

## ЗАПАЗДЫВАЮЩАЯ МУЛЬТИНЕЙТРОННАЯ ЭМИССИЯ В ОБЛАСТИ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ КАЛЬЦИЯ

© 2018 г. И. Н. Борзов<sup>1),2)\*</sup>

Поступила в редакцию 13.06.2018 г.

Дан краткий обзор самосогласованных моделей, применявшихся для глобальных расчетов  $\beta$ -распадных свойств нейтронно-избыточных ядер: квазичастичного приближения случайных фаз с учетом континуума, основанного на энергетическом функционале плотности (ЭФП), предложенном Фаянсом и др. (DF + CQRPA); релятивистского квазичастичного приближения случайных фаз (RQRPA) и метода конечной амплитуды (FAM). Эти модели включают разрешенные переходы Гамова–Теллера и однократно запрещенные переходы. Анализируются также модели с учетом сложных конфигураций, “выходящие за рамки QRPA”. В самосогласованном DF + CQRPA-подходе проведены расчеты  $\beta$ -распадных свойств тяжелых изотопов Ca, K и Sc вблизи новых магических подболочек нейтронов  $N = 32, 34$ . Отмечается корреляция между прогнозируемой высокой вероятностью двухнейтронной эмиссии и аномальными ядерными радиусами, измеренными для изотопов K и Ca в области  $N = 32$ . Проведено сравнение DF + CQRPA-расчетов с результатами, полученными в самосогласованных моделях с ЭФП Скирма SkO' и с релятивистским функционалом D3C\*.

DOI: 10.1134/S0044002718060065

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования ядерного  $\beta$ -распада имеют первостепенное значение для понимания эволюции структуры ядерных оболочек вдали от линии  $\beta$ -стабильности. Они необходимы для планирования и интерпретации экспериментов на пучках радиоактивных ионов и для надежного моделирования астрофизического процесса быстрого нуклеосинтеза тяжелых элементов ( $r$ -процесса). Прецизионные данные по  $\beta$ -распаду продуктов деления требуются и для исследований, связанных с безопасностью ядерных реакторов нового поколения. Для ядер с большим избытком нейтронов полные схемы  $\beta$ -распада, как правило, недоступны, и приходится использовать интегральные величины: периоды полураспада, вероятности  $\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии и в отдельных случаях вероятности множественной нейтронной эмиссии. Одновременный анализ этих наблюдаемых позволяет реконструировать силовые функции  $\beta$ -распада, несущие важную информацию о спиновых компонентах функционала плотности.

Изучение  $\beta$ -запаздывающей мультинейтронной эмиссии имеет долгую историю. Возможность

эмиссии пары коррелированных нуклонов с вероятностью, превышающей вероятность однопартонной эмиссии, была предсказана Гольданским [1]. Полумикроскопические оценки вероятности эмиссии нескольких нейтронов ( $P_{xn}$ ) в ядрах средней тяжести проводились в работе [2]. Вопросы, связанные с последовательным или/и прямым характером двухнейтронного распада до сих пор вызывают интерес. Эксперимент по наблюдению динейтронного распада нестабильного резонансного состояния с внутренней энергией возбуждения около 70 кэВ в ядре  $^{16}\text{Be}$  был осуществлен, однако его результат может быть объяснен эффектом  $np$ -взаимодействия в конечном состоянии [3]. Сложности, связанные с интерпретацией распада динейтронных состояний, рассмотрены в рамках динамической модели в недавней работе [4]. Оценки конкуренции двухнейтронной и дейтронной эмиссии можно найти в обзоре [5]. Продолжается экспериментальный поиск и теоретические исследования тетранейтронного резонанса — нестабильного резонансного состояния четырех нейтронов с внутренней энергией возбуждения около 800 кэВ, распадающегося в квартет или коррелированные пары нейтронов (см. ссылки в [6–8]). Структура и каналы распада экзотических нейтронно-обогащенных ядер с  $Z = 1–20$  вблизи границы нейтронной стабильности систематизированы в обзоре [9].

В тяжелых, сильно обогащенных нейтронами ядрах микроскопические расчеты  $\beta$ -распада и

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

\*E-mail: [ibor48@mail.ru](mailto:ibor48@mail.ru)

$\beta$ -запаздывающей нейтронной эмиссии также достаточно сложны. Адекватная модель должна включать в себя ряд конкурирующих механизмов. Во-первых, это конкуренция между переходами Гамова–Теллера (GT) и высокоэнергетическими переходами первого запрета (FF), которые открываются, когда нейтроны заполняют орбитали над главными оболочками. Их четность противоположна четности нейтронов и протонов, находящихся в соседних оболочках с более низкими осциллирующими квантовыми числами. Для появляющихся высокоэнергетических нейтрон-протонных FF-переходов через оболочку большие величины фазовых факторов компенсируют разницу матричных элементов разрешенных GT- и запрещенных FF-распадов. Основываясь на энергетическом функционале плотности (EDF), предложенном Фаянсом и др. в [10], была разработана полностью микроскопическая DF + CQRPA-модель [11], равноправно включающая GT- и FF-переходы. Было показано, что высокоэнергетическая часть силовой функции  $\beta$ -распада, отвечающая малым энергиям возбуждения дочерних ядер ( $E_x$ ), существенно обогащается FF-переходами, ускоряющими  $\beta$ -распад и соответственно снижающими полную вероятность эмиссии  $\beta$ -запаздывающих нейтронов [11].

Во-вторых, силовые функции  $\beta$ -распада изменяются при учете сложных конфигураций. Квазичастично-фононное (или фонон-фононное) взаимодействие обогащает структуру волновых функций, увеличивает плотность состояний квазичастиц и приводит к фрагментации силы  $\beta$ -распада [12], что меняет его интегральные характеристики.

В-третьих, не только ядра с нейтронным гало вблизи линии нейтронной нестабильности обнаруживают особенности слабосвязанных открытых квантовых систем. При обогащении ядра нейтронами может происходить “эрозия кора”, производимая тензорным нейтрон-протонным взаимодействием, а также трехчастичными ( $3N$ ) силами, что приводит к инверсии спинов основного состояния ядра. Перестройка “нормального” порядка квазичастичных уровней меняет периоды  $\beta$ -распада и вероятности множественной эмиссии  $\beta$ -задержанных нейтронов [13]. Кроме того, при достаточно высоком избытке нейтронов происходит образование нейтронной “шубы”. Надежный учет этих механизмов, сопровождающих задержанную эмиссию двух и более нейтронов, дейтронов и т.д., требует развития самосогласованного подхода.

В работе, во-первых, дан краткий обзор расчетов свойств основных состояний и  $\beta$ -распада околосферических и деформированных ядер в глобальных самосогласованных моделях: DF + CQRPA — квазичастичном приближении случайной фазы в континууме, основанном на EDF

Фаянса [11, 14], RHB + QRPA — релятивистской модели Хартри–Боголюбова [15], и  $pn$ FAM — итерационной модели метода конечных амплитуд с ЭФП Скирма [16]. Во всех этих моделях учтены разрешенные переходы Гамова–Теллера и переходы первого запрета. Обсуждаются также недавние расчеты в моделях, учитывающих квазичастично-фононное (или фонон-фононное) взаимодействие [12, 17–21]. Основное внимание уделено качеству описания полных энерговыделений ( $Q_\beta$ ) и силовых функций  $\beta$ -распада в различных функционалах плотности.

Во-вторых, проведено детальное исследование свойств  $\beta$ -распада нейтронно-избыточных изотопов K, Ca, Sc, в которых протоны заполняют  $sd$ -оболочку, а нейтроны — орбитали  $fp$ -оболочки и более высокие  $p_{1/2}$ -,  $f_{5/2}$ -состояния. В последнее время внимание к этой области ядерной карты, включающей дважды магические стабильные ядра  $^{40,48}\text{Ca}$ , повысилось благодаря экспериментам, показавшим усиление магичности нестабильных короткоживущих изотопов  $^{52,54}\text{Ca}$  [22, 23] с  $N = 32, 34$ , а также обнаружению аномальных зарядовых радиусов нестабильных изотопов Ca и K [24, 25]. Возможность корреляции аномально больших ядерных радиусов и высокой вероятности двухнейтронной эмиссии в области тяжелых изотопов Ca отмечалась в [26]. Совместное исследование  $\beta$ -распада, задержанной эмиссии нейтронов и ядерных радиусов в K, Ca, Sc может быть использовано для тестирования микроскопических подходов. Оно, в частности, позволяет установить ограничения на силу взаимодействия квазичастиц с фононами. В работе выполнены такие расчеты для изотопов с  $Z = 19–21$  и  $N > 28$ , для которых экспериментально известны и инверсия спинов основного состояния, и аномально большие зарядовые радиусы [27, 28].

## 2. САМОСОГЛАСОВАННЫЕ МОДЕЛИ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ $\beta$ -РАСПАДА

Самосогласованные модели обеспечивают более надежную экстраполяцию ядерных свойств к экстремальным отношениям  $N/Z$ . В широкой области тяжелых и сверхтяжелых ядер используется квазичастичное приближение случайных фаз ( $pn$ QRPA), основанное на теории энергетического функционала плотности. Такой подход применяется для описания “гросс”-структуры силовых функций и интегральных характеристик  $\beta$ -распада [11, 13, 14, 16].

В последнее время самосогласованные модели  $\beta$ -распада получили существенное развитие и стали применяться к глобальным расчетам, включающим несколько сотен и даже тысяч ядер. При

этом параметры, определенные из ограниченного набора эталонных ядер, сохраняются одинаковыми для всей ядерной карты. Модели должны надежно описывать свойства основных состояний короткоживущих ядер, важных для экспериментов на пучках радиоактивных ионов и астрофизики, — полное энерговыделение в  $\beta$ -распаде ( $Q_\beta$ ), пороги эмиссии нескольких нейтронов ( $S_{xn}$ ). Тогда можно рассчитывать на хорошее описание интегральных характеристик  $\beta$ -распада: времен жизни ( $T_{1/2}$ ) и вероятностей мультинейтронной эмиссии ( $P_{xn}$ ). В целом в самосогласованном подходе достигнуто аналогичное или лучшее качество описания интегральных свойств  $\beta$ -распада, чем в стандартных полумикроскопических подходах.

Более подробный обзор самосогласованных QRPA-моделей, которые были использованы для глобальных расчетов  $\beta$ -распада, можно найти в работе [13]. Для удобства ниже приводится лишь их краткое описание. В настоящей работе также рассмотрены отличные от оболочечной модели подходы к силовой функции  $\beta$ -распада [12, 17–21], которые выходят “за рамки QRPA” и учитывают связь со сложными конфигурациями.

### 2.1. Модель $DF + CQRPA$

На основе самосогласованного описания свойств основного состояния [29–31] с функционалом плотности энергии Фаянса [10] была разработана модель для широкомасштабных CQRPA-расчетов силовых функций  $\beta$ -распада с учетом переходов Гамова–Теллера и первого запрета [11]. В модели отсутствует обрезание базиса частично-дырочных ( $ph$ ) состояний. Эффективное спин-изоспиновое  $NN$ -взаимодействие в  $ph$ -канале включает контактное взаимодействие Ландау–Мигдала и модифицированные в ядерной среде однопионный и  $\rho$ -мезонный обменные члены с силовыми параметрами, не зависящими от массового числа. Для немагических ядер используется зависящая от плотности и от массового числа сила  $T = 1$  спаривания нулевого радиуса. Для эффективного спин-изоспинового  $NN$ -взаимодействия с  $T = 0$  в канале частица–частица (динамическое спаривание) используется контактное взаимодействие с силовым параметром, не зависящим от массового числа.

Корреляции вне QRPA учитываются перенормировкой спин-зависимых мультипольных операторов с помощью не зависящего от энергии возбуждения отношения эффективной и свободной констант аксиально-векторного взаимодействия. Используется обычный фактор подавления силы спиновых возбуждений  $Q^{1/2} = g_A/G_A = 1$ , он входит и в однопионную компоненту эффективного

взаимодействия. Разрешенные и запрещенные переходы рассматриваются в рамках единой схемы. Используется полный набор операторов переходов первого запрета, в котором релятивистские операторы  $\alpha$ ,  $\gamma_5$  приведены к их пространственно-зависимым аналогам через CVC- и PCAC-соотношения [11]. При этом усиление вклада оператора аксиального заряда  $\gamma_5$  учитывается так же, как в [32]. В интересующей нас области тяжелых изотопов Ca этот эффект был экспериментально подтвержден для псевдоскалярного  $\beta$ -распада  $^{50}\text{K}(0^-) \rightarrow ^{50}\text{Ca}(0^+)$ .

Преимуществом подхода является точный учет  $ph$ -континуума в координатном представлении  $pnQRPA$ . Следует отметить, что силовые параметры взаимодействия определяются из экспериментальных свойств спин-изоспиновых возбуждений, но фитирование по “выходным” периодам  $\beta$ -распада отсутствует.

Модель была обобщена на нечетные и нечетно-нечетные ядра (далее “нечетные” ядра). Их вырожденные основные состояния приближенно описываются путем усреднения по соответствующим мультиплетным компонентам. При этом расчеты с функционалом Фаянса дополнены возможностью фиксации нечетного нуклона в заданном состоянии [33]. Включены взаимодействие нечетного нуклона с кором и эффекты перегруппировки [33], тогда как взаимодействие между нечетными нуклонами не учитывается. Отклик ядра на спин-изоспиновое поле определяется суммированием усредненных вкладов парциальных силовых функций по возможным значениям спина [34].

Общим недостатком данной версии модели, как и моделей, рассмотренных в разд. 2, является пренебрежение деформацией в основном состоянии ядра и неучет  $pr$ – $nh$ -конфигураций.

### 2.2. Релятивистская модель $RHB + RQRPA$

Модель, развитая группой П. Ринга [14], основана на релятивистском приближении Хартри–Боголюбова (RHB) для сферического основного состояния ядра и использует зависящие от плотности мезон-нуклонные эффективные взаимодействия. Релятивистский функционал плотности D3C\* используется для расчетов основного состояния и определяет эффективное взаимодействие в  $ph$ -канале. Взаимодействие Гони DIS конечного радиуса используется для  $T = 1$ -спаривания в основном состоянии. Эффективное взаимодействие в  $pp$ -канале представлено в виде суммы двух гауссианов: отталкивательного короткодействующего и притягивательного далекодействующего. Их общий силовой параметр  $V_{pp}$ , определенный из подгонки к экспериментальным временам жизни, зависит от  $(N - Z)$ .

Рассматриваются переходы Гамова–Теллера и однократно запрещенные переходы. В отличие от [32, 11] предполагается один и тот же фактор подавления  $Q^{1/2} = g_A/G_A = 1$  для нерелятивистских спин-зависимых операторов и для релятивистского  $\gamma_5$ -оператора. Основное состояние нечетных ядер вычисляется в той же схеме, что и для четных ядер: математическое ожидание оператора числа частиц фиксировано для нечетных  $N$  и/или  $Z$ . Таким образом, состояние, рассчитанное в RHB, имеет энергию, которая отличается от истинного состояния нечетного ядра на энергию нечетной квазичастицы [35], что оказывает некоторое влияние на значения  $Q_\beta$ .

Несмотря на то что в RHB + RQRPA используется сферический функционал плотности, модель применяется и для деформированных ядер. Ограничения на размерность матрицы делают последовательное описание  $\beta$ -распада в деформированных ядрах серьезной проблемой для самосогласованного QRPA на основе метода функционала плотности.

### 2.3. Метод конечной амплитуды (FAM)

Метод конечной амплитуды, предложенный Накатсукаса и др. в [15], позволяет рассчитать линейный отклик ядра, минуя нахождение собственных значений, и представляет эффективный способ избежать проблем, вызванных размерностью QRPA-матрицы в деформированных ядрах. Позже Энгель и др. [16] развили аналогичный метод нахождения ядерного спин-изоспинового отклика ( $pn$ FAM), позволяющий эффективно решить  $pn$ QRPA-проблему для деформированных ядер. В работе [16] известный код HFVTHO на основе скирмовского функционала плотности SkO' был применен к глобальным расчетам  $\beta$ -распада для четно-четных сферических и аксиально-деформированных ядер.

Спиновые параметры взаимодействия Скирма с учетом тензорных членов согласованы со взаимодействием Ландау–Мигдала для бесконечного однородного вещества [36]. Поскольку эти параметры относительно слабо влияют на энергию основного состояния, они могут быть подогнаны по спин-изоспиновым свойствам ядер без потери точности расчетов ядерных масс. Основные свободные параметры — это константа спиновой плотности  $C_{st}$  и сила эффективного частично-частичного взаимодействия  $V_{pp}$ , которые подгоняются по энергиям GT- и спин-дипольного резонансов и (!) непосредственно по периодам  $\beta$ -распада.

Включены переходы Гамова–Теллера и первого запрета. Обычный фактор подавления спиновых

возбуждений  $g_A/G_A = 1$  используется для GT-оператора. Спин-зависимые операторы, определяющие FF-переходы, в работе [16] не перенормировались. Для описания нечетных ядер в [17] используется так называемое приближение равного заполнения (equal filling approximation) [37]. Учет сложных конфигураций в методе FAM в принципе возможен, но на этом пути возникает ряд технических проблем.

## 3. САМОСОГЛАСОВАННЫЕ МОДЕЛИ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ $\beta$ -РАСПАДА, ВЫХОДЯЩИЕ ЗА РАМКИ QRPA

Модели силовой функции  $\beta$ -распада, выходящие за рамки QRPA, представляют альтернативу мультikonфигурационной модели оболочек [9, 38]. Они следуют идеям квазичастично-фононной модели Соловьева [39], позволяющей описать затухание и фрагментацию зарядово-обменных резонансов [40–42]. Основным приближением моделей с квазичастично-фононной связью (QPC) или фонон-фононной связью (PPC) является учет (в режиме слабой связи) простых конфигураций двух квазичастиц ( $2qp$ ) и комплексных  $2qp$ -фононных конфигураций, построенных на низколежащих фононах. Если эти конфигурации близки по энергии, то они эффективно конкурируют друг с другом. Соответственно как однонуклонный оператор собственной энергии, так и эффективное  $NN$ -взаимодействие усложняются после включения амплитуд связи  $2qp$ -фонон. Недавно были разработаны несколько самосогласованных моделей, выходящих за рамки двухквазичастичного приближения для GT-возбуждений сферических ядер. Конкретные расчеты проводились в ограниченных областях ядер, глобальные расчеты свойств  $\beta$ -распада пока не проводились.

### 3.1. Сепарабельное приближение конечного радиуса (FRSA)

Влияние фонон-фононной связи на периоды полураспада  $\beta$ -распада и вероятности мультинейтронной эмиссии рассматривалось в зарядово-обменном  $pn$ RPA [12, 20], а затем в  $pn$ QRPA [21], на основе так называемого сепарабельного приближения конечного радиуса. В этих работах фонон-фононная связь между одно- и двухфононными членами в волновых функциях GT-состояний включена так же, как в модели Соловьева [39]. Основное состояние родительского ядра описывается в сферическом приближении Хартри–Фока (HF) и Бардина–Купера–Шриффера (BCS). Непрерывный одночастичный спектр дискретизируется путем диагонализации HF-гамильтониана в базисе гармонического осциллятора.

Уравнения  $pn$ QRPA основаны на квазичастичных состояниях HF–BCS с остаточными взаимодействиями, самосогласованным образом полученными из скирмовского функционала в  $ph$ -канале и из спаривательного взаимодействия нулевого радиуса в  $pp$ -канале [21]. Взаимодействие Скирма в канале  $ph$  содержит четные и нечетные триплетные тензорные компоненты, замененные сепарабельным взаимодействием с параметрами, подогнанными по центроидным энергиям распределений силы GT- и спин-квадрупольных возбуждений, вычисленных с исходным тензорным взаимодействием [43]. В  $pp$ -канале используется зависящее от плотности контактное взаимодействие с силовым параметром, полученным из условия  $SU(4)$ -симметрии [21].

Размерность матрицы QRPA быстро растет с массой ядра, если кардинально не ограничить пространство двухквазичастичных конфигураций. Однако представив матричные элементы QRPA в сепарабельном виде, энергии QRPA можно найти как корни относительно простого секулярного уравнения [38]. В методе FRSA [44, 45] используется аппроксимация центрального  $ph$ -взаимодействия Скирма в форме Ландау–Мигдала. Параметры Ландау с  $l > 1$  полагаются равными нулю, и учитывается двухчастичное кулоновское остаточное взаимодействие.

Матричные  $ph$ -элементы и антисимметричные  $pp$ -матричные элементы могут быть записаны в сепарабельном виде. После интегрирования по угловым переменным радиальные интегралы вычисляются численно. При этом выбирается достаточно большой радиус интегрирования  $R$  и используется формула Гаусса с интегралом по  $N$ -точкам. Таким образом, матричные элементы остаточного взаимодействия представляют собой суммы произведений, где число членов в суммах зависит только от  $N$ . В частности,  $pn$ QRPA-матрица для возбуждений Гамова–Теллера имеет размерность  $(8N + 4) \times (8N + 4)$ . Сепарабельная аппроксимация конечного ранга с  $N = 45$  является вполне удовлетворительной. Важно отметить, что размеры детерминанта не зависят от размера конфигурационного пространства, т.е. от рассматриваемого ядра.

Эффекты РРС учитываются таким же образом, как и в [39]. Гамильтониан диагонализирован в расширенном пространстве одно- и двухфононных состояний:

$$\Psi_\nu(JM) = \left( \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \left[ Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \dot{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} \right) |0\rangle, \quad (1)$$

где  $\lambda$  обозначает полный момент количества движения, а  $\mu$  — его проекция  $z$  в лабораторной системе. Основным состоянием родительского ядра  $(N, Z)$  является QRPA-фононный вакуум  $|0\rangle$ . Волновые функции  $Q_{\lambda\mu i}^+|0\rangle$  однофононных возбужденных состояний дочернего ядра  $(N - 1, Z + 1)$  описываются как линейные комбинации  $2qp$ -конфигураций;  $|0\rangle$  — однофононное зарядово-обменное возбуждение родительского ядра  $(N, Z)$ . Условие нормировки волновых функций (1) следующее:

$$\sum_i R_i^2(J\nu) + (P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu))^2 = 1. \quad (2)$$

Для неизвестных амплитуд  $R_i(J\nu)$  и  $P_{\lambda_1 i_1} J_{\lambda_2 i_2}(J\nu)$  вариационный принцип приводит к набору линейных уравнений с рангом, равным числу одно- и двухфононных конфигураций, и для его решения требуется вычислить матричные элементы гамильтониана, связывающие одно- и двухфононные конфигурации [12]. Конфигурация  $[1_1^+ \otimes 2_1^+]$  является основным компонентом волновой функции. Действительно, состояние  $2_1^+ \{QRPA\}$  — это самое низкое коллективное возбуждение, приводящее к минимальной двухфононной энергии и максимальному матричному элементу связи одно- и двухфононных конфигураций. Важно, что найденные в FRSA энергии и значения  $B(E2)$  для переходов в состояния  $2_1^+ \{QRPA\}$  удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные.

### 3.2. RPA + Particle-Vibration Coupling (PVC)

Модель PVC описывает затухание зарядовых возбуждений в процессе обмена энергией и угловым моментом между колебательным движением ядра и сложными внутренними степенями свободы — входными (“doorway”) состояниями [41, 42]. Эта модель впервые использована для расчета периодов полураспада  $\beta$ -распада: для нескольких магических ядер, а затем для цепочек изотопов Ni и Sn [17]. Схема расчета RPA + PVC заключается в следующем. Состояния  $1^+$  четных ядер, рассчитанные в стандартной схеме RPA, рассматриваются вместе со множеством входных состояний, возникающих за счет связи  $1p1h$ -возбуждений с коллективными колебаниями, — фононами естественной четности ( $J/\pi = 0^+, 1^-, \dots, 6^+$ ). Учитываются фононы с энергиями возбуждения до 20 МэВ, которые исчерпывают более чем 5% от соответствующего правила сумм. Возможные ложные (spurious) эффекты, обусловленные  $0^+$ -,  $1^-$ -возбуждениями, не анализировались.

Оператор собственной энергии RPA состояния  $|n\rangle$  строится как

$$\Sigma_n(E_m) = \sum_{ph,p'h'} W_{ph;p'h'}^\downarrow(E_m) X_n^{ph} X_n^{p'h'} - \quad (3)$$

$$- W_{ph;p'h'}^{\downarrow*}(E) Y_n^{ph} Y_n^{p'h'},$$

где  $W^\downarrow(ph;p'h')(E_m)$  — зависящие от энергии матричные элементы связи конфигураций  $1p1h$  с входными состояниями. Свободный параметр  $\eta$ , дающий размытие элементарного GT-возбуждения, вводится не только для удобства расчета, он отвечает за связь входных состояний с не включенными в рассмотрение конфигурациями более сложными, чем  $2p2h$ .

Ограничение настоящего варианта модели связано с заменой полных одночастичных пропагаторов на “среднеполевые”. Модель сформулирована на самосогласованном образе — для вычисления значений  $Q_\beta$ , энергий одночастичных состояний и спин-изоспинового отклика предполагается использовать одно и то же взаимодействие Скирма, не содержащее тензорных компонент. Однако эта когерентность пропадает в практических вычислениях, если расчетные значения  $Q_\beta$  заменяются на взятые из экспериментальных данных или из систематик. Неоднозначность такого подхода также возникает из-за переопределения энергии возбуждения по сравнению с общепринятым приближением [46], а также введения феноменологического сдвига к энергиям связи ядер-изобар.

### 3.3. Квазичастичное приближение с блокировкой по времени (QTBA)

Модель с квазичастично-фононной связью в рамках метода функций Грина для магических ядер была предложена в работе [47]. Несколько иной подход был использован в [48], где в рамках обобщенной теории конечных ферми-систем [49] вводился оператор временной проекции, устраняющий распространение двух квазичастиц в состояниях, имеющих структуру более сложную, чем  $2qp$ -фонон. Таким образом, при суммировании бесконечных рядов диаграмм Фейнмана учитывались только  $2qp$ -фононные конфигурации. Этот подход был обобщен на ядра со спариванием в работе [50]. Расширение QBTA для релятивистского квазичастичного приближения случайной фазы (RQBTA) с квазичастично-фононной связью было вначале применено к электрическим дипольным возбуждениям изотопической цепочки олова в [51].

Для нахождения основного состояния использовался метод Хартри–Боголюбова с функционалом плотности энергии, зависящим от нормальной и спаривательной плотностей, а также от мезонного и кулоновского полей. Спаривание описывается

статическим (не зависящим от энергии) эффективным взаимодействием в канале частица–частица  $V_{pp}$ , не связанным с эффективным взаимодействием в канале частица–дырка  $V_{ph}$ . Для приложений используется простая монополь–монопольная форма  $V_{pp}$ . Параметры функционала плотности подгоняются по экспериментальным данным, и в них частично учтен вклад корреляций в основном состоянии.

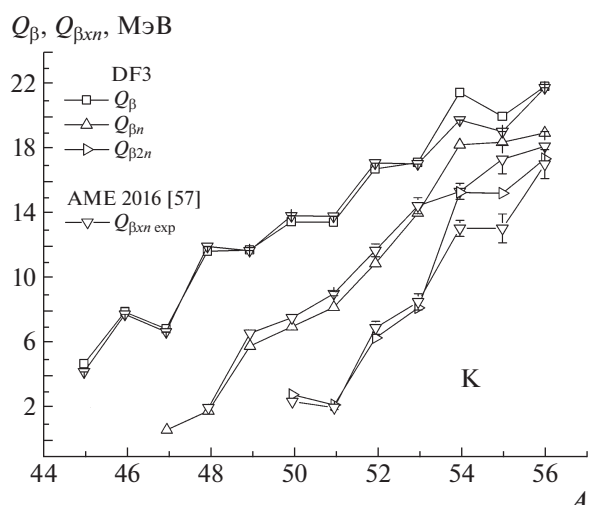
Отклик сверхтекучего ядра на слабое внешнее поле в приближении квазичастичной временной блокировки находится из уравнения Бете–Солпитера в  $2qp$ -пространстве. Используется двухквазичастичный пропагатор: среднеполевая, а не полная функция отклика. Эффективно учитываются как статические (двухквазичастичные и т.д.) взаимодействия, так и зависящее от энергии (запаздывающее) квазичастично-фононное взаимодействие.

В недавней работе [18] были проведены  $pnRQRPA + QPC$ -расчеты периодов  $\beta$ -распада в QTBA-приближении. Для нахождения силовых функций GT-возбуждений и периодов  $\beta$ -распада изотопов Ni с  $A \leq 78$  [18] был сделан ряд допущений. Не учитывались диаграммы, обращенные по времени, определяющие корреляции в основном состоянии за счет связи с фононами, связь с изовекторными колебаниями и фононами магнитного типа.

Хотя силовые функции могут быть найдены с тем же функционалом плотности энергии NL3, использованным для нахождения величин  $Q_\beta$  и одночастичных энергий, расчет для цепочки изотопов Ni в [18] выполнен с экспериментальными значениями  $Q_\beta$ , взятыми из компиляции AME-2003. Поскольку такая замена не затрагивает квазичастичные энергии, их согласованность со значениями  $Q_\beta$  нарушается, что естественно влияет на силовые функции  $\beta$ -распада. В отличие от схемы из работы [46], при расчете периодов полураспада использован рецепт нахождения энергии возбуждения в дочернем ядре из [17]. Общая проблема подходов, описанных в разд. 3.2, 3.3, состоит в том, что при расчетах в больших  $1p1h + 2p2h$ -пространствах не исключено появление нефизического сдвига спектра низколежащих GT-возбуждений, зависящего от размерности фононного базиса [52].

## 4. СВОЙСТВА ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ И $\beta$ -РАСПАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОТОПОВ K, Ca, Sc

Интерес к нейтронно-обогащенным изотопам вблизи Ca усилился после подтверждения в [22, 23] магичности нейтронных подболочек  $N = 32, 34$ . В недавних проектах CERN-ISOLDE и n\_ToF



**Рис. 1.** Полное энергосодержание  $\beta$ -распада и фазовые объемы одно- и двухнейтронной эмиссии для изотопов К. Расчет с функционалом DF3. Экспериментальные данные из компиляции [57].

[53] изучались свойства основных состояний и  $\beta$ -распада изотопов в этой области ядерной карты. В настоящей работе нами проведены новые детальные расчеты в DF + CQRPA свойств  $\beta$ -распада для изотопов К, Са и Sc в области  $N > 28$  и сравнение с результатами, полученными в релятивистской QRPA-модели [14] и в FAM [16]. Одна из целей — анализ чувствительности свойств  $\beta$ -распада к нестандартной последовательности заполнения одночастичных уровней.

Значительный избыток нейтронов, заполняющих орбитали над оболочками  $N = 50, 82$  в присутствии сильного тензорного  $pn$ -взаимодействия, приводит к инверсии спинов основного состояния за счет “эрозии” протонного кора. Такие аномалии были обнаружены в области  $^{78}\text{Ni}$  в изотопах Ga [54], в области  $^{132}\text{Sn}$  в изотопах Sb, Te, I [55, 56]. Как показано в наших расчетах [13, 26], спиновая инверсия оказывает влияние на свойства  $\beta$ -распада. Она ответственна за необычную массовую зависимость периодов  $\beta$ -распада, а именно за их более медленный спад или даже стабилизацию с увеличением массового числа.

Изотопические цепочки К, Са, Sc дают уникальную возможность исследовать влияние спиновой инверсии на  $\beta$ -распад и мультинейтронную эмиссию. В настоящей работе более подробно обсуждаются изотопы калия с  $N > 28$ . Из измерений ядерных спинов и магнитных моментов методами коллинеарной лазерной спектроскопии высокого разрешения [27, 28] было установлено, что заполнение орбиталей  $\nu 1f_{7/2}$ ,  $\nu 2p_{3/2}$  индуцирует изменение порядка протонных уровней с  $\pi 1d_{3/2}$  на  $\pi 2s_{1/2}$

для основных состояний изотопов калия с  $N = 28-30$ . Как показано в [28], спин-инверсия сопровождается реинверсией к нормальному порядку при  $N = 32$ . Согласно расчету значений  $Q_{\beta n} - Q_{\beta 2n}$  с DF3-функционалом эмиссия от одного до четырех нейтронов возможна уже в  $^{54}\text{K}$ -изотопе, который активно изучался в ЦЕРНе [53]. Для того чтобы понять возможное влияние спиновой инверсии на  $\beta$ -распадные свойства, представляет интерес проанализировать полные энергосодержания, периоды  $\beta$ -распада, а также распределения вероятности эмиссии нейтронов между фазовыми подпространствами  $Q_{\beta n} - Q_{\beta 2n}$ .

#### 4.1. Спин-четности основных состояний, энергии $\beta$ -распада и величины $Q_{\beta xn}$

Точность вычисления дифференциальных величин  $Q_{\beta xn}$ , оказывающих влияние на свойства  $\beta$ -распада, выше, чем для ядерных масс. Это связано с тем, что соответствующие поправки на движение центра масс в соседних ядрах-изобарах взаимно компенсируют друг друга. На рис. 1 для цепочки изотопов К показаны DF3-расчеты полных энергий  $\beta$ -распада  $Q_{\beta}$  и фазовых объемов мультинейтронной эмиссии  $Q_{\beta xn} = Q_{\beta} - S_{xn}(Z + 1)$ , для которых имеются экспериментальные данные. Так, для изотопов К с  $A = 45-51$  возможно прямое сравнение с экспериментальными данными, а при  $A = 52-56$  доступны только оцененные данные [57]. Как видно из рис. 1, значение  $Q_{\beta n}$  показывает более чем десятикратный рост всего лишь в шести массовых единицах от оболочки  $N = 28$ . Рост значений  $Q_{\beta}$  и  $Q_{\beta n}$  особенно заметен при пересечении основной оболочки при  $N = 28$ , а также при заполнении нейтронных подоболочек  $N = 30, 32, 34$ . Все это объясняет интерес к запаздывающей нейтронной эмиссии в данной области ядерной карты.

Для изотопов К рассчитанная с помощью DF3-функционала (рис. 1) массовая зависимость полного энергосодержания  $Q_{\beta}$  отлично согласуется с имеющимися экспериментальными данными [57, 58]. Среднее отклонение  $|Q_{\text{th}} - Q_{\text{exp}}|$  для ядер  $^{49-51}\text{K}$  составляет всего 258 кэВ. Расчет также воспроизводит плато в экспериментальной массовой зависимости величин  $Q_{\beta}$  в областях инверсии при  $A = 48, 49$  и  $50, 51$ . Следует подчеркнуть, что в расчете с функционалом DF3 согласие с экспериментальным значением  $Q_{\beta} = 11.338$  МэВ для  $^{51}\text{K}$  достижимо, только если спин-четность основного состояния фиксируется как  $J/\pi = 1/2^+$ . В противном случае (для  $J/\pi = 3/2^+$ ) нет сходимости итерационной процедуры, что сильно занижает величины  $Q_{\beta}$ . Это демонстрирует как важность корректного описания спина основного

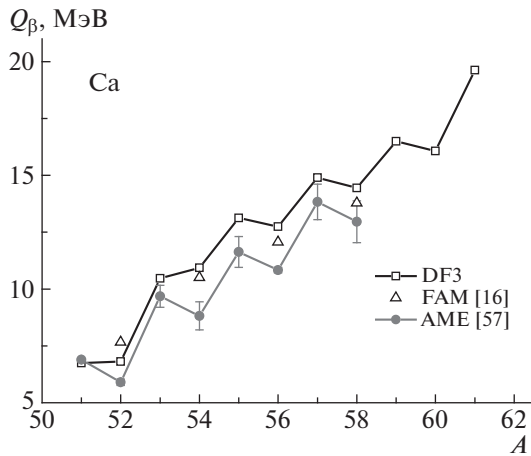


Рис. 2. Полное энергосодержание  $\beta$ -распада для изотопов Ca, рассчитанное с функционалами DF3 и SkO' (FAM [16]). Экспериментальные данные из компиляции [57].

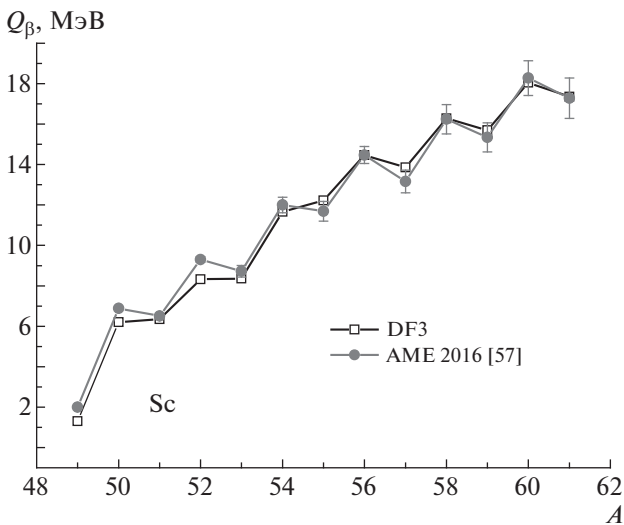


Рис. 3. Полное энергосодержание  $\beta$ -распада для изотопов Sc. Расчет с функционалом DF3. Экспериментальные данные из [57].

состояния, так и степень влияния спиновой инверсии на полную энергию  $\beta$ -распада.

Среднее отклонение  $|Q_{th} - Q_{eval}|$  составляет 291 кэВ для оцененного значения  $Q_\beta$  в  $^{52}\text{K}$  [57, 58]. В то же время, при добавлении нейтронов к подоболочке  $N = 34$ , расчет с DF3 (рис. 1) дает значительное увеличение значений  $Q_\beta$ . Так для  $^{53-55}\text{K}$  рассчитанные значения  $Q_\beta$  значительно больше, чем оцененные [57, 58] (различие составляет от 0.94 до 2.2 МэВ). Отклонения дважды дифференциальных величин от оцененных (рис. 1) составляют: для  $Q_{\beta n}$  от 0.4 до 1.0 МэВ (в  $^{54}\text{K}$ ), для  $Q_{\beta 2n}$  от 0.4 до 2.1 МэВ (в  $^{55}\text{K}$ ). Таким

образом, использование оцененных значений  $Q_{\beta xn}$  [57, 58] в расчетах  $\beta$ -распада может привести к существенной разнице с нашими оценками величин  $P_{xn}$  (см. разд. 4.3).

Экспериментально установлено существование инверсии спинов в изотопах  $^{55}\text{Ca}$  и, возможно,  $^{57}\text{Ca}$  [58]. Соответствующие значения  $Q_\beta$  для близких к ним массовых чисел ( $A = 56, 58$ ) показывают лишь небольшое снижение (рис. 2). Среднее отклонение  $|Q_{th} - Q_{exp}| = 550$  кэВ для нуклидов с  $A < 53$ . Это немного больше, чем в изотопах K, хотя зависимость  $Q_\beta(A)$  имитирует экспериментальную. Результаты расчетов DF3 и FAM [16] близки друг к другу.

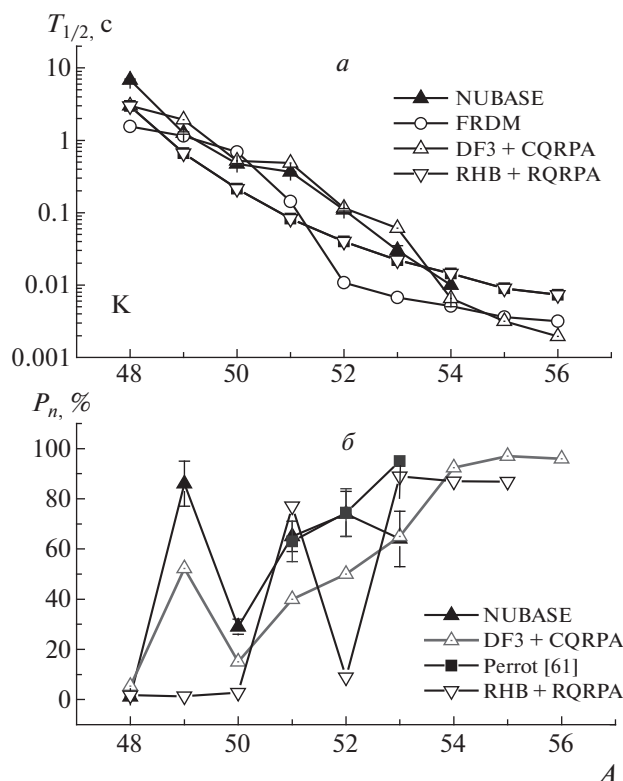
В изотопах Sc эксперименты по измерениям магнитных моментов методами коллинеарной лазерной спектроскопии и ядерного магнитного резонанса дают  $J^\pi(\text{g.s.}) = 7/2^+$  для нечетно-четных нуклидов от  $^{41}\text{Sc}$  до  $^{51}\text{Sc}$  без каких-либо свидетельств спиновой инверсии. Значения  $Q_\beta(A)$ , рассчитанные для DF3 (рис. 3), демонстрируют некоторые признаки стабилизации при  $A = 54, 55$ . Для нуклидов с  $A < 52$ , в которых существуют экспериментальные данные, среднее отклонение  $|Q_{th} - Q_{exp}| = 400$  кэВ. Дальнейшие экспериментальные исследования  $^{51-54}\text{Sc}$  и  $^{52,53}\text{K}$  планируется осуществить в рамках проектов COLLAPS и CRIS в ЦЕРНе [59], в которых, в частности, может быть проверено предсказание модели оболочек о частичном заполнении нейтронной  $fp$ -оболочки [60].

#### 4.2. Спиновая инверсия основных состояний и стабилизация периодов $\beta$ -распада

Для цепочки изотопов K известны экспериментальные периоды полураспада вплоть до значений  $N - Z = 16$ . Как видно из рис. 4, с увеличением избытка нейтронов полностью микроскопические модели DF + CQRPA [11, 26] и релятивистское RQRPA [14] описывают доступные периоды лучше, чем стандартная модель FRDM [62], обычно используемая в моделировании астрофизического г-процесса. Сравнение массовой зависимости периодов полураспада показывает важные различия. Во-первых, расчет DF3 + CQRPA переоценивает периоды полураспада для  $A = 49$  примерно в 1.5 раза и в 2 раза для  $A = 53$ , тогда как расчет в рамках RHB + RQRPA [14] недооценивает периоды полураспада при  $A > 48$  в среднем до фактора 3 и FRDM — до 18.

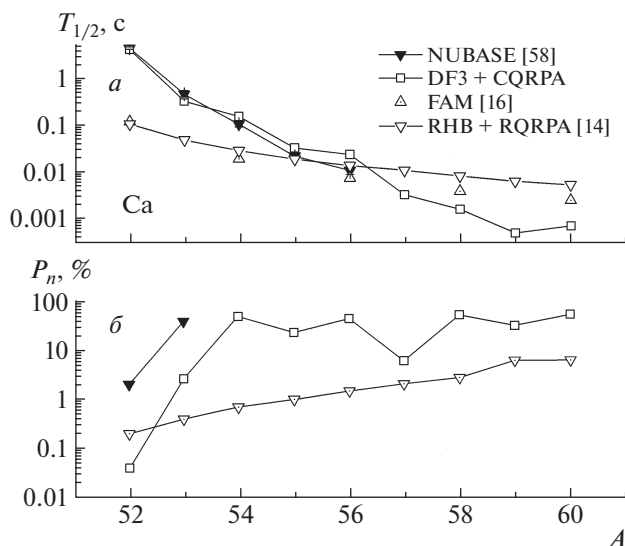
В отличие от RHB + QRPA и FRDM расчет DF3 + CQRPA (рис. 4) предсказывает стабилизацию периодов полураспада  $\beta$ -распада в K-изотопах с  $A > 49$  ( $N > 28$ ), почти одинаковые периоды полураспада для  $^{50}\text{K}$  и  $^{51}\text{K}$  ( $N = 32$ ) —





**Рис. 4.** *a* — Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов К в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58] ( $\blacktriangle$ ), *б* — полные вероятности запаздывающей нейтронной эмиссии ( $P_n$ ) изотопов К в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58] и из эксперимента [61] ( $\blacksquare$ ).

именно в той области, где наблюдается спиновая инверсия [27, 28]. Для объяснения этого эффекта можно вспомнить (разд. 4.1), что экспериментальные значения  $Q_\beta$  для  $^{50}\text{K}$  и  $^{51}\text{K}$  очень близки друг к другу (рис. 1). Это означает, что энергии FF-переходов на низколежащие состояния также близки друг к другу и вклады этих переходов в полные периоды полураспада также не сильно различаются. Переход между основными состояниями  $^{50}\text{K} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$ , скорее всего, является  $0^- \rightarrow 0^+$ - или  $1^- \rightarrow 0^+$ -переходом, его экспериментальная интенсивность равна 58% [57]. Оценка в DF + CQRPA дает %FF = 41.8%. Экспериментальная интенсивность распада  $3/2^+ \rightarrow (3/2^-)$  в  $^{51}\text{K}$  составляет 19% [57] (наша оценка для %FF = 8.1%), а интенсивность распада в состояние с энергией 3.462 МэВ составляет 10.7% (скорее всего, это GT-распад). Экспериментальные периоды полураспада  $^{50}\text{K}$  и  $^{51}\text{K}$  близки друг к другу ( $472 \pm 4$  и  $365 \pm 5$  мс [57]). Рассчитанные в DF3 + CQRPA периоды полураспада: 518 и 488 мс соответственно, что на качественном уровне согласуется с данными, и, по-видимому, также свидетельствует о влиянии спиновой инверсии на характеристики  $\beta$ -распада.



**Рис. 5.** *a* — Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов Ca в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58] ( $\blacktriangledown$ ), *б* — полные вероятности запаздывающей нейтронной эмиссии ( $P_n$ ) изотопов Ca в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58]\*.

Стабилизацию периодов полураспада можно ожидать и в  $^{55,56}\text{Ca}$  (рис. 5) как из-за наличия спиновой инверсии [57], так и из-за близости соответствующих значений  $Q_\beta(A)$  и  $Q_\beta(A + 1)$ . В изотопах Sc при  $N > 28$  экспериментальные периоды полураспада, а также расчет в DF3 показывают эффект стабилизации в  $^{54,55}\text{Sc}$  и  $^{56-58}\text{Sc}$  (рис. 6), хотя экспериментальные свидетельства спиновой инверсии пока отсутствуют.

Другим интересным структурным эффектом является возможное ускорение распада при пересечении подболочек  $N = 32$  и  $34$  по мере того, как нейтроны начинают заполнять  $1/2^-$ - и  $5/2^-$ -орбитали. Например, в изотопах  $^{51-54}\text{K}$  (рис. 4) рассчитанное в DF + CQRPA отношение периода полураспада  $^{51}\text{K}$  к величине периода  $^{52}\text{K}$  равно 2.9, а отношение  $T_{1/2}(^{53}\text{K})$  к  $T_{1/2}(^{54}\text{K})$  равно 9.5, тогда как экспериментальные значения этих отношений равны 3.1 и 3.0 соответственно. В то же время практически во всех областях масс RHB + RQRPA расчеты предсказывают “идеально” гладкую зависимость периодов полураспада от  $A$  (те же коэффициенты равны соответственно 2.0 и 1.5). Как видно из рис. 2–4, для изотопов К, Са и Sc спад периодов полураспада при пересечении подболочек  $N = 30, 32$ , предсказанный DF3, резко выражен, что согласуется с доступными данными.

Существенно, что для  $^{54}\text{K}$  сокращение полураспада при пересечении нейтронной подболочки

\*Примечание при корректуре. На рис. 5*a* и 5*б* в DF3 + CQRPA-расчете следует читать: для  $A = 58-60$ :  $T_{1/2}$  [с] = 2.1, 1.6, 1.8;  $P_n$  [%] = 36.4, 6.9, 11.3.

$N = 34$  связано не с появлением FF-переходов. Такой механизм типичен при пересечении главных оболочек  $N = 50, 82$ , тогда как в нашем случае ( $N = 34$ ) доминируют GT-переходы. На рис. 7 показаны силовые функции Гамова–Теллера для  $\beta$ -распадов. В отличие от  $^{53}\text{K}$  в ядре  $^{54}\text{K}$  наблюдается сильный GT-переход при  $E_x = 6.4$  МэВ, построенный на конфигурации  $(\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2})$ . Таким образом, 35-й нейтрон на орбите  $\nu 1f_{5/2}$  отвечает за соответствующий GT-переход и соответственно за сокращение периода полураспада (рис. 4а, 7). Рассчитанные в DF3 [11, 26] вклады FF-переходов в полные периоды полураспада в  $^{51-54}\text{K}$  составляют 8.1, 11.8, 13.1 и 14.1%, а в релятивистском подходе НВ + QRPA [14]: 9.97, 9.91, 10.6 и 11.6% соответственно.

Отметим недавнее систематическое исследование  $\beta$ -распадных свойств ядер с  $13 < Z < 18$  в рамках модели оболочек [38]. Приведенные в этой работе величины  $1 - \%FF = \%GT$  (см. рис. 3 из [38]) согласуются с нашим выводом о том, что в области тяжелых изотопов Ca с  $N < 28$  вклад GT-распадов близок к 100%, тогда как для  $N > 28$  вклад FF-распадов постепенно увеличивается. Заметим, что это противоречит RQRPA-расчетам [14], фактически предсказывающим обратную картину. Итак, несмотря на усиление вклада FF-переходов при  $N > 28$ , вблизи подоболочки  $N = 34$  все еще доминируют GT-распады. Их вклад резко увеличивается с заполнением орбиты  $\nu 1f_{5/2}$ , в результате период полураспада уменьшается.

#### 4.3. Задержанная мультинейтронная эмиссия и аномалия зарядовых радиусов

В связи с проводимыми в ЦЕРНе спектроскопическими исследованиями  $\beta$ -задержанной нейтронной эмиссии изотопа  $^{54}\text{K}$  [53] представляет интерес сравнение имеющихся теоретических предсказаний полной вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов (рис. 4б) и вероятностей эмиссии нескольких нейтронов в изотопах K (рис. 8). Полные вероятности ( $P_n$ ), рассчитанные в моделях DF3 + CQRPA и RHB + QRPA, сравнимы для  $^{53}\text{K}$  ( $N = 34$ ), и в этом случае они не противоречат как компиляции [58], так и результатам работы [61]. Кроме того, массовые зависимости  $P_n(A)$  в обеих моделях аналогичны для  $A > 54$ . Однако при  $28 < N < 33$  массовая зависимость значений  $P_n$  в модели RHB + QRPA [14] сильно отличается как от данных, так и от прогнозов DF3 + CQRPA. Так,  $P_n(\text{RHB}, A = 49) = 5\%$  по сравнению с  $P_n(\text{exp}) = 84 \pm 5\%$  [58],  $P_n(\text{RHB}, A = 52) = 8.9\%$  по сравнению с  $P_n(\text{exp}) = 74 \pm 9\%$  из [58, 61].

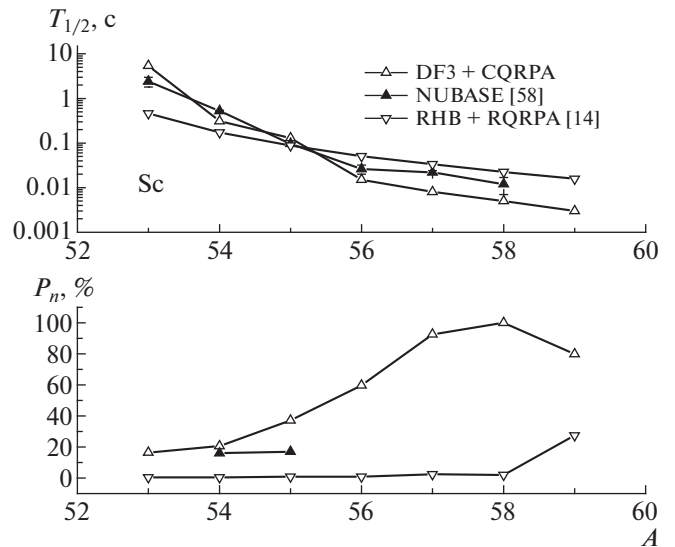


Рис. 6. а — Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов Sc в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58] ( $\blacktriangle$ ), б — полные вероятности запаздывающей нейтронной эмиссии ( $P_n$ ) изотопов Sc в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58].

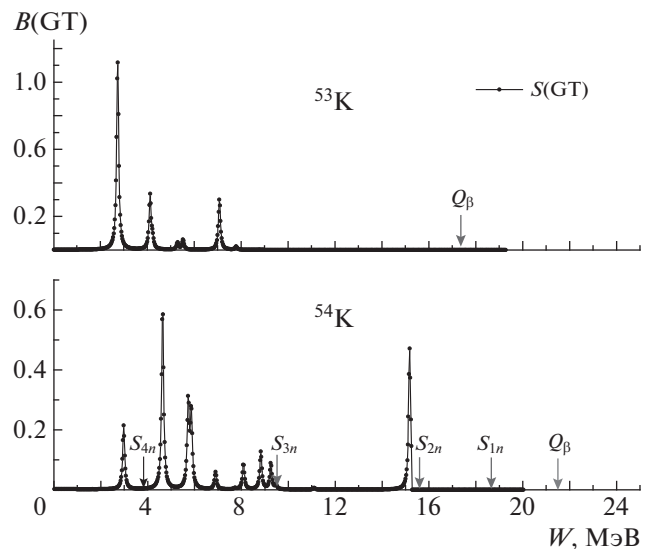


Рис. 7. Силовые функции переходов Гамова–Теллера для  $^{53}\text{K}$  и  $^{54}\text{K}$ , рассчитанные по DF3 + CQRPA.

Интересно отметить, что полная вероятность  $P_n$ , рассчитанная с DF3, растет вблизи области спиновой инверсии при  $N = 47-49$  и области инверсии при  $A = 51$ . Также расчеты DF3 дают резкий рост  $P_n$  в случае, когда один нейтрон добавляется к подоболочке  $N = 34$ , что связано с интенсивным GT-переходом в  $^{54}\text{K}$ , построенным на конфигурации  $(\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2})$ . В изотопических цепочках Ca и Sc расчет DF3 + CQRPA предсказывает довольно высокие значения  $P_n$ , в то время как расчет RHB + QRPA дает более

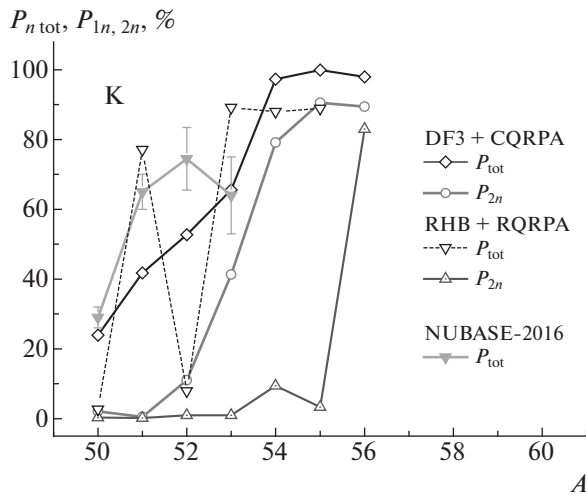


Рис. 8. Вероятности запаздывающей мультинейтронной эмиссии в изотопах К в сравнении с экспериментальными данными из компиляции NUBASE [58].

низкие  $P_n$  для  $N < 34$  в изотопической цепочке Ca и для  $N < 37$  в изотопической цепочке Sc. В изотопах Ca значения  $P_n$ , рассчитанные в DF3 + CQRPA, находятся в диапазоне 0.05–20.0%, а в изотопах Sc — в диапазоне 20–90%. В то же время в расчетах RQRPA [14] значения  $P_n = 1.7–2.7\%$  для изотопов К с  $A < 50$ ,  $P_n = 0.2–5.0\%$  для изотопов Ca с  $A < 60$  и  $P_n = 0.1–0.2\%$  для изотопов Sc с  $A < 58$ .

Что касается вероятностей запаздывающей эмиссии нескольких нейтронов в изотопах К, то их оценки в DF3 + CQRPA и RHB + QRPA (рис. 8) значительно различаются уже при  $A > 50$  в основном из-за различий в значениях  $Q_{\beta xn}$ . Так, в RHB + QRPA высокие значения  $P_{2n}$  начинаются с  $^{56}\text{K}$ . Напротив, DF3 + CQRPA предсказывает очень высокие значения  $P_{2n}$  уже в  $^{53}\text{K}$  (40%) и  $^{54}\text{K}$  (50%). Для изотопов с  $A > 54$  прогнозируется гигантская вероятность двухнейтронной эмиссии  $P_{2n} > 80\%$ . Следует отметить, что эти оценки несколько завышены как за счет приближения  $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ , так и из-за эффектов смягчения и фрагментации  $\beta$ -силовой функции при учете сложных конфигураций.

Действительно, в DF3 + CQRPA-расчете основное GT-возбуждение в окне  $\beta$ -распада дочернего ядра  $^{54}\text{Ca}$  (рис. 5) расположено лишь на 200 кэВ выше вычисленного порога эмиссии двух нейтронов ( $S_{2n}$ ). Таким образом, значения вероятностей мультинейтронной эмиссии  $P_{xn}$  в изотопе  $^{54}\text{K}$  должны быть очень чувствительны к фрагментации GT-силы вблизи  $S_{2n}$ -порога. Наш расчет для этого нуклида дает  $P_{1n} = 5.5\%$  (17.8%),  $P_{2n} = 86.8\%$  (56.5%),  $P_{3n} = 9.4\%$  (6.1%),  $P_{4n} = 0.01\%$  (0.01%), где в скобках даны результаты

полумикроскопического расчета с учетом спредовой ширины GT-возбуждений [11]. Таким образом, соответствующее смягчение распределения силы GT-переходов увеличивает величину  $P_{1n}$  и уменьшает  $P_{2n}$ . Отношения вероятностей эмиссии одного и двух нейтронов довольно сильно различаются:  $P_{1n}/P_{2n} = 15.8$  для стандартного CQRPA-расчета и 3.0 для расчета, включающего спредовую ширину. Эта простая оценка иллюстрирует необходимость учета квазичастично-фононной связи для надежного описания силовой функции GT-распада.

В работе [26] отмечалась связь между ростом величины  $P_{2n}$  и формированием нейтронной “шубы” при заполнении нейтронной подоболочки  $N = 34$ . На рис. 9 показана рассчитанная с функционалом DF3 массовая зависимость разности нейтронных и протонных среднеквадратичных радиусов  $\Delta R_{np} = (r_n^2)^{1/2} - (r_p^2)^{1/2}$  для изотопов К. Существенно, что как  $\Delta R_{np}$ , так и величины  $P_{2n}$  растут быстрее при заполнении подоболочки  $N = 34$  (см. рис. 8, 9). Из показанной на рис. 10 зависимости между рассчитанными значениями  $P_{2n}$  и  $\Delta R_{np}$  для изотопов  $^{51–54}\text{K}$  можно сделать вывод о корреляции этих величин.

В легких ядрах, особенно вблизи линии нейтронной стабильности, зависимость среднеквадратичных радиусов распределения материи  $R_m$  от величины  $S_{2n}$  определяется в основном структурой состояний с большой пространственной протяженностью. Например, в [63] было показано, что в ядрах  $^{19}\text{B}$ ,  $^{22}\text{C}$  инверсия  $d$ - и  $s$ -нейтронных конфигураций кардинально меняет эту зависимость. Аномально высокое экспериментальное значение  $R_m$  в  $^{22}\text{C}$  описывается лишь в предположении преимущественно двух валентных нейтронов в  $s$ -волновом состоянии. Напротив, для тяжелых изотопов Ca протонное распределение плотности в области реинверсии протонных  $s$ - и  $d$ -конфигураций при  $A > 51$  становится более компактным, тем самым увеличивая  $\Delta R_{np}$  (рис. 9). Как было отмечено в [64], в ядрах со слабосвязанной протонной  $sd$ -оболочкой также возможен распад по  $\beta$ -задержанному дейтронному каналу при заполнении нейтронами  $p_{1/2^-}$ ,  $f_{5/2^-}$ -состояний и не исключена гипотетическая возможность формирования ди-нейтроноподобных конфигураций.

В ядрах среднего веса вступают в игру и другие механизмы, ответственные за аномалии ядерных радиусов и корреляцию высоких вероятностей  $P_{xn}$  и величины нейтронной “шубы”. Проблема аномалии ядерных радиусов в изотопах Ca обсуждается давно: это описание параболической формы их массовой зависимости с почти равными значениями  $\langle r^2 \rangle$  для  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . В модели

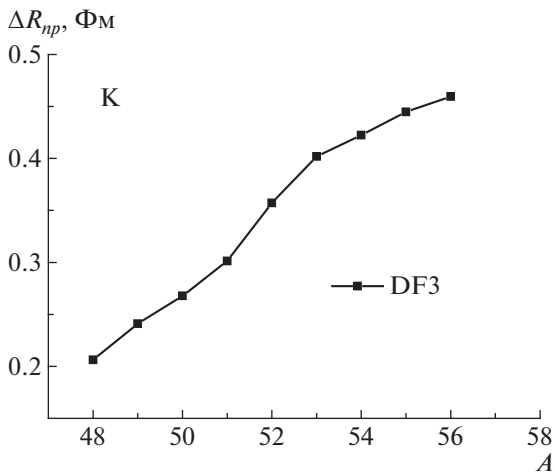


Рис. 9. Массовая зависимость разности средневзвешенных радиусов распределений нейтронной и протонной плотностей  $\Delta R_{np}$  для изотопов  $^{51-54}\text{K}$ .

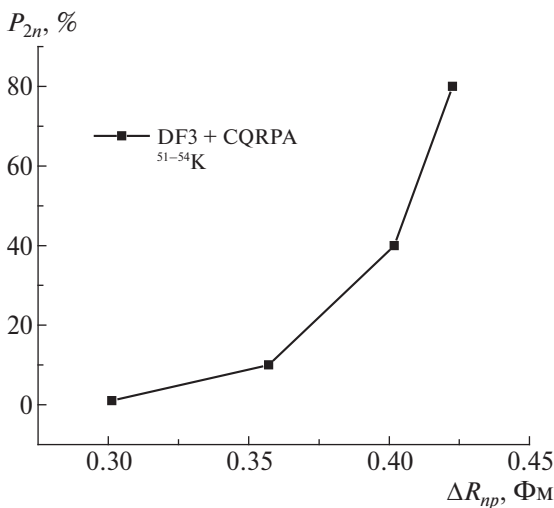


Рис. 10. Зависимость значений  $P_{2n}$  от величины нейтронной "шубы"  $\Delta R_{np}$  для изотопов  $^{51-54}\text{K}$ .

оболочек конфигурационное смешивание с учетом протон-нейтронного взаимодействия позволяет описать параболическую  $A$ -зависимость зарядовых радиусов в изотопах  $^{40-48}\text{Ca}$  за счет частичного заполнения нейтронной  $f_7p$ -оболочки [60].

В недавних измерениях [24] был обнаружен аномально большой зарядовый радиус изотопа  $^{52}\text{Ca}$ , который сильно недооценивается в традиционном методе функционала плотности и в киральной теории эффективного поля. Как было показано в [25], и аномалия радиусов в  $^{40-48}\text{Ca}$ , и увеличение зарядовых радиусов нейтронно-избыточных изотопов Ca при  $N > 28$ , наблюдаемое в недавнем эксперименте [23], могут быть одновременно описаны с функционалом Фаянса [10], если учесть флуктуирующий ( $A$ -зависимый) вклад, обусловленный взаимодействием частиц с поверхностными колебаниями (фононами). Данный механизм также

влияет на корреляцию между вероятностью эмиссии нескольких нейтронов и ядерными радиусами [26]. Плотность квазичастичного спектра за счет квазичастично-фононного взаимодействия увеличивается, что оказывает влияние на зарядовые радиусы, а отмеченное выше смягчение распределения силы GT-переходов меняет вероятности множественной эмиссии  $P_{xn}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Самосогласованный подход к ядерному  $\beta$ -распаду позволяет надежно описывать свойства основных состояний и динамику ядерных спин-зависимых возбуждений малой амплитуды в квазисферических [11, 13, 14] и аксиально-симметричных деформированных ядрах [16] в широкой области ядерной карты. Предсказания свойств  $\beta$ -распада самосогласованными моделями, основанными на современных функционалах плотности энергии [10, 14, 16], более обоснованы, и их уровень точности сравним или выше, чем в полумикроскопическом глобальном подходе [62], используемом в качестве стандарта для моделирования  $g$ -процесса.

Показаны существенные различия в характеристиках основных состояний изотопов K, Ca, Sc, предсказываемых различными самосогласованными моделями. В частности, это касается изотопов вблизи замкнутых оболочек. В основном это связано с различием в качестве используемых функционалов плотности энергии, которые должны надежно описывать известные свойства основных состояний, важные для теории  $\beta$ -распада. Это полное энергосвободное в  $\beta$ -распаде и пороги нейтронной эмиссии, которые ограничивают фазовые пространства для  $\beta$ -задержанных процессов. В самосогласованной схеме значения  $Q_\beta$  и  $S_{xn}$  естественно связаны с энергиями квазичастиц и их погрешности транслируются в силовую функцию  $\beta$ -распада.

Детальное сравнение расчетов в DF3 [11, 13, 26], RHB [14] и  $pn$ FAM [16] показывает также различия в описании характеристик  $\beta$ -распада для "стандартных" изотопических цепочек Ni и Sn [65]. В основном они объясняются структурой используемых функционалов плотности и различными ограничениями, налагаемыми на деформацию, экспериментальные уровни квазичастиц. Так, в расчетах DF3 [11, 13, 26] для цепочки изотопов Ni хорошо описываются экспериментальные данные по полным энергосвободным и по периодам  $\beta$ -распада. В RHB [14] и  $pn$ FAM [16] величины  $Q_\beta$  недооценены вплоть до 2 МэВ и соответственно скорости  $\beta$ -распада в изотопах с  $N < 50$  замедлены вплоть до фактора 15.

Для сравнения результатов различных моделей полезным структурным индикатором является доля распадов FF (или GT) в общей скорости  $\beta$ -распада:  $\%FF = \lambda_{FF}/\lambda$ . В изучаемых в настоящей работе изотопах K, Ca, Sc расчеты  $\%FF$  в рамках DF3 [11, 13, 26], RHB [14] и *pn*FAM [16] хорошо согласуются между собой при  $N > 28$  и предсказывают доминирование вклада GT-переходов в интегральных характеристиках  $\beta$ -распада. Аналогичная картина отмечалась в [65] для изотонов с  $N = 82$  при  $Z = 42-49$ , где было показано хорошее согласие оболочечных и DF + CQRPA-расчетов.

Кроме расхождения между расчетами  $\%FF$  в DF3, RHB и *pn*FAM в изотопах K, Ca, Sc при  $N < 28$  отметим существенные различия в предсказываемых величинах  $\%FF$  для “эталонных” цепочек полумагических изотопов Ni и Sn. В [65] обсуждаются возможные причины отличий от экспериментальных данных периодов  $\beta$ -распада, предсказанных в [14, 16], например, несогласованность рассчитанных величин  $\%FF$  с факторами подавления GT- и FF-переходов и экспериментальными схемами распада.

Существенную роль играют также подгоночные протоколы, используемые при фитировании функционалов. В RHB + RQRPA и *pn*FAM используется фитирование параметров функционала и эффективного *NN*-взаимодействия к “выходным” периодам полураспада. В этом случае результаты расчета чувствительны к числу опорных ядер и, что более важно, к масштабу их периодов полураспада. Фитирование по периодам долгоживущих ядер повышает такую чувствительность, поскольку описание ядер с низким  $Q_\beta$  представляет собой известную проблему для микроскопического подхода.

Описание  $\beta$ -распадов GT и FF в рамках единого подхода и возможность использования экспериментальных спин-четностей основных состояний позволяют объяснить ряд специфических эффектов, связанных с эволюцией оболочечной структуры. Проведенный анализ дает некоторые свидетельства того, что инверсия спинов основных состояний, наблюдаемая в области тяжелых изотопов Ca, приводит к характерной зависимости периодов полураспада от массового числа, в частности, к появлению локальных областей “стабилизации”. Изотопы K представляют собой довольно чистый случай, для которого самосогласованные расчеты [11, 26] показывают незначительное влияние FF-переходов на  $\beta$ -распад. По этой причине вероятности мультинейтронной эмиссии чувствительны в основном к распределению GT-силы. Настоящий расчет предсказывает высокую вероятность двух-нейтронного излучения в  $^{53-56}\text{K}$ .

Включение квазичастично-фононного взаимодействия приводит к фрагментации силы Гамова–Теллера и смягчению силовой функции  $\beta$ -распада, что может несколько изменить полученные оценки  $P_{1n}$  и  $P_{2n}$  в сторону уменьшения. Поскольку экспериментальные силовые функции  $\beta$ -распада обычно не полны, отношения  $P_{1n}/P_{0n}$ ,  $P_{2n}/P_{1n}$  и т.д. могут быть использованы для определения, по крайней мере, общих характеристик распределения силы  $\beta$ -распада. Эти “маркеры” коррелированы с *NN*-взаимодействиями в *ph*- и *pp*-каналах и с квазичастично-фононным взаимодействием.

Корреляции периодов полураспада  $\beta$ -распадов с вероятностями эмиссии нескольких нейтронов также позволяют использовать одновременный анализ этих как интегральных характеристик, так и их отношений  $(T_{1/2})/P_{xn}$ ,  $P_{(x-1)n}/P_{xn}$  для реконструкции силовых функций  $\beta$ -распада. Интересна также корреляция между высокими значениями  $P_{2n}$  в изотопах K и неожиданно большими радиусами заряда, измеренными в  $^{49-51}\text{K}$  [28]. Как метод функционала плотности, так и киральная теория эффективного поля с *3N*-взаимодействием недооценивают радиусы заряда в области Ca. Вместе с тем аномальное увеличение радиусов заряда изотопов кальция, наблюдаемое в недавнем эксперименте [28], можно объяснить флуктуирующим вкладом, связанным со взаимодействием частиц с поверхностными колебаниями [25]. Таким образом, квазичастично-фононная связь является важным механизмом, влияющим на вероятность излучения двух нейтронов, а также на радиусы распределения ядерного вещества и заряда. Совместное исследование периодов  $\beta$ -распада, вероятностей задержанной эмиссии нейтронов и ядерных радиусов в K, Ca, Sc важно для установления ограничений на силу взаимодействия квазичастиц с фононами.

Значительное количество новых данных о  $\beta$ -распаде продуктов деления и фрагментации получено на действующих ускорителях радиоактивных ионов: ISOLDE-CERN, ALTO, RIKEN, HRIBF, ANL, NSCL, TRIUMF. Ожидается еще больше информации от строящихся установок FAIR и Spiral-2. Различные теоретические предсказания периодов  $\beta$ -распада и вероятности множественной эмиссии нейтронов в изотопах калия будут проверены в измерениях в рамках программы CERN-ISOLDE и *p*\_TOF коллабораций [53]. Получаемая информация о свойствах основных состояний и наблюдаемых  $\beta$ -распада дает ограничения на функционал плотности энергии и имеет большое значение для лучшего понимания структуры ядер, далеких от стабильности. Исследования новых магических подоболочек  $N = 32, 34$  и свойств ядерного  $\beta$ -распада в области тяжелых изотопов Ca представляют уникальные возможности для тестирования

традиционного метода функционала плотности и киральной теории эффективного поля.

Статья посвящается светлой памяти Э.Е. Саперштейна.

Автор благодарен А.П. Северюхину, С.В. Толоконникову и С.П. Камерджиёву за ценные замечания, А. Диас-Торресу за обсуждения на Международной летней школе Общества Гельмгольца “Nuclear Theory and Astrophysical Applications”, Е.В. Литвиновой за обсуждения и К. Робин, приславшей подробные результаты расчетов для изотопов Ni. Особая признательность МАГАТЭ за поддержку участия во 2-м и 3-м Сессиях Координационного комитета по программе “Разработка базы данных по  $\beta$ -задержанной нейтронной эмиссии”. Работа поддержана грантом Российского научного фонда (РНФ 16-12-10161).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- V. I. Goldansky, Nucl. Phys. A **19**, 482 (1960).
- Yu. S. Lyutostansky, V. K. Sirotkin, and I. V. Panov, Phys. Lett. B **161**, 9 (1985).
- A. Spyrou, Z. Kohley, T. Baumann, D. Bazin, B. A. Brown, G. Christian, P. A. DeYoung, J. E. Finck, N. Frank, E. Lunderberg, S. Mosby, W. A. Peters, A. Schiller, J. K. Smith, J. Snyder, M. J. Strongman, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 102501 (2012); F. M. Marqués, N. A. Orr, N. L. Achouri, F. Delaunay, and J. Gibelin, Phys. Rev. Lett. **109**, 239201 (2012).
- L. V. Grigorenko, J. S. Vaagen, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. C **97**, 034605 (2018).
- M. Pfützner, M. Karny, L. V. Grigorenko, and K. Riisager, Rev. Mod. Phys. **84**, 567 (2012).
- C. A. Bertulani and V. Zelevinsky, Nature **532**, 448 (2016).
- K. Kisamori, S. Shimoura, H. Miya, S. Michimasa, S. Ota, M. Assie, H. Baba, T. Baba, D. Beaumel, M. Dozono, T. Fujii, N. Fukuda, S. Go, F. Hamache, E. Ideguchi, N. Inabe, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
- A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, Phys. Rev. Lett. **117**, 182502 (2016).
- Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева, *Легкие ядра у границы нейтронной стабильности* (ОИЯИ, Дубна, 2016).
- S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
- I. N. Borzov, Phys. Rev. C **67**, 025802 (2003); **71**, 025801 (2005).
- A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and N. Van Giai, Phys. Rev. C **90**, 044320 (2014).
- I. N. Borzov, Phys. Atom. Nucl. **79**, 910 (2016).
- T. Marketin, L. Huther, and G. Martinez-Pinedo, Phys. Rev. C **93**, 025805 (2016).
- T. Nakatsukasa, T. Inakura, and K. Yabana, Phys. Rev. C **76**, 024318 (2007).
- M. T. Mustonen, T. Shafer, Z. Zenginerler, and J. Engel, Phys. Rev. C **90**, 024308 (2014).
- M. T. Mustonen and J. Engel, Phys. Rev. C **93**, 014304 (2016); T. Shafer, J. Engel, C. Fröhlich, G. C. McLaughlin, M. Mumpower, and R. Surman, Phys. Rev. C **94**, 055802 (2016).
- Y. F. Niu, Z. M. Niu, G. Colò, and E. Vigezzi, Phys. Rev. Lett. **114**, 142501 (2015).
- C. Robin and E. Litvinova, Eur. Phys. J. A **52**, 205 (2016).
- A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, I. N. Borzov, and E. O. Sushenok, Phys. Rev. C **95**, 034314 (2017).
- E. O. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев, И. О. Борзов, ЯФ **81**, 17 (2018) [Phys. Atom. Nucl. **81**, 24 (2018)].
- J. I. Prisciandaro, P. F. Mantica, B. A. Brown, D. W. Anthony, M. W. Cooper, A. Garcia, D. E. Groh, A. Komives, W. Kumarasiri, P. A. Lofy, A. M. Oros-Peusquens, S. L. Tabor, and M. Wiedeking, Phys. Lett. B **510**, 17 (2001).
- D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, *et al.*, Nature **502**, 207 (2013).
- R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, Nat. Phys. **12**, 594 (2016).
- Э. Е. Саперштейн, И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **104**, 216 (2016) [JETP Lett. **104**, 218 (2016)].
- I. N. Borzov, in *Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei, Kazan, Russia, Sept. 04–10, 2016* (World Sci., Singapore, 2017), p. 3.
- J. Papuga, M. L. Bissell, K. Kreim, C. Barbieri, K. Blaum, M. De Rydt, T. Duguet, R. F. Garcia Ruiz, H. Heylen, M. Kowalska, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, M. M. Rajabali, R. Sánchez, N. Smirnova, *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 034321 (2014).
- K. Kreim, M. L. Bissell, J. Papuga, K. Blaum, M. De Rydt, R. F. Garcia Ruiz, S. Goriely, H. Heylen, M. Kowalska, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, M. M. Rajabali, R. Sánchez Alarcón, H. H. Stroke, and D. T. Yordanov, Phys. Lett. B **731**, 97 (2014).
- А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2-изд.* (Наука, Москва, 1983).
- V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rept. **92**, 183 (1982).
- С. А. Фаянс, В. А. Ходель, Письма в ЖЭТФ **17**, 633 (1973) [JETP Lett. **17**, 444 (1973)].
- E. K. Warburton, Phys. Rev. C **44**, 233 (1991).
- I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, Z. Phys. A **355**, 117 (1996).
- I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
- T. Duguet, P. Bonche, P.-H. Heenen, and J. Meyer, Phys. Rev. C **65**, 014310 (2001).
- M. Bender, J. Dobaczewski, J. Engel, and W. Nazarewicz, Phys. Rev. C **65**, 054322 (2002).
- S. Perez-Martin and L. M. Robledo, Phys. Rev. C **78**, 014304 (2008).

38. S. Yoshida, Y. Utsuno, N. Shimizu, and T. Otsuka, *Phys. Rev. C* **97**, 054321 (2018).
39. V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford, 1976).
40. V. A. Kuzmin and V. G. Soloviev, *J. Phys. G* **10**, 1507 (1984); **11**, 603 (1985).
41. G. Colò, H. Sagawa, N. Van Giai, P. F. Bortignon, and T. Suzuki, *Phys. Rev. C* **57**, 3049 (1998).
42. Y. F. Niu, G. Colò, M. Brenna, P. F. Bortignon, and J. Meng, *Phys. Rev. C* **85**, 034314 (2012).
43. A. P. Severyukhin and H. Sagawa, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2013**, 103D03 (2013).
44. N. Van Giai, Ch. Stoyanov, and V. V. Voronov, *Phys. Rev. C* **57**, 1204 (1998).
45. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, and N. Van Giai, *Prog. Theor. Phys.* **128**, 489 (2012).
46. J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and R. Surman, *Phys. Rev. C* **60**, 014302 (1999).
47. С. П. Камерджиев, Письма в ЖЭТФ **30**, 532 (1979) [*JETP Lett.* **30**, 500 (1979)]; ЯФ **38**, 316 (1983) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **38**, 188 (1983)].
48. В. И. Целяев, ЯФ **50**, 1252 (1989) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **50**, 780 (1989)].
49. S. Kamerdzhiev, J. Speth, and G. Tertychny, *Phys. Rept.* **393**, 1 (2004).
50. V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 024306 (2007).
51. E. V. Litvinova and V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 054318 (2007).
52. P. Papakonstantinou and R. Roth, *Phys. Rev. C* **81**, 024317 (2010).
53. A. Gottardo, R. Grzywacz, M. Madurga, G. de Angelis, D. Bazzacco, G. Benzoni, A. Boso, D. T. Jordanov, C. Delafosse, M.-C. Delattre, P. Van Duppen, A. Etilé, S. Franchoo, C. Gaulard, G. Georgiev, S. Go, *et al.*, CERN-INTC-2016-012/INTC-P-425-ADD-1.
54. M. Madurga, R. Surman, I. N. Borzov, R. Grzywacz, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, D. Miller, D. W. Stracener, J. C. Batchelder, N. T. Brewer, L. Cartegni, J. H. Hamilton, J. K. Hwang, S. H. Liu, S. V. Ilyushkin, C. Jost, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 112501 (2012).
55. R. Lozeva, H. Naidja, F. Nowacki, J. Dudek, A. Odahara, C.-B. Moon, S. Nishimura, P. Doornenbal, J.-M. Daugas, P.-A. Söderström, T. Sumikama, G. Lorusso, J. Wu, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, *et al.*, *Phys. Rev. C* **93**, 014316 (2016).
56. P. Lee, C.-B. Moon, C. S. Lee, A. Odahara, R. Lozeva, A. Yagi, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, P.-A. Söderström, T. Sumikama, H. Watanabe, T. Isobe, H. Baba, H. Sakurai, F. Browne, *et al.*, *Phys. Rev. C* **92**, 044320 (2015); B. Moon, C.-B. Moon, P.-A. Söderström, A. Odahara, R. Lozeva, B. Hong, F. Browne, H. S. Jung, P. Lee, C. S. Lee, A. Yagi, C. Yuan, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, T. Sumikama, *et al.*, *Phys. Rev. C* **95**, 044322 (2017).
57. W. J. Huang, G. Audi, M. Wang, F. G. Kondev, S. Naimi, and Xing Xu, *Chin. Phys. C* **41**, 030002 (2017).
58. G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang, and S. Naimi, *Chin. Phys. C* **41**, 030001 (2017).
59. X. F. Yang, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, S. Ettenauer, K. T. Flanagan, R. F. Garcia Ruiz, W. Gins, C. Gorges, H. Heylen, S. Kaufmann, Á. Koszorús, J. Krämer, M. Kowalska, K. M. Lynch, G. Neyens, *et al.*, CERN-INTC-2015-050/INTC-P-450; X. F. Yang, J. Billowes, C. L. Binnerley, M. L. Bissell, P. Campbell, T. E. Cocolios, G. J. Farooq-Smith, R. P. de Groote, K. T. Flanagan, S. Franchoo, R. F. Garcia Ruiz, W. Gins, H. Heylen, Á. Koszorús, K. M. Lynch, B. A. Marsh, *et al.*, CERN-INTC-2016-008/INTC-P-458.
60. E. Caurier, R. Langanke, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, and P. Vogel, *Phys. Lett.* **522**, 240 (2001).
61. F. Perrot, F. Maréchal, C. Jollet, Ph. Dessagne, J.-C. Angélique, G. Ban, P. Baumann, F. Benrachi, U. Bergmann, C. Borcea, A. Buǎ, J. Cederkall, S. Courtin, J.-M. Daugas, L. M. Fraile, S. Grévy, *et al.*, *Phys. Rev. C* **74**, 014313 (2006).
62. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
63. N. A. Orr, *EPJ Web Conf.* **113**, 06011 (2016).
64. A. Poves, J. Retamosa, M. J. G. Borge, and O. Tengblad, *Z. Phys. A* **347**, 227 (1994).
65. I. N. Borzov, in *Summary Report of the 3rd Research Coordination Meeting "Development of a Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission"* (IAEA, Vienna, 2017).

## DELAYED MULTI-NEUTRON EMISSION IN HEAVY K, Ca, AND Sc ISOTOPES

I. N. Borzov

Performance is analyzed of self-consistent models of nuclear beta decay which are based on the different energy-density functionals. Considered are the continuum quasiparticle random-phase approximation DF + CQRPA, relativistic QRPA (RQRPA) and Finite Amplitude Method (FAM). These frameworks include the allowed Gamow–Teller and first-forbidden beta decays. The recent “beyond the QRPA” models are also considered. The beta-decay energy release, half-lives and delayed multi-neutron emission branchings are calculated for the K, Ca, and Sc isotopes near the new neutron sub-shells at  $N = 32, 34$  are compared with those from RQRPA and FAM. Importance of the correlation between the predicted high probability of the two-neutron emission and anomalous nuclear radii observed recently in K and Ca isotopes near  $N = 32$  is discussed. Comparison is given of the DF3 + CQRPA calculations with the results of self-consistent models with the Skyrme SkO' and relativistic D3C\* functionals.