

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Любашевский Дмитрий Евгеньевича

**ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ КВАНТОВОЙ
ТЕОРИИ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И
РЕАКЦИЙ**

Специальность 1.3.15 – «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико – математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена на Кафедре ядерной физики физического факультета
Воронежского государственного университета.

Научный консультант: **Кадменский Станислав Георгиевич,**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Антоненко Николай Викторович,**
доктор физико-математических наук,
ММО «Объединенный институт ядерных исследований»,
заместитель директора

Говердовский Андрей Александрович,
доктор физико-математических наук,
ГНЦ «Физико-энергетический институт имени А.И. Лейп-
пунского», главный научный сотрудник

Карпешин Федор Федорович,
доктор физико-математических наук,
Всероссийский научно-исследовательский институт
метрологии им. Д.И. Менделеева,
главный научный сотрудник

Защита состоится 16 декабря 2022 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета МГУ.013.2(МГУ.01.11) Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5 (19-й корпус Научно – исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова), аудитория 2-15.

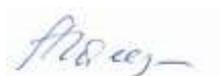
С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»:
<https://istina.msu.ru/dissertations/477270196/>

Автореферат разослан __. __.2022 г.

Телефон совета для справок: +7916 871 77 50

Email: galan_lidiya@mail.ru

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук



Л.И.Галанина

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации.

В настоящее время в ведущих мировых ядерных центрах продолжают интенсивные экспериментальные и теоретические исследования различных характеристик многоступенчатых ядерных реакций и распадов, включая и двойное, а также тройное деление неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц. При этом особое внимание уделяется анализу [1-4] угловых распределений продуктов данных реакций, а также асимметрий в указанных распределениях с различными Р- и Т-чётностями. Для последовательного понимания механизмов формирования указанных распределений, в появлении которых существенную роль могут играть интерференционные квантовые эффекты, необходимо дальнейшее развитие квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций. Эта теория, сформулированная в серии работ [5-14] и основанная на формализме квантовой механики [5, 15-17], теории атомного ядра [18-21] и теорий многочастичных ядерных реакций [22-26], позволяет детально обосновать как существующие на настоящий момент экспериментальные данные широкого круга ядерных распадов и реакций, так и предсказать новые явления в этой области, прежде всего связанные с делением ядер. В рассматриваемую квантовую теорию вводятся понятия волновых функций частиц начального, конечного и промежуточных каналов реакции и вполне естественным образом описываются интерференционные эффекты в угловых распределениях продуктов реакции на основе выполнения законов сохранения энергии и полного момента количества движения анализируемой системы. Поэтому тема диссертации, связанная с исследованием в рамках квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций важных, но недостаточно изученных свойств низкоэнергетического двойного и тройного деления ядер, которые определяются взаимодействием вращательных и внутренних мод составного делящегося ядра, является актуальной. Особую роль в диссертации играет первая глава, посвященная развитию квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций [22] в направлении учета виртуальных состояний промежуточных ядер, что позволяет не только описать экспериментальные характеристики $2p$ - и 2β -распадов ядер, но и дать основу для описания [27, A23] виртуальных механизмов тройного и четверного деления ядер с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц.

Степень разработанности темы исследования

Среди подходов, широко используемых для описания характеристик двойного и тройного деления ядер, можно выделить следующие наиболее важные. Во-первых, традиционный подход к теории деления [28-37] в целом носит макроскопический характер, обусловленный гидродинамическими (капельная модель ядра с учетом оболочечных поправок [33]) и термодинамическими (распределение Гиббса, уравнения Ланжевена [34-37]) характеристиками составных делящихся ядер, и не подразумевает последовательной квантово-механической интерпретации. Во-вторых, подход, описывающий эволюцию составного делящегося ядра из его начального состояния до его разрыва на фрагменты деления, связывают в рамках обобщенной модели [7] с коллективным деформационным движением указанного ядра, сопряженным с изменением параметров деформации этого ядра. При использовании адиабатического приближения, согласно которому «быстрые» нуклонные моды движения ядра успевают подстраиваться под его более медленные деформационные и вращательные моды, находится потенциал деформации ядра, строящийся [7, 33] через сумму этого потенциала в капельной модели ядра и оболочечных поправок. Как известно, на вершинах внутреннего и внешнего барьеров деления возникают переходные делительные состояния (ПДС) [7], задаваемые следующим набором квантовых чисел $J\pi K$ (где π – четность состояния, а K – проекция полного спина J делящегося ядра на его ось симметрии) и обладающие различными факторами проницаемости указанных

барьеров $P^{J\pi K}$ при энергии возбуждения составного делящегося ядра, близкой к энергии связи B_n падающего нейтрона. В седловой точке на внешнем барьере деления по сравнению с аналогичной точкой на внутреннем барьере ядро приобретает аксиально-симметричную, но зеркально-асимметричную (грушевидную) форму [7], что соответствует появлению отличного от нуля параметра статической октупольной деформации β_3 . В первой яме потенциала деформации возбужденное ядро термализуется за ядерные времена и его волновая функция выражается через суперпозицию большого числа возбужденных состояний указанного ядра. Однако переход через внешний барьер деления осуществляется только через одно ПДС ядра, обладающее максимальной энергией возбуждения, для которого делящееся ядро остается в неравновесном «холодном» состоянии. Поэтому составная делящаяся система (СДС) остается «холодной» при формировании неравновесных по их деформациям состояний первичных фрагментов деления ядра в окрестности его точки разрыва. Знание потенциала деформации составного делящегося ядра позволяет вычислить значения характеристик делительных барьеров и описать характеристики ПДС ядра в окрестности внешней седловой точки этого потенциала. Введение [7] указанных ПДС, связанных с определенными волновыми функциями, оказалось необходимым для объяснения интерференционных эффектов и энергетической зависимости сечений деления ядер резонансными нейтронами, характера флуктуации делительных ширин нейтронных резонансов и, наконец, одинаковых и различных по четности Р- и Т-асимметрий в угловых распределениях фрагментов деления неориентированных ядер-мишеней поляризованными нейтронами.

Для описания угловых распределений фрагментов (УРФ) деления используется гипотеза О. Бора [7], согласно которой разлет указанных фрагментов совпадает с прямым или обратным направлениями оси симметрии делящегося ядра. Эта гипотеза носит приближенный характер, поскольку в ней не учитывается квантово-механический принцип неопределенности углов вылета и относительных орбитальных моментов продуктов деления, требующий появления больших и когерентных относительных орбитальных моментов фрагментов деления для реализации указанной гипотезы. Было выдвинуто предположение, что возникновение больших значений угловых моментов, а также больших спинов осколков, наблюдаемых в эксперименте, обусловлено квантовыми нулевыми wriggling- и bending - колебаниями составной делящейся системы вблизи её точки разрыва [165]. Полное описание интерференционных эффектов в УРФ деления не представляется возможным без использования перечня понятий, фигурирующих в квантово-механической теории деления, таких как волновые функции делящегося ядра и фрагментов деления, амплитуды делительных ширин и делительные фазы. Развитие с учетом положений квантовой механики теории многоступенчатых ядерных реакций были рассмотрены в ряде работ, например [8, 10, 26], где в рамках R-матричной теории ядерных реакций [38] были построены формулы для описания Р- и Т-асимметрий различной четности в УРФ двойного деления ядер. Следует отметить, что в этих работах не приводятся формулы для определения амплитуд делительных ширин и делительных фаз.

Несмотря на крайне малую вероятность тройного деления (2–3 акта тройного на 1000 актов двойного деления) [39], на настоящий момент имеется достаточно большое количество экспериментальных данных по тройному делению для ядер-актинидов, связанных с вылетом α -частиц и других легких ядер. Отличительными особенностями экспериментальных угловых распределений [1] третьих легких частиц по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления, являются имеющийся с преобладающей вероятностью экваториальный характер и слабая зависимость, как от распределения кинетических энергий продуктов деления, так и от полной энергии относительного движения продуктов тройного деления во всех значимых для указанного деления каналах. Данный факт является свидетельством [12] двухступенчатого характера тройного деления, когда вылет

легких третьих частиц в тройном делении составного делящегося ядер происходит из шейки данного ядра до его разрыва на фрагменты деления. Следующей экспериментальной особенностью тройного деления ядер с вылетом α -частиц является то, что асимптотические кинетические энергии T_α указанных α -частица близки к $T_\alpha \approx 16$ МэВ [1], заметно превосходящей теплоту $Q_\alpha \approx 6$ МэВ обычного α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с переходом в основное состояние конечного ядра $(A-4, Z-2)$ и оказываются близкими к высоте кулоновского барьера B_α для α -частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра. Для обоснования таких больших значений энергий T_α α -частиц в тройном делении были несколько подходов. В работе [40] был предложен статистический испарительный механизм испускания легкой частицы из нагретой локализованной области между предфрагментами деления. В работе [41] построена динамическая модель тройного деления, согласно которой деление происходит последовательно в две стадии разрыва шейки делящегося ядра. Предполагается, что эти разрывы статистически независимы и оцениваются временами реализации порядка периодов одночастичного движения. Основная проблема работ [40, 41] была связана с наличием заметной температуры делящегося ядра в окрестности его точки разрыва $T \approx (1-2)$ МэВ, появление которой противоречит рассмотренному выше представлению [7] о «холодности» делящегося ядра в точке разрыва. Этим обусловлена необходимость введения отличного от испарительного механизма появления третьих частиц в тройном делении ядер. Альтернативный механизм был предложен в работах [36, 9] и распространен на случаи, когда в качестве третьей частицы фигурировала не только α -частица, но и другие легкие частицы. В его основе лежит эффект «встряски», обусловленный неадиабатическим характером коллективного деформационного движения делящегося ядра на стадии его спуска с внешней седловой точки. Основным недостатком указанного механизма является то, что в нем не учитывался закон сохранения энергии замкнутой составной делящейся системы, приводящий к потере энергии промежуточным ядром, возникающим после приобретения дополнительной кинетической энергии у вылетающей из шейки делящегося ядра третьей частицы, что приводило к изменению асимптотической кинетической энергии фрагментов деления. Поэтому потребовался иной механизм, который был предложен в рамках данной диссертации.

Особый интерес представляет анализ P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц. В подходе, развитом в работах [3, 43] и основанном на использовании квазиклассического метода траекторных расчетов для реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц p , вводился коэффициент P-четной T-нечетной асимметрии $D_{nf,p}(\theta)$, где θ - угол между направлениями вылета волновых векторов легкой частицы \mathbf{k}_p и легкого фрагмента деления \mathbf{k}_{LF} . Экспериментальные значения этого коэффициента определяются через отношение разности к сумме дифференциальных сечений реакции тройного деления ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами для противоположных направлений вектора поляризации нейтрона σ_n . Проводится сопоставление экспериментальных значений указанного коэффициента $D_{nf,p}(\theta)$ с соответствующими теоретическими значениями, полученными в работах [3] и представленными в виде суммы коэффициентов TRI и ROT-асимметрий. Название ROT (Rotation) асимметрии выбрано из соображений, строящихся на возможности её описания при учете вращения составной делящейся системы с применением классического метода траекторных расчетов. Коэффициент ROT-асимметрии связывается авторами [3] с углом поворота Δ направления вылета α -частицы относительно направления

вылета легкого фрагмента деления. Описанный выше коэффициент возникает из-за учета влияния в квазиклассическом приближении кориолисово взаимодействия полного спина аксиально-симметричной делящейся системы [12], вращающейся вокруг оси, перпендикулярной её оси симметрии, с орбитальными моментами фрагментов деления и α -частицы. TRI (Time reversal invariance) асимметрия получила своё название, поскольку была выдвинута гипотеза, что её возникновение связано с нарушением T-инвариантности в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами. Коэффициент TRI асимметрии в работе [3] был связан с влиянием колебаний предфрагментов деления в плоскости XU л.с.к., участвующих в коллективных bending-колебаниях [5] составного делящегося ядра в окрестности его точки разрыва, на α -частицу, формируемую в шейке делящегося ядра. Расчет коэффициента $D_{nf,\alpha}(\theta)$ с использованием величин Δ и D_{TRI} из работы [3] позволяет удовлетворительно описать экспериментальные значения этого коэффициента в случае альфа-частиц для всех для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В то же время наблюдается существенное расхождение экспериментальных значений этого коэффициента для мгновенных нейтронов и гамма-квантов с их рассчитанными значениями в случае ядра - мишени ^{233}U . Поэтому в диссертации был предложен иной квантовый подход, позволяющий учесть интерференцию, отсутствующую в квазиклассическом подходе, и описать P-четные T-нечетные асимметрии для всех ядер-мишеней в случае вылетающих предразрывных и испарительных легких частиц.

Для описания реальных механизмов появления энергетических, угловых, а также описания характеристик P-четных, T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях, в диссертации были развиты новые подходы. При этом особое место занимает подход, связанный с виртуальными состояниями, который построен на основе обобщения теории двухпротонного распада. Для описания двухпротонных распадов ядер (ДПР) теоретические подходы были разделены в обзоре [43] на два типа, один из которых был связан с последовательными ДПР, а второй – с одноступенчатым ДПР. Одноступенчатые ДПР, по мнению автора обзора, реализуются в ситуациях, когда энергетически запрещены последовательные ДПР и должны соответствовать одновременному появлению двух протонов и конечного ядра. Это связано с трехтелным механизмом одноступенчатого ДПР, для которого существенно взаимодействие всех продуктов распада и который может описываться при использовании формализма трехчастичных гиперсферических функций. Хотя трехтелный подход имеет заметные успехи в описании характеристик ДПР ряда ядер, необходимо провести исследование возможностей альтернативного и более простого подхода к описанию ДПР, развиваемого в настоящей диссертации, и использующего представление о двухступенчатом виртуальном характере ДПР.

В диссертации на основе обобщения механизмов двухступенчатого виртуального характера ДПР была построена теория многоступенчатых процессов, которая дала возможность описать двойной бета-распад ядер, а также дать указания о возможности описания механизма тройного и четверного деления ядер.

Цели работы

Основными целями данной диссертационной работы являются:

1. Развитие теории многоступенчатых ядерных реакций и распадов, связанных с появлением в их амплитудах не только реальных, но и виртуальных состояний промежуточных ядер.
2. Применение теории многоступенчатых ядерных реакций и распадов к описанию характеристик двухпротонного и двойного бета-распадов ядер и указание на возможность использования указанной теории для описания процессов тройного деления ядер.

3. Исследование в рамках квантовой теории деления квантовых и термодинамических характеристик различных стадий двойного и тройного деления после спуска делящегося ядра с внешней седловой точки.
4. Анализ связи угловых и спиновых распределений фрагментов спонтанного и вынужденного низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными *wiggling* и *bending*-колебаниями составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Объяснение при учете этих колебаний появления больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления. Доказательство нестатистического характера распределения спинов фрагментов деления, обусловленного одновременным влиянием *wiggling*- и *bending*-колебаний.
5. Оценка средних значений относительных орбитальных моментов фрагментов деления, формируемых *wiggling*-колебаниями, и демонстрация приближенной реализации гипотезы О. Бора о близости направлений вылета фрагментов деления к оси симметрии делящегося ядра.
6. Обоснование механизма появления тройных и пятерных Р-четных Т-нечетных скалярных корреляций в дифференциальных сечениях низкоэнергетических реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных альфа – частиц, обусловленного кориолисовым взаимодействием полного спина составного делящегося ядра с орбитальными моментами фрагментов деления и альфа - частиц.
7. Демонстрация связи Р-четных Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов с пятерными скалярными корреляциями, появление которых связано с влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления.

Научная новизна

В диссертации выполнено развитие оригинальных методов и проведено описание двойного и тройного деления ядер в рамках последовательной квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций [A1-A25]. На её основе был впервые получен новый для физики деления ядер результат, позволяющий описать появление больших значений относительных орбитальных моментов фрагментов двойного деления составных делящихся ядер за счет влияния поперечных *wiggling*-колебаний этих ядер в окрестности их точки разрыва. Это приводит к близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии делящихся ядер и к приближенной реализации гипотезы О. Бора. Доказан факт, что спиновое распределение возбужденных фрагментов низкоэнергетического деления ядер носит неравновесный характер, поскольку формируется за счет *wiggling*- и *bending*-колебаний холодного составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Обоснованы неиспарительные механизмы формирования и вылета третьих легких частиц в тройном делении ядер, связанные с проявлением виртуальности процесса тройного деления, что позволяет перейти указанным частицам в состояния с энергиями, достаточными для преодоления этими частицами их кулоновских барьеров. Развита квантовая теория описания характеристик Р-четных Т-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц p . Обоснована ведущая роль кориолисова взаимодействия для формирования указанных асимметрий.

Разработанная теория применена к описанию характеристик двухпротонного и двойного бета-распадов ядер [A13, A19, A21] и показана возможность ее использования для описания процессов тройного и четверного ядерного деления.

Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы определяется тем, что в ней предложено обоснование существования нового класса многоступенчатых ядерных реакций и распадов с участием в их амплитудах виртуальных состояний промежуточных ядер, которые включают не только двойной бета и двухпротонный распады ядер, но и тройное деление ядер с вылетом предразрывных третьих частиц. Важным результатом работы стало развитие квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций низкоэнергетического двойного деления ядер в направлении описания угловых и спиновых распределений фрагментов деления, учитывающего коллективные *wiggling*- и *bending*-колебания делящихся ядер в окрестности точки их разрыва. Наконец, в этой работе проведено последовательное квантово-механическое описание *P*-четных *T*-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций низкоэнергетического деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом как предразрывных α -частиц, так и испарительных нейтронов, и γ -квантов.

Практическая ценность работы обусловлена тем, что развитые в ней подходы позволяют рассчитывать характеристики двойного и тройного деления тепловыми нейтронами как уже исследованных, так и запланированных для исследований новых ядер. Особое значение имеет полученная в работе информация о спинах возбужденных состояний фрагментов деления, из которых испускаются мгновенные нейтроны, формирующие основную компоненту спектра нейтронов, участвующих в цепных ядерных реакциях на атомных энергетических установках. Развитые в диссертации подходы позволяют также рассчитывать характеристики продуктов тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами, включая и коэффициенты *P*-четных *T*-нечетных асимметрий для предразрывных α -частиц, мгновенных нейтронов и γ -квантов.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы при исследовании различных сторон физики деления атомных ядер специалистами ведущих ядерных центров России и зарубежных стран, а также при чтении специальных курсов преподавателями вузов, ведущих подготовку специалистов по ядерной физике и ядерным технологиям.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в диссертации являются процессы двойного и тройного деления ядер. Предметом исследования являются характеристики этих процессов и формализм их нахождения на основе методов квантовой теории многоступенчатых ядерных распадов и реакций.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных в диссертации задач была использована совокупность теоретических методов и результатов, полученных в рамках современных подходов к физике деления ядер [5-17]. При выполнении диссертации были также использованы методы и подходы, предложенные при построении теории ядерных реакций и распадов [24-46], при описании ядерных реакций с участием более, чем двух частиц [47-49], а также при анализе деления выстроенных ядер тепловыми нейтронами [50-51]. В диссертации были использованы экспериментальные данные по двойному и тройному делению ядер [1, 3-4, 40, 55]. При описании асимметрий с различными *P*- и *T*-четностями в угловых распределениях продуктов деления были использованы квантово-механические подходы, развитые в работах [7-14].

В диссертации было предложено добавить в общую теорию ядерных распадов новый класс распадов, имеющих многоступенчатый характер и связанных с образованием виртуальных состояний промежуточных ядер. Амплитуды указанных распадов могут

быть представлены диаграммами Фейнмана [56, 57], соответствующими n -ступенчатым ($n \geq 2$) распадам родительских ядер, причём вершинные части для каждой из ступеней отвечают одноступенчатым базисным ядерным распадам, таким как альфа-распад, бета-распад, протонный распад и деление ядер, приводящих к появлению функций Грина промежуточных ядер. Одна или несколько из них описывают виртуальные состояния указанных ядер, лежащие по энергии вне их массовой поверхности. В настоящее время этот новый класс распадов включает в себя двухпротонный распад, двойной бета-распад, а также тройное и четверное деление ядер.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Процессы $2p$ - и 2β -распадов проходят через виртуальное состояние промежуточного ядра, в случае тройного деления ядер также реализуется указанный механизм.
2. Составное делящееся ядро остается «холодным», начиная со стадии спуска с внешней седловой точки и заканчивая стадией образования угловых распределений фрагментов деления, поэтому возбуждаются только нулевые *wiggling* и *bending* – колебания указанного ядра.
3. Спиновое распределение фрагментов двойного деления ядер имеет нестатистический характер, обусловленный одновременным влиянием нулевых *wiggling*- и *bending*-колебаний составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.
4. Степень реализации гипотезы О. Бора о близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии делящихся ядер определяется средним значением относительных орбитальных моментов фрагментов двойного деления ядер.
5. P -четные T -нечетные тройные и пятерные скалярные корреляции в дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных альфа – частиц обусловлены влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления и альфа - частиц.
6. P -четные T -нечетные пятерные скалярные корреляции в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов, вылетающих из возбужденных фрагментов двойного деления ядер холодными поляризованными нейтронами, обусловлены влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами только фрагментов деления.

Апробация результатов диссертации

Основные результаты диссертации представлялись и докладывались на международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра с 2008 по 2022 гг. и 63 - 64 международных конференциях по фундаментальным проблемам ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий.

Публикации

Соискатель имеет 25 работ по теме диссертации, в том числе 24 статьи, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности.

Личный вклад автора

Автор участвовал в постановке всех рассматриваемых в диссертации задач и выборе методов их решения. Все оригинальные результаты, представленные в диссертации, получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии. Подготовка публикаций и докладов по теме диссертации выполнена лично автором или при его активном

участии. В статьях, выполненных в соавторстве, представленные результаты получены при определяющем участии автора.

Степень достоверности результатов

Достоверность результатов исследования, полученных на основе аналитических преобразований и численных расчетов, подтверждается согласием с экспериментальными данными. Значительная часть результатов докладывалась на основных российских и международных конференциях по ядерной физике и опубликована в ведущих российских реферируемых тематических изданиях.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключения. Общий объем диссертации составляет 182 страниц машинописного текста, включая 34 рисунка, а также 182 библиографических ссылок.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, а также очерчен круг вопросов, рассматриваемых в диссертации, указаны ее цели и сформулированы положения диссертации, выносимые на защиту.

Глава I посвящена обоснованию существования нового класса многоступенчатых ядерных реакций и распадов, в амплитудах ширин которых появляются виртуальные состояния промежуточных ядер, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К этому классу можно отнести двухпротонный и двойной бета-распады ядер, а также низкоэнергетическое тройное деление ядер.

В разделе I.1 проведено рассмотрение многоступенчатых ядерных реакций и распадов при использовании формализма диаграмм Фейнмана [31-32, A23]. Амплитуда n -ступенчатого распада покоящегося родительского ядра в состоянии A_0 $A_0 \rightarrow b_1 + A_1 \rightarrow b_1 + b_2 + A_2 = \dots \Rightarrow b_1 + \dots + b_n + A_n$, который протекает через цепочку распадов состояний A_i родительского ($i=0$) и промежуточных ($i=1,2,\dots,n-1$) ядер, имеющих внутреннюю и кинетические энергии E_{A_i} и T_{A_i} , с образованием в конечном канале стабильных частиц b_1, b_2, \dots, b_n и конечного ядра A_n с их внутренними и кинетическими энергиями $E_{b_1}, E_{b_2}, \dots, E_{b_n}, E_{A_n}$ и $T_{b_1}, T_{b_2}, \dots, T_{b_n}, T_{A_n}$ соответственно, можно рассчитать при использовании диаграммы Фейнмана (Рис 1.).

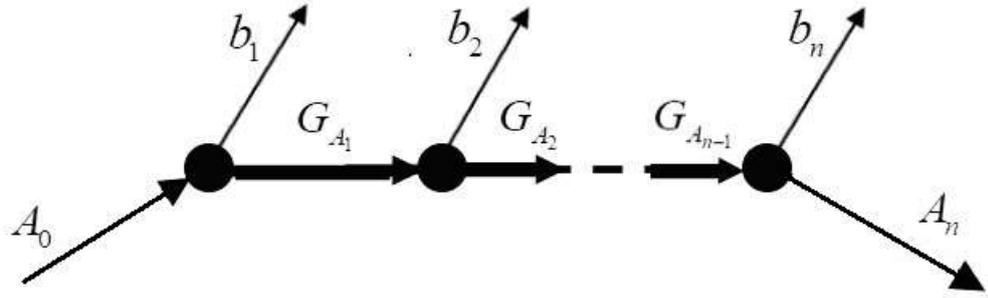


Рис. 1 Диаграмма Фейнмана для n -ступенчатого распада родительского ядра A_0

На этой диаграмме тонкие линии со стрелками связаны с волновыми функциями вылетающих частиц b_1, \dots, b_n , а также состояний родительского A_0 и дочернего A_n ядер, вершинные части, представленные черными кружками, выражаются через амплитуды распада соответствующих ядер, а жирные линии со стрелкой соответствуют функциям Грина G_{A_i} промежуточных ядер ($i=1, \dots, n-1$), определяемых как

$$G_{A_i} = |\psi_{A_i}\rangle \langle \psi_{A_i}| \left(Q_{A_i b_i} - T_{A_i b_i} + \frac{i\Gamma^{A_i}}{2} \right), \quad (1.1)$$

где $T_{A_i b_i}$ – положительно определенная кинетическая энергия относительного движения частицы b_i и ядра A_i , $Q_{A_i b_i} = (E_{A_{i-1}} - E_{b_i} - E_{A_i})$ – теплота распада ядра A_{i-1} с образованием ядра A_i и частицы b_i , а Γ^{A_i} – полная ширина распада ядра A_i . Тогда парциальная ширина n -ступенчатого распада родительского ядра A_0 может быть представлена [32] формулой:

$$\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0} = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \int \frac{\Gamma_{A_1 b_1}^{A_0} \Gamma_{A_2 b_2}^{A_1} \dots \Gamma_{A_n b_n}^{A_{n-1}} dT_{A_1 b_1} \dots dT_{A_{n-1} b_{n-1}}}{\left[(T_{A_1 b_1} - Q_{A_1 b_1})^2 + \frac{(\Gamma^{A_1})^2}{4} \right] \dots \left[(T_{A_{n-1} b_{n-1}} - Q_{A_{n-1} b_{n-1}})^2 + \frac{(\Gamma^{A_{n-1}})^2}{4} \right]}. \quad (1.2)$$

В формуле (1.2) можно выделить члены, у которых теплота распадов имеет положительные значения $Q_{A_i b_i} > 0$ и которые соответствует появлению полюсов в подынтегральном выражении (1.2), отвечающих положительным значениям кинетических энергий $T_{A_i b_i} > 0$. Эти члены соответствуют реальным распадам, которые учитываются в традиционной схеме описания цепочек радиоактивных распадов [32]. Если все теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$, фигурирующие в формуле (1.2), положительны, то проводя интегрирование по $dT_{A_1 b_1} \dots dT_{A_{n-1} b_{n-1}}$ с учетом теоремы Коши, можно получить формулу для парциальной ширины $(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0})^{suc}$ последовательного n -ступенчатого распада состояния ядра A_0 :

$$\left(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0} \right)^{suc} = \frac{\Gamma_{A_1 b_1}^{A_0} \Gamma_{A_2 b_2}^{A_1} \dots \Gamma_{A_n b_n}^{A_{n-1}}}{\Gamma^{A_1} \dots \Gamma^{A_{n-1}}}, \quad (1.3)$$

совпадающую с полученной ранее при использовании метода кинетических уравнений аналогичной формулой [31].

В формуле (1.2) могут появиться члены, у которых теплоты распадов имеют отрицательные значения, и которые соответствуют виртуальным состояниям. Если все теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$ в формуле (1.2) имеют отрицательные значения, то эта формула отвечает

случаю появления только виртуальных состояний промежуточных ядер. В общем случае рассматриваемую ширину n -ступенчатого распада $\Gamma_{A, b_1 \dots b_n}^{A_0}$ (1.2) можно представить в виде суммы ширин, отвечающих композициям, связанным с разными числами реальных и виртуальных распадов [32].

В разделе I.2 рассмотренная выше теория была применена [A13] для описания двухпротонных распадов ядер. Явление двухпротонного распада (ДПР) ядер было предсказано В.И. Гольданским [33] и впервые обнаружено при распаде основного состояния ядра ^{45}Fe [34, 35]. В настоящее время продолжают интенсивные экспериментальные и теоретические исследования (см. обзор [37]) этих распадов не только из основных, но и возбужденных, включая изомерные, состояний различных родительских ядер. В настоящее время для описания ДПР, используются два теоретических подхода, в которых они трактуются, как одноступенчатые [37-39], либо двухступенчатые [40-41] распады.

Одноступенчатые ДПР ядер соответствуют представлению, развитому в работах [37-39] и отвечающему одновременному вылету из родительского ядра (A, Z) двух протонов с появлением дочернего ядра $(A-2, Z-2)$. Для описания амплитуд ширин подобных распадов был развит [37] формализм трехчастичных гиперсферических функций, при расчетах которых использовались трехчастичные потенциалы взаимодействия двух протонов и дочернего ядра, параметры которых определялись из подгонки рассчитанных характеристик ДПР к их экспериментальным значениям. Физически ясно, что подобные потенциалы должны учитываться и при расчете таких характеристик атомных ядер, как, например, куперовское спаривание двух протонов в четных по Z родительских ядер. Однако в существующих сверхтекучих моделях атомного ядра [24], как правило, используются только эффективные парные нуклон-нуклонные ядерные взаимодействия без учета возможного влияния обсуждаемых выше трехчастичных взаимодействий.

Теория двухпротонного распада ядер, развитая в работах [40-41, A13], рассматривает этот распад как двухступенчатый процесс, который описывается диаграммой Фейнмана Рис. 1 [32], когда основное состояние родительского ядра (A, Z) последовательно испускает два протона и переходит в основное состояние конечного ядра $(A-2, Z-2)$ с положительно определенной теплотой данного ДПР $Q_0 = E(A, Z) - E(A-2, Z-2)$, где $E(A, Z)$ и $E(A-2, Z-2)$ - внутренние энергии указанных ядер. В этом случае на первом этапе ДПР основное состояние родительского ядра (A, Z) испытывает виртуальный однопротонный распад с вылетом первого протона p_1 из оболочечного состояния nlj , где n - радиальное квантовое число, $l(j)$ - орбитальный момент (полный спин) нуклона соответственно и образованием промежуточного ядра в виртуальном состоянии $(A-1, Z-1)_i$. Виртуальность этого распада обеспечивается тем, что его теплота однопротонного распада $Q_{(A-1), p_1} = E(A, Z) - E(A-1, Z-1)_i$, имеет отрицательное значение ($Q_{(A-1), p_1} < 0$), так что состояние промежуточного ядра $(A-1, Z-1)_i$ лежит вне массовой поверхности однопротонного распада родительского ядра (A, Z) и носит виртуальный характер. На втором этапе ДПР промежуточное ядро $(A-1, Z-1)_i$ испускает второй протон p_2 также из оболочечного состояния nlj с образованием основного состояния дочернего ядра $(A-2, Z-2)$. При этом теплота однопротонного распада состояния промежуточного ядра $(A-1, Z-1)_i$ $Q_{(A-2)p_2} = E(A-1, Z-1)_i - E(A-2, Z-2)$ должна быть положительно определенной и удовлетворяют условию $Q_{(A-2)p_2} > |Q_{(A-1)p_1}| > 0$, которое необходимо для реального 2р- распада родительского ядра (A, Z) с образованием дочернего ядра $(A-2, Z-2)$. Это условие вытека-

ет из формулы $Q_0 = Q_{(A-1),p_1} + Q_{(A-2)p_2}$ при учете положительной определенности теплоты Q_0 рассматриваемого ДПР. Тогда ширину рассматриваемого виртуального ДПР $(\Gamma_{2p}^A)^v$ можно получить из формулы (1.2) при учете малости полной ширины распада $\Gamma^{(A-1)_i}$ промежуточного ядра $(A-1, Z-1)_i$:

$$(\Gamma_{2p}^A)^v = \frac{1}{2\pi} \sum_{(nlj)_i} \int_0^{Q_0} dT_{(A-1)p_1} \frac{\Gamma_{(A-1, nlj)_i p_1}^A (T_{(A-1)_i p_1}) \Gamma_{(A-2)p_2}^{(A-1, nlj)_i} (Q_0 - T_{(A-1)_i p_1})}{\left[\left(Q_{(A-1), p_1} - T_{(A-1)_i p_1} \right)^2 \right]}, \quad (1.4)$$

где $\Gamma_{(A-1, nlj)_i p_1}^A$ - ширина однопротонного распада родительского ядра (A, Z) с вылетом протона p_1 с кинетической энергией $T_{(A-1)_i p_1}$ и образованием промежуточного ядра в состоянии $(A-1, Z-1)_i$, а $\Gamma_{(A-2)p_2}^{(A-1, nlj)_i}$ - аналогичная ширина распада указанного промежуточного ядра с вылетом второго протона p_2 с кинетической энергией $(Q_0 - T_{(A-1)_i p_1})$.

Как было показано в работах Гольданского [42-43], реализуются неравенства $Q_{(A-1), p_1} < 0$ и $Q_{(A-2)p_2} > |Q_{(A-1)_i p_1}| > 0$, необходимые для виртуальности ДПР, реализуются для двухступенчатых ДПР основных состояний четных по протонам родительских ядер с образованием основных состояний четных по протонам конечных ядер при учете эффектов сверхтекучей модели атомного ядра [44]. Действительно, в этом случае из-за отрицательности энергии спаривания двух валентных протонов в родительском ядре, образующих куперовскую пару, уменьшается теплота $Q_{(A-1)p_1}$, связанная с вылетом первого протона и образованием нечетного по протонам промежуточного ядра, по сравнению с теплотой $Q_{(A-2)p_2}$ вылета нечетного протона из указанного промежуточного ядра, который не участвует в формировании куперовской пары в этом ядре.

В Таблица 1 представлено сравнение теоретических ширин $(\Gamma_{2p}^A)^v$, рассчитанных в работе [A13] в рамках теории виртуальных ДПР по формуле (1.5) при использовании сверхтекучей модели атомного ядра [44], и экспериментальных ширин $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ ДПР основных состояний ряда четных по протонам родительских ядер с переходом их в основные состояния конечных ядер, взятых из работ [34, 35, 45-46]. Из Таблица 1 видно, что при выборе параметров оболочечных потенциалов протонов исследуемых ядер, близких к параметрам указанных потенциалов [47-49] для ядер, лежащих в полосе β - стабильности, наблюдается разумное согласие теоретических $(\Gamma_{2p}^A)^v$ и экспериментальных $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ ширин.

В работах [50-51] было найдено экспериментальное угловое распределение вылетающих протонов $W^{\text{exp}}(\theta)$ из родительского ядра ^{45}Fe , где θ - угол между направлениями вылета первого и второго протонов. В работе [A13] при использовании теории двухступенчатых виртуальных ДПР ядер [40-41], был проведен расчет указанного углового распределения протонов $W^{\text{th}}(\theta)$ при учете интерференции амплитуд ДПР, соответствующих различным четностям состояний промежуточного ядра $(A-1, Z-1)_i$. Этот расчет продемонстрировал удовлетворительное согласие величин $W^{\text{th}}(\theta)$ с $W^{\text{exp}}(\theta)$.

Таблица 1

Распад (A, Z) \rightarrow ($A-2, Z-2$)	Эксп. ширина ДПР $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$, МэВ	Теор. ширина ДПР $(\Gamma_{2p}^A)^v$, МэВ	Теплота $2p$ - распада $Q_0, (A, Z) \rightarrow$ $(A-2, Z-2)$, МэВ	Теплота p_1 - перехода $Q_{(A-1)p_1}$ $(A, Z) \rightarrow$ $(A-1, Z-1)$, МэВ
$^{16}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{14}_8\text{O} + 2p$	$1.11 \begin{pmatrix} +0.01 \\ -0.01 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \begin{pmatrix} +0.14 \\ -0.14 \end{pmatrix}$	$-0.131 \begin{pmatrix} +0.025 \\ -0.025 \end{pmatrix}$
$^{19}_{12}\text{Mg} \rightarrow ^{17}_{10}\text{Ne} + 2p$	$1.1 \begin{pmatrix} +1.4 \\ -0.25 \end{pmatrix} \cdot 10^{-10}$	$2.4 \cdot 10^{-10}$	$0.75 \begin{pmatrix} +0.05 \\ -0.05 \end{pmatrix}$	$-0.511 \begin{pmatrix} +0.070 \\ -0.070 \end{pmatrix}$
$^{45}_{26}\text{Fe} \rightarrow ^{43}_{24}\text{Cr} + 2p$	$1.6 \begin{pmatrix} +0.5 \\ -0.5 \end{pmatrix} \cdot 10^{-19}$	$1.77 \cdot 10^{-19}$	$1.154 \begin{pmatrix} +0.016 \\ -0.016 \end{pmatrix}$	$-0.024 \begin{pmatrix} +0.010 \\ -0.010 \end{pmatrix}$

В разделе I.3 проведен анализ процессов двойного бета – распада. Теория $2\beta^-$ - распада ядер была построена в работе [53] при использовании формулы для вероятности $w_{2\beta^-}$ $2\beta^-$ - распада родительского ядра в единицу времени, связанной с шириной данного распада $\Gamma_{2\beta^-}^{(A,Z)}$ соотношением $\Gamma_{2\beta^-}^{(A,Z)} = \hbar w_{2\beta^-}$ и определяемой во втором порядке теории возмущений по гамильтониану H' слабого взаимодействия как:

$$\Gamma_{2\beta^-}^{(A,Z)} = 2\pi \sum_F |H_{FA}^*|^2 \delta(E_F - E_A), \quad (1.5)$$

где

$$H_{FA}^* = \sum_C \frac{H_{FC}^* H_{CA}^*}{E_A - E_C}, \quad (1.6)$$

причем матричный элемент H_{AC}^* имеет вид:

$$H_{AC}^* = \int \Psi_C^* \Phi_C^* H' \Psi_A \Phi_A d\tau. \quad (1.7)$$

В формуле (1.7) Ψ_A , Ψ_C и Ψ_F - волновые функции состояний родительского ядра A , промежуточного ядра C , возникающего после β_1^- - распада родительского ядра, и конечного ядра F , возникающего после β_2^- - распада промежуточного ядра C , а Φ_C и Φ_F - волновые функции легких частиц, вылетающих в процессе рассматриваемого $2\beta^-$ - распада совместно с ядрами C , F . В дальнейшем эти формулы были обобщены [52-53] при использовании более современных вариантов теории слабого взаимодействия. Амплитуду вероятности рассматриваемого $2\beta^-$ - распада основного состояния родительского ядра (A, Z) можно представить диаграммой Фейнмана (Рис. 2).

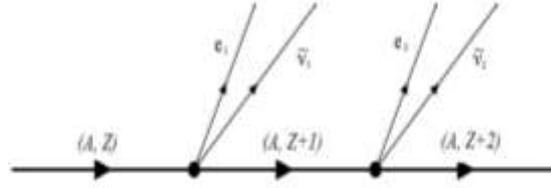


Рис. 2 Диаграмма Фейнмана для амплитуды двухступенчатого $2\beta^-$ - распада родительского ядра (Z, A) .

Как следует из этой диаграммы, на первом этапе ядро (Z, A) испытывает β^- распад с вылетом электрона и антинейтрона (e_1, ν_1) из оболочечного состояния нейтрона nlj , и образованием промежуточного ядра в состоянии $(A, Z+1)_i$. На втором этапе ядро $(A, Z+1)_i$ испускает электрон и антинейтрона (e_2, ν_2) также из оболочечного состояния nlj с образованием основного состояния ядра $(A, Z+2)$. Эта диаграмма соответствует последовательному двухступенчатому $2\beta^-$ - распаду родительского ядра, аналогичному рассмотренному выше ДПР, представленному диаграммой Фейнмана (Рис. 1). Вершинные части этой диаграммы связаны с матричными элементами слабого взаимодействия типа H_{Ac} , а линия со стрелкой и верхним индексом $(A, Z+1)$ представляет функцию Грина $G(A, Z+1)$ промежуточного ядра $(A, Z+1)$, пропорциональную величине $(E_c - E_A)^{-1}$ формулы (1.6), которая в силу свойств членов второго порядка по потенциалу H не имеет полюсного характера. Поэтому результаты, полученные в работе [53], соответствуют виртуальному характеру последовательного двухступенчатого процесса $2\beta^-$ - распада ядер.

Виртуальный характер этого процесса реализуется, если на первой ступени запрещен реальный β^- -распад родительского ядра в выделенное состояние промежуточного ядра $(A, Z+1)_i$ из-за отрицательности теплоты указанного распада $Q_{(A, Z+1)_i, \beta_1} < 0$, а на второй ступени происходит β^- -распад указанного виртуального состояния с образованием основного состояния дочернего ядра $(A, Z+2)$ с положительной теплотой распада $Q_{(A, Z+2)\beta_2} > 0$. Поскольку положительно определенная теплота Q_0 $2\beta^-$ - распада родительского ядра (Z, A) определяется формулой $Q_0 = Q_{(A, Z+1)_i, \beta_1} + Q_{(A, Z+2)\beta_2}$, то слагаемые, входящие в формулу, должны удовлетворять условию $Q_{(A, Z+2)\beta_2} > |Q_{(A, Z+1)_i, \beta_1}| > 0$. Рассмотренные выше энергетические условия реализуются [A19] для чётных по N родительских ядер из-за куперовского спаривания двух валентных нейтронов, последовательно описываемого в рамках сверхтекучей модели ядра [44]. Тогда суммарные энергии $T_{(A, Z+1)_i, \beta_1}$ и $T_{(A, Z+2)\beta_2}$ электрона и антинейтрона, вылетающих на первой и второй ступенях процесса двойного β^- -распада, имеют положительные значения в интервалах $0 \leq T_{(A, Z+1)_i, \beta_1} \leq Q_0$ и $0 \leq T_{(A, Z+2)\beta_2} \leq (Q_0 - T_{(A, Z+1)_i, \beta_1})$. Формулу для ширины рассматриваемого виртуального двойного β^- -распада $(\Gamma_{2\beta^-}^{(A, Z)})^v$ можно получить из формулы (1.2) при учете малости полной ширины распада $\Gamma^{(A, Z+1)_i}$ промежуточного ядра $(A, Z+1)_i$:

$$\left(\Gamma_{2\beta^-}^{(A, Z)}\right)^v = \frac{1}{2\pi} \sum_{(nlj)_i} \int_0^{Q_0} \frac{\Gamma_{(A, Z+1)_i, \beta_1}^A (T_{(A, Z+1, nlj)_i, \beta_1}) \Gamma_{(A, Z+2)\beta_2}^{(A, Z+1, nlj)_i} (Q_0 - T_{(A, Z+1)_i, \beta_1})}{\left[\left(Q_{(A, Z+1)_i, \beta_1} - T_{(A, Z+1)_i, \beta_1} \right) \right]^2} dT_{(A, Z+1)_i, \beta_1}. \quad (1.8)$$

Существующие расчёты периодов полураспада $T_{1/2}^{th}$ для $2\beta^-$ - распадов ядер основаны на теоретических подходах [52-55] с использованием формул второго порядка теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия. Эти подходы были использованы [54] для расчета периодов полураспада $T_{1/2}^{th}$ не только для $2\beta^-$ - распадов ядер, но и для аналогичных $2\beta^+$ - распадов, а также распадов, связанных с участием электронного захвата.

В Таблица 2 представлены распады, которые являются одними из самых редких типов радиоактивности ядер, поскольку найденные периоды их полураспада $T_{1/2}^{th}$ оказываются большими 10^{17} лет и на много порядков превышают время существования Вселенной ($\approx 10^{10}$ лет). Большинство ядер из Таблица 2 имеют значения экспериментальных $T_{1/2}^{exp}$ и теоретических $T_{1/2}^{th}$ периодов полураспада, достаточно хорошо согласующиеся между собой. Как видно из Таблица 2, для всех представленных в ней четных по N родительских ядер теплоты Q_0 для $2\beta^-$ - распада, имеют положительные значения, лежащие в интервале $0,850 \leq Q_0 \leq 3,380$. При этом теплоты $Q_{(A,Z+1),\beta_1}$ в случае β_1^- - распадов всех представленных в таблице родительских ядер, лежат в интервале $-1,265 \leq Q_{(A,Z+1),\beta_1} \leq -0,055$ и оказываются отрицательными, что соответствует закрытым каналам реальных β_1^- - распадов указанных ядер. Рассмотренные выше энергетические условия реализуются для четных по N родительских ядер из-за куперовского спаривания нейтронов, последовательно описываемого в рамках сверхтекучей модели ядра [23, 44].

Таблица 2

Распад $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)$	Теплота Q_0 $2\beta^-$ -перехода, $(A, Z) \rightarrow$ $(A, Z + 2)$, кэВ	Эксп. период $2\beta^-$ - распада полураспада $T_{1/2}^{exp}$, лет	Теор. период $2\beta^-$ - распада полураспада $T_{1/2}^{th}$, лет	Теплота $Q_{(A,Z+1),\beta_1}$ β^- - перехода, $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)$, кэВ
${}^{76}_{32}Ge \rightarrow {}^{76}_{34}Se + 2e^- + 2\nu_e$	2045,7±5	$1,6 \times 10^{21}$	$8,5 \times 10^{20}$	-922,9±2,7
${}^{82}_{34}Se \rightarrow {}^{82}_{36}Kr + 2e^- + 2\nu_e$	3005±16	$9,2 \times 10^{19}$	$6,7 \times 10^{19}$	-88±12
${}^{100}_{42}Mo \rightarrow {}^{100}_{44}Ru + 2e^- + 2\nu_e$	3032,6±8,6	$7,3 \times 10^{18}$	$3,2 \times 10^{19}$	-170±6
${}^{116}_{48}Cd \rightarrow {}^{116}_{50}Sn + 2e^- + 2\nu_e$	2808,5±7,3	$3,3 \times 10^{19}$	$7,3 \times 10^{19}$	-464±8
${}^{124}_{50}Sn \rightarrow {}^{124}_{52}Te + 2e^- + 2\nu_e$	2278,3±8,8	$>1,2 \times 10^{21}$	$1,5 \times 10^{21}$	-627±5
${}^{128}_{52}Te \rightarrow {}^{128}_{54}Xe + 2e^- + 2\nu_e$	868,9±5,5	$2,41 \times 10^{24}$	$1,6 \times 10^{24}$	-1258±5
${}^{130}_{52}Te \rightarrow {}^{130}_{54}Xe + 2e^- + 2\nu_e$	2533,1±6,6	$6,9 \times 10^{20}$	4×10^{20}	-451±11
${}^{136}_{54}Xe \rightarrow {}^{136}_{56}Ba + 2e^- + 2\nu_e$	2481±15	$2,2 \times 10^{21}$	$4,5 \times 10^{20}$	-67±11
${}^{150}_{60}Nd \rightarrow {}^{150}_{62}Sm + 2e^- + 2\nu_e$	3367±11	$8,2 \times 10^{18}$	$5,8 \times 10^{18}$	-130±80
${}^{160}_{64}Gd \rightarrow {}^{160}_{66}Dy + 2e^- + 2\nu_e$	1731±11	$>1,9 \times 10^{19}$	$7,2 \times 10^{20}$	-102,3±1,4
${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{238}_{94}Pu + 2e^- + 2\nu_e$	1146,2±4,6	2×10^{21}	$1,9 \times 10^{22}$	-145,6±1,3

В работе [A21] были исследованы последовательные реальные $2\beta^-$ -распады ядер реализующиеся в случае, когда на первом этапе ядро (A, Z) испытывает распад с вылетом первой пары лептонов и образованием реального состояния промежуточного ядра $(A, Z + 1)_i$ с положительной энергией распада $Q_{(A,Z+1),\beta_1} > 0$, а на втором этапе ядро $(A, Z + 1)_i$

испытывает β^- -распад с положительной энергией распада $Q_{(A,Z+2)\beta_2} > 0$ и образованием основного состояния конечного ядра $(A, Z+2)$. В этом случае в диаграмме (Рис. 1) функция Грина $G(A, Z+1)$ промежуточного ядра имеет полюсный характер и поэтому после интегрирования по $dT_{(A,Z+1)\beta_1}$ формулы (1.2) с использованием теоремы Коши приводится [A21] к ширине $\left(\Gamma_{2\beta^-}^{(A,Z)}\right)^{suc}$, связанной с двумя последовательными реальными β^- -распадами родительского и промежуточного ядер по аналогии с формулой (1.3):

$$\left(\Gamma_{2\beta^-}^{(A,Z)}\right)^{suc} = \sum_i \frac{\Gamma_{(A,Z+1)\beta_1}^A(Q_{(A,Z+1)\beta_1})\Gamma_{(A,Z+2)\beta_2}^{(A,Z+1)}(Q_0 - Q_{(A,Z+1)\beta_1})}{\Gamma^{(A,Z+1)}}, \quad (1.9)$$

Рассчитанные по формуле (1.9) ширины реальных двойных β^- -распадов двух представленных в Таблица 3 родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr , для которых энергии $Q_{(A,Z+1)\beta_1}$ имеют положительные значения равные 281 кэВ и 163 кэВ, а теплоты Q_0 для $2\beta^-$ -распада, имеют положительные значения, лежащие в интервале $3,350 \leq Q_0 \leq 4,271$, было продемонстрировано [A21], что ширины указанных распадов с хорошей степенью точности определяются первым вариантом теории (1.9) и разумно согласуется с экспериментальными данными, что говорит в пользу представления о двух последовательных реальных β^- -распадах.

Таблица 3

Распад $(A,Z) \rightarrow (A,Z+2)$	Теплота $2\beta^-$ -распада $Q_0, (A,Z) \rightarrow (A,Z+2)$, кэВ	Теплота β_1^- -перехода $Q_{(A,Z+1)\beta_1}, (A,Z) \rightarrow (A,Z+1)$, кэВ	Эксп. период $2\beta^-$ -распада полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$, лет	Теор. период $2\beta^-$ -распада по- лураспада $T_{1/2}^{\text{th}}$, лет
$^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti} + 2e^- + 2\nu_e$	4271,7±5,4	+281±6	$1,9 \times 10^{19}$	4×10^{19}
$^{96}_{40}\text{Zr} \rightarrow ^{96}_{42}\text{Mo} + 2e^- + 2\nu_e$	3350,2±6,1	+163,0±5	$2,0 \times 10^{19}$	$2,35 \times 10^{19}$

В финале главы I показано [36, A19, A23], что тройное деление ядер также можно рассматривать по аналогии с $2p$ - и $2\beta^-$ -распадами ядер как двухступенчатый виртуальный процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра (A, Z) длиннопробежной α -частицы, асимптотическая кинетическая энергия $T_\alpha \approx 16$ МэВ, которой заметно превосходит по величине теплоту стандартного α -распада указанного ядра (A, Z) $Q_\alpha^A \approx 6$ МэВ, а на второй ступени промежуточное ядро $(A-4, Z-2)$ испытывает двойное деление при этом отмеченное выше увеличение T_α по сравнению с Q_α^A возникает за счет соответствующего уменьшения кинетической энергии фрагментов двойного деления промежуточного ядра $(A-4, Z-2)$.

В главе II исследована связь угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными wriggling - и bending - колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [56].

В разделе II.1 показано, что согласование концепции переходных делительных состояний О. Бора со свойствами Кориолисова взаимодействия возможно, если аксиально-симметричное делящееся ядро вблизи его точки разрыва на продукты деления остается холодным, несмотря на неадиабатический характер ядерного коллективного деформационного движения. В рамках квантовой теории деления исследованы квантовые и термоди-

намические характеристики различных стадий двойного деления после спуска делящегося ядра с внешней седловой точки. Продемонстрирована важная роль сверхтекучих и парных нуклон-нуклонных корреляций при формировании продуктов деления и классификации делительных переходов. Построены распределения термализованных первичных фрагментов деления по спидам и их проекциям на оси симметрии делящегося ядра и фрагментов деления, определяющие характеристики испускаемых указанных фрагментами мгновенных нейтронов и гамма-квантов.

В разделе II.2 продемонстрирован неравновесный характер спинового распределения фрагментов деления, возникающем при одновременном учете влияния рассмотренных выше wriggling- и bending – колебаний составного делящегося ядра.

В момент разрыва делящегося ядра первичные фрагменты деления, находятся в сильно деформированных, но холодных внутренних состояниях, отвечающих переходным делительным состояниям указанного ядра [11]. В дальнейшем при разлете этих фрагментов за достаточно короткое времена (порядка 10^{-21} с) они переходят в равновесные возбужденные состояния, для описания которых в ряде работ используются [11, 59-60] распределения Гиббса $\rho_i(E_i^*, J_i)$ вида:

$$\rho_i(E_i^*, J_i) = \rho_i(E_i^*)\rho_i(J_i), \quad (2.1)$$

где $\rho_i(E_i^*)$ и $\rho_i(J_i)$ - энергетическое и спиновое распределение i -го фрагмента деления характеризуемое температурой T_i и моментом инерции \mathfrak{I}_i :

$$\rho_i(E_i^*) \sim \exp(-E_i^*/kT_i), \quad \rho_i(J_i) \sim (2J_i + 1)\exp[-J_i(J_i + 1)/\mathfrak{I}_i kT_i], \quad (2.2)$$

причем E_i^* и J_i - энергия возбуждения и спин i -го фрагмента деления ($i = 1, 2$). В более поздних работах [62, 63] было использовано представление, согласно которому статистическое равновесие в термализованных фрагментах деления возникает только по их энергиям возбуждения, а спиновое распределение фрагментов деления $\rho_i(J_i)$ носит неравновесный характер, поскольку формируется в точке разрыва холодного ядра и не связано с температурой фрагментов деления после их термализации. В этом случае $\rho_i(J_i)$ представляется в форме:

$$\rho_i(J_i) \sim (2J_i + 1)\exp[-J_i(J_i + 1)/B^2], \quad (2.3)$$

где величина B^2 может заметно отличаться от величины $\mathfrak{I}_i kT$, фигурирующей в формуле (2.2) [62, 63].

Ниже будет показано [A5, A13, A14], что спиновое распределение фрагментов деления носит неравновесный характер и определяется влиянием нулевых поперечных wriggling- и bending- колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

Bending - колебания связаны (см. Рис. 3) с вращениями в противоположные стороны вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра (A, Z) , двух сильно деформированных пред-фрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра и переходящих в первичные фрагменты деления после разрыва указанной шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра спины вылетающих в этом случае из делящегося ядра указанных фрагментов удовлетворяют условию $\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 = 0$.

Wriggling- колебания связаны (см. Рис. 3) с вращениями пред-фрагментов деления в одну сторону вокруг осей перпендикулярных оси симметрии делящегося ядра (A, Z) , что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов вылетающих фрагментов деления \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 . Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов осуществляется за счет вращения всего делящегося ядра вокруг тех же осей в противоположную сторону, что приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов \mathbf{L} , удовлетворяющего в силу закона сохранения полного спина условию $\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \mathbf{L} = \mathbf{0}$.

Нормальные координаты независимых wriggling- и bending- колебаний определяются как

$$w_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta_{1x} + \theta_{2x}), \quad b_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta_{1x} - \theta_{2x}), \quad (2.4)$$

которые выражаются через углы поворота θ_{1x} , θ_{2x} осей симметрии первого и второго деформированных пред-фрагментов деления ядра при их вращении вокруг оси x , перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра.

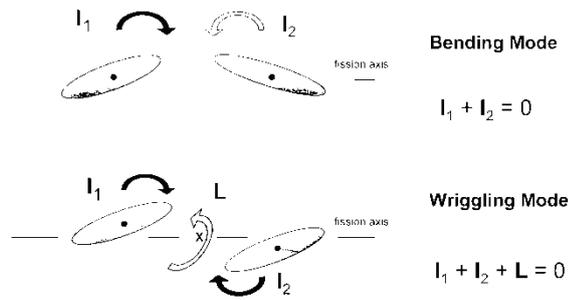


Рис. 3. Поперечные bending- и wriggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления.

Гамильтонианы данных колебаний H_w и H_b в осцилляторном приближении для близких по зарядам и массам пред-фрагментов деления можно представить в виде [56]:

$$H_w = \frac{1}{2} K_w (w_x^2 + w_y^2) + \frac{1}{2} \frac{J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2}{M_w}, \quad H_b = \frac{1}{2} K_b (b_x^2 + b_y^2) + \frac{1}{2} \frac{J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2}{M_b}, \quad (2.5)$$

где K_w и M_w (K_b и M_b) – параметры жесткости и массовые параметры для wriggling- (bending-) колебаний; J_{w_x} , J_{w_y} (J_{b_x} , J_{b_y}) – операторы моменты количества движения, играющие роль обобщенных импульсов, сопряженных с обобщенными координатами w_x , w_y (b_x , b_y) для wriggling- (bending-) колебаний. Параметры жесткости K_w и K_b для ядерной жидкости рассчитываются [56] при использовании капельной модели ядра [7]. Массовые параметры для wriggling- и bending-колебаний определяются их твердотельными значениями [56]:

$$M_w = \left[1 - \left(2M_{\theta_1}^0 / \left(M_0 (c_1^0)^2 + 2M_{\theta_1}^0 \right) \right) \right] M_{\theta_1}^0; \quad M_b = M_{\theta_1}^0, \quad (2.6)$$

где $M_{\theta_1}^0 = 1/10 \left((a_1^0)^2 + (c_1^0)^2 \right) M_0$, где M_0 – масса делящегося ядра, а величины c_1^0 и a_1^0 совпадают с большей и меньшей полуосями первого пред-фрагмента деления. Частоты ω_w и ω_b wriggling- и bending - колебаний определяются классическими формулами $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w}$ и $\omega_b = \sqrt{K_b/M_b}$.

Волновые функции нулевых wriggling- колебаний в координатном представлении $\Psi_0(w_x)$, $\Psi_0(w_y)$ определяется формулами вида [56]:

$$\begin{aligned}\Psi_0(w_{x(y)}) &= (\pi C_w / K_w M_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{K_w M_w w_{x(y)}^2}{2C_w}\right), \\ \Psi_0(b_{x(y)}) &= (\pi C_b / K_b M_b)^{-1/4} \exp\left(-\frac{K_b M_b b_{x(y)}^2}{2C_b}\right),\end{aligned}\quad (2.7)$$

где $C_w = M_w \hbar \omega_w$ и $C_b = M_b \hbar \omega_b$. Волновые функции нулевых wriggling и bending - колебаний в импульсном представлении $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$, $\Psi_0(J_{b_y})$ зависят от полных моментов количества движения J_{w_x} , J_{w_y} и J_{b_x} , J_{b_y} для wriggling (w)- и bending (b)-колебаний:

$$\Psi_0(J_{w_{x(y)}}) = (\pi C_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{w_{x(y)}}^2}{4C_w}\right); \quad \Psi_0(J_{b_{x(y)}}) = (\pi C_b)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{b_{x(y)}}^2}{4C_b}\right). \quad (2.8)$$

Величины $\mathbf{J}_{w_x}, \mathbf{J}_{w_y}, \mathbf{J}_{b_x}, \mathbf{J}_{b_y}$ связаны со спинами \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 предфрагментов деления, направленными перпендикулярно оси z :

$$\mathbf{J}_w = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2; \mathbf{J}_b = \mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2; J_1^2 = J_{1x}^2 + J_{1y}^2, J_2^2 = J_{2x}^2 + J_{2y}^2. \quad (2.9)$$

Поскольку, как отмечалось выше, для спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления составные делящиеся ядра и первичные фрагменты деления в окрестности точки разрыва находятся в холодных сильнодеформированных переходных состояниях [11], при построении спиновых распределений данных фрагментов необходимо учитывать [A5, A14] только нулевые поперечные bending- и wriggling-колебания указанных делящихся ядер. Выражая нормированную функцию распределения $W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2)$ фрагментов деления по спинам \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 через произведение квадратов модулей волновых функций нулевых bending- и wriggling-колебаний (2.8) [56]:

$$W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2) = \left| \Psi_0(J_{w_x}) \right|^2 \left| \Psi_0(J_{w_y}) \right|^2 \left| \Psi_0(J_{b_x}) \right|^2 \left| \Psi_0(J_{b_y}) \right|^2, \quad (2.10)$$

можно привести распределения (2.10) [56] к виду:

$$W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2) = \frac{4J_1 J_2}{\pi C_b C_w} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{C_b} + \frac{1}{C_w} \right) (J_1^2 + J_2^2) + \left(\frac{1}{C_b} - \frac{1}{C_w} \right) J_1 J_2 \cos \phi \right], \quad (2.11)$$

где $\phi(0 \leq \phi \leq 2\pi)$ – угол между двумерными векторами спинов фрагментов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 , лежащими в плоскости XU . Проводя интегрирование в формуле (2.11) по переменным J_2 и ϕ , можно получить [56] нормированное распределение спина J_1 первого фрагмента деления:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (2.12)$$

Формула (2.12) совпадает с формулой (2.3) при выборе значения константы B^2 :

$$B^2 = (C_b + C_w)/2. \quad (2.13)$$

При использовании формулы (2.13) можно рассчитать средние значения \bar{J}_1 спина одного из фрагментов деления:

$$\bar{J}_1 = \int_0^\infty J_1 W(J_1) dJ_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_b + C_w)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Для делящегося ядра ^{236}U при значениях [56] параметра квадрупольной деформации пред-фрагментов деления $\beta_2 \approx 0.2$ и параметров $M_w = 1.6 \cdot 10^6$ МэВ·Фм²·с²; $M_b = 2.0 \cdot 10^6$ МэВ·Фм²·с²; $K_w = 295$ МэВ·рад⁻²; $K_b = 52$ МэВ·рад⁻²; $\hbar\omega_w = 2.3$ МэВ; $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ; $C_w = 132\hbar^2$ и $C_b = 57\hbar^2$ следует, что энергии колебательных квантов $\hbar\omega_w$ и коэффициенты C_w для wriggling-колебаний оказываются заметно большими аналогичных величин для bending-колебаний. Для wriggling-колебаний величина B^2 (2.14), оказывается равной 95 и приводит к среднему значению спина фрагмента деления $\bar{J} \approx 8.6$, что коррелирует с диапазонами значений величин B^2 (80–120) и средних спинов фрагментов деления \bar{J} (7–9), полученных в работе [62, 63].

Развитый выше подход к описанию спинового распределения фрагментов деления, основанный на представлении о холодности делящегося ядра в точке его разрыва и учете нулевых поперечных колебаний делящегося ядра, принципиально отличается от подхода работ [63, 34], в которых используется допущение о заметной термализации первичных фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, когда температура T фрагментов деления превышает 1 МэВ, и о появлении статистического распределения спинов указанных фрагментов. В этом случае из-за заметно меньшей величины энергии $\hbar\omega_b$ кванта bending-колебаний по сравнению с аналогичной энергией $\hbar\omega_w$ кванта wriggling-колебаний (например, для ядра ^{236}U $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ, $\hbar\omega_w = 2.3$ МэВ) главную роль в температурном распределении фрагментов деления по числу n_b и n_w квантов bending- и wriggling-колебаний начинают играть bending-колебания. Но, поскольку первичные фрагменты деления находятся в холодных неравновесных состояниях, подход работ [46, 66] не реализуется. За очень короткие времена ($\approx 10^{-21}$ с) первичные фрагменты деления при их разлете переходят в термализованные равновесные состояния этих фрагментов. Однако из-за закона сохранения полного спина делящейся системы спиновые распределения указанных фрагментов остаются неравновесными и с хорошей степенью точности определяются формулой (2.14).

В разделе II.3 обсуждается природа угловых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер. Практически все современные расчеты угловых распределений фрагментов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер основаны на гипотезе О. Бора [11] о коллинеарности направлений вылета указанных фрагментов направлению оси симметрии делящегося ядра. Однако из квантово-механического соотношения неопределенностей ΔL и $\Delta\theta'$ для модуля относительного ор-

битального момента фрагментов деления L и углов их вылета θ' во внутренней системе координат (в.с.к.) делящегося ядра следует, что указанная коллинеарность соответствует неопределенности $\Delta\theta' = 0$ в определении угла θ' и полной неопределенности $\Delta L = \infty$ в значениях относительных орбитальных моментов L . Поскольку подобная ситуация в принципе, не может реализоваться экспериментально, ясно, что рассмотренная выше гипотеза О. Бора [11] носит лишь приближенный характер и соответствует малым отклонениям величины $\Delta\theta'$ от нулевого значения, что реализуется при достаточно больших значениях ΔL . В общем случае при учете аксиальной симметрии делящегося ядра угловое распределение фрагментов двойного деления $P(\theta')$ во в.с.к. может быть представлено [57-58] как

$$P(\theta') = |A(\theta')|^2 = \left| \sum_L \psi_L Y_{L0}(\theta') \right|^2, \quad (2.15)$$

где ψ_L – нормированная на единицу волновая функция, описывающая амплитуду распределения фрагментов деления по их относительным орбитальным моментам L . В силу принципа неопределенности квантовой механики реализация гипотезы О. Бора оказывается возможной, если амплитуда $A(\theta')$ является когерентной суперпозицией относительных орбитальных моментов L фрагментов деления, соответствующей большим средним значениям и дисперсиям указанных моментов. Механизм появления волновых функций ψ_L , приводящих к подобной структуре амплитуды $A(\theta')$, естественно возникает [A14, A15] при учете поперечных нулевых wiggling-колебаний делящегося ядра в окрестности его точки разрыва [56], поскольку только такие колебания связаны с относительными орбитальными моментами фрагментов деления L и приводят к формированию требуемой выше волновой функции ψ_L . Для определения указанной функции ψ_L можно воспользоваться волновыми функциями $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ wiggling – колебаний делящегося ядра в импульсном представлении (2.9) при учете того, что относительный орбитальный момент \mathbf{L} фрагментов деления связан со спинами фрагментов деления формулой $\mathbf{L} = -(\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2) = -\mathbf{J}_w$ [A14]. Сначала найдем распределение $W(\mathbf{L}, \mathbf{J}')$, для этого можно воспользоваться произведением волновых функций $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ wiggling – колебаний делящегося ядра (2.9) и при учете связи со спином и относительным орбитальным моментом L формулой и получить нормированную по L распределение вида [A14]:

$$W(\mathbf{L}, \mathbf{J}') = \frac{1}{\pi^2 C_w C_b} \exp \left[-\frac{\mathbf{L}^2}{2C_w} - \frac{\mathbf{J}'^2}{2C_b} \right], \quad (2.16)$$

где определены относительный орбитальный момент \mathbf{L} и относительный спин \mathbf{J}' фрагментов деления через спины первого и второго фрагментов деления \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2

$$\mathbf{L} = -(\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2), \quad \mathbf{J}' = (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2)/2; \quad \mathbf{J}_1 = -\mathbf{L}/2 + \mathbf{J}', \quad \mathbf{J}_2 = -\mathbf{L}/2 - \mathbf{J}', \quad (2.17)$$

причём якобиан замены при переходе от элемента фазового объема $d\mathbf{J}_1 d\mathbf{J}_2$ к элементу $d\mathbf{L} d\mathbf{J}'$ равен 1. Учитывая, что элементы фазового объема $d\mathbf{L}$, $d\mathbf{J}'$ при учёте двухмерности векторов \mathbf{L} , \mathbf{J}' в цилиндрической системе координат представляются как

$$d\mathbf{L} = L dL d\varphi_L, \quad d\mathbf{J}' = J' dJ' d\varphi_{J'}, \quad (2.18)$$

и проводя интегрирование распределения (2.16) по dJ' , $d\varphi_{J'}$, $d\varphi_L$, можно получить нормированное при интегрировании по dL на единицу распределение $W(L)$:

$$W(L) = \frac{L}{C_w} \exp\left[-\frac{L^2}{2C_w}\right]. \quad (2.19)$$

Как и следовало ожидать, полученное распределение $W(L)$ определяется только константой C_w для wriggling-колебаний.

Используя связь величины $W(L) = |\psi(L)|^2$ с введенной выше волновой функцией ψ_L , описывающей распределение относительных орбитальных моментов фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, можно получить при использовании формулы (2.19) следующее выражение для функции ψ_L [A14]:

$$\psi_L = \sqrt{\frac{L}{C_w}} \exp\left(-\frac{L^2}{4C_w}\right). \quad (2.20)$$

В этом случае средние значения \bar{L} относительного орбитального момента L фрагментов деления определяется как

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L |\psi(L)|^2 dL = \frac{1}{C_w} \int_0^{\infty} L^2 \exp\left(-\frac{L^2}{2C_w}\right) dL = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_w)^{1/2}. \quad (2.21)$$

Подставляя средние величины $\bar{C}_w \approx 132\hbar^2$, найденной для делящихся ядер актинидов при использовании параметров работы [56], в формулу (2.21), получим достаточно большое значение $\bar{L} = 14.4$, что обеспечивает хорошую точность реализации гипотезы О.Бора.

В главе III проведено доказательство существования единого механизма появления тройных и пятерных P – четных T -нечетных скалярных корреляций в дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α – частиц, а также мгновенных нейтронов и γ -квантов, обусловленного влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающегося составного делящегося ядра с орбитальными моментами фрагментов деления и легких частиц.

В разделе III.1 проводится анализ структуры дифференциальных сечений реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц. В работах были экспериментально исследованы дифференциальные сечения [2-4, 70, 71, 72] $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами n , когда наряду с легким (LF) и тяжелым (HF) фрагментами деления происходит вылет легких частиц p , в число которых входят, во-первых, легкие ядра, например, α -частицы, и, во-вторых, мгновенные нейтроны n' и γ -кванты, испаряемые из термализованных фрагментов деления. Оси лабораторной системы координат выбирались так, чтобы вектор поляризации спина падающего нейтрона σ_n был направлен вдоль (σ_n^+) или против (σ_n^-) оси Y , единичный волновой вектор легкого фрагмента деления \mathbf{k}_{LF} был направлен по оси Z , а единичный волновой вектор легкой частицы \mathbf{k}_p располагался в плоскости ZX с углом θ между направлениями векторов \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_{LF} . P -четные компоненты сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ при использовании спиновой матрицы плотности для поляризованных падающих нейтронов можно представить [A17] суммой:

$$d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{nf,p}^{(0)}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega, \quad (3.1)$$

первый член которой $d\sigma_{nf,p}^{(0)}(\theta)/d\Omega$ отвечает дифференциальному сечению исследуемой реакции при участии холодных неполяризованных падающих нейтронов ($\sigma_n = 0$), а второй член $d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega$ включает Р-четные Т-нечетные компоненты сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$, линейно зависящей от вектора σ_n . Величина $d\sigma_{nf,p}^{(0)}(\theta)/d\Omega$ (3.1) в соответствии с представлениями об изотропности пространства и сохранении четности имеет Р-четный Т-четный характер и может быть выражена суммой членов, включающих скалярные комбинации $(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p)^n = \cos^n(\theta)$ с целочисленными значениями $n \geq 0$, и описывается формулой:

$$d\sigma_{nf,p}^{(0)}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,p}^{(0)} P_p^{(0)}(\theta), \quad (3.2)$$

где $\sigma_{nf,p}^{(0)}$ - полное сечение исследуемой реакции, а $P_p^{(0)}(\theta)$ - угловое распределение вылетающих легких частиц p , нормированное условием:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_p^{(0)}(\theta) \sin\theta d\theta d\varphi = 1. \quad (3.3)$$

В случае тройного деления ядер холодными неполяризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц угловое распределение этих частиц $P_\alpha^{(0)}(\theta)$ в формуле (3.2) можно представить [73-74] как:

$$P_\alpha^{(0)}(\theta) = K_\alpha \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - \theta_0}{a}\right)^2\right\}, \quad (3.4)$$

где нормировочная константа K_α определяется условием (3.3). В случае двойного деления ядер холодными неполяризованными нейтронами угловые распределения вылетающих мгновенных нейтронов и гамма-квантов $P_{n'}^{(0)}(\theta)$ и $P_\gamma^{(0)}(\theta)$ представляются [73, 74] как:

$$P_{n',\gamma}^{(0)}(\theta) = K_{n',\gamma} (1 + A_{n',\gamma} \cos^2 \theta), \quad (3.5)$$

где нормировочные константы $K_{n',\gamma}$ определяются условием (3.3).

Таблица 4

Ядро-мишень	θ_0	a	K_α	$K_{n'}$	K_γ	$A_{n'}$	A_γ
^{233}U	82	9.35	0.043	0.300	0.295	0.1	0.146
^{235}U	82	10.2	0.039	0.300	0.295	0.1	0.146
^{239}Pu	83	11	0.036				
^{241}Pu	83	10.2	0.039				

В Таблица 4 приведены значения констант θ_0 , a и K_α , в формуле (3.4) для ядер мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [73-74], и $A_{n',\gamma}$ и $K_{n',\gamma}$ в формуле (3.5) для ядер – мишеней ^{233}U , ^{235}U [59, 75].

Линейно зависящая от вектора σ_n компонента $d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega$ сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ (3.1) при использовании тех же представлений об изотропности пространства и сохранении четности может быть выражена [A17, A18] суммой двух скалярных функций.

$$d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega\right)_3 + \left(d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega\right)_5, \quad (3.6)$$

которые связаны соответственно с тройными и пятерными Р–четными Т–нечетными корреляторами вида:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 = B_3(\theta)(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p]), \quad (3.7)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5 = B_5(\theta)(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p])(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p). \quad (3.8)$$

Величины $B_3(\theta)$ и $B_5(\theta)$ выражаются через скалярные комбинации $(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p)^n$ с четными целочисленными значениями $n \geq 0$. При учете направлений векторов $\sigma_n, \mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p$ формулы (3.7), (3.8) преобразуются как:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 = B_3(\theta)|\sigma_n|\sin(\theta), \quad (3.9)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5 = B_5(\theta)|\sigma_n|\cos(\theta)\sin(\theta), \quad (3.10)$$

откуда следует, что рассматриваемые тройной и пятерной корреляторы имеют четный и нечетный характер соответственно относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega\right)_3; \quad (3.11)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5 = -\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega\right)_5. \quad (3.12)$$

Тогда значения указанных корреляторов можно найти [A18] при использовании формул (3.6) – (3.12) через значения четных $\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{ev}$ и нечетных $\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{odd}$ компонент сечения $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{3(5)} = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{ev(odd)} = \frac{1}{2}\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \pm d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega\right). \quad (3.13)$$

Для анализа характеристик анализируемых реакций в работах [2, 3, 64-65, 66-67, 71, 72] были введены коэффициенты асимметрий $D_{nf,p}(\theta)$, не зависящие от плотности потока падающих нейтронов и определяемые формулой:

$$D_{nf,p}(\theta) = \left(N_p^+(\theta) - N_p^-(\theta)\right) / \left(N_p^+(\theta) + N_p^-(\theta)\right), \quad (3.14)$$

где $N_p^\pm(\theta)$ - скорости счета частиц p в совпадении с легкими фрагментами деления для направлений вектора поляризации спина падающего нейтрона σ_n^+ или σ_n^- . Величины $N_p^\pm(\theta)$ можно выразить через дифференциальные сечения $d\sigma_{nf,p}^{\{\pm\}}(\theta)/d\Omega$ исследуемых реакций для направлений вектора поляризации спина падающего нейтрона вдоль (+) или против (-) оси Y, что приводит к следующей формуле для коэффициента $D_{nf,p}(\theta)$:

$$D_{nf,p}(\theta) = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega\right) / \left(d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega\right), \quad (3.15)$$

К сожалению, экспериментальные значения сечений $N_p^\pm(\theta)$ и связанных с ними сечений $d\sigma_{nf,p}^{\{\pm\}}(\theta)/d\Omega$ не представляются в работах [2-4, 64, 65, 66-69, 70, 71, 72], хотя они и используются в них при получении экспериментальных значений величин $D_{nf,p}(\theta)$. Поэтому

му для нахождения экспериментальных значений сечений $(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega)$ можно использовать следующую из (3.15) формулу:

$$d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega = D_{nf,p}(\theta)(d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega), \quad (3.16)$$

которая позволяет найти экспериментальные значения тройных и пятерных корреляторов (3.13) через экспериментальные значения четных $(D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)_{ev}$ и нечетных $(D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)_{odd}$ компонент произведений $D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$:

$$(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega)_{3(5)} = (D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)_{ev(odd)}. \quad (3.17)$$

Теперь можно ввести величину $(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)}$, не зависящую, как и коэффициент $D_{nf,p}(\theta)$ (3.14), от плотности потока нейтронов:

$$(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)} \equiv (d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega)_{3(5)} / \sigma_{nf,p}^{\{0\}}, \quad (3.18)$$

которая при использовании формул (3.2), (3.18) приводится к виду:

$$(\beta_{nf,p}(\theta))_3 = (D_{nf,p}(\theta)P_p^{\{0\}}(\theta))_{ev}, \quad (3.19)$$

$$(\beta_{nf,p}(\theta))_5 = (D_{nf,p}(\theta)P_p^{\{0\}}(\theta))_{odd}. \quad (3.20)$$

В случае вылетающих α -частиц экспериментальные значения коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (3.18) и угловых распределений $P_\alpha^{\{0\}}(\theta)$ (3.4) содержат как четные, так и нечетные компоненты относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, что приводит к появлению, согласно формуле (3.20), отличных от нуля тройных и пятерных корреляторов. В этом случае значения экспериментальных величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{3(5)}$ для предразрывных альфа-частиц можно рассчитать по формулам (3.18)-(3.20) через экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,\alpha}(\theta)$ [3] и угловых распределений $P_\alpha^{\{0\}}(\theta)$, определяемых формулой (3.4) с константами, приведенными в Таблица 3. Эти значения представлены на Рис. 4-Рис. 11 черными квадратами.

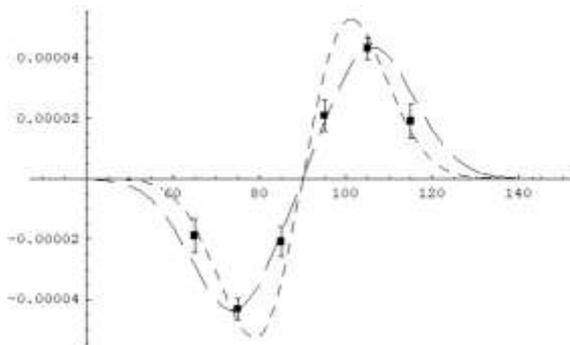


Рис. 4 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

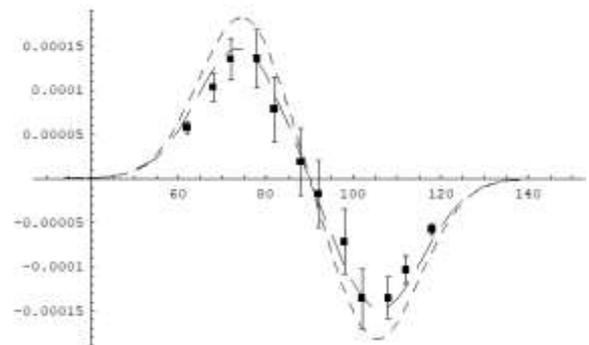


Рис. 5 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра – мишени ^{235}U .

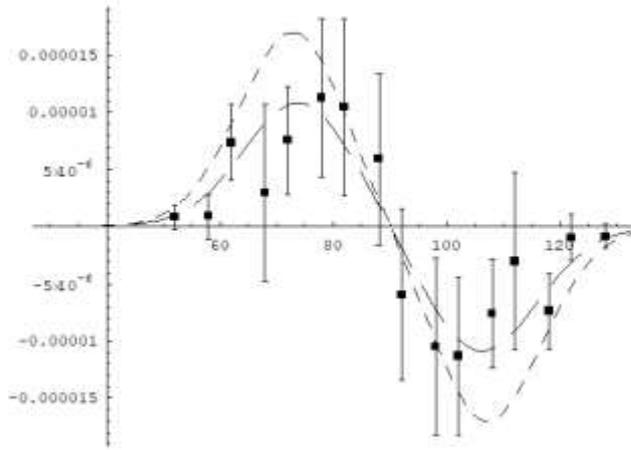


Рис. 6. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{239}Pu .

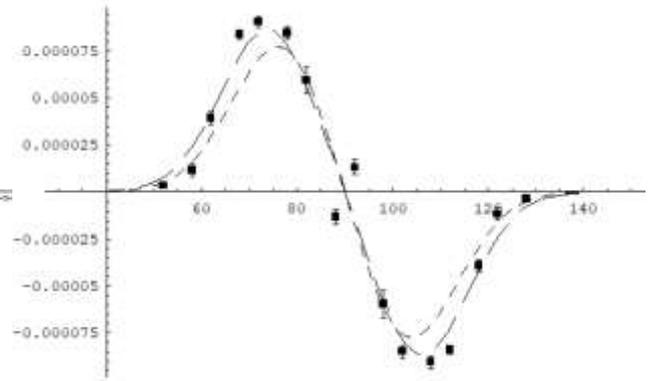


Рис. 7. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{241}Pu .

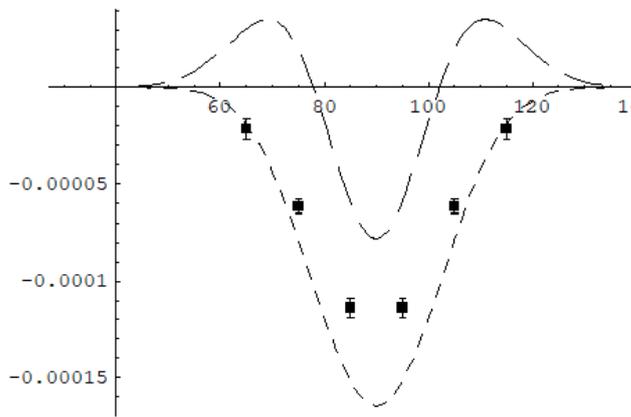


Рис. 8. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

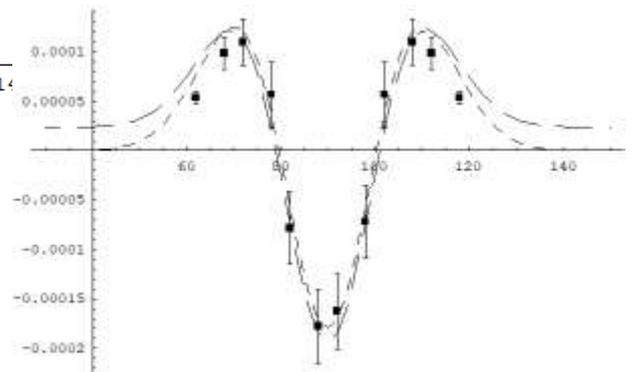


Рис. 9. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

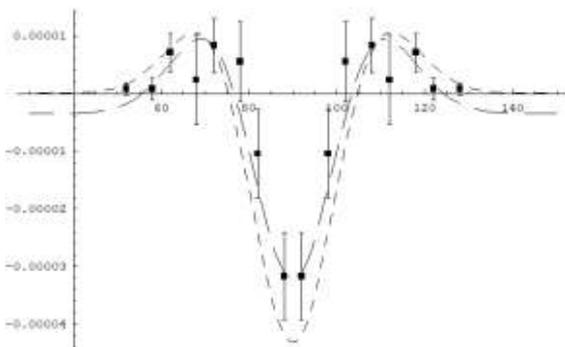


Рис. 10. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{239}Pu .

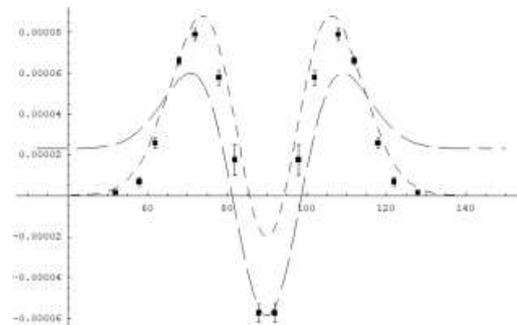


Рис. 11. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{241}Pu .

В случае вылета мгновенных гамма-квантов для ядра-мишени ^{235}U экспериментальные значения коэффициентов $D_{nf,\gamma}(\theta)$ [72] имеют нечетный характер, а угловые распределения $P_{\gamma}^{(0)}(\theta)$ (3.5) четный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Это приводит к обращению в нуль тройные корреляторы в формуле (3.13), имеющих четный характер, и появлению отличных от нуля пятерных корреляторов, имеющих нечетный характер. В этом случае значения экспериментальной величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_5$ для мгновенных гамма-квантов в ядре-мишени ^{235}U , можно рассчитать по формуле (3.20) через экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$ [72], приведенные на Рис. 14, и угловых распределений $P_{\gamma}^{(0)}(\theta)$, определяемых формулой (3.5) с константами, приведенными в Таблица 4. Эти значения представлены на Рис. 12, Рис. 13 черными квадратами.

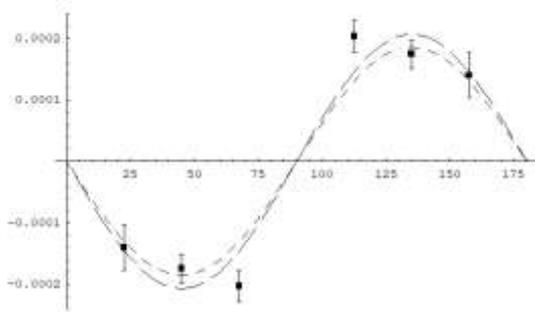


Рис. 12 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

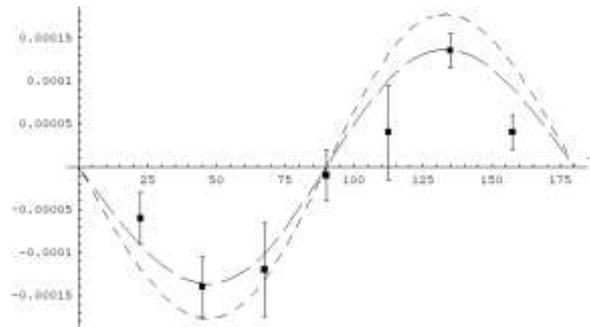


Рис. 13 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) коэффициент асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

К сожалению, в случае мгновенных нейтронов для ядра-мишени ^{235}U и мгновенных гамма-квантов и нейтронов для ядра-мишени ^{233}U не удастся восстановить экспериментальные значения величин $(\beta_{nf,n,\gamma}(\theta))_{3(5)}$ на основе формул (3.18) - (3.20). Это связано с тем, что экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n,\gamma}(\theta)$ измерены только для малого числа углов $\theta < 90^\circ$ [4, 69, 70] и представлены на Рис. 14-Рис. 16 черными квадратами.

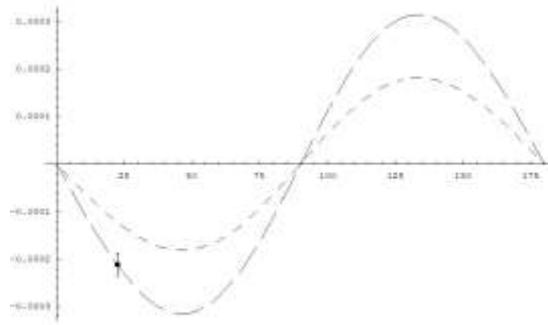


Рис. 14. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) коэффициента асимметрии $D_{nf,n}(\theta)$ в случае ядра - мишени ^{235}U

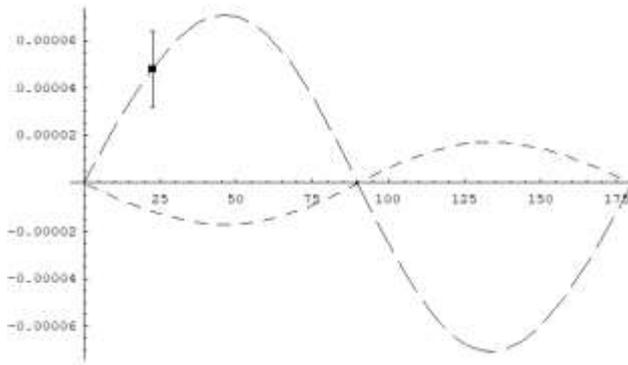


Рис. 15 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) коэффициента асимметрии $D_{nf,n}(\theta)$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

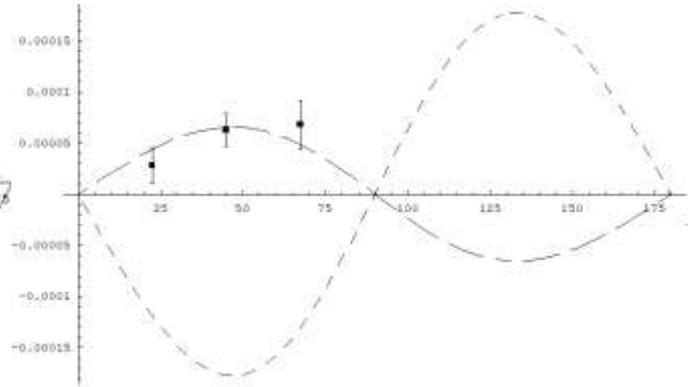


Рис. 16 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) коэффициента асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

Поэтому в следующих разделах на основе двух различных теоретических подходов будут восстановлены значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n,\gamma}(\theta)$ для области углов $\theta \geq 90^\circ$, которые и будут использованы для оценки коэффициентов $(\beta_{nf,n,\gamma}(\theta))_{3(5)}$ в рассмотренных случаях.

В главе III.2 для описания Р – четных Т - нечетных асимметрий в реакциях деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц в работах [2, 3, 65, 66, 72] при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов была введена формула для коэффициента асимметрии $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (3.21):

$$D_{nf,\alpha}(\theta) = \Delta_\alpha \cdot \frac{d(d\sigma_{nf,\alpha}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)}{d\theta} / (d\sigma_{nf,\alpha}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega) + D_{TRI}, \quad (3.21)$$

которая при использовании формулы (3.2) преобразуется к виду:

$$D_{nf,\alpha}(\theta) = \Delta_\alpha \cdot \frac{dP_\alpha^{(0)}(\theta)}{d\theta} / P_\alpha^{(0)}(\theta) + D_{TRI}. \quad (3.22)$$

Первый член этой формулы соответствует значению коэффициента $D_{nf,\alpha}(\theta)$, возникающего при учете влияния кориолисова взаимодействия полного спина составного делящегося ядра (СДЯ) вращающегося вокруг оси перпендикулярной его оси симметрии на орбитальные моменты как фрагментов деления, так и альфа-частиц. Представленный в (3.22) угол поворота Δ_α направления вылета альфа-частицы относительно направления вылета легкого фрагмента деления рассчитывается [2, 3, 65, 66, 72] при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов по формуле:

$$\Delta_\alpha = \Delta_{LF} - \Delta_\alpha^0, \quad (3.23)$$

где Δ_{LF} и Δ_α – углы поворота под влиянием кориолисова взаимодействия волновых векторов легкого фрагмента деления \mathbf{k}_{LF} и альфа – частицы \mathbf{k}_α . Появление второго члена D_{TRI} в формуле (3.22) основывается на гипотезе [3] о влиянии на угловое распределение альфа-частиц кориолисова взаимодействия, связанного с коллективным вращением СДЯ вокруг его оси деления. Это вращение оказывается возможным при нарушении аксиальной симметрии СДЯ из-за учета коллективных wriggling и bending-колебаний этого ядра в окрестности точки разрыва [56].

Таблица 5

Ядро-мишень	$D_{TRI} \times 10^{-3}$	$\Delta_\alpha \times 10^{-3}$
^{233}U	-3.90	0.18
^{235}U	1.72	1.9
^{239}Pu	-0.23	0.17
^{241}Pu	1.30	0.41

Формула (3.22) была применена [3] для расчета теоретических значений коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ при использовании углов поворота Δ_α и не зависящих от угла θ величины D_{TRI} , полученной методом χ^2 -квадрат из условия максимального соответствия теоретических и экспериментальных коэффициентов асимметрии $D_{nf,\alpha}(\theta)$. В Таблица 5 представлены найденные в работе [3] величины Δ_α и D_{TRI} для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Рассчитанные по формулам (3.18) – (3.20) значения величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ и $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ при использовании теоретических значений коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (3.22), представлены на Рис. 4-Рис. 11 короткими пунктирными линиями. Видно, из Рис. 4-Рис. 11, что наблюдается удовлетворительное согласие для всех ядер-мишеней экспериментальных величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ и $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ с соответствующими величинами, рассчитанными по формуле (3.22) при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов.

Для расчёта значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,n,\gamma}(\theta)$ в реакциях деления ядер – мишеней ^{233}U и ^{235}U холодными поляризованными нейтронами с вылетом мгновенных нейтронов и гамма-квантов можно воспользоваться формулой (3.22), полученной в методе траекторных расчетов [72] и использованной ранее для описания аналогичных ко-

эффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ в случае вылета альфа-частиц. При этом необходимо учитывать, что влиянием кориолисова взаимодействия на угловые распределения мгновенных нейтронов и гамма-квантов можно пренебречь, поскольку испускание этих частиц из фрагментов деления происходит на таких больших расстояниях между указанными фрагментами, когда моменты инерции составной делящейся системы (СДС), включающей разлетающиеся фрагменты деления, имеют очень большие значения, так что кориолисова взаимодействие становится исчезающе малым. Поэтому угол поворота Δ (3.23) при переходе к мгновенным нейтронам и гамма-квантам необходимо заменить на угол Δ_{LF} , учитывающий влияние кориолисова взаимодействия на угловые распределения только фрагментов деления. Это приводит к тому, что при переходе от альфа-частиц к мгновенным нейтронам и гамма-квантам в формуле (3.22) необходимо исключить константу D_{TRI} , основывающуюся на гипотезе [3] о влиянии на угловое распределение мгновенных нейтронов и гамма-квантов кориолисова взаимодействия, связанного с коллективным вращением СДЯ вокруг его оси деления. Тогда формула для описания коэффициентов $D_{nf,n'}(\theta)$ и $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в квазиклассическом подходе переходит в формулу [72]:

$$D_{nf,n'(\gamma)}(\theta) = \Delta_{LF} \cdot \frac{d(d\sigma_{nf,n'(\gamma)}^{(0)}(\theta)/d\Omega)}{d\theta} \bigg/ \left(d\sigma_{nf,n'(\gamma)}^{(0)}(\theta)/d\Omega \right) = \Delta_{LF} \cdot \frac{dP_{n'(\gamma)}^{(0)}(\theta)}{d\theta} \bigg/ P_{n'(\gamma)}^{(0)}(\theta). \quad (3.24)$$

Тогда для расчёта значений коэффициентов $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ в реакциях деления ядер–мишеней ^{233}U и ^{235}U холодными поляризованными нейтронами с вылетом мгновенных нейтронов и гамма–квантов используем формулу (3.24) при значениях углов поворота Δ_{LF} из Таблица 3 найденных в рамках метода траекторных расчетов, можно получить значения коэффициентов $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$, представленных на Рис. 13–Рис. 16 короткой пунктирной линией. На Рис. 13 и Рис. 16 продемонстрированы рассчитанные значения коэффициентов $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta)$ в случае ядра-мишени ^{235}U с вылетом мгновенных нейтронов и гамма–квантов, оказываются в удовлетворительном согласии с аналогичными экспериментальными коэффициентами асимметрии $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta)$ (черные квадраты). В то же время наблюдается принципиальное рассогласование экспериментальных и рассчитанных в случае ядра-мишени ^{233}U с вылетом мгновенных нейтронов и гамма–квантов значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta)$, представленных на Рис. 15 и Рис. 16.

Как показано в первом главе, экспериментальные значения [72] коэффициентов асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в реакциях деления ядра – мишени ^{235}U с вылетом мгновенных гамма–квантов, представленные на Рис. 13., имеют нечетный характер. Тогда используя в формуле (3.22) значение угла поворота Δ_{LF} из Таблица 4 найденное в рамках метода траекторных расчетов, можно получить значения коэффициента асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$, представленные на Рис. 13 короткой пунктирной линией, которое находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением коэффициента $D_{nf,\gamma}(\theta)$. Подставляя найденное выше теоретическое значение коэффициента асимметрии $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в (3.20), можно рассчитать значение величины $\left(\beta_{nf,\gamma}(\theta)\right)_5$ для ядра – мишени ^{235}U и представленные на Рис. 11, короткими пунктирными линиями, которые оказываются в удовлетворительном согласии с аналогичными экспериментальными величинами $\left(\beta_{nf,\gamma}(\theta)\right)_5$ (черные квадраты).

Как видно из Рис. 14-Рис. 15, теоретические значения коэффициента асимметрии $D_{nf,n'\gamma}(\theta)$ разумно описывает экспериментальные точки в области углов $\theta < 90^\circ$ и показывают нечетный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Из всего выше сказанного можно сделать вывод, что экспериментальные значения коэффициента асимметрии $D_{nf,n'\gamma}(\theta)$ удовлетворяют условию $D_{nf,n'\gamma}(\theta) = -D_{nf,n'\gamma}(\pi - \theta)$. В этом случае значения экспериментальных величин $(\beta_{nf,n'\gamma}(\theta))_{3(5)}$ для мгновенных нейтронов и гамма-квантов можно рассчитать по формулам (3.19)-(3.20) через восстановленные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'\gamma}(\theta)$ (3.24) и угловых распределений $P_{n'\gamma}^{(0)}(\theta)$, определяемые формулой (3.5) с константами, приведенными в Таблица 5., значения этих величин представлены на Рис. 12, Рис. 17-Рис. 19 черными квадратами. Учитывая четный характер экспериментального углового распределения мгновенных нейтронов и гамма-квантов $P_{n'\gamma}^{(0)}(\theta)$ (3.5) и, следовательно, нечетный характер величины $\frac{dP_{n'\gamma}^{(0)}(\theta)}{d\theta}$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, можно получить формулы:

$$(\beta_{nf,n'\gamma}(\theta))_3 = 0, \quad (\beta_{nf,n'\gamma}(\theta))_5 = \Delta_{LF} \frac{dP_{n'\gamma}^{(0)}(\theta)}{d\theta}. \quad (3.25)$$

Величины $(\beta_{nf,n'\gamma}(\theta))_5$, рассчитанные по формуле (3.25) для ядра – мишени ^{235}U и представленные на Рис. 12 и Рис. 17, короткими пунктирными линиями, оказываются в удовлетворительном согласии с аналогичными экспериментальными величинами $(\beta_{nf,n'\gamma}(\theta))_5$ (черные квадраты).

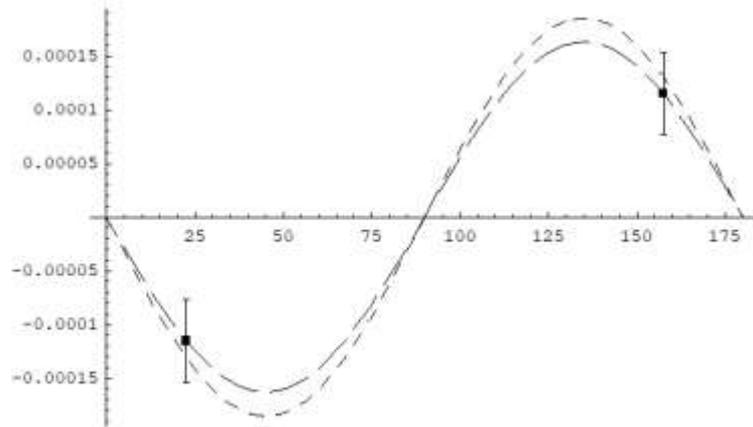


Рис. 17. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

В то же время наблюдается принципиальное рассогласование экспериментальных и рассчитанных при использовании угла Δ_{LF} , найденного в работе [3] на основе квазикласси-

ческого метода траекторных расчетов, величин $\left(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta)\right)_5$ для ядра-мишени ^{233}U (Рис. 18, Рис. 19).

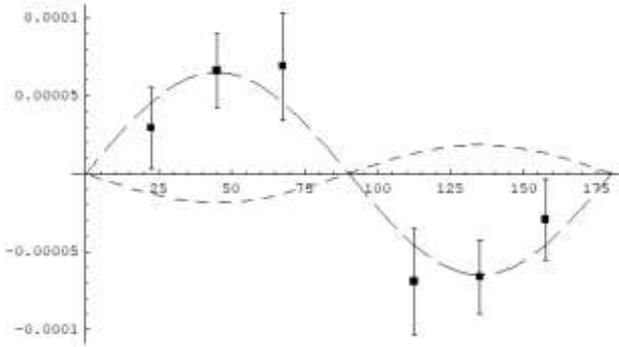


Рис. 18 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $\left(\beta_{nf,\gamma}(\theta)\right)_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U

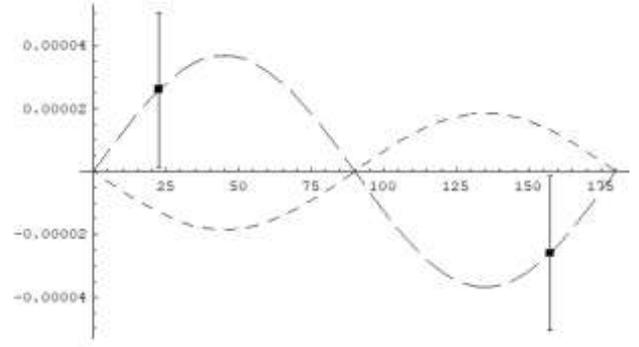


Рис. 19 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $\left(\beta_{nf,n}(\theta)\right)_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

Для согласования экспериментальных и рассчитанных в случае ядра-мишени ^{233}U с вылетом мгновенных нейтронов и гамма-квантов значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,n(\gamma)}(\theta)$ требуется появление отрицательного значения угла поворота Δ_{LF} в формуле (3.24), что противоречит идеологии квазиклассического подхода, в котором указанный угол может иметь только положительные значения. Это заставляет искать альтернативный метод описания экспериментальных значений тройных и пятерных корреляторов в исследуемых реакциях.

В главе III.3 появление P–четных T–нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega$ реакций деления ядер с вылетом фрагментов деления и легких частиц p в квантовой теории деления было связано [76, 78, A17, A18, A22, A24, A25] с учетом влияния коллективного вращения вокруг оси перпендикулярной оси симметрии поляризованной аксиально-симметричной СДС на угловые распределения фрагментов деления и легких частиц. Это влияние учитывалось включением в полный гамильтониан СДС гамильтониана Кориолисова взаимодействия H^{Cor} [11] полного спина СДС $\hat{\mathbf{J}}$ с орбитальными моментами фрагментов деления \mathbf{L} и легких частиц $\hat{\mathbf{I}}$:

$$H^{\text{Cor}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0}(\hat{J}_+\hat{l}_- + \hat{J}_-\hat{l}_+) - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0}(\hat{J}_+\hat{L}_- + \hat{J}_-\hat{L}_+), \quad (3.26)$$

где \mathfrak{I}_0 – увеличивающийся при разлёте продуктов деления момент инерции аксиально-симметричной СДС, а операторы \hat{J}_\pm , \hat{l}_\pm и \hat{L}_\pm определяются как:

$$\hat{J}_\pm = \hat{J}_1 \pm i\hat{J}_2; \quad \hat{l}_\pm = \hat{l}_1 \pm i\hat{l}_2; \quad \hat{L}_\pm = \hat{L}_1 \pm i\hat{L}_2. \quad (3.27)$$

Волновую функцию $\Psi^{sJ_s M_s}(x)$ нейтронного резонанса sJ_s составного делящегося ядра (СДЯ), формируемого при захвате холодного нейтрона ядром-мишенью, где s - ин-

декс нейтронного резонанса, а J_s - его спин, в первом порядке теории возмущений по гамильтониану H^{Cor} (3.26) можно представить [78] как:

$$\Psi^{sJ_s M_s}(x) = \Psi_0^{sJ_s M_s}(x) + \int G(x, x') H^{\text{Cor}}(x') \Psi_0^{sJ_s M_s}(x') dx', \quad (3.28)$$

где $G^{sJ_s M_s}(x, x')$ – многочастичная функция Грина СДС, которая в операторной форме представляется как $G^{sJ_s M_s}(x, x') = \frac{1}{E - H_0}$, где E – энергия, а H_0 – гамильтониан СДС без учета гамильтониана H^{Cor} . При использовании формулы (3.28) в работе [78, A17, A18] были построены амплитуды угловых распределений легких частиц p и фрагментов деления для аксиально-симметричной СДС, при учете влияния только кориолисова взаимодействия коллективного вращения этой системы вокруг оси перпендикулярной оси симметрии указанного ядра, а затем при учете интерференции этих амплитуд были получены [A17, A18] формулы для тройных и пятерных корреляторов:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{3(5)} = \Delta_{p,3(5)} \frac{d}{d\theta} \left(d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right)_{ev(odd)}. \quad (3.29)$$

В формуле (3.29) угол поворота $\Delta_{p,3(5)}$ направления вылета легкой частицы по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления, связанный с влиянием кориолисова взаимодействия на угловые распределения третьих частиц в случае тройных и пятерных корреляторов учитывает [78] интерференцию делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$, с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, и определяемый для вылетающих альфа-частиц и мгновенных нейтронов и гамма-квантов как:

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha,3(5)} = & \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_{sc}} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{3(5)}^{\text{cor}} - \delta^0) - \\ & - \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_{sc}} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}); \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\Delta_{n(\gamma),5} = \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_{sc}} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}). \quad (3.31)$$

В формуле (3.30) в случае вылета предразрывных альфа-частиц первый и второй члены определяются влиянием кориолисова взаимодействия соответственно на угловые распределения α -частиц или фрагментов деления, τ – усредненное время указанного влияния, а величины $\omega(K_s, J_s, J_{s'})$, $g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}}$, $\delta_{sJ_s s'J_{s'}}$, $\delta_{3(5)}^{\text{cor}}$ и δ^0 находятся в работе [78] через энергии и характеристики амплитуд парциальных ширин деления нейтронных резонансных состояний. В формуле (3.31) в отличие от формулы (3.30), в случае вылета мгновенных нейтронов и гамма-квантов учитывается отмеченное выше отсутствие влияния кориолисова взаимодействия на направление волновых векторов мгновенных нейтронов \mathbf{k}_n и гамма-квантов \mathbf{k}_γ , что приводит к появлению только пятерных корреляторов.

При использовании (3.2) формулу (3.29) можно привести к формуле для введенной выше величины $\left(\beta_{nf,p}^0(\theta) \right)_{3(5)}$ (3.18), которая получена только при учете механизма кориолисова взаимодействия:

$$\left(\beta_{nf,p}^0(\theta)\right)_{3(5)} = \Delta_{p,3(5)} \frac{d}{d\theta} \left(P_{p,ev(odd)}^{(0)}(\theta)\right). \quad (3.32)$$

где $P_{p,odd}^{(0)}(\theta)$ и $P_{p,ev}^{(0)}(\theta)$ - компоненты угловых распределений третьих легких частиц $P_p^{(0)}(\theta)$ (3.4) – (3.5), носящих нечетный (*odd*) и четный (*ev*) характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ и поэтому связанных с угловыми распределениями $P_p^{(0)}(\theta)$.

Квантовая теория деления, учитывающая влияние интерференции [78] делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, может приводить к отличию по модулям и знакам углов $\Delta_{p,3(5)}$, фигурирующих в формулах (3.30), (3.31) в случаях вылетающих альфа-частиц и мгновенных гамма-квантов, от аналогичных углов Δ_α и Δ_{LF} , вводимых в квазиклассическом приближении в формулах (3.22), (3.24) и имеющих всегда положительный знак [3]. Поскольку теоретические расчеты углов $\Delta_{p,3(5)}$ с учетом интерференционных эффектов очень сложны, воспользуемся для определения этих углов методом максимального правдоподобия [79, 80]. В этом методе углы поворота $\Delta_{p,3(5)}$, фигурирующие в формуле (3.32), используются при расчетах величин $\left(\beta_{nf,p}^0(\theta)\right)_{3(5)}$ как подгоночные параметры, находящиеся из условия минимума величины χ^2 , вводимой в методе максимального правдоподобия [80] и характеризующей близость рассчитанных и экспериментальных величин $\left(\beta_{nf,p}^0(\theta)\right)_{3(5)}$. Полученные таким образом значения углов поворота $\Delta_{p,3(5)}$ представлены в Таблица 6 для всех изучаемых случаев, кроме мгновенных нейтронов для ядра-мишени ^{235}U и мгновенных гамма-квантов и нейтронов для ядра-мишени ^{233}U , в которых экспериментальные коэффициенты $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ даны только в области углом $\theta < 90^\circ$.

Таблица 6

Ядро-мишень	$\Delta_{\alpha,3} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\alpha,5} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_\alpha \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\gamma,5} \cdot 10^{-3}$
^{233}U	0.5	-0.5	0.18	
^{235}U	1.4	1.9	1.9	1.6
^{239}Pu	0.19	0.1	0.17	
^{241}Pu	0.25	0.6	0.41	

При использовании этих параметров были рассчитаны значения величин $\left(\beta_{nf,p}^0(\theta)\right)_{3(5)}$ по формуле (3.34), представленные на Рис. 4-Рис. 12 длинными пунктирными линиями для всех описанных выше случаев.

Как видно из Рис. 4-Рис. 7, где представлены экспериментальные (3.20) (черные квадраты) и рассчитанные по формулам (3.33) (длинные пунктирные линии) в рамках квантовой теории деления при использовании углов поворота $\Delta_{\alpha,5}$ найденные в методе максимального правдоподобия [80] и представленные в Таблица 6 значения величин $\left(\beta_{nf,\alpha}^0(\theta)\right)_5$ в случае вылетающих альфа-частиц для пятерных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений для всех ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu .

При этом найденные углы поворота $\Delta_{\alpha,5}$ для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , представленные в Таблица 6, оказываются близкими по их модулям и знакам к аналогичным углам Δ_{α} , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 6. В то же время для ядра-мишени ^{233}U наблюдается существенное расхождение как по знаку квантов механического угла поворота $\Delta_{\alpha,5}$, фигурирующего в Таблица 6, с квазиклассическим углом поворота Δ_{α} в формуле (3.22), рассчитываемого в рамках метода траекторных расчетов [3].

В случае мгновенных нейтронов для ядра-мишени ^{235}U и мгновенных гамма-квантов и нейтронов для ядра-мишени ^{233}U экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ измерены только для малого числа углов $\theta < 90^\circ$ [4, 69, 70] и представлены на Рис. 15-Рис. 17 черными квадратами. Четный характер экспериментальных угловых распределений мгновенных нейтронов и гамма-квантов $P_{n',\gamma}^{(0)}(\theta)$ (3.5) и, следова-

тельно, нечетный характер величины $\frac{dP_{n',\gamma}^{(0)}(\theta)}{d\theta}$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, приводят к заключению, что тройной коррелятор в формуле (3.13), имеющий четный характер обращается в нуль, и появлению отличных от нуля пятерных корреляторов, имеющих нечетный характер. Для расчёта значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ для указанных выше случаев в рамках квантовой теории деления можно воспользоваться формулой:

$$D_{nf,n',\gamma}(\theta) = \Delta_{n',\gamma,5} \frac{d}{d\theta} \left(P_{n',\gamma}^{(0)}(\theta) \right) / P_{n',\gamma}^{(0)}(\theta). \quad (3.33)$$

При использовании углов поворота $\Delta_{n',\gamma,5}$, определяемых как подгоночные параметры, находящиеся из условия минимума величины χ^2 в методе максимального правдоподобия [80] были рассчитанные по формуле (3.33) значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$, показанные на Рис. 13-Рис. 16, длинными пунктирными линиями. Как видно из Таблица 5, где представлены полученные таким образом значения углов поворота $\Delta_{n',\gamma,5}$ и аналогичных углов поворота $\Delta_{\alpha,5}$ представлены в Таблица 7, наблюдается разумное согласие указанных значений для рассмотренных ядер-мишеней.

Таблица 7

Ядро-мишень	$\Delta_{n',5} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\gamma,5} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\alpha,5} \cdot 10^{-3}$
^{233}U	-0.78	-0.48	-0.48
^{235}U	3.3	1.6	1.9

Как видно из Рис. 13-Рис. 16 наблюдается разумное согласие рассчитанных значений величин $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ с экспериментальными значениями $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ представленными в отдельных точках для всех ядер-мишеней. При этом найденные углы поворота $\Delta_{n',5}$ и $\Delta_{\gamma,5}$ для ^{233}U и ^{235}U , представленные в Таблица 7, оказываются близкими как между собой, так и к значениям $\Delta_{\alpha,5}$, представленным в Таблица 4. по их модулям и знакам. В то же время для ядра-мишени ^{235}U углы $\Delta_{n',5}$ и $\Delta_{\gamma,5}$ близки по модулям и знакам к аналогичным углам

Δ_α , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 4. Одновременно для ядра-мишени ^{233}U наблюдается полное расхождение по знакам углов поворота $\Delta_{n',5}$, $\Delta_{\gamma,5}$ и $\Delta_{\alpha,5}$, с углом поворота Δ_α , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 4. Как видно из Рис. 14-Рис. 16 теоретические значения коэффициента асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ разумно описывает экспериментальные точки в области углов $\theta < 90^\circ$ и демонстрируют нечетный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Поэтому можно сделать вывод, что экспериментальные значения коэффициента асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ удовлетворяют условию $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta) = -D_{nf,n'(\gamma)}(\pi - \theta)$. В этом случае значения экспериментальных величин $(\beta_{nf,n',\gamma}(\theta))_5$ для мгновенных нейтронов и гамма-квантов можно рассчитать по формуле (3.20) через восстановленные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n',\gamma}(\theta)$ (3.33) и угловых распределений $P_{n',\gamma}^{\{0\}}(\theta)$, определяемые формулой (3.5) с константами, приведенными в Таблица 3, значения этих величин представлены на Рис. 12, Рис. 17, Рис. 18 черными квадратами. На Рис. 12, Рис. 17, Рис. 18 представлены экспериментальные (3.20) (черные квадраты) и рассчитанные (3.33) в рамках квантовой теории деления (длинные пунктирные линии) значения величины $(\beta_{nf,\gamma}^0(\theta))_5$ для пятерных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений в случае вылета мгновенных нейтронов и гамма-квантов для рассмотренных ядер-мишеней.

В случае вылетающих альфа-частиц, как видно из Рис. (10-13), где представлены экспериментальные (3.19) (черные квадраты) и рассчитанные (3.33) (длинные пунктирные линии) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}^0(\theta))_3$ для тройных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . При этом найденные углы поворота $\Delta_{\alpha,3}$ для этих ядер-мишеней, представленные в Таблица 6, оказываются близкими по их модулям и знакам к аналогичным углам Δ_α , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 6. В то же время для ядра-мишени ^{233}U , представленного на Рис. 8, наблюдается существенное расхождение в 2.8 раза по абсолютным значениям угла поворота $\Delta_{\alpha,3}$, используемого в рамках квантовой теории деления в формуле (3.30), с углом поворота Δ_α в формуле (3.22), рассчитываемого в рамках квазиклассического подхода [8].

В то же время из Рис. 8 видно, что для ядра-мишени ^{233}U экспериментальные значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ (черные квадраты) отличаются от рассчитанных значений (длинные пунктирные линии) на не зависящую от угла θ достаточно большую по модулю отрицательную величину $(\beta_{nf,\alpha})_3$. В этом случае вместо величины $(\beta_{nf,\alpha}^0(\theta))_3$ (3.33) можно ввести величину $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$, которая представляется обобщающей формулу (3.33) формулой вида:

$$(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3 = \Delta_{\alpha,3} \frac{d}{d\theta} (P_{\alpha,odd}^{\{0\}}(\theta)) + (\beta_{nf,\alpha})_3 = (\beta_{nf,\alpha}^0(\theta))_3 + (\beta_{nf,\alpha})_3. \quad (3.34)$$

Подгоночные параметры $\Delta_{\alpha,3}$ и $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3$ в формуле (3.34) были рассчитаны из согласования рассчитанных значений $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ с экспериментальными значениями величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ и представлены в Таблица 8.

Таблица 8

Ядро-мишень	$\Delta_{\alpha,3} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\alpha,3} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\alpha} \times 10^{-3}$	$(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3 \cdot 10^{-3}$
^{233}U	0.6	0.5	0.18	-0.045
^{235}U	1.5	1.4	1.9	0.02
^{239}Pu	0.19	0.19	0.17	-0.002
^{241}Pu	0.33	0.25	0.41	0.023

При использовании этих параметров были рассчитаны значения величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$, представленные на Рис. 20-Рис. 23 длинными пунктирными линиями, которые находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями аналогичных величин.

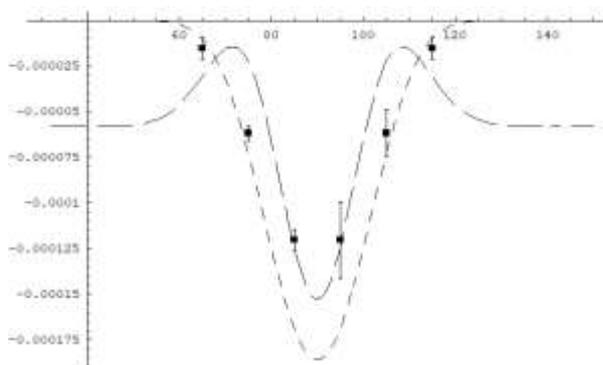


Рис. 20 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра ^{233}U .

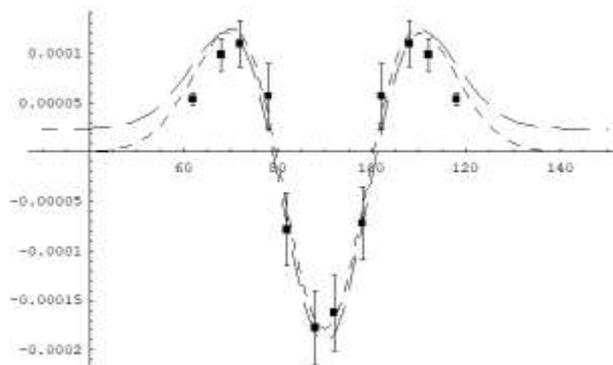


Рис. 21 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра ^{235}U .

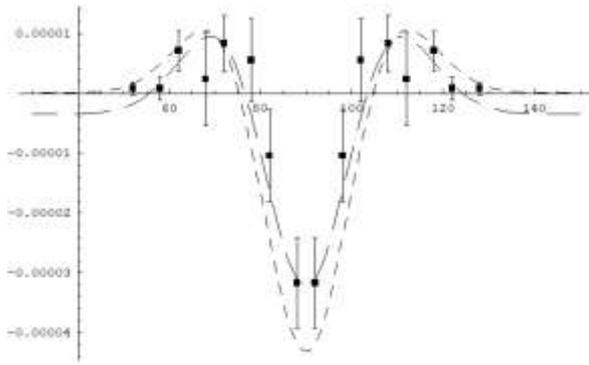


Рис. 22 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра ^{239}Pu

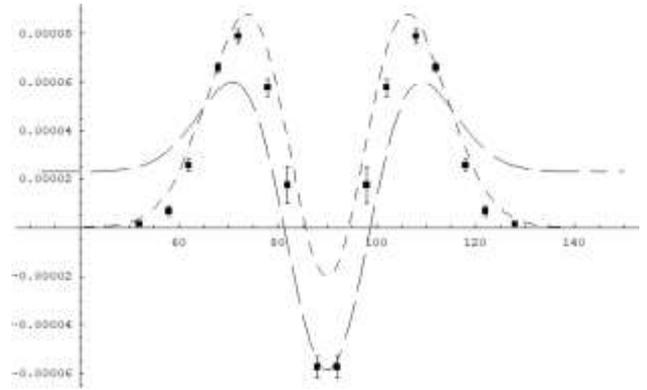


Рис. 23. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра ^{241}Pu

Для всех ядер-мишеней, кроме ^{233}U , отличия углов $\Delta_{\alpha,3}$ из Таблица 8 от углов $\Delta_{\alpha,3}$, представленных в Таблица 7, являются не существенными, а величины $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3$ вносят незначительный вклад в величину $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ (3.39), что ясно видно из Рис. 19-Рис. 22.

Возникает вопрос о механизме появления величины $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3$ в формуле (3.34). В принципе, этот механизм можно попытаться связать с рассмотренным в работе [3] влиянием вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ при учете коллективных bending- колебаний этого ядра в окрестности точки его разрыва. Однако это требует дополнительного рассмотрения.

Продемонстрировано, что в рамках единого квазиклассического подхода, использующего метод траекторных расчетов и развитого в работах [2, 3, 64, 65, 66, 67, 71, 72], не удастся одновременно описать характеристики P–четных T–нечетных асимметрий в реакциях деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом α –частиц [2, 3, 64, 65, 66, 67, 71, 72] и мгновенных нейтронов и гамма–квантов [4, 69, 70]. Действительно, углы поворота Δ_α (3.23) в формуле (3.24) в указанном подходе всегда положительны, а для описания экспериментальных значений P–четных T–нечетных асимметрий в случае вылета мгновенных нейтронов и гамма-квантов для ядра–мишени ^{233}U [4, 69, 70] знак углов поворота Δ_α должен быть отрицательным.

В настоящей главе показано, что P–четные T–нечетные асимметрии, появляющиеся в компонентах $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ полных сечений $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ анализируемых реакций, линейно зависящих от вектора поляризации нейтрона σ_n , при использовании представлений об изотропности пространства и сохранении чётности могут быть представлены суммой двух P-четных T–нечетных скалярных функций. Причем, первая из них однозначно связана с тройным коррелятором (3.7), пропорциональным $(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p])$, а вторая с пятерным корреляторам (3.8), пропорциональным $(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p])(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p)$. Экспериментальные значения этих корреляторов были восстановлены в этой работе при использовании экспери-

ментальных значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,p}(\theta)$ из работ [2, 3, 64, 65, 66, 67, 71, 72]. Продемонстрирована возможность достижения согласия между экспериментальными и рассчитанными значениями рассмотренных выше тройных и пятерных корреляторов при вылете альфа-частиц и мгновенных нейтронов, и гамма-квантов при использовании оптимальных углов поворота $\Delta_{p,3(5)}$, рассчитанных на основе метода максимального правдоподобия. При этом указанное согласие для тройного коррелятора $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае вылета альфа-частиц из ядра-мишени ^{233}U было достигнуто при введении в формулу (3.34) для величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ дополнительного члена $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3$, не зависящего от угла θ .

Доказательство связи этого члена с учетом предложенного в работе [3] влияния вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ и связанного с коллективными bending-колебаниями этого ядра в окрестности точки его разрыва, требует дополнительного рассмотрения. В свете всего выше сказанного особую актуальность приобретает дополнительная проверка экспериментальных результатов, полученных группой Г.В. Даниляна [4, 69, 70] для деления холодными поляризованными нейтронами ядра-мишени ^{233}U с вылетом мгновенных нейтронов и гамма-квантов. Эксперименты, представленные в работах [4, 69, 70], были проведены группой Г.В. Даниляна на пучке поляризованных тепловых нейтронов тяжеловодного реактора ИТЭФ. Однако возникла проблема с переездом указанного реактора и временным промежутком, когда он снова будет введен в эксплуатацию. Проведение подобных экспериментов на европейских реакторах стало затруднительным в связи с обострившейся политической ситуацией. Поэтому особую роль приобретают отечественные реакторы, самыми яркими представителями которых являются два реактора: исследовательский ядерный реактор «ПИК» на территории ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова», г. Гатчина и многоцелевой научно-исследовательский реактор «МБИР» на быстрых нейтронах четвертого поколения г. Мелекесе (АО «ГНЦ НИИАР»). Существуют сложности с запуском исследовательского реактора «ПИК», так как физический пуск планировался на 2011 год, а реально его удалось осуществить только 8 февраля 2021 года. Поэтому выбор останавливается на исследовательском реакторе «МБИР» на быстрых нейтронах с самой большой мощностью среди всех исследовательских реакторов, существующих и проектируемых в мире – 150 МВт, запуск которого планируется в 2028 году. Вместе с натриевым теплоносителем «МБИР» способен обеспечит самую высокую для исследовательских реакторов плотность потока быстрых нейтронов – $5,3 \cdot 10^{15}$ н/см²с, поэтому возлагаем надежды на руководство ГК «Росатом» по скорейшему запуску реактора и открытию исследовательского канала на холодных поляризованных нейтронах для уточнения рассмотренных выше экспериментальных данных.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. При использовании диаграммой техники построены формулы для амплитуд ширин многоступенчатых ядерных распадов с учётом появления в них как реальных, так и виртуальных состояний промежуточных ядер, причем в последнем случае энергии указанных ядер лежат вне массовой поверхности рассматриваемых распадов.
2. Среди ядерных распадов удалось выделить новый класс виртуальных ядерных распадов и описать экспериментальные характеристики виртуальных $2p$ - и 2β - распадов

ядер, а также получить указание на виртуальный характер реакций тройного и четверного деления ядер.

3. Показано, что СДЯ остается «холодным» на всех стадиях деления, начиная со спуска СДЯ с внешней седловой точки и заканчивая образованием углового распределения фрагментов деления, что дает возможность ограничиться только нулевыми wiggling и bending – колебаниями СДЯ.

4. Продемонстрирована связь угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными wiggling и bending - колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Установлен негиббсовской характер распределения спинов фрагментов деления, обусловленный одновременным влиянием wiggling- и bending – колебаний составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

5. Проведена оценка средних значений относительных орбитальных моментов фрагментов деления, формируемых wiggling – колебаниями, которые принимали достаточно большие значение $\bar{L}_1 = 14,4$, что обеспечивает хорошую точность реализации гипотезы О.Бора.

6. Подтверждено существование единого механизма появления тройных $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha])$ и пятерных $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha]) (\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha)$ Р-четных Т-нечетных скалярных корреляций в дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа – частиц, обусловленного кориолисовым взаимодействием полного спина вращающегося составного делящегося ядра не только с орбитальными моментами фрагментов деления, но и с четными и нечетными орбитальными моментами альфа - частиц, формирующими соответствующие компоненты амплитуд их невозмущённых угловых распределений.

7. Предложен дополнительный механизм, связанный с нарушением аксиальной – симметрии СДС, обусловленным влиянием поперечных bending – колебаний СДС в окрестности точки её разрыва, и появлением в силу этого Кориолисова взаимодействия, связанного с вращением СДС с угловой скоростью ω , направленной вдоль оси симметрии СДС без учета поперечных bending – колебаний.

8. Показано, что для вычисленных углов поворота наблюдается согласие абсолютных значений и знаков углов $\Delta_{\alpha,5}$ и $\Delta_{n,\gamma,5}$ в случае обоих изотопов урана ^{233}U и ^{235}U . Продемонстрировано появление отрицательных знаков углов поворота $\Delta_{\alpha,5}$ и $\Delta_{n,\gamma,5}$ для пятерных корреляторов в случае ядра – мишени ^{233}U , в отличие от положительных знаков этих углов для всех остальных ядер – мишеней, которое может быть связано с влиянием интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний составного делящегося ядра sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$.

9. Продемонстрирована связь Р-четных Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов относительно направления вылета фрагментов деления ядер холодными поляризованными нейтронами с пятерными $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{LF}, \vec{k}_{n,\gamma}]) (\vec{k}_{LF}, \vec{k}_{n,\gamma})$ скалярными корреляциями, обусловленными влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

– в рецензируемых журналах, индексируемых в базах данных Web of Science и/или Scopus

A1. С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Описание истинного и задержанного тройного деления ядер с вылетом различных третьих частиц // Ядерная физика – 2010. – Т. 73, №8. – С. 1874–1982.

[Kadmensky S.G., Kadmensky, S.S., Lyubashevsky D.E. / Description of true and delayed ternary nuclear fission accompanied by the emission of various third particles // Phys. Atom. Nuclei 73, 1436–1442 (2010).] [IF 0.328].

A2. С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Т-нечетные асимметрии для испарительных нейтронов в делении ядер // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2010.–Т. 74, №4. – С. 560-562.

[Kadmensky S.G., Kadmensky, S.S., Lyubashevsky D.E. / T-odd asymmetries for evaporation neutrons in nuclear fission // Phys. Atom. Nuclei 74, 528–530 (2010).] [IF 0.328].

A3. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Четные и нечетные амплитуды угловых распределений третьих частиц в делении ядер // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2010.–Т. 74, №6. – С.828-834.

[Lyubashevsky D.E., Kadmenskii S.G. / Even and odd amplitudes of distributions of third particles in nuclear fission // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 74, 791–794 (2010).] [IF 0.226].

A4. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Описание Т – нечетных асимметрий для альфа – частиц в реакциях тройного деления ядер - актинидов // Изв. РАН, Сер. Физич. – 2010. – Т. 74, №6. – С. 1013-1019.

[Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G., Bunakov V.E. / Describing T-odd asymmetries for α -particles in the ternary fission of actinide nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 973 (2011).] [IF 0.226].

A5. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский, Л.В. Титова / Угловые и спиновые распределения первичных фрагментов деления // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2011. – Т. 75, №7. – С.1044–1048.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Titova L.V. / Angular and spin distributions of primary fission fragments// Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 989 (2011).] [IF 0.226].

A6. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизм появления анизотропии угловых распределений испарительных нейтронов в системах центров масс, испускаемых из термализованных фрагментов деления // Изв. РАН. Сер. физ. – 2012. –Т. 76, №4. – С. 515-519.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Mechanism of the appearance of angular distribution anisotropy for evaporation neutrons in center-of-mass systems emitting their thermalized fission fragments // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 457–461 (2012).] [IF 0.226].

A7. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Т-нечетные асимметрии в угловых распределениях испарительных нейтронов, испускаемых в реакциях деления ядер холодными поляризованными нейтронами // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2012.–Т. 76, №8. – С.1051-1056.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / T-odd asymmetries in the angular distributions of evaporative emitted in the fission reactions of cold polarized neutrons // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 947–951 (2012).] [IF 0.226].

A8. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизмы формирования Р-нечетных, Р-четных и Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях продуктов двойного и тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами // Ядерная физика – 2014. – Т. 77, № 1. – С.49-55.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Mechanisms of formation of P-odd, P-even and T-odd asymmetries in the angular distributions of products of binary and ternary fission induced by cold polarized neutrons // Phys. Atom. Nuclei 77, 46–52 (2014).] [IF 0.328].

A9. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Р-нечетные, Т-нечетные асимметрии для продуктов спонтанного деления ориентированных ядер. // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2014. – Т. 78, № 5. – С. 568-572.

- [Kadmensky S.G., Titova L.V., Lubashevsky D.E. / P-odd, T-even symmetries for products of the spontaneous fissioning of oriented nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 78, 383–387 (2014).] [IF 0.226].
- A10.** С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Роль wriggling-колебаний делящегося ядра в формировании угловых и спиновых распределений нейтронов и γ -квантов, испускаемых фрагментами деления. // *Изв. РАН, Сер. Физич.* – 2015. – Т. 79, №7. – С. 975-979.
- [Kadmensky S.G., Lubashevsky D.E., Titova L.V. / Role of wriggling vibrations of fissile nuclei in the formation of angular and spin distributions of neutrons and gamma-quanta emitted by fission fragments // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 79, 879–882 (2015).] [IF 0.226].
- A11.** С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Влияние поперечных колебаний делящихся ядер на угловые и спиновые распределения осколков низкоэнергетического деления. // *Ядерная физика.* – 2016. – Т. 79, №2. – С. 198-207.
- [Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Effect of transverse vibrations of fissile nuclei on the angular and spin distributions of low-energy fission fragments // *Phys. Atom. Nuclei* 79, 304–312 (2016).] [IF 0.328].
- A12.** С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Классификация T-нечётных асимметрий для предразрывных и испарительных лёгких частиц в реакциях тройного и четверного деления ядер холодными поляризованными нейтронами. // *Изв. РАН, Сер. Физич.* – 2016. – Т. 80, №8. – С. 1013-1019. [Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Classification of T-odd asymmetries for pre-scission and evaporated light particles in ternary and quaternary nuclear fission induced by cold polarized neutrons // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 80, 927–932 (2016).] [IF 0.226].
- A13.** С.Г. Кадменский, Ю.В. Иванков, Д.Е. Любашевский / Феноменологические характеристики двух-протонного виртуального распада ядра Fe-45 // *Ядерная физика.* – 2017. – Т. 80, № 5. – С. 464-473.
- [Kadmensky S.G., Ivankov Y.V., Lyubashevsky D.E. / Phenomenological features of two-proton virtual decay of the ^{45}Fe nucleus // *Phys. Atom. Nuclei* 80, 903–911 (2017).] [IF 0.328].
- A14.** С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Определяющая роль wriggling-колебаний делящегося ядра в формировании угловых и спиновых распределений продуктов двойного и тройного деления ориентированных ядер // *Ядерная физика.* – 2017. – Т. 80, № 5, – С. 447-454.
- [Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Decisive role of wriggling vibrations in the formation of angular and spin distributions of products originating from binary and ternary fission of oriented nuclei // *Phys. Atom. Nuclei* 80, 850–857 (2017).] [IF 0.328].
- A15.** С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Фотоделение ядер при учете wriggling-колебаний делящегося ядра // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2017. – Т. 81, №6. – С. 791-799.
- [Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. / Photofission of nuclei with allowance for wriggling vibrations of fissioning nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 81, 717–724 (2017).] [IF 0.226].
- A16.** С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Единый механизм появления T-нечётных TRI- и ROT-асимметрий в реакциях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами. *Ядерная физика.*— 2018.— Т. 81, № 4. - С. 433-442.
- [Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lubashevsky D.E. / Unified Mechanism behind the Appearance of T-Odd TRI and ROT Asymmetries in Actinide Fission Induced by Cold Polarized Neutrons // *Phys. Atom. Nuclei* 81, 463–471 (2018).] [IF 0.328].
- A17.** С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Сопоставление характеристик T – нечётных асимметрий в сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами для случаев испускания предразрывных и испарительных третьих частиц // *Известия РАН Серия Физическая.* — 2019.— Т. 83, № 9. - С. 1236-1243.
- [Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Comparing the Parameters of T-odd Asymmetries in Cross Sections of the Ternary Fission of Nuclei by Cold Polarized Neutrons with the Emission of Pre-

Scission and Evaporation Third Particles // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 83, 1128–1135 (2019).] [IF 0.226].

A18. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский, П.В. Кострюков / Связь экспериментальных характеристик Р-чётных Т-нечётных асимметрий в тройном делении ядер холодными поляризованными нейтронами с тройными и пятерными скалярными корреляциями // Ядерная физика. — 2019.— Т. 82, № 3. - С. 252-259.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. & Kostryukov P.V. / Relation of Experimental Features of P-Even, T-Odd Asymmetries in Ternary Nuclear Fission Induced by Cold Polarized Neutrons to Triple and Quintuple Scalar Correlations // Phys. Atom. Nuclei 82, 267–273 (2019).] [IF 0.328].

A19. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Новый класс ядерных распадов с участием виртуальных состояний промежуточных ядер // Ядерная физика. — 2020. – Т. 83. № 4. – С. 326-335.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. / New Class of Nuclear Decays Involving Virtual States of Intermediate Nuclei // Phys. Atom. Nuclei 83, 581–590 (2020).] [IF 0.328].

A20. С.Г. Кадменский, П.В. Кострюков, Д.Е. Любашевский / Условия Т – инвариантности для дифференциальных сечений бинарных реакций с участием ориентированных по спинам ядер и частиц // Ядерная физика 2020, Т. 83, № 4, с. 336–343.

[Kadmensky S.G., Kostryukov P.V., Lyubashevsky D.E. / T-Invariance Conditions for Differential Cross Sections for Binary Nuclear Reactions Involving Spin-Oriented Particles and Nuclei // Phys. Atom. Nuclei 83, 591–598 (2020).] [IF 0.328].

A21. Д.Е. Любашевский / Виртуальные двойные бета распады ядер // Известия РАН Серия Физическая, 2020, Т. 84, № 10, С. 1406–1412.

[Lyubashevsky D.E. / Virtual Double Beta Decays of Nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 84, 1201–1206 (2020).] [IF 0.226].

A22. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский, А.С. Веретенников, А.А. Писклюков / Механизмы многоступенчатых ядерных распадов с учетом реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер // Физика элементарных частиц и атомного ядра. - 2022. Т. 53, № 2. С. 620–636.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. et al. / Effect of Real and Virtual States in Intermediate Nuclei on Multistep Decay // Phys. Part. Nuclei 53, 644–654 (2022).] [IF 0.485].

A23. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизмы формирования Р-четных Т – нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц // Известия РАН Серия Физическая.— 2021.— Т. 85, № 10. - С. 1487-1494.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Formation of P-Even and T-Odd Asymmetries in Ternary Nuclear Fission by Cold Polarized Neutrons and the Emission of Alpha Particles // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 85, 1160–1166 (2021).] [IF 0.226].

A24. Д. Е. Любашевский / Р-четные Т – нечетные асимметрии в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц // Вестник Московского Университета, Серия 3: Физика, Астрономия, - 2021, №. 5, С. 58–63.

[Lyubashevsky D.E. / P-even T-Odd Asymmetries in Differential Cross sections of Fission Reactions for Unoriented Nuclei by Cold Polarized Neutrons with Emission of Prescission and Evaporative Light Particles // Moscow Univ. Phys. 76, 313–319 (2021).] [IF 0.672].

– в изданиях, входящих в перечень ВАК:

A25. Д.Е. Любашевский / Связь Т – нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер актинидов холодными поляризованными нейтронами с тройными и пятерными скалярными корреляциями // Вестник Воронежского государственного университета Серия Физика и математика. – 2020. № 3. С. 25-37.

Цитируемая литература

1. M. Mutterer and J. P. Theobald, Nuclear decay Modes (JOP Publ., Bristol, 1996) ch. 12.
2. F. Goennenwein, M. Mutterer, J. von Kalben, et al // Phys. Lett. B. 2007. V.652. P.13.
3. A. Gagarski , I. Guseva ,G. Petrov, et al // Phys. Rev. 2016. V. 93. P. 054619.
4. Г.В. Данилян, Й. Кленке, Ю.Н. Копач и др. // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 715.
5. N. Bohr, J. R. Wheeler // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426..
6. И. Халперн. Деление ядер – М.: Физматгиз, 1962, 156 с.
7. В. М. Струтинский // ЯФ. 1965. т. 3, вып. 4. С. 614–625.
8. P. Fong // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 868–870.
9. I.I. Gontchar, L.A. Litnevsky // Z. Phys. 1997. A359. С.149.
10. И.И. Гончар // ЭЧАЯ. 1995. Т.26. С.932.
11. A. Borh and V. Mottelson, Nuclear Structure (N.Y.: Benjamin, 1977).
12. J. O. Rasmussen, W. Norenberg, H. J. Mang // Nucl. Phys. 1969. V. 136. P.456.
13. О.П. Сушков, В.В. Фламбаун // УФН. 1982. Т. 136, № 1. С. 3-24.
14. O. Tanimura, and T. Fliessbach, Z. Phys. A 328, 475 (1987).
15. С.Г. Кадменский. // ЯФ. 1999. Т.62, №2. С.236.
16. С.Г. Кадменский. // ЯФ 2002. Т. 65. № 7. С. 1452-1472.
17. С.Г. Кадменский. // ЯФ. 2005. Т. 68, №12. –С. 2030-2041.
18. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков // Изв. РАН, Сер. Физич. 2007. Т.71, №3. С. 360-363.
19. А.С. Давыдов Квантовая механика. М.: Физматгиз. 1973.
20. Д.И. Блохинцев Основы квантовой механики. М.: Физматгиз. 1976.
21. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц Квантовая механика. Часть 2. 1978. Т. 3. С.356.
22. S.Flugge. Structure of atomic nuclei. 1957.
23. А.С. Давыдов Теория атомного ядра. М.: Физматгиз. 1958. С.611.
24. В. Г. Соловьев. Теория сложных ядер. М.: Изд-во Наука . 1971. С.560.
25. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Изд-во Наука. 1983. С.432.
26. А.М. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях М.: Изд-во иностран. Лит. 1960. 474 с.
27. M. Goldberger, K Watson. Collision Theory - N.Y. J. Wiley, 1964.-823 p.
28. К. Вильдермут и Я. Тан. Единая теория ядра. М.: Мир, 1980, 502 с.
29. V.E. Bunakov // Nucl. Phys. 1983. V.401, №3 P. 9396.
30. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. Альфа-распад и родственные ядерные реакции М.: Энергоатомиздат, 1985. 221с.
31. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий Квантовая электродинамика М.: Физматгиз, 1959.
32. С.Г. Кадменский, А.О. Булычев // Ядерная физика, Т. 79, С.564 (2016).
33. V. I. Goldansky, Nucl. Phys. 19, 482 (1960).
34. M. Pfutzner et al., Eur. Rev. Lett. 14, 279 (2002).
35. J. Giovanezzo et al., Phys. Rev. Let. 89, 102501 (2002).
36. Л.В. Титова // Вестник Моск. универ.: Физика. Астрономия. № 5. С. 64-69(2021).
37. Л. В. Григоренко // ЭЧАЯ 40, 1277(2009).
38. L. V. Grigorenko et al. // Phys. Rev. C64, 054002 (2001).
39. L. V. Grigorenko, M. V. Zhukov // Phys. Rev. C76, 014009 (2007).
40. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ 77, 1075 (2014).

41. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ 77, 1605 (2014).
42. В. И. Гольданский // ЖЭТФ 39, (1960).
43. В. И. Гольданский // УФН 87, 255 (1965).
44. В. Г. Соловьев. Теория атомного ядра: Ядерные модели М.: Энергоатомиздат, 1981.
45. C. Dossat et al. // Phys. Rev. 72, 054315 (2005).
46. I. Mukha et al. // Phys. Rev. Lett. 99, 182501 (2007).
47. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра, М.: Атомиздат, 1960.
48. С. А. Фаянс // Препринт ИАЭ-1593, Москва (1968).
49. F. D. Vecchetti, G. W. Greenless // Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
50. K. Miernik, et al. // Phys. Rev. Lett. 72, 054315 (2005).
51. K. Miernik et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Sect. A. 581, 194 (2007).
52. V. I. Tretyak, Double beta decay: history and current status, Institute for Nuclear Research, (2014).
53. Л. А. Слив // ЖЭТФ 20, (1950).
54. J. Suhonen, O. Civitarese // Phys. Rep. 300, 123 (1998).
55. E. J. Konopinski, Los Alamos Report. LAMS-1949 (1955).
56. J.R. Nix and W.J. Swiatecky // Nucl. Phys. 71, 1 (1965).
57. С. Г. Кадменский // ЯФ 65, 1424, 1833 (2002),
58. С. Г. Кадменский // Изв. РАН, Сер. физ. 68, 1084 (2004).
59. T. Ericson, and V. Strutinsky // Nucl. Phys. 8, 284 (1958).
60. V. M. Strutinsky // ЖЭТФ. 37, 613 (1960).
61. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // ЯФ 68, 1491 (2005)
62. J. B. Wilhelmy, et al. // Phys. Rev. C 5, 2041 (1972).
63. Skarsvag K., Bergheim K. // Phys. Rev. 1980. V. 22C. P. 638.
64. Jessinger P., Koetzle A., Gonnenein F. et al. // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65. P. 662.,
65. Гусева И.С., Гусев Ю.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 382,
66. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, F. Goennenwein et al. // Crystallography Reports, 2011, Vol. 56, No. 7, pp. 1238. DOI: 10.1134/S1063774511070133
67. Guseva I.S., Gagarski A.M., Gusev Y.I., Petrov G.A., Valski G.V. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. V. 10, P. 331.
68. A. Gagarski, F. Goennenwein, I. Guseva et al. // Phys. Rev. C 93, 054619 (2016).
69. Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 679, P. 25.,
70. Данилян Г.В. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 235.
71. Jessinger P., Danilyan G. V., Gagarski A.M. et al. // Physics of Atomic Nuclei 1999. V. 62. P. 1608-1610.
72. Г.В. Вальский, А.М. Гагарский, И.С. Гусева и др. // Изв.РАН, Сер.физ. 2010, Т.74, 803.
73. C. Guet, C. Signarbrioux, P. Perrin, H. Nifenecker, et al. // Nucl.Phys. A314 (1979) 1 - 26.
74. F. Fossati, C. Petronio and T. Pinelli. // Nucl. Phys., A 208 (1973) 196-206.
75. В. М. Струтинский // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 861.
76. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // ЯФ 66, 1259 (2003),
77. T. M. Shneidman, et al. // Phys. Rev. C 65, 064302 (2002).
78. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Бунаков В.Е. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 239-248.
79. Г. Крамер Математические методы статистики М.: Мир, 1975.

80. И.Н. Силин Поиск максимума правдоподобия методом линеаризации. Статистические методы в экспериментальной физике. М.: Атомиздат, 1976. С. 319.