что обеспечивает насыщение и правильный переход к пустотным взаимодействиям нуклонов. Легко включаются в общую схему и парные корреляции. Эффективное взаимодействие, в принципе, самосогласованно определяет все наблюдаемые низкоэнергетические ядерные свойства, включая распределение плотности, форму среднего поля и спектр квазичастиц, т. е. параметры модели оболочек, а также такие глобальные характеристики как параметры массовой формулы¹¹⁴.

Теория конечных ферми-систем добилась серьезных успехов в описании магических и околомагических ядер. Используя идею локального подобия колебаний формы сдвигу ядра как целого, удается развить теорию низколежащих колебаний и гигантских резонансов в этих ядрах. При этом классическое боровское жидкокапельное приближение возникает как естественный предельный случай поверхностных колебаний ферми-жидкости. Квантовая структура возбуждений индуцирует объемные компоненты колебаний. Согласие расчетов, особенно для коллективных мод типа 3^- в области ядер вблизи дважды магического ^{208}Pb , с результатами современных прецизионных измерений (в рассеянии электронов) переходных форм-факторов (классическими аналогами их являются фурье-компоненты плотности, отвечающие частоте возбуждения) впечатляет.

И все же перед теорией стоят еще серьезные задачи. При обобщении на ядра с большим числом валентных нуклонов возникают трудности как технического характера (пока не удалось, например, развить приемлемые алгоритмы расчетов для деформированных ядер), так и принципиальные. По мере продвижения в глубь оболочки коллективные возбуждения, как обсуждалось выше, становятся все более мягкими, а вместе с ними растут флуктуации среднего поля. Взаимодействие квазичастиц с коллективными возбуждениями¹¹⁵ становится все более существенным, определяя, например, спектры нечетных ядер^{58, 116}. Поэтому необходимо в эффективное взаимодействие квазичастиц ввести эффекты запаздывания, т. е. энергетическую зависимость. Это приводит к более сложной лагранжевой формулировке¹¹⁴ теории конечных ферми-систем. Более того, так как мягкие коллективные моды и неспаренные квазичастицы имеют энергии одного порядка величины, возникают своеобразные резонансные эффекты¹¹⁷ и квазичастицы образуют когерентными фононными облаками. Связанные с этим энергетические зависимости не содержатся в обычной формулировке теории ферми-жидкости, предполагающей плавные изменения всех величин вблизи поверхности Ферми. Таким образом, для описания мягких мод и фазовых переходов теорию было бы желательно с самого начала согласованно строить в терминах элементарных возбуждений обоих типов — квазичастиц и фононов.

Еще более сложная задача была сформулирована¹¹⁸ Н. Бором и все еще далека от решения: «... Проблема структуры ядер не может быть отделена от проблемы выражения законов ядерных сил». Связь свойств сложных ядер

с фундаментальными сильными взаимодействиями остается неясной, о чем свидетельствует и слишком большое число вариантов эффективных феноменологических сил, более или менее эквивалентных в смысле предсказания. Эффекты, связанные с обменными мезонными токами и внутренней структурой нуклонов, изучены до некоторой степени лишь в легких ядрах. Сила подхода Ландау к теории ферми-жидкости состоит в том, что для проблем низкоэнергетической ядерной физики удачно разделены вопросы, связанные с вычислением из первых принципов параметров теории, т. е. эффективного взаимодействия квазичастиц, от задач нахождения наблюдаемых ядерных свойств с помощью этого эффективного взаимодействия. Однако с переходом к более высоким энергиям возбуждения и переданным импульсам неизбежно приходится спивать ядерную физику с законами фундаментальных взаимодействий.

Несмотря на прошедшие десятилетия, еще сохраняют смысл слова Н. Бора: «... В собственно ядерной физике мы находимся только на пороге развития. Глубокая связь экспериментальных и теоретических исследований, отличающая поиски в этой области, дает нам основания для самых больших надежд на дальнейшие успехи»⁴.

3. ДЕЛЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

«Характерный подход Бора к решению проблем состоял в том, что он, подобно Гете, охотно подчинялся «требованию дня» (die Forderung des Tages), т. е. отвечал на любой представлявший интерес вызов».

Т. Розенфельд (179, с. 64)

В последней части статьи обратимся к тому явлению, которое в глазах миллионов людей в первую очередь ассоциируется с ролью ядерной физики в современном мире — к делению атомных ядер. Деление под действием нейтронов было экспериментально обнаружено О. Ганом и Ф. Штрассманом¹¹⁹ и сразу же правильно истолковано Л. Мейтнер и О. Фришем¹²⁰ как, в формулировке Н. Бора, «новый тип расщепления тяжелых ядер, заключающийся в сопровождающемся выделением огромной энергии разделении ядра на две части с приблизительно равными массами и зарядами»¹²¹.

Основные физические представления о процессе деления предельно ясно изложены в двух кратких заметках Н. Бора^{121, 122} и фундаментальной работе Н. Бора и Дж. Уилера¹²³. Хотя за прошедшие с тех пор 45 лет выполнено громадное число «чистых» и «прикладных» исследований различных аспектов физики деления, картина этого процесса и словарь, используемый для ее описания, остались, по существу, теми же, которые были введены Н. Бором. Это отмечалось в книге¹²⁴ и осталось в силе сейчас¹⁸².

3.1. От компаунд-ядра к делению

Боровскую теорию можно суммировать несколькими утверждениями: а) грубые черты явления описываются классической моделью заряженной жидкой капли, где силы электростатического отталкивания преодолевают короткодействующее ядерное притяжение, ответственное за поверхностную энергию и препятствующее большой деформации ядра; б) процесс носит барьерный характер, чем объясняется «замечательная стабильность тяжелых ядер в основном состоянии или в состояниях с малым возбуждением, хотя при их делении и могла бы выделиться большая энергия»¹²¹; в) преодоление барьера требует энергии активации, так как деформационное движение квазиклассично и туннельные квантовые переходы, предсказанные в работе¹²³, все же маловероятны (спонтанное подбарьерное деление было открыто Г. Н. Флеровым и К. А. Петражом позже¹²⁵); г) высота барьера деления

в тяжелых ядрах «имеет тот же порядок величины, что и энергия, достаточная для освобождения отдельной ядерной частицы»¹²¹, поэтому ²³⁵U делится медленными нейтронами (см. также^{126, 127}); д) после внесения энергии возбуждения образуется составное ядро, которое мы подробно обсуждали в гл. 2; время жизни его велико (делительные ширины $\Gamma_f \approx 0,1$ эВ отвечают $\tau_f \approx 10^{-14}$ с) и активация деления происходит через те флуктуации, в которых «энергия, распределенная квазитепловым образом, перешла бы в значительной своей части в некоторый специальный тип колебаний, соответствующий большим деформациям поверхности ядра»¹²¹. Исходя из таких представлений, Н. Бор не только объяснил главные черты механизма деления, но и предсказал¹²² резкое различие нечетных и четно-четных изотопов по отношению к делению нейтронами, связанное с тем, что в первом случае энергия возбуждения и плотность уровней составного ядра будут заметно больше вследствие эффектов спаривания. Н. Бор указал также, что из-за флуктуативного характера процесса «продукты деления обладают широким спектром значений масс и зарядов», так что необходимо «внимательное изучение статистического распределения осколков»¹²².

Количественное рассмотрение механизма ядерного деления Н. Бором и Дж. Уилером¹²³ и Я. И. Френкелем¹²⁸ основано на понятии критической деформации, отвечающей точке неустойчивого равновесия ядра (седловая точка, или точка перевала), за которой дальнейшая деформация к двум разделенным фрагментам идет уже с понижением потенциальной энергии. Величина критической деформации в жидкокапельном описании зависит лишь от соотношения кулоновской энергии ($\sim Z^2/R \sim Z^2 A^{-1/3}$) к поверхностной ($\sim R^2 \sim A^{2/3}$), т. е. от параметра делимости Z^2/A и при достижении некоторого предельного значения $(Z^2/A)_c$, равного по современным оценкам 45,5, критическая деформация обращается в нуль, т. е. капля становится нестабильной по отношению к делению уже при сколь угодно малых деформациях *).

Как отметили Н. Бор и Дж. Уилер¹²³, «чтобы определить вероятность деления, нет необходимости подробно обсуждать вопрос о том, как именно первоначально сообщенная ядру энергия возбуждения постепенно распределяется по различным степеням свободы и в конце концов приводит к критической деформации». В картине составного ядра, описываемого равновесным тепловым ансамблем при данной энергии возбуждения E , деление определяется плотностью «переходных состояний» $\tilde{\rho}(E - E_f)$, где E_f — та часть энергии возбуждения, которая сконцентрирована на делительной степени свободы ($E_f = U_f + K_f$ есть сумма потенциальной и кинетической энергий деформации, отвечающая упорядоченному движению). Если тепловое равновесие имеет место, то вблизи точки перевала делящаяся система с энергией возбуждения E вблизи порога деления $(U_f)_{\max}$ движется медленно и оказывается почти «холодной» по отношению к внутренним (неделительным) степеням свободы. Эти рассуждения легли позже в основу концепции делительных каналов¹²⁹.

В работе¹²³ дано детальное обсуждение имевшихся к тому времени экспериментальных данных по делению тепловыми и быстрыми нейтронами, дейтронами, протонами и фотонами; показано, что испускание запаздывающих нейтронов «следует приписать ядрам в состояниях высокой степени возбуждения, образующимся в результате β -распада осколков деления», рассмотрены два возможных механизма испускания мгновенных нейтронов: их вылет из «шейки» в момент деления или испарение из возбужденных осколков **)(позднее эксперименты подтвердили, что нейтроны в основном изотропно испаряются из движущихся нагретых осколков); предсказаны

*) По теореме, установленной еще Рэлеем, заряженная капля теряет устойчивость при $E_{\text{кул}}/E_{\text{пов}} = 2$.

***) Я. Зельдович и Ю. Зысис вычислили энергию возбуждения осколков и показали неизбежность «испарительных» нейтронов¹⁸¹.

качественные эффекты зависимости массовых распределений от энергии возбуждения делящегося ядра. В рамках боровской модели различные наблюдаемые факты «вполне разумно согласуются между собой, давая удовлетворительную картину механизма ядерного деления»¹²³.

Последующие 15 лет были годами интенсивного изучения деления и еще более интенсивного его практического использования как в мирных, так и в разрушительных целях. Как отмечается в обзоре¹³⁰, круг вопросов, связанных с делением, оказался в значительной степени «изолированным от остальной ядерной физики». Лишь постепенно, по мере общего прогресса в понимании структуры ядра, возрождалось ощущение того, что деление не стоит особняком — оно служит лишь наиболее ярким примером коллективного движения в квантовой системе с сильным взаимодействием. Экспериментальные открытия и развитие теории вновь «вернули физику деления в главное русло» науки¹³⁰.

3.2. От феноменологии к микроскопике

Начало этого процесса условно можно связать с обобщенной моделью⁵⁶, объединившей на микроскопической основе описание одночастичных и коллективных аспектов структуры ядра (гл. 2). В работе Д. Хилла и Дж. Уилера¹³¹ именно с такой точки зрения была рассмотрена динамика деления. Авторы отмечают, что многочисленным дискуссиям с Н. Бором они обязаны пониманием того, как можно примирить модель жидкой капли с картиной независимых частиц, и что первоначальный вариант статьи был подготовлен в соавторстве с Н. Бором.

Успехи оболочечной модели для основных и слабо возбужденных ядерных состояний позволяют распространить одночастичное рассмотрение на медленное коллективное движение большой амплитуды, каким является деление. Теперь речь идет о зависящем от времени самосогласованном поле (хотя требования самосогласованности в реальных расчетах иногда лишь подразумеваются или выполнены только в грубых чертах), в котором движутся нуклоны. Малость характерных одночастичных времен $\tau_{s,p}$ по сравнению с временами деформации обеспечивает адиабатическое приспособление нуклонов к медленно меняющейся форме общего поля, хотя столь резкого разделения быстрых и медленных степеней свободы, как в молекулах (благодаря малому отношению массы электронов к массам ядер) здесь нет.

Конкретная динамика коллективного движения большой амплитуды зависит от выбора коллективных переменных — координат Q_i и сопряженных импульсов P_i . Априорного рецепта, определяющего преобразование от исходных нуклонных переменных к коллективным, не существует. Практическим руководящим принципом может служить, кроме макроскопических аналогий, слабость связи коллективных степеней свободы с остальными («внутренними») — лишь в этом случае имеет смысл выделение коллективного движения. Предпочтительнее было бы говорить, как это принято сейчас, о выделении из полного пространства состояний ядра коллективного подпространства, внутри которого динамика целиком выражается через коллективные операторы Q и P , а матричные элементы истинного гамильтониана H и самих коллективных операторов малы для переходов в состояния другой природы¹³². В пренебрежении связью с неколлективными степенями свободы можно говорить о консервативном коллективном гамильтониане $H_c(P, Q)$, являющемся отображением на коллективное подпространство многочастичной динамики, управляемой исходным оператором H .

Вид коллективного гамильтониана $H_c(P, Q)$ ограничивается требованиями строгих законов сохранения (T -инвариантность, вращательная симметрия, сохранение пространственной четности). В случае адиабатичности коллективного движения существенны лишь члены с наименьшими степе-

ниями коллективных импульсов, т. е.

$$H_c(P, Q) = U(Q) + \frac{1}{2} P_i B_{ij}^{-1}(Q) P_j, \quad (13)$$

коллективный гамильтониан состоит из потенциальной энергии $U(Q)$ и кинетической энергии, квадратичной по импульсам P_i и содержащей массовый тензор $B_{ij}(Q)$, зависящий от коллективных координат.

Основные принципы вычисления слагаемых адиабатического гамильтониана (13) были сформулированы в ¹³¹. Как и в молекулах, потенциальная энергия $U(Q)$ отождествляется с полной энергией замороженной при данных значениях Q конфигурации нуклонов (нуклонные или, точнее, квазичастичные термы). Фиксация Q в простейшем подходе может быть обеспечена введением соответствующего лагранжева множителя аналогично тому, как это делается в модели принудительного вращения ⁶⁵ для фиксации в среднем углового момента (гл. 2); эту методику можно усовершенствовать, добиваясь самосогласованного воспроизведения численных значений Q во всех точках коллективного пространства ¹³³⁻¹³⁵. Что касается коллективной кинетической энергии, то она возникает ⁷¹ от неадиабатического смешивания зависящих от Q внутренних волновых функций изменением \dot{Q} коллективных координат. Главным эффектом смешивания является добавление к внутренней функции фазового множителя, градиент которого по нуклонным переменным пропорционален коллективной скорости \dot{Q} , откуда и возникает добавка к полной энергии $\sim \dot{Q}^2$, отождествляемая с кинетической энергией коллективного движения. Такое описание, используемое и в современных подходах ¹³³⁻¹³⁴ к выводу ядерного коллективного гамильтониана, по духу близко к теории макроскопической квантовой когерентности ¹³⁶, где гидродинамическая скорость тоже является градиентом фазы макроскопической волновой функции.

Физическим источником фазы является необходимость привести внутреннюю функцию, квантовые числа которой являются адиабатически инвариантами в соответствие с изменяющимися условиями на поверхности, где (в силу насыщения ядерных сил и слабой сжимаемости ядерного вещества) и сосредоточено коллективное движение. Эти же соображения позволяют утверждать, что внутренняя волновая функция существенно зависит от формы и свойств симметрии среднего поля, так что именно параметры формы естественно, вслед за Н. Бором и Дж. Уилером ¹²³, принять в задаче деления за коллективные переменные Q_i . Простая связь их с плотностью $\rho(\mathbf{r})$ дает возможность легко формулировать условия согласования, в то время как когерентность вкладов многих нуклонов гарантирует коллективный характер этих переменных, слабую в среднем чувствительность к изменениям состояний отдельных частиц и относительную медленность коллективного движения. Одной из возможных параметризаций может служить стандартное разложение

$$R(\mathbf{n}) = R_0 \left[1 + \sum_{l, m} Q_{lm}^* Y_{lm}(\mathbf{n}) \right], \quad (14)$$

где для классической «лептодермической» (тонкокожей) капли $R(\mathbf{n})$ есть радиус резкой границы в направлении \mathbf{n} , а в реальной задаче с диффузным краем $R(\mathbf{n})$ описывает форму эквипотенциальных поверхностей.

В представлении (14) коллективное движение разыгрывается в многомерном пространстве переменных $Q_{lm} = (-1)^m Q_{l, -m}^*$. Для несжимаемой жидкой капли динамика содержит лишь вклады Q_{lm} с $l \geq 2$, а в предположении аксиально-симметричных деформаций остаются только слагаемые с $m = 0$ (m — проекция углового момента, связанного с данной модой на ось симметрии). Различные варианты капельной модели, в том числе и с параметризациями, отличными от (14), рисуют примерно одну и ту же карту потенциальной энергии $U_{\text{кап}}(Q)$, учитывающей кулоновское и поверхност-

ное слагаемые, и определяют перевальный путь через этот ландшафт от основного состояния к делению для ядер с разными Z^2/A ¹³⁷. Капельная модель оказывается стабильной относительно деформаций нечетного порядка (например, Q_{3m}), которые могли бы объяснить наблюдаемую при не слишком больших энергиях возбуждения массовую асимметрию продуктов деления ¹³⁸.

3.3. Оболочечные поправки: двугорбые барьеры, изомеры форм и все такое...

Конечно, даже в макроскопическом описании должны существовать поправки к простейшей капельной модели: нужно учитывать сжимаемость ядерного вещества, различие плотностей нейтронов и протонов, влияние диффузности и локальной кривизны поверхности и т. д. ¹³⁹. По-видимому, однако, суммарный вклад всех этих эффектов в плавно меняющуюся от ядра к ядру потенциальную энергию $U_{\text{кап}}(Q)$ невелик. В то же время для того, чтобы обеспечить согласованное описание внутренних (квазичастичных) переменных при меняющейся форме поля совершенно необходимо учитывать оболочечные эффекты: квазичастицы адиабатически подстраивают свои орбиты к форме поля, и неизбежно возникающая при этом оболочечная структура (см. гл. 1, 2) модулирует энергию «остановленного» ядра. Заполнение деформированных оболочек происходит, вообще говоря, совсем не при тех значениях магических чисел, которые отвечали состояниям ядер вблизи невозмущенных конфигураций среднего поля. Так, новая четко выраженная картина оболочек, связанная с резонансным вырождением квазипериодических волновых пакетов, возникает ¹⁴⁰ в районе больших деформаций с отношением осей сфероида 2 : 1.

В первых попытках согласованного учета влияния оболочечных эффектов неопределенности были столь велики, что не позволяли добиться удовлетворительной точности. Прогресс в этом направлении был достигнут после того, как В. М. Струтинскому удалось переформулировать в духе теории ферми-жидкости процедуру вычисления оболочечных поправок ¹⁴¹, чтобы она явно определялась лишь уровнями квазичастиц близ поверхности Ферми. Именно эти уровни дают при изменении формы быстро меняющиеся вклады в энергию ядра. По Струтинскому оболочечную поправку можно отождествить с разницей полных квазичастичных энергий для двух функций распределения: реального распределения по уровням n_λ с резкой границей Ферми при нулевой температуре и сглаженной функции \bar{n}_λ . Последнюю можно сопоставить, например, с тем размытым распределением Ферми, которое отвечает температуре T , когда оболочечные эффекты исчезают. Процедура сглаживания оказывается не столь чувствительной к точному алгоритму нахождения \bar{n}_λ .

Начиная с работ ¹⁴¹, ¹⁴², много усилий было отдано вычислению оболочечных поправок для различных, в том числе гипотетических ядер. Такие расчеты необходимы для планомерного расширения карты нуклидов как в сторону сверхтяжелых ядер, так и к границам области стабильности. Хотя точность расчетов и степень их вариации при изменении вычислительных деталей не вполне ясны с теоретической точки зрения ¹⁴³, общественное мнение согласно сейчас, по-видимому, с тем, что можно надеяться на вычисление таким способом оболочечных поправок с точностью $\sim 0,5 - 1,0$ МэВ. Неоднозначности процедуры можно было бы уменьшить, используя современные варианты микроскопической теории конечных ферми-систем (гл. 2), позволяющие теоретически находить и параметры массовой формулы и квазичастичные вклады. Однако, как уже упоминалось, расчеты здесь пока ограничены сферическими формами среднего поля.

Замечательным фактом, обнаруженным при изучении оболочечных поправок, является двугорбая форма потенциальной энергии как функции

($J = 2$) фотопоглощение. При наличии зеркальной симметрии ядра в седловой точке основная вращательная полоса, построенная на этой деформации, имеет лишь четные моменты $0^+, 2^+, \dots$. В таких ядрах у порога деления доминирует квадрупольное фотопоглощение¹⁴⁶. При отсутствии зеркальной симметрии вращательная полоса содержит¹⁵² все моменты $0^+, 1^-, 2^+, \dots$ и основной является дипольная составляющая. Для сравнимых вкладов дипольной и квадрупольной компоненты вследствие их разной четности в угловом распределении возникает интерференционная картина, асимметричная относительно 90° . Именно в этой асимметрии можно пытаться экспериментально искать вклад так называемого прямого деления^{150, 151}, не проходящего через стадию составного ядра. При усреднении по энергии фотонов в интервале $\Delta E \approx 100$ кэВ вклад компаунд-состояний в асимметрию оказывается подавленным (ср. аналогичные оценки в гл. 1) в $\sqrt{\Delta E/\Gamma} \approx 10^3$ раз, где Γ — типичные ширины компаунд-резонансов.

Эксперименты подтверждают интерпретацию угловых распределений, связанную с делительными каналами^{130, 146}. В нечетных ядрах квантовое число K при деформации вблизи основного состояния совпадает с проекцией момента Ω неспаренной квазичастицы. С ростом деформации квазичастичные уровни с разными Ω пересекаются, но вследствие сохранения K квазичастица остается на своей орбите, которая перестает быть наинизшей. С этим связана «специфическая» энергия¹⁵² нечетных делящихся ядер. Из эксперимента можно извлечь сведения об одночастичной и колебательной структуре уровней вблизи седловой точки и внутри второй ямы, где в ряде случаев удается развить «вторую» спектроскопию¹⁵³. В частности, наблюдаются вращательные полосы, построенные на втором минимуме, причем величина момента инерции совпадает с ожидающейся для сверхтекучего ядра с большой деформацией. Если порог деления определяется более высоким внутренним барьером, где равновесная форма, вероятно, не обладает аксиальной симметрией, то K уже не является интегралом движения. Сохранение K нарушается и кориолисовыми силами, но при сравнительно малых моментах J их влияние невелико.

Ядерная спектроскопия квазистационарных состояний в связанных потенциальных ямах дает многообразие физических явлений, отвечающих разным соотношениям параметров ям и, следовательно, разным временам жизни по отношению к туннелированию между ямами, радиационным переходам и делению. Особый интерес представляют случаи, когда плотности уровней при данной энергии в двух ямах существенно различны, так что коллективное движение характеризуется разной степенью связи с некогерентным фоном, дающей разные ширины Γ_\downarrow (см. гл. 1) коллективных уровней. Там, где можно разрешить достаточное количество уровней во второй яме, статистическая обработка их показывает¹⁵⁴ вигнеровскую статистику (4).

Объяснение энергетических зависимостей сечений деления на большей энергетической шкале (десятки МэВ) неизбежно требует обращения к боровской аргументации о составном ядре. Статистическое рассмотрение с помощью принципа детального равновесия, во многом аналогичное задаче об испарении частиц (гл. 1), было сформулировано Н. Бором и Дж. Уилером¹²³. Интересным результатом последнего времени является демонстрация того, что для описания плотности уровней $\tilde{\rho}(E - E_f)$ в седловой точке (именно этой величине пропорциональна делительная ширина $\Gamma_f(E)$) недостаточно одночастичных состояний, даже при учете разрушения спаривания и теплового размывания оболочек. По-видимому, в согласии с идеей Н. Бора и Ф. Калькара⁸ необходим учет вклада в общую плотность уровней коллективных состояний вибрационного и ротационного типа¹⁵⁶. Конечно, эти состояния можно представить линейными комбинациями (2) возбуждений частиц и дырок, поэтому они «содержатся» в системе уровней независимых частиц. Но коллективные эффекты существенно понижают энергии когерентных суперпозиций, переводя их совсем в другую область энергий, где в резуль-

тате плотность уровней заметно растет. Остается открытым вопрос о том, как избежать двойного счета и получить правильную плотность состояний при больших значениях возбуждения.

3.5. Диссипация энергии коллективного движения

До сих пор мы в основном говорили о делении как о чисто коллективном движении по потенциальной поверхности, отвечающей адиабатически меняющейся внутренней структуре. Наименее ясной стороной процесса до сих пор является динамика взаимодействия глобальных коллективных переменных с внутренними степенями свободы, играющими роль термостата или окружающей среды. Этот термостат сравнительно «беден» — в отличие от больших термодинамических систем его интенсивные параметры (например, температура) не могут считаться фиксированными, что все время подчеркивал Н. Бор⁸. Наоборот, нас интересует именно большая флуктуация, вымораживающая термостат и передающая почти всю энергию в глобальное движение. Такая флуктуация стремится затухнуть, возвращая систему в равновесное компаунд-состояние. В упоминавшихся в гл. 1 глубокоупругих столкновениях тяжелых ионов⁵⁰ с энергией в несколько МэВ/нуклон значительная часть кинетической энергии относительного движения испытывает быструю (за времена $\sim 10^{-23}$ с, меньше времени жизни двойной ядерной системы) диссипацию, возбуждая другие степени свободы, в том числе тоже коллективные — деформацию составляющих и разные моды вибраций.

Механизм диссипации при медленном делительном движении в классически доступной области (энергия возбуждения выше барьера) подробно обсуждался в работе Д. Хилла и Дж. Уилера¹³¹ и фактически хорошо известен из молекулярной физики. Положение адиабатических термов $E_n(Q)$ меняется и при сближении уровней заметными становятся вероятности реальных переходов между ними под действием неадиабатических возмущений. Если при $Q = Q^0$ термы $E_1(Q)$ и $E_2(Q)$ с одинаковыми значениями точных интегралов движения (момент и четность) пересекаются, $E_1(Q^0) = E_2(Q^0)$, то, учитывая в окрестности пересечения недиагональные матричные элементы гамильтониана H_{12} , мы получим расталкивание уровней $E_{\pm}(Q)$ (см. (5)), меняющих характер в области пересечения, например, $E_+(Q < Q^0) \rightarrow E_2(Q)$ и $E_+(Q > Q^0) \rightarrow E_1(Q)$. Переходя к нестационарной задаче с одномерным коллективным движением $Q(t)$, в приближении постоянной в окрестности точки пересечения скорости \dot{Q} можно получить формулу Ландау — Зинера^{157,158}

$$w = \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \frac{|H_{12}|^2}{|\dot{Q}d(E_1 - E_2)/dQ|}\right) \quad (16)$$

для вероятности перехода с нижнего на верхний терм при прохождении перекрестка уровней. В отсутствие взаимодействия H_{12} или при очень быстром прохождении области, где это взаимодействие существенно, система движется по терму $E_1(Q)$, совпадающему с E_- далеко слева, а с E_+ — далеко справа от пересечения, $w \rightarrow 1$. Наоборот, в предельном случае адиабатичности даже при слабом взаимодействии H_{12} время взаимодействия велико, и система успевает плавно перестроить свое состояние, двигаясь все время по нижнему терму ($w \rightarrow 0$), т.е. переходя с $E_1(Q)$ на $E_2(Q)$.

В реальной ядерной ситуации применимость простого результата (16) является скорее исключением, чем правилом. Во-первых, характер перехода между многомерными потенциальными поверхностями может отличаться¹³¹ от одномерного случая (16). Во-вторых, формула (16) предполагает изолированное пересечение двух термов — процесс, который успевает закончиться (волновые функции выходят на асимптотики) до того момента, как заметным станет взаимодействие с каким-то третьим термом. Это предположение зачастую нарушается. Очевидна аналогия картины пересечений

Ландау — Зинера со столкновениями частиц в разреженном газе: при малой плотности происходят редкие парные встречи и каждое взаимодействие прекращается до начала следующего. Тогда применимо кинетическое уравнение, оперирующее лишь вероятностями элементарных актов. Если столкновения часты, то существенны и фазовые соотношения, полученные в наследство от предыдущих соударений. При наличии нескольких сходящихся путей возможны интерференционные явления. Таким образом, при коллективном движении большой амплитуды возникает сопутствующее движение в пространстве внутренних термов сложной системы. Усреднение по интервалам изменения коллективных координат, включающим несколько столкновений термов, приведет¹⁵⁹ к случайному процессу броуновского типа.

3.6. Снова о ядерной кинетике

В последние годы успехи вычислительной физики позволили проводить сложные расчеты, описывающие ядерные процессы больших масштабов в методе, зависящего от времени среднего поля¹⁶⁰. В частности, так рассчитываются столкновения тяжелых ионов¹⁶¹. Отвлекаясь от трудностей этого метода в интерпретации конкретных каналов реакций, отметим, что здесь рассматривается эволюция среднего поля, самосогласованно созданного частицами, заселяющими орбиты в этом поле. При этом в стандартных расчетах по нестационарному методу Хартри — Фока в игру входят лишь те орбиты, которые генетически связаны с состояниями, заполненными в начальный момент. Тем самым отбрасываются примеси детерминантов Слэтера, где частицы находятся на орбитах, происшедших от состояний, первоначально пустых. Здесь недостает того случайного столкновительного элемента, который и создает диссипативную связь глобального движения с некогерентным фоном внутренних возбуждений, приводя к релаксации (термализации) глобальных степеней свободы.

В этом смысле проблемы деления, столкновений тяжелых ионов, ширины гигантских резонансов (гл. 1) или квадрупольного низкоэнергетического движения большой амплитуды (гл. 1) оказываются родственными: во всех случаях желательно было бы заменить уравнение Шрёдингера для коллективных переменных, порожденное гамильтонианом типа (13), уравнением Ланжевена со случайной силой, ответственной за флуктуации и диссипацию коллективного движения. Характеристики случайной силы должны вычисляться микроскопически. Если коллективное движение подтверждено лишь броуновскому шуму, связанному с диффузией по энергетическим поверхностям, которые отвечают различным частично-дырочным конфигурациям, то можно ожидать, что процесс будет носить марковский характер и время фазовой памяти не будет заметно превышать типичного времени перескоков. Так как для каждого перескока изменение коллективного движения сравнительно невелико, этот марковский процесс можно свести к уравнению Фоккера — Планка (дрейф к равновесному распределению энергии по степеням свободы и диффузия, где коэффициенты должны быть взаимно связаны флуктуационно-диссипативными соотношениями^{162, 163}). Феноменологическое введение коэффициентов трения является лишь первым шагом в этом направлении и не может полностью описать, например, ширины угловых и энергетических распределений в глубоко неупругих столкновениях тяжелых ионов, хотя по порядку величины один и тот же коэффициент вязкости ядерной жидкости требуется для описания диссипативных эффектов в разных ядерных явлениях.

Интересно, что собственно броуновское движение является, строго говоря, немарковским: частица возбуждает слабо затухающие упругие волны в среде, которые действуют на ее последующее движение (вязкое последствие). В ядерном коллективном движении большой амплитуды аналогом этого служит¹⁶³ возбуждение долгоживущих колебательных мод типа ги-

гантских резонансов, построенных на медленно меняющихся значениях глобальных переменных $Q(t)$. Частоты таких мод сильно зависят от формы промежуточных ядерных состояний. Из-за больших кулоновских возмущений в делении, как и в столкновении тяжелых ионов, наиболее вероятно возбуждение низших изовекторных мод, которые могут служить входными состояниями (гл. 2) для процесса релаксации глобального движения. Кроме затухания глобальной энергии, очень важна роль таких вибраций в имеющем место быстром установлении равновесия по отношению Z/A ^{164,165}. Эти процессы включаются в общую схему введением¹⁶⁶ новых коллективных переменных, описывающих массовые и зарядовые распределения.

3.7. Квантовые эффекты в макроскопических явлениях.

Несохранение четности при делении. Необычные редкие распады

Мы видим, что идущая от Н. Бора идея квантового коллективного движения в ядрах лежит в основе нашего понимания деления и объединяет этот процесс с явлениями (гл. 2), не требующими больших отклонений от равновесия. В последние годы интенсивно обсуждаются^{167,168} принципиальные проблемы существования «реально квантовых» макроскопических эффектов. Явления, в которых квантовая когерентность обнаруживается на макроскопических масштабах, хорошо известны (квантованные вихри в сверхтекучей жидкости и в сверхпроводниках, туннельные эффекты Джозефсона в слабых сверхпроводящих контактах и т. д.). Здесь же речь идет о другом: грубо говоря, является ли, например, квантовым движение центра масс колеблющегося макроскопического маятника, состоящего из огромного числа атомов? В определенном смысле ядерное деление как раз и дает пример такого реально квантового процесса (туннелирование по коллективной координате, т. е. согласованное прохождение двухсот нуклонов через классически запрещенную область). Как следует из результатов¹⁶⁷, связь с неколлективными степенями свободы должна понижать вероятность таких чисто квантовых коллективных событий. Эти вопросы исследованы еще очень плохо.

Не так давно было обнаружено¹⁶⁹ уникальное проявление фундаментальных квантовых закономерностей в делении — несохранение пространственной четности. Направление преимущественного вылета легких осколков при делении медленными поляризованными нейтронами оказывается коррелированным с направлением спина нейтронов. Согласно теории, изложенной в¹⁶⁰, смешивание состояний противоположной четности слабым взаимодействием наиболее эффективно на «горячей» стадии компаунд-ядра, где высока плотность уровней и работает фактор динамического усиления (11), пропорциональный $\sqrt{\Gamma_1/D} \sim 10^3$ и приводящий к эффектам порядка 10^{-4} вместо 10^{-7} , что следовало бы ожидать, исходя из констант слабого взаимодействия. Здесь речь идет о возбуждении ядра после захвата монохроматических нейтронов (энергетический разброс ΔE мал по сравнению с ширинами резонансов Γ , а $\Gamma < D$). Поэтому мы имеем дело с определенной, хотя и очень сложной волновой функцией квазистационарного состояния. Раскладывая эту функцию по делительным каналам, т. е. по базису переходных состояний около седловой точки, мы получаем смешивание того же порядка $\sim 10^{-4}$ для наинизших (вращательных) состояний противоположной четности, характерных для зеркально асимметричного (грушевидного) ротатора, каким является делящееся ядро при седловой деформации. Делительные каналы, как мы уже обсуждали, формируют угловые и массовые распределения осколков, несущие наблюдаемую информацию о несохранении четности. Таким образом, в механике этого процесса аккумулированы основные идеи боровской теории деления: составное ядро с высокой плотностью уровней сложной природы, движение по коллективной переменной, концентрация

энергии на делительной степени свободы. Результатом является «реально квантовое» макроскопическое движение, как бы вопреки второму началу термодинамики усиливающее слабые детали элементарных взаимодействий.

Одной из интересных нерешенных проблем в физике деления представляется соотношение боровского жидкокапельного механизма и кластерных процессов типа α -распада. Открытие радиоактивных распадов изотопов радия $^{222}, ^{223}, ^{224}\text{Ra}$ с вылетом ядра ^{14}C $^{170}, ^{171}, ^{180}$ показывает, что и здесь наблюдаемая реакция управляется оболочечными закономерностями (продуктом распада является магическое ядро свинца). Не исключено, что вероятность испускания ^{14}C усилена октупольной деформацией основного состояния, по-видимому, существующей в изотопах Ra^{61} (иначе говоря, в плане ответа на вопрос о составных частях ядер, грушевидная деформация и создается компонентой волновой функции с избыточным кластером ^{14}C сверх дважды магического остова), так что процесс задержан лишь пониженной примерно на 10 порядков по сравнению с α -распадом проницаемостью барьера. Существуют попытки 172 полностью объяснить деление механизмом диффузионного роста первоначально возникшего кластерного квазимолекулярного состояния. Изучение перехода от глубоконеупругих передач в столкновениях тяжелых ионов к полному слиянию в составное ядро указывает, что здесь диффузионный путь последовательного перехода нуклонов может быть весьма существенным 50 . В квазимолекулярной гипотезе α -распад или ^{14}C -радиоактивность были бы лишь предельными случаями сверхасимметричного деления. Поскольку в принципе оба способа деления возможны, речь идет фактически о сравнении вероятностей «жидкокапельных» и «кластерных» флуктуаций. Совокупность данных по обычному делению (зависимость от капельного параметра Z^2/A , массовые и угловые распределения, согласованность данных по делению нейтронами и фотонами, эксперименты по несохранению четности и т. д.) целиком укладывается в боровскую интерпретацию. Что касается радиоактивности с вылетом тяжелых кластеров, где механизм мог бы быть иным, то этот вопрос может быть решен по мере накопления экспериментальных данных о зарядовых и энергетических зависимостях вероятностей этих «экзотических» распадов 173 .

Упомянем в заключение, что новый круг проблем открывается с переходом в область высоких энергий возбуждения: сохраняется ли капельная картина с доминирующей ролью параметра Z^2/A ; как меняются барьеры деления и плотности уровней ядер; успевает ли образоваться составное ядро, не зависящее от способа возбуждения; что нового дают открывающиеся каналы с рождением мезонов и нуклонных резонансов и т. д. Особенно интересным представляется изучение деления средних ядер, где существующие данные противоречивы 174 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

«Во всей мировой науке в наши дни не было человека с таким влиянием на естествознание, как Бор. Из всех теоретических троп троп Бора была самой значительной».

П. Л. Капица ¹⁸³

Мы подошли к концу нашего затянувшегося обзора. Мы совсем не остановились на многих сторонах научного наследия Н. Бора, имеющих прямое отношение к ядерной физике. Полностью вне поля зрения остался цикл работ, посвященных прохождению ядерных частиц через вещество. Не затронуты также фундаментальные исследования философии научного познания и глубоких основ квантовой теории, которые можно было бы проиллюстрировать поучительными примерами из современной физики ядра. Мы обсудили лишь развитие идей Н. Бора, относящихся собственно к ядерной структуре и являющихся актуальными сейчас: концепцию составного ядра и статистического

описания, коллективное движение и ядерное деление как феномен, понимание которого основано на синтезе идей предыдущих разделов. Мы видели, что живая мысль Н. Бора оплодотворила физику ядра и дала ей мощный импульс, влияние которого не иссякло и сейчас.

Нет сомнений в пользу изучения работ основателей современной физики и проникновения в стиль их мышления, подхода к проблемам. Недаром П. Эренфест писал, имея в виду Н. Бора и А. Эйнштейна: «...Для них новые вещи являются невозможностью старого, классического объяснения». Конечно, некоторые конкретные места в работах Н. Бора кажутся сейчас устаревшими. Но, как подчеркивал сам Н. Бор, говоря о заслугах Дж. Максвелла, наибольшую ценность представляют «основные понятия физики, которым мы обязаны великим учителям»¹⁷⁵. Можно вполне согласиться с формулировкой Н. Бора, данной в этой же работе: «...Максимум того, что может дать какая бы то ни было теория», это, кроме истолкования наблюдаемых явлений, то, что она «способствовала различным гипотезам и управляла развитием за пределами ее первоначальной применимости».

Сейчас, когда редакции многих научных журналов озабочены, кажется, больше всего экономией своих страниц, статьи Н. Бора могут показаться перегруженными и «чересчур убедительными». Признавая большое влияние датского философа С. Кьеркегора на формирование своего мировоззрения, Н. Бор отнюдь не следовал его принципу «Гении не нуждаются в доводах». Снова и снова Н. Бор, имея все время перед глазами предполагаемого читателя и оппонента, рассматривает предмет работы с разных сторон, обновляет и уточняет аргументацию, стараясь предвидеть возражения и донести оттенки своей глубоко диалектической мысли, неустанно ищущей истину. Известное высказывание Н. Бора «о двух родах истины»¹⁷⁶ освещает его отношение к науке и к внутреннему миру настоящего ученого: «К одному роду истин относятся такие простые и ясные утверждения, что противоположные им очевидно не верны. Другой род, так называемые «глубокие истины», представляют, наоборот, такие утверждения, что противоположные им тоже содержат глубокую истину. Развитие в новой области обычно идет этапами, причем хаос постоянно превращается в порядок: но, пожалуй, как раз на промежуточном этапе, где преобладают «глубокие истины», работа особенно полна напряженного интереса и побуждает фантазию к поискам твердой опоры».

Именно так развивались идеи в области структуры атомных ядер. Одночастичное и коллективное движение — два взаимодействующих аспекта ядерной структуры — воплощают две глубоких истины по отношению к природе, происходящих в недрах ядра. Движение нуклонов и кластеров, в свою очередь, соответствует коллективным аспектам кварковой физики, специфически «по-ядерному», подчеркивающей эффекты фундаментальных взаимодействий. Эта область представляется главной ареной экспериментальных и теоретических исследований следующего поколения.

Вспоминая о своем учителе Э. Резерфорде как «об основоположнике науки о ядре»¹⁷⁷, Н. Бор писал: «Для новых поколений, которым в грядущие годы суждено продолжать изучение атомного мира, жизнь и деятельность этого великого исследователя всегда будет служить источником вдохновения». С полным правом мы можем отнести эти слова и к самому Нильсу Бору.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Институт ядерной физики
СО АН СССР, Новосибирск

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N.— Naturwissenschaften, 1930, Bd. 18, S. 73; перевод (см. пояснение в конце Введения): с. 62.
2. Bohr N.— Nature, Suppl., 1926, v. 118, p. 51; перевод: с. 26.
3. Bohr N.— J. Chem. Soc., 1932, v. 134, p. 349; перевод: с. 75.

4. Bohr N.— Ann. d. Phys., 1938, Bd. 32, S. 5; перевод: с. 259.
5. Bohr N.— Nature, 1936, v. 137, p. 344; перевод: с. 192.
6. Friedman F., Weisskopf V.— In: Niels Bohr and the Development of Physics.— Lnd.: Pergamon Press, 1955; перевод: Нильс Бор и развитие физики.— М.: ИЛ, 1958, с. 177.
7. Amaldi E.— Phys. Rept., 1984, v. 111, p. 1.
8. Bohr N., Kalkar F.— Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1937, v. 14, p. 10; перевод: с. 213.
9. Breit G., Wigner E.— Phys. Rev., 1936, v. 49, p. 519, 642.
10. Bethe H. Phys. Rev., 1936, v. 50, p. 332; Rev. Mod. Phys., 1937, v. 9, p. 69.
11. Френкель Я. И.— Sov. Phys., 1936, v. 9, p. 533.
12. Ландау Л. Д.— Phys. Zs. Sowjetunion, 1937, Bd. 11, S. 556.
13. Weisskopf V. F.— Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 295.
14. Bohr N., Peierls R., Placzek G.— Nature, 1939, v. 144, p. 200; перевод: с. 295.
15. Weisskopf V. F.— Helv. Phys. Acta, 1950, v. 23, p. 187.
16. Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V.— Phys. Rev., 1953, v. 90, p. 166.
17. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра.— М.: Атомиздат, 1960.
18. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure. V. I — Reading, MA: W. A. Benjamin, 1969. перевод: Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, Т. 1.— М.: Мир, 1971.
19. Brody T. A. et al.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 385.
20. Wigner E. P.— Ann. Math., 1951, v. 53, p. 36; 1955; v. 62, p. 248.
21. Von Neumann J., Wigner E. P.— Phys. Zs., 1929, Bd. 30, S. 467.
22. Gurevich I. I., Pevsner M. I.— Nucl. Phys., 1957, v. 2, p. 575.
23. Dyson F. J.— J. Math. Phys., 1962, v. 3, p. 140, 157, 166; перевод: Дайсон Ф. Статистическая теория энергетических уровней сложных систем.— М.: ИЛ, 1963.
24. Mehta M. L. Random Matrices and the Statistical Theory of Energy Levels.— N.Y.: Academic Press, 1967.
25. Гуревич И. И.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1283.
26. Chiricov B. V.— Phys. Rept., 1979, v. 52, p. 263.
27. Zaslavsky G. M.— Ibidem, 1981, v. 80, p. 157.
28. Chiricov B. V., Izrailev F. M., Sherylansky D. L.— Sov. Sci. Rev. Sect. C, 1981, v. 2, p. 209.
29. Berry M. V.— Ann. Phys. (N. Y.), 1981, v. 131, p. 163.
30. Bohigas O. et al.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 1.
31. Струтинский В. М., Магнер А. Г.— В кн.: Материалы X Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1975, ч. I, с. 251.
32. Рещукас Р.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 943.
33. Татарский В. И.— УФН, 1983, т. 139, с. 587.
34. Porter C. E., Thomas R. G. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 483.
35. Draayer J. P., French J. B., Wong S. S. M.— Ann. Phys., 1977, v. 106, p. 472, 503.
36. Flambaum V. V., Sushkov O. P.— Nucl. Phys. Ser. A, 1984, v. 412, p. 13.
37. Сухков О. П., Фламбаум В. В.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 59.
38. Blin-Stoyle R. J.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 181.
39. Шапиро И. С.— УФН, 1968, т. 95, с. 647.
40. Ericson T.— Ann. Phys. (N.Y.), 1963, v. 23, p. 390.
41. Фейнберг Е. Л.— В кн.: Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, 1967.— М.: ИТЭФ, 1967, т. 2, с. 389.
42. Базь А. И.— В кн.: Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1978, с. 5.
43. Ольховский В. С.— Физ. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 288.
44. Agassi D., Weidenmuller H. A., Mantonouranis G.— Phys. Rept. Ser. C, 1975, v. 22, p. 145.
45. Feshbach H., Kerman A. K., Koopin S.— Ann. Phys. (N.Y.), 1980, v. 125, p. 429.
46. Живописцев Ф., Сухаревский В. Г.— Физ. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 1208.
47. Румянцев Б. А., Хейфец С. А.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 510.
48. Friedman W. A. et al.— Phys. Rept., 1981, v. 77, p. 47.
49. McVoу K. W., Tang X. T.— Ibidem, 1983, v. 94, p. 139.
50. Зайдель К. и др.— Физ. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 499.
51. Griffin J. J. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 478; Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 24, p. 5.
52. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач.— М.: Энергоиздат, 1982.
53. Bohr N. The Unity of Knowledge.— N.Y.: Doubleday and Co., 1955, p. 17; перевод: с. 481.

52. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure. V. II.— N.Y.: Benjamin, 1974; перевод: Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.2.— М.: Мир, 1977.
53. Mayer M. G.— Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 16, 22.
54. Rainwater J.— Ibidem, v. 79, p. 432.
55. Bohr A.— Ibidem, 1950, v. 81, p. 134.
56. Bohr A. Mottelson B.— Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1953, v. 27, No. 16; перевод: Пробл. совр. физ., 1955, № 9, с. 34.
57. Bohr N.— Nature, 1938, v. 141, p. 1096.
58. Bohr A.— Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1952, v. 26, p. 14; перевод как в⁵⁶, с. 9.
59. Belyaev S. T., Zeleninsky V. G.— Nucl. Phys., 1962, v. 39, p. 582.
60. Hamamoto I., Mottelson B. R.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 132, p. 7.
61. Leander G. A. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 388, p. 425.
62. Bohr A. Rotational States of Atomic Nuclei.— Copenhagen: Munksgaard, 1954; перевод как в⁵⁶, 1956, № 9, с. 5.
63. Alaga G. et al.— Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1955, v. 29, No. 9; перевод: ibidem, с. 80.
64. Bohr A., Mottelson B.— Ibidem, v. 30, No. 1; перевод: ibidem, с. 173.
65. Inglis D. R.— Phys. Rev., 1956, v. 103, p. 786.
66. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г.— ЯФ, 1970, т. 11, с. 741.
67. Rockmore R. M.— Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 1645.
68. Bohr N. Studier over metallernes elektrontheori.— København: Thaning og Appel, 1911.
69. Van Leuven H. J.— Phys. et Radium, 1921, t. 2, p. 361.
70. Bohr A., Mottelson B., Pines D.— Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 936.
71. Belyaev S. T.— Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1959, v. 31, No. 11.
72. Соловьев В. Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер.— М.: Атомиздат, 1963.
73. Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, 1058; 1957, т. 32, с. 59.
74. Вакс В. Г., Галицкий В. М., Ларкин А. И.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1655.
75. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А.— Физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 221.
76. Gneuss G., Greiner W.— Nucl. Phys. Ser. A, 1971, v. 171, p. 449.
77. Зелевинский В. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, с. 79; 1985, т. 49, с. 65.
78. Воров О. К., Зелевинский В. Г.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 1392.
79. Janssen D., Jolos R. V., Dopau F.— Nucl. Phys. Ser. A, 1974, v. 224, p. 93.
80. Arima A., Iachello F.— Ann. d. Phys., 1976, Bd. 99, S. 253; 1978, Bd. 111, S. 201; 1979, Bd. 123, S. 468.
81. Лемберг И. Х., Михайлов В. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 2170.
82. Speth J., van der Woude A.— Rept. Progr. Phys., 1981, v. 44, p. 719.
83. Урин М. Г.— Физ. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 245.
84. Bergere R.— In: Lecture Notes in Physics.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1977, v. 61, p. 1.
85. Bothe W., Gentner W.— Zs. Phys., 1939, Bd. 112, S. 45.
86. Bohr N.— Nature, 1938, v. 141, p. 326; перевод: с. 274.
87. Auerbach N. et al.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 48.
88. Migdal A. B.— J. Phys. USSR, 1944, v. 8, p. 331.
89. Hansen P. G.— Adv. Nucl. Phys., 1973, v. 7, p. 159.
90. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.— Физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1324.
91. Пятов Н. И., Фаянс С. А.— Ibidem, 1983, т. 14, с. 953.
92. Migdal A. B.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 107.
93. Moniz E.— Nucl. Phys. Ser. A, 1982, v. 374, p. 557.
94. Румянцев Б. А.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 46.
95. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 525.
96. Зелевинский В. Г., Штокман М. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, т. 36, с. 2577.
97. Newton J. O. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1970, v. 141, p. 631.
98. De Voigt M. J. A. et al.— Rev. Mod. Phys., 1983, v. 55, p. 949.
99. Павличенков И. М.— УФН, 1981, т. 133, с. 193.
100. Mottelson B. R., Valatin J. G.— Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 511.
101. Гринь Ю. Т., Ларкин А. И.— ЯФ, 1965, т. 2, с. 40.
102. Johnson A., Rude H., Sztarkier J.— Phys. Lett., Ser. B, 1971, v. 34, p. 605.
103. Sorensen R. A.— Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 353.
104. Garrett J. D.— Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 409, p. 259.

105. Stephens P.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 43.
106. Bengtsson R., Frauendorf S.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 314, p. 27; v. 327, p. 139.
107. Bengtsson R. et al.— Ibidem, 1983, v. 405, p. 221.
108. Bohr A., Mottelson B. R.— J. Phys. Soc. Japan Suppl., 1978, v. 44, p. 157.
109. Pedersen J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 990.
110. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.— Ann. Phys. (N.Y.), 1974, v. 82, p. 557.
111. Галицкий В. М., Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 139.
112. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.— М.: Наука, 1965; 2-е изд., 1982.
113. Khodel V. A., Saperstein E. E.— Phys. Rept., 1982, v. 92, p. 183.
114. Саперштейн Э. Е., Ходель В. А.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 22.
115. Беляев С. Т.— ЯФ, 1965, т. 1, с. 3.
116. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г.— ЯФ, 1965, т. 1, 1965, с. 13; т. 2, с. 51.
117. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г.— Ibidem, с. 615.
118. Bohr N. Congres du Palais de la decouverte.— Paris, 1938; перевод: с. 272.
119. Hahn O., Strassman F.— Naturwissenschaften, 1939, Bd. 27, S. 11.
120. Meitner L., Frisch O.— Nature, 1939, v. 143, p. 239.
121. Bohr N.— Ibidem, p. 330; перевод: с. 289.
122. Bohr N.— Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 418; перевод: с. 291.
123. Bohr N., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 426; перевод: с. 299.
124. Халперн И. Деление ядер.— М.: ИЛ, 1962.
125. Петржак К. А., Флеров Г. Н.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 1013; УФН, 1961, т. 73, с. 655.
126. Bohr N., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 1065; перевод: с. 350.
127. Bohr N.— Ibidem, 1941, v. 59, p. 1042; перевод: с. 374.
128. Френкель Я. И.— ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 641.
129. Бор О.— В кн.: Труды международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955.— М.: Физматгиз, 1958, т. 2, с. 175.
130. Grant I. S.— Rept. Progr. Phys., 1976, v. 39, p. 955.
131. Hill D. L., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 1102.
132. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 1195.
133. Беляев С. Т.— Nucl. Phys., 1965, v. 64, p. 17.
134. Zelevinsky V. G.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 337, p. 40.
135. Baranger M., Veneroni M.— Ann. Phys. (N.Y.), 1978, v. 114, p. 123.
136. Anderson P. W.— Rev. Mod. Phys., 1966, v. 38, p. 298.
137. Cohen S., Swiatecki W. J.— Ann. Phys. (N.Y.), 1963, v. 22, p. 406.
138. Plutonium Project.— Rev. Mod. Phys., 1946, v. 18, p. 539.
139. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Ann. Phys. (N.Y.), 1970, v. 55, p. 395.
140. Nix J. R.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1972, v. 22, p. 65.
141. Strutinsky V. M.— Nucl. Phys. Ser. A, 1967, v. 95, p. 420; 1968, v. 122, p. 1.
142. Brack M. et al.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
143. Гречухин Д. П., Пик-Пичак Г. А. Препринт ИАЭ-2115.— Москва, 1971.
144. Bjornholm S., Lynn J. E.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 75.
145. Поликанов С. М. и др.— ЖЭТФ, 1962, т. 15, с. 1016.
146. Циценков Ю. М. и др.— УФН, 1984, т. 144, с. 3.
147. Pashkevich V. V.— Nucl. Phys. Ser. A, 1971, v. 169, p. 275.
148. Möller P., Nix R.— Nucl. Phys. Ser. A, 1974, v. 229, p. 269.
149. Струтинский В. М.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 603; 1960, т. 39, с. 781.
150. Сущков О. П., Фламбаум В. В.— УФН, 1982, т. 136, с. 3.
151. Фламбаум В. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-119.— Новосибирск, 1984.
152. Wheeler J.— In ⁶; перевод как в ⁶, с. 214.
153. Specht H. J.— Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 773.
154. Glässel P., Rösler H., Specht H. J.— Nucl. Phys. Ser. A, 1975, v. 256, p. 220.
155. Ericson T.— Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 425.
156. Вдовин А. И. и др.— Физ. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 952.
157. Landau L.— Phys. Zs. Sowjetunion, 1932, Bd. 1, S. 88; Bd. 2, S. 46.
158. Zener C.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1932, v. 137, p. 696.
159. Wilets L.— Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 372.
160. Negele J. W.— Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, p. 913.
161. Flocard H. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 339, p. 336.
162. Hofmann H., Siemens P. J.— Nucl. Phys., Ser. A, 1976, v. 257, p. 165; 1977, v. 275, p. 164.
163. Зелевинский В. Г.— В кн.: Материалы XII Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1977, с. 53.
164. Hofmann H. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1979, Bd. 293, S. 229.
165. Исаев П. Н.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 1207.
166. Yajima S. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1976, Bd. 278, S. 69.

167. Caldeira A. O., Leggett A. J.— Ann. Phys. (N.Y.), 1983, v. 149, p. 374.
168. Лихарев К. К.— УФН, 1983, т. 139, с. 169.
169. Данилян Г. В. и др.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 197.
170. Rose H. J., Jones G. A.— Nature, 1984, v. 307, p. 245.
171. Price P. B. et al.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 297.
172. Шигин В. А.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 67.
173. Roeniger D. N. et al.— J. Phys. Ser. G, 1984, v. 10, p. L183.
174. Vaishnene L. A. et al.— Zs. Phys., 1981, Bd. 302, S. 143.
175. Bohr N.— Nature, 1931, v. 128, p. 691; перевод: с. 72.
176. Bohr N.— In: Albert Einstein — Philosopher-Scientist.— Evanston, 1949; перевод: с. 432.
177. Bohr N.— Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, p. 1083; перевод: с. 545; то же: УФН, 1963, т. 80, с. 250 *).
178. Слив Л. А., Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— УФН, 1985, т. 145, с. 553.
179. Нильс Бор. Жизнь и творчество: Сборник статей.— М.: Наука, 1967.
180. Александров Д. В. и др.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 152.
181. Зельдович Я., Зысман Ю.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 831.
182. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б.— УФН, 1983, т. 139, с. 501.
183. Капица П. Л.— Природа, 1963, № 1, с. 67. ■

*) В июньском номере УФН за 1963 г. (т. 80, вып. 2) опубликованы также статьи, посвященные памяти Н. Бора. (Прим. ред.)