

УДК 539.144.6, 172.4

В. С. О к у н е в

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ СТАБИЛИЗАЦИИ И ВЛИЯНИЯ ПЕРЕГРУЖЕННОСТИ ПРОТОНАМИ НА ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЯЖЕЛЫХ НУКЛИДОВ

Проведен сравнительный анализ эффектов стабилизации (повышения периода полураспада и устойчивости к ядерным реакциям) тяжелых атомных ядер. Эти эффекты связаны с равновесием ядерных и кулоновских сил, спариванием нейтронов (протонов), заполненностью ядерных оболочек. Исследовано влияние перегруженности ядра протонами на ядерно-физические и нейтронно-физические свойства тяжелых нуклидов. Сделано предположение, что остров стабильности может быть вытянут в сторону увеличения числа нейтронов в ядре.

E-mail: en7@power.bmstu.ru; stolon@power.bmstu.ru

Ключевые слова: период полураспада, ядерные реакции, эффект спаривания, ядерные оболочки, тяжелые и сверхтяжелые нуклиды, остров стабильности.

Развитие ядерных технологий требует исследования и анализа ядерно-физических и нейтронно-физических свойств атомных ядер, в том числе ранее не использовавшихся в составе топлива ядерных реакторов тяжелых нуклидов. До начала XXI столетия топливная база ядерных реакторов разного целевого назначения ограничивалась небольшим числом тяжелых нуклидов, среди которых традиционно выделяют делящиеся (обычно это ^{235}U , реже ^{239}Pu , крайне редко — в странах с легкодоступными месторождениями тория — ^{233}U) и сырьевые (^{238}U , реже ^{232}Th). Первые имеют нечетное число нейтронов и делятся нейтронами сколь угодно малых энергий. Вторые — ядра с четным числом нейтронов — имеют порог в зависимости микроскопического сечения деления от кинетической энергии нейтрона, вызвавшего деление. В ядерной энергетике их используют для производства вторичного горючего — делящегося ^{239}Pu из сырьевого ^{238}U (и ^{233}U из ^{232}Th). Наличие или отсутствие порога в энергетической зависимости сечений связано с эффектом спаривания нейтронов. Тяжелые ядра с нечетным числом нейтронов делятся нейтронами сколь угодно малой энергии, с четным — нейтронами с кинетической энергией $E > 1 \dots 2 \text{ МэВ}$.

Свойства ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu , а также нарабатываемых в реакторах тяжелых изотопов плутония ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu хорошо изучены и описаны в справочной литературе. В связи с разработкой

проектов ядерных реакторов нового поколения для нужд энергетики, транспорта, химической промышленности и др., а также переходом к замкнутому топливному циклу, предполагающему изготовление нового ядерного топлива на основе переработки отработавшего, в топливный цикл реакторов так или иначе будет вовлечено большое число тяжелых нуклидов (концентрация которых может увеличиваться при многократном повторном использовании отработавшего топлива), ранее считавшихся отходами и подлежащими утилизации (как правило, захоронению).

Отдаленные перспективы развития ядерных технологий не исключают создания компактных реакторов деления с аномально малой критической массой, использующих топливо на основе сверхтяжелых элементов острова стабильности. (К сверхтяжелым обычно относят нуклиды, более тяжелые, чем актиниды.)

Известно, что ядрам свойственна оболочечная структура. Поэтому дважды магические (с полностью заполненными нейтронными и протонными оболочками) и магические ядра более устойчивы. Они характеризуются бóльшим периодом полураспада и меньшей вероятностью ядерных взаимодействий с нейтронами. Стабильность таких ядер проявляется в их большей распространенности в природе. Среди тяжелых нестабильных ядер магических крайне мало, а дважды магические в диапазоне массовых чисел от 209 до 297 включительно полностью отсутствуют. Предсказано существование дважды магического ядра 126-го элемента с массовым числом 310 [1]. Вокруг дважды магических 114-го и 126-го элементов формируются острова стабильности [1].

В настоящее время для наиболее полного описания свойств атомных ядер используются в совокупности различные модели, каждая из которых адекватно характеризует лишь отдельные свойства ядер. Все еще нет единой теории, объясняющей все свойства атомных ядер. Вместе с тем есть обширная база экспериментальных данных, на основе которой можно проследить и выявить некоторые закономерности изменения не только отдельных свойств ядер, но и всей их совокупности. Например, для нейтронно-физических расчетов различных систем, в первую очередь ядерных реакторов деления, используют файлы оцененных ядерных данных, содержащие главным образом экспериментальную информацию об энергетической зависимости микросечений ядерных реакций под действием нейтронов и характеристиках радиоактивного распада атомных ядер. Под эгидой МАГАТЭ работают четыре центра ядерных данных: Nuclear Data Section в Вене; OECD NEA Data Bank в Париже, включая японский National Data Centre of JAERI; Брукхэвские центры в США и Канаде; Российский центр

в Обнинском ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского [7]. Существуют библиотеки данных JEF (the Joint Evaluated File Project) западноевропейской кооперации, объединяющие 28 стран Европы, Северной Америки и Азиатско-Тихоокеанского региона [7]. Все файлы оцененных ядерных данных используют единый формат представления информации ENDF/B. Современная версия — ENDF/B-VI [2], содержащая информацию об атомных ядрах от водорода до лоуренсия (с массовыми числами от 1 до 260), используется в большинстве современных программ нейтронно-физического расчета.

Возможность образования устойчивых пар нейтронов или протонов в составе атомного ядра (эффект спаривания), устойчивость таких ядер по отношению к радиоактивному распаду и ядерным реакциям, еще бóльшая устойчивость ядер при полностью заполненных нейтронных и протонных оболочках — не единственный фактор, определяющий характеристики радиоактивного распада и нейтронно-физические свойства ядер. Проведенный анализ современных библиотек (файлов) оцененных ядерных данных (ENDF/B-VI [2] и др.) позволяет определить и другие факторы, оказывающие серьезное (стабилизирующее) влияние на ядерно-физические и нейтронно-физические характеристики тяжелых нестабильных атомных ядер. Главный из них — отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре.

Деление ядер нейтронами: сравнение эффекта, связанного с перегруженностью ядра протонами, и квантового эффекта, связанного с увеличением сечений при уменьшении кинетической энергии нейтрона. Для стабильных ядер характерно вполне определенное (условно назовем его оптимальным) отношение числа нейтронов N к числу протонов Z , определяемое равновесием ядерных и кулоновских сил [3]:

$$N/Z = 0,98 + 0,015A^{2/3}, \quad (1)$$

где A — массовое число. Для легких и средних ядер $N/Z \approx 1$. Если это отношение экстраполировать в область тяжелых нестабильных нуклидов, то N/Z увеличивается и достигает значения 1,56 при $A = 240$. Это связано с малым радиусом действия ядерных сил и возрастающей ролью кулоновского отталкивания протонов с ростом A . Тяжелые ядра более устойчивы, если $N > Z$.

Как отмечалось ранее, тяжелые нуклиды с четным числом нейтронов не должны делиться тепловыми нейтронами. Пороговый характер энергетической зависимости сечения деления характерен для всех используемых материалов ядерной техники. Однако если тяжелые ядра недогружены нейтронами (перегружены протонами) с точки зрения оптимального N/Z , их период полураспада уменьшается (рис. 1), а

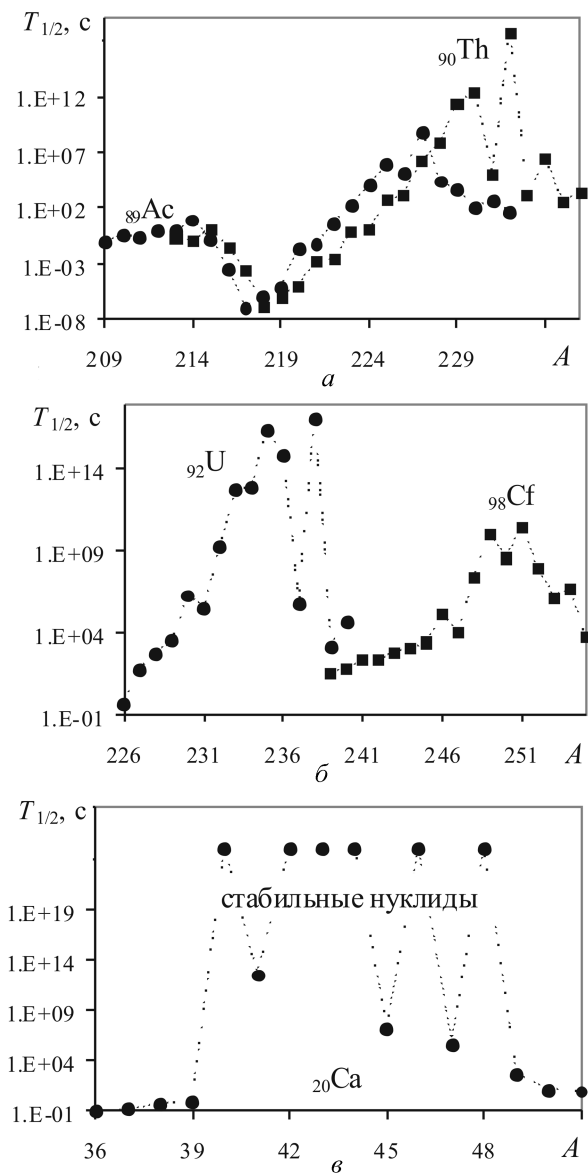


Рис. 1. Зависимость периода полураспада от массового числа для изотопов элементов:

a — актиния (●) и тория (■); b — урана (●), калифорния (■), v — кальция. Для стабильных изотопов кальция формально указан одинаковый период полураспада (графики построены на основе данных ENDF/B-VI)

вероятность и сечение их деления тепловыми нейтронами заметно возрастают за счет туннельного эффекта (рис. 2). В ряде случаев сечение деления таких ядер тепловыми нейтронами выше, чем быстрыми с энергией 1,4 МэВ (порог в энергетической зависимости сечения деления ^{238}U и ^{232}Th), а сечение деления тепловыми нейтронами ядер ^{232}U с четным N ($N = 140$) выше, чем ^{233}U ($N = 141$). Что касается

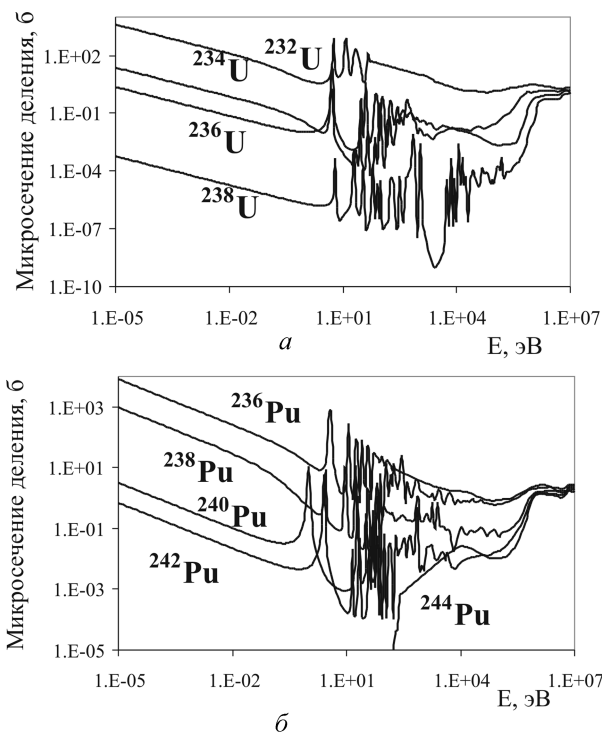


Рис. 2. Зависимость микросечения деления от кинетической энергии нейтрона для изотопов урана (а) и плутония (б) (данные ENDF/B-VI)

деления быстрыми нейтронами, то при $E = 1,4 \text{ МэВ}$ сечение деления ^{232}U выше, чем ^{235}U , в 2,41 раза и выше, чем ^{239}Pu (основной делящийся нуклид атомной бомбы), в 1,5 раза.

Таким образом, о перегруженности ядра протонами можно судить на основе отклонения отношения N/Z от оптимального, определяемого формулой (1), соответствующего равновесию ядерных и кулоновских сил [4]. На рис. 3 представлена зависимость отношения N/Z от массового числа для изотопов урана, плутония и юрия. Кривая 1 (на рис. 3 и 4) получена экстраполяцией оптимального отношения N/Z для стабильных ядер в область тяжелых нестабильных нуклидов. Область под кривой соответствует ядрам, перегруженным протонами.

Исследования характера энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами позволили отметить некоторые закономерности, важные при расчете ядерных реакторов [4, 5]. Известно, что при уменьшении кинетической энергии нейтрона, инициирующего ядерную реакцию, доминируют его волновые свойства. Типичная классическая “корпускула” — нейтрон (имеющий полуцелый спин и относящийся к классу фермионов) при малых энергиях во взаимодействии с атомными ядрами может проявлять себя как волна. При этом полное микроскопическое сечение взаимодействия определяется

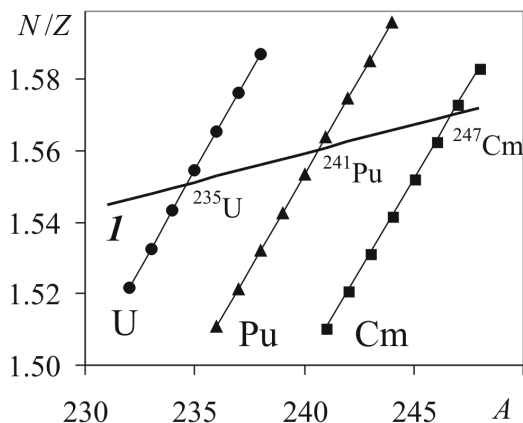


Рис. 3. Зависимость отношения N/Z от массового числа для изотопов урана, плутония и курия

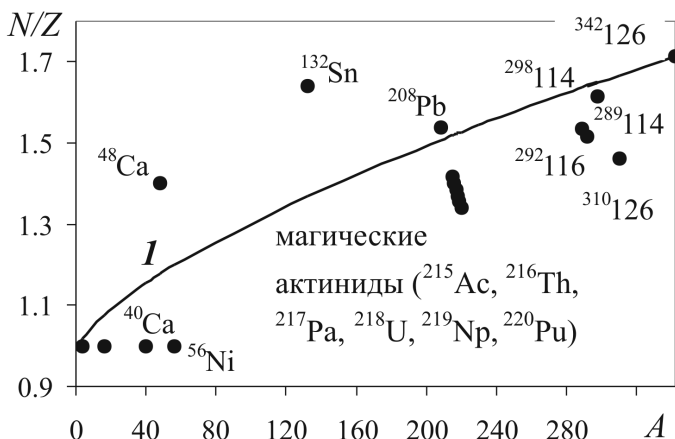


Рис. 4. Зависимость отношения N/Z от массового числа для легких и средних дважды магических ядер, магических актиноидов, сверхтяжелых элементов

не как $\sigma \sim \pi R^2$, где R — радиус ядра (в предположении, что ядро имеет форму шара и радиус ядра намного больше характерного размера нейтрона), а как $\sigma \sim \pi \lambda^2$, где λ — длина волны нейтрона. Причем, для относительно медленных нейтронов (например, для тепловых нейтронов) $\lambda \gg R$. При уменьшении скорости v (кинетической энергии E) нейтрона увеличивается длина волны нейтрона и соответственно сечение взаимодействия. Абсолютное значение импульса нерелятивистской частицы (в рассматриваемом случае нейтрона) связано с длиной волны λ известным соотношением $mv = h/\lambda$ [6], где m — масса нейтрона, h — постоянная Планка. Тогда кинетическая энергия

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m\lambda^2}.$$

Волновые свойства нейтрона доминируют при $\lambda \gg R$ или $E \ll \frac{h^2}{2mR^2}$. Таким образом, при взаимодействии с легкими ядрами волновые свойства нейтрона доминируют при $E \ll 20$ МэВ, с тяжелыми — при $E \ll 0,2$ МэВ [7]. В результате при замедлении нейтрона от 2 МэВ (средняя кинетическая энергия, с которой рождаются нейтроны при делении ядер урана или плутония) до тепловых энергий ($E \sim kT = 0,0253$ эВ, где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, имеющими нечетное N (и сечение деления тяжелых ядер с нечетным N) может увеличиться на порядки. Так сечение деления ядра ^{235}U нейтроном увеличивается в 450 раз при замедлении нейтрона от энергии 2 МэВ до 0,0253 эВ [2].

Известно, что тяжелые ядра с четным N могут делиться нейтроном с кинетической энергией менее 1 МэВ только за счет туннельного эффекта. В этом случае сечение деления увеличивается с уменьшением кинетической энергии нейтрона (области тепловых, холодных и ультрахолодных нейтронов) и в случаях, когда кинетическая энергия нейтрона близка к энергии возбужденного состояния (область резонансов). Однако это справедливо не для всех атомных ядер. Интересная закономерность проявляется при уменьшении отношения N/Z , т.е. для тяжелых ядер, перегруженных протонами. Для “чистоты” эксперимента, чтобы исключить влияние эффекта спаривания, проследим эту закономерность для изотопов тяжелых ядер с четным числом нейтронов (см. рис. 2). По мере перегруженности ядра протонами по отношению к оптимальному N/Z , определенному по формуле (1), заметно увеличивается сечение деления этих ядер в допороговой области ($E < 1$ МэВ). Особенно четко эта зависимость прослеживается при энергии нейтронов, меньшей энергии резонансов. Сильная перегруженность ядра протонами (недогруженность нейтронами) приводит к тому, что сечение деления ядра тепловым нейтроном для ядер с четным N превышает сечение деления за порогом, т.е. при $E > 1 \dots 2$ МэВ (для материалов, традиционно используемых до последнего времени в ядерной технике, это невозможно.) По отношению к оптимальному N/Z сильная перегруженность определяется всего лишь в два–пять протонов. Например, для ядер урана перегруженность одним и тремя протонами (^{234}U и ^{232}U) по отношению к оптимальному N/Z , приводит к тому, что сечения деления тепловыми нейтронами различаются более чем в 100 раз, а для ядер ^{238}U (перегруженных тремя нейтронами) и ^{232}U — почти на 8 порядков (см. рис. 2). Таким образом, эффект увеличения нейтронных сечений, связанный с перегруженностью ядра протонами, в области доминирования волновых

свойств нейтрона более заметен, чем квантовый эффект, приводящий к увеличению сечений при уменьшении энергии нейтрона. Оба эти эффекта приводят к тому, что в энергетической зависимости микросечения деления относительно легких изотопов тяжелых ядер с четным N практически отсутствует порог (см. рис. 2). Такая закономерность характерна для всех актинидов — от тория до лоуренсия.

В области быстрых нейтронов, особенно при энергии, превышающей характерный порог в энергетической зависимости сечения деления (1,4 МэВ), для некоторых тяжелых ядер с четным N эффект спаривания практически не оказывает заметного влияния на энергетическую зависимость сечения деления. При $E > 1,4$ МэВ сечение деления не зависит от четности или нечетности присоединяемого нейтрона и можно наблюдать эффект, связанный с перегруженностью ядра протонами, в “чистом виде”. Например, в энергетической зависимости сечения деления ^{232}U быстрыми нейтронами имеется максимум при $E = 2$ МэВ (совпадает со средней энергией нейтронов, рождающихся при делении), причем этот максимум выше (!), чем сечения деления основных делящихся нуклидов ядерного реактора при такой энергии — ^{235}U и ^{239}Pu с нечетным числом нейтронов. Как результат — для ядер, перегруженных протонами, минимальная критическая масса (и критический радиус шара) может оказаться меньше, чем для оружейного плутония, и даже для изотопно-чистого ^{239}Pu — основного делящегося нуклида атомной бомбы и быстрых реакторов нового поколения (таблица). (Исследования проведены по программе MCNP [8] прецизионного нейтронно-физического расчета, реализующей решение газокинетического уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло при непрерывной зависимости сечений от энергии.) Лишь сильный радиационный фон, создаваемый ^{232}U (удельная активность составляет $8,3 \cdot 10^{11}$ Бк/г, а один из нуклидов цепочки распада ^{232}U — ^{208}Tl излучает γ -кванты с энергией 2,6 МэВ), и высокое энерговыделение (с учетом полной цепи распада ^{232}U — 8,2738 Вт/г) делают непривлекательным этот нуклид для изготовления ядерного оружия. Эти же свойства препятствуют многократному использованию в реакторах типа ВВЭР ядерного топлива, изготовленного на основе отработавшего топлива. Однако ^{232}U вместе с другими отходами ядерной энергетики можно трансмутировать в бланкете реактора на быстрых нейтронах или термоядерной установки.

Реакция радиационного захвата нейтрона как фактор, стабилизирующий отношение N/Z . Деление ядер — не единственная возможность стабилизации отношения N/Z в тяжелых ядрах, перегруженных протонами. Другой эффективный способ — увеличение числа нейтронов в ядре за счет реакции (n, γ) -радиационного захвата

Теоретическая плотность, микросечения деления и поглощения нейтронов с $E = 2$ МэВ, критический радиус и критическая масса шара без отражателя (расчеты по MCNP)

Материал шара	Плотность, г/см ³	Микросечение, б		Критический радиус, см	Критическая масса, кг
		деления	поглощения		
²³² U	18,2	2,62	2,67	3,7	3,9
²³³ U	18,3	1,90	1,93	6,1	17,4
²³⁴ U	18,38	1,55	1,63	12,8	161,5
²³⁵ U	18,46	1,27	1,32	8,7	50,9
²³⁶ U	18,54	0,84	0,93	не существует	
²³⁸ U	18,7	0,53	0,58	не существует	
²³⁸ Pu	19,45	2,26	2,29	5,0	10,2
²³⁹ Pu	19,53	1,98	2,02	5,1	10,9
94 % ²³⁹ Pu, 6% ²⁴⁰ Pu (оружейный плутоний)	19,5348 (расчетная)	–	–	5,1	10,855
2 % ²³⁸ Pu, 61% ²³⁹ Pu, 24% ²⁴⁰ Pu 10% ²⁴¹ Pu, 3% ²⁴² Pu (реакторный плутоний)	19,54 (расчетная)	–	–	5,5	13,6

нейтрона [4, 5]. В энергетической зависимости сечения этой реакции отсутствует порог. При уменьшении N/Z в ядрах с четным N (по мере перегруженности ядра протонами) увеличивается не только сечение деления, но и сечение радиационного захвата нейтрона. Например, для ядер ²³²U в области тепловых нейтронов эти сечения одного порядка [2]. В результате, если к топливу реактора на тепловых нейтронах добавить немного ²³²U (вместо ²³⁸U), это приведет к увеличению реактивности, т.е. позволит сэкономить основной делящийся нуклид — ²³⁵U. Для ²³⁶U с соотношением N/Z , близким к оптимальному, сечение деления тепловыми нейтронами заметно меньше сечения радиационного захвата нейтрона [2]. И если к топливу реактора на тепловых нейтронах добавить ²³⁶U (вместо ²³⁸U), реактивность уменьшится. Таким образом, топливо такого реактора должно иметь большее обогащение по ²³⁵U. (Это важно при изготовлении ядерного топлива из отработавшего без разделения изотопов урана. В отработавшем топливе реактора, ориентированного на традиционный уран-плутониевый топливный цикл, изотопа урана ²³⁶U заметно больше, чем ²³²U, поскольку ²³²U накапливается главным образом в результате одного α - и двух β^- -распадов ядер ²³⁶U в любой последовательности.)

При недогруженности ядра протонами (перегруженности нейтронами) увеличивается вероятность реакций размножения нейтронов — процессов $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 4n)$.

Влияние перегруженности ядра протонами, эффекта спаривания и заполненности нейтронных оболочек на период полураспада. Стабильность дважды магических ядер (${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$) обусловлена стабилизирующим эффектом ядерных оболочек. Этот эффект в большинстве случаев является определяющим, несмотря на существенные отклонения (например, для ${}^{48}\text{Ca}$), N/Z от оптимального, определяемого соотношением (1), с точки зрения равновесия ядерных и кулоновских сил (рис. 4). Исключения составляют радиоактивные дважды магические ядра ${}^{56}\text{Ni}$ и ${}^{132}\text{Sn}$. Очевидно, что нестабильность этих дважды магических ядер может быть связана только с перегруженностью ядер ${}^{56}\text{Ni}$ протонами, а ядер ${}^{132}\text{Sn}$ нейтронами, т.е. существенным отклонением отношения N/Z от оптимального.

К концу 1960-х годов физиками-теоретиками разных стран было показано, что стабилизирующий эффект (повышающий период полураспада и устойчивость атомных ядер к ядерным реакциям) ядерных оболочек должен работать и за пределами применимости капельной (точнее, обобщенной) модели ядра — в области $Z > 100$ [7]. Магическое число 184, предсказанное теоретически, позволило предположить существование островов стабильности (в координатах $N-Z$) для сверхтяжелых ядер, расположенных вокруг дважды магических нуклидов 114-го (${}_{114}^{298}114^{184}$) и 126-го (${}_{126}^{310}126^{184}$) элементов [1, 9]. (Для элементов, не имеющих официального названия, будем использовать формальную запись, например ${}_{114}^{298}114^{184}$, где “114” — название элемента, $Z = 114$, $N = 184$, $A = 298$.)

Таким образом, между дважды магическими ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}_{114}^{298}114^{184}$ других дважды магических ядер быть не должно.

Среди тяжелых нестабильных ядер много магических с полностью заполненной нейтронной оболочкой ($N = 126$). К их числу относятся некоторые легкие изотопы тяжелых ядер, такие как ${}_{89}^{215}\text{Ac}^{126}$, ${}_{90}^{216}\text{Th}^{126}$, ${}_{91}^{217}\text{Pa}^{126}$, ${}_{92}^{218}\text{U}^{126}$, ${}_{93}^{219}\text{Np}^{126}$, ${}_{94}^{220}\text{Pu}^{126}$ и др. Все они сильно недогружены нейтронами и перегружены протонами (по отношению к оптимальному N/Z). Получение таких нуклидов в ядерных реакторах практически невозможно, так как требует реализации последовательности ядерных реакций размножения нейтронов $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 4n)$, порог которых велик (несколько мегаэлектронвольт), а вероятность уменьшается (практически до нуля) по мере перегруженности ядра протонами. Магические ядра тяжелых элементов из числа актиноидов можно получить с помощью ускорительной техники в реакции слияния атомных ядер, но это дорого. Более того, такие нуклиды нигде не используются, практически не востребованы и представляют лишь чисто научный интерес. (Речь идет исключительно об актинидах.) По мере увеличе-

ния заряда и массового числа отклонение N/Z от оптимального для магических актинидов ($N = 126$) увеличивается (см. рис. 4).

Магические по числу нейтронов ($N = 126$) и близкие к ним (в гораздо большей степени предшествующие магическим) радиоактивные ядра должны иметь максимальный период полураспада и минимальное сечение взаимодействия с нейтронами. Однако если эти ядра перегружены протонами, то эффект, связанный с кулоновским взаимным отталкиванием протонов в ядре, может весьма существенно доминировать (и доминирует!) над эффектом стабилизации атомных ядер, связанным с заполненностью в данном случае нейтронной оболочки. В итоге суммарное влияние этих двух факторов приводит к тому, что в зависимости периода полураспада от массового числа для изотопов одного химического элемента есть глобальный максимум, соответствующий ядру с оптимальным отношением N/Z и небольшой локальный максимум, соответствующий магическим и близким к магическим ядрам (см. рис. 1, а). Например, для далекого от магического изотопа тория ^{232}Th с оптимальным N/Z период полураспада составляет $T_{1/2} = 14,6$ млрд лет, а для магического ^{216}Th всего 0,028 с (локальный максимум). Этот оптимум N/Z немного отличается от определенного с помощью соотношения (1) в сторону перегруженности нейтронами. Очевидно, это связано с тем фактом, что соотношение (1) получено эмпирически для стабильных ядер, т.е. для ядер с массовыми числами от 1 (^1H) до 209 (^{209}Bi). При переходе к более тяжелым нестабильным ядрам усиливается роль взаимного кулоновского отталкивания протонов в ядре и ядру “выгоднее” иметь большее число нейтронов. Для актинидов соотношение (1) отражает этот факт с точностью до трех нейтронов. Вместе с тем это отклонение легко объясняется ненулевой шириной полосы стабильных ядер (в координатах $N-Z$). Полоса определяется нейтронной и протонной границами, соответствующими нулевой энергии связи нейтронов и протонов в ядре.

Часто оптимум с точки зрения максимального периода полураспада для некоторых тяжелых ядер бывает необходимо корректировать в сторону увеличения числа нейтронов. Так, для ядер урана оптимум N/Z , полученный с помощью соотношения (1), соответствует изотопам с массовыми числами 234 и 235, ближе к 235 (см. рис. 3), а максимальный период полураспада — изотопу ^{238}U (рис. 1, б). Для плутония оптимум N/Z лежит между ^{240}Pu и ^{241}Pu (ближе к последнему), а максимум $T_{1/2}$ наблюдается у ^{244}Pu . Для более тяжелых ядер кюрия оптимум, полученный с помощью соотношения (1) и реальный оптимум $T_{1/2}$ совпадают.

Влияние четности числа нейтронов (эффект спаривания нейтронов) на период полураспада наиболее ярко проявляется для изотопов атомных ядер с оптимальным или близким к оптимальному отноше-

нием N/Z . Например, для ^{232}Th и соседних изотопов с четным числом нейтронов ^{230}Th и ^{234}Th период полураспада различаются приблизительно на 6 и 12 порядков соответственно (см. рис. 1, *a*). Что касается более сильного различия в периодах полураспада между ^{232}Th и его соседями в ряду изотопов ^{231}Th и ^{233}Th (с нечетным числом нейтронов), то здесь различие еще более заметно и связано не только с отклонением от оптимального N/Z , но и с эффектом спаривания нейтронов. Пилообразный вид зависимости периода полураспада от массового числа связан с четностью-нечетностью числа нейтронов в ядре. Причем этот эффект наиболее ярко проявляется для наиболее долгоживущих изотопов (т.е. при массовых числах, соответствующих максимальному периоду полураспада (см. рис. 1)).

Подобные закономерности наблюдаются и для других тяжелых ядер (по крайней мере, для всех актинидов). Стабилизирующий эффект для таких нуклидов, связанный с полностью заполненной нейтронной оболочкой, крайне мал по сравнению с эффектом равновесия ядерных и кулоновских сил, отражаемым соотношением (1).

Для ядер, перегруженных протонами, с четным числом нейтронов период полураспада увеличивается с увеличением массового числа, т.е. по мере стабилизации отношения N/Z (см. рис. 1).

Исследование сверхтяжелых нуклидов островов стабильности.

Нуклиды предсказанного острова стабильности [1], который может существовать вокруг стабильного или долгоживущего дважды магического 126-го элемента, также перегружены протонами с точки зрения оптимального N/Z (см. рис. 4). Для этого нуклида отношение $N/Z = 1,4603$, а оптимальное $N/Z = 1,667$. Для более легкого ядра 114-го элемента $^{289}_{114}114^{175}$, синтезированного в ОИЯИ, реальное $N/Z = 1,5351$, оптимальное $N/Z = 1,6357$. Таким образом, если для относительно легких дважды магических ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca эффект полностью заполненных нейтронной и протонной оболочек доминирует над эффектом, связанным с равновесием ядерных и кулоновских сил (см. рис. 4), то для более тяжелых дважды магических ^{56}Ni и ^{132}Sn с заметным отклонением N/Z от оптимального и тяжелых магических по числу нейтронов ($N = 126$) атомных ядер актинидов доминирует последний эффект (см. рис. 1, *a*).

Не ясно, какой из этих эффектов будет доминировать для дважды магических ядер 114-го и 126-го элементов и окружающих их магических по N или Z ядер (ядер островов стабильности). Не исключено, что остров стабильности, сформировавшийся вокруг дважды магического 126-го элемента будет вытянут в сторону увеличения числа нейтронов. Остров стабильности, сформировавшийся вокруг дважды магического 126-го элемента, может представлять собой два островка, один из которых образован дважды магическим нуклидом $^{310}_{126}126^{184}$ и нуклидами, близкими к нему по N и/или Z , а другой — изотопа-

ми 126-го и близким к нему по Z элементом, но с бóльшим числом нейтронов — с оптимальным и близким к оптимальному отношением N/Z , определенному по формуле (1), т.е. ${}_{126}^{342}126^{216}$ (см. рис. 4). (Для дважды магического ${}_{114}^{298}114^{184}$ отношение N/Z близко к оптимальному и остров стабильности, окружающий этот нуклид, не должен быть вытянут по N или Z .)

Следует отметить, что получение сверхтяжелых ядер с оптимальным N/Z по сравнению с дважды магическими, связано с дополнительными трудностями. Сверхтяжелые ядра получают на ускорителе в результате реакции холодного слияния более легких магических или дважды магических атомных ядер [7, 9]. Ядра входного канала реакции имеют гораздо меньшее отношение N/Z , чем необходимо для сверхтяжелого ядра. Более того, после слияния сверхтяжелое ядро, находящееся в возбужденном состоянии, испускает несколько нейтронов, снимая возбуждение. В результате легче получить ядра, перегруженные протонами (по отношению к оптимальному N/Z). Таким образом, нуклид ${}_{126}^{342}126^{216}$ будет гораздо сложнее синтезировать, чем дважды магические ядра ${}_{126}^{310}126^{184}$. Более того, по этой причине (недостаток нейтронов для стабилизации отношения N/Z) реакции холодного слияния не могут быть использованы для синтеза сверхтяжелых дважды магических ядер 114-го и 126-го элементов [9]. В России эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов успешно проводятся в Лаборатории ядерных реакций, возглавляемой академиком Ю.Ц. Оганесяном (ОИЯИ) [1, 9].

Как отмечалось, два стабилизирующих эффекта — эффект заполненности ядерных оболочек и эффект, связанный с равновесием ядерных и кулоновских сил (в совокупности с эффектом спаривания), приводят к наличию двух максимумов в зависимости периода полураспада от массового числа для изотопов одного и того же элемента (рис. 1, а). Значения N/Z для некоторых средних по массе дважды магических ядер (${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{132}\text{Sn}$) заметно отличаются от оптимальных, полученных с помощью соотношения (1) (см. рис. 4). Ядра кальция ${}^{48}\text{Ca}$ (имеющие нейтронное гало) и олова ${}^{132}\text{Sn}$ перегружены нейтронами. Но перегруженность нейтронами в гораздо меньшей степени приводит к уменьшению периода полураспада, чем перегруженность протонами, способствующая разрыву атомного ядра кулоновскими силами. Поэтому для ${}^{48}\text{Ca}$ этот эффект не заметен, ядро стабильно. Ядра ${}^{40}\text{Ca}$ перегружены протонами, но эффект заполненности ядерных оболочек делает этот нуклид стабильным. Дважды магические ядра ${}^{56}\text{Ni}$, перегруженные протонами, и ${}^{132}\text{Sn}$, перегруженные нейтронами, нестабильны, несмотря на заполненность ядерных оболочек. Отметим, что ядра (как и любые частицы), среднее время жизни которых значительно превышает время жизни Вселенной, т.е. время, прошедшее после Большого Взрыва, называют стабильными. Они стабильны, но

не вечны. Таким образом, любое стабильное ядро можно характеризовать периодом полураспада, причем $T_{1/2} < \infty$. В этом смысле ядра ^{40}Ca и ^{48}Ca стабильны. В зависимости отношения N/Z от массового числа для изотопов кальция есть несколько максимумов, связанных со стабильностью дважды магических ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca , ядер с оптимальным N/Z , ядер с четным числом нейтронов и протонов вблизи оптимальных по N/Z (рис. 1, в).

Спин. В зависимости спина ядра от четности числа протонов и нейтронов также есть закономерности. Один из стабилизирующих эффектов, приводящих к увеличению периода полураспада и уменьшению сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, — нулевой спин ядра (определяется как векторная сумма спинов составляющих ядро нуклонов). Известно, что любая заполненная оболочка (магическое ядро) имеет нулевой спин. Интересный факт, что спин равен нулю не только для магических и дважды магических ядер, но и, по крайней мере, для большинства четно-четных ядер, т.е. ядер с четными N и Z [2]. (Для остальных четно-четных ядер, не составляющих это большинство, спин не известен, хотя можно предположить, что тоже равен нулю [7].) Для ядер с четным Z и нечетным N спин полуцелый, для ядер с нечетным Z спин отличен от нуля [2].

Механизм стабилизации отношения N/Z . Аналогия в поведении атомных ядер по отношению к радиоактивному распаду и ядерным реакциям. Вследствие взаимного кулоновского отталкивания протонов, ядра, перегруженные протонами, легче распадаются (имеют меньший период полураспада). Особенно ярко это проявляется для тяжелых ядер. Известно, что электромагнитное взаимодействие менее интенсивно, чем ядерное (как проявление сильного). Однако, если в ядре много протонов (что характерно для тяжелых ядер), их взаимное кулоновское отталкивание (электромагнитное взаимодействие) становится заметным. Сдерживают (стабилизируют) радиоактивный распад ядерные силы притяжения между нуклонами. Для компенсации кулоновского взаимного отталкивания протонов ядру необходимы “дополнительные” частицы, которые притягиваются друг к другу и к протонам вследствие ядерных сил и не отталкиваются друг от друга кулоновскими силами, т.е. частицы, не имеющие электрического заряда, — нейтроны. По причине насыщаемости и вследствие малого радиуса действия ядерных сил один нуклон не может удерживать бесконечное число других нуклонов посредством ядерного взаимодействия. В результате избыток нейтронов также ускоряет процессы радиоактивного распада атомного ядра (см. рис. 1).

Подобные закономерности справедливы и для ядерных реакций. За редким исключением, ядерные реакции можно трактовать как процессы распада (радиоактивного распада), инициированные либо ускоренные внешним воздействием, например помещением ядра в ней-

тронное поле ядерного реактора или в пучок заряженных частиц ускорителя.

Такая аналогия радиоактивного распада и ядерных реакций вполне естественна, поскольку все процессы радиоактивного распада, кроме β -превращений, протекают за счет сильного и электромагнитного взаимодействий, а большинство ядерных реакций, реализующихся за счет сильного взаимодействия (по определению ядерной реакции [7]), протекают на фоне электромагнитного взаимодействия (отталкивания одноименно заряженных частиц, присутствующих во входном и/или выходном каналах реакции). Реализующиеся за счет слабого взаимодействия β -превращения приводят к изменению электрического заряда ядра (или нуклона), что не может не оказать влияния на поведение этого ядра по отношению к электромагнитному взаимодействию, а изменение числа нейтронов и протонов в ядре — по отношению к ядерному взаимодействию.

Поэтому поведение атомных ядер (в том числе стабильных) в поле адронного и жесткого γ -излучения (достаточно жесткого для реализаций фотоядерных реакций — с энергией γ -квантов несколько мегаэлектронвольт) во многом подобно поведению радиоактивных ядер. Так, перегруженность радиоактивного ядра протонами не только ускоряет процессы радиоактивного распада (во всем их разнообразии), но и интенсифицирует ядерные реакции (также во всем их разнообразии) в поле каких-либо частиц из числа адронов или жестких γ -квантов.

Заключение. Исходя из предположения, что стабилизирующий эффект ядерных оболочек должен проявляться для тяжелых и сверхтяжелых атомных ядер, физиками было предсказано существование островов стабильности [1]. Однако оболочечная модель позволяет объяснить наибольшую стабильность только сферических ядер, главным образом, легких [10]. Форму шара имеют только дважды магические ядра, находящиеся в основном энергетическом состоянии. Более того, даже для относительно легких ядер изотопов никеля известные закономерности нарушаются: дважды магические ядра ^{56}Ni — радиоактивны, а изотопы никеля ^{60}Ni , ^{61}Ni , ^{62}Ni с близким к оптимальному (с точки зрения равновесия ядерных и кулоновских сил) отношением N/Z — стабильны, несмотря на нечетное число нейтронов в ядрах ^{61}Ni ($N = 33$). Подобная закономерность наблюдается у изотопов олова. Дважды магические ядра ^{132}Sn , перегруженные нейтронами, радиоактивны, а изотопы с близким к оптимальному отношению N/Z стабильны.

Что касается тяжелых деформированных (несферических) ядер, то, например, торий в природе представлен единственным долгоживущим изотопом ^{232}Th с далекими от магических N и Z , но с оптимальным отношением N/Z . Магический изотоп тория ^{216}Th ($N = 126$) — короткоживущий. Эта закономерность характерна для всех актинидов.

Анализ проведен автором на основе: известной информации об энергетической зависимости микросечений ядерных реакций под действием нейтронов и характеристик радиоактивного распада, содержащейся в файлах оцененных ядерных данных ENDF/B-VI [2]; экспериментальных данных по среднему времени жизни и периоду полураспада некоторых сверхтяжелых элементов, полученных сотрудниками ОИЯИ и опубликованных в работах [1, 9]; расчетов критической массы и критического радиуса шара (изготовленного из разных изотопов урана и плутония), проведенных автором с помощью программы MCNP [8] с константами ENDF/B-VI [2].

Главный вывод состоит в том, что основной стабилизирующий эффект атомных ядер связан не столько с заполненностью ядерных оболочек (магическим числом протонов и/или нейтронов), как это принято считать, сколько с оптимальным отношением N/Z с точки зрения равновесия кулоновских сил взаимного отталкивания протонов в ядре и ядерных сил притяжения нуклонов (при условии четности числа протонов и нейтронов в ядре). Стабилизирующий эффект, связанный с заполненностью ядерных оболочек, хорошо “работает”, если отношение N/Z в ядре близко к оптимальному (1) с точностью до четности числа протонов и нейтронов, т.е. вне зависимости от формы ядра. Достаточно, чтобы ядра имели нулевой спин.

Проведенный анализ позволяет сделать и ряд других выводов.

1. Для изотопов ядер с четным N , недогруженных протонами, период полураспада увеличивается с увеличением числа нейтронов (массового числа) по мере стабилизации N/Z . Причем дестабилизирующий эффект перегруженности протонами для средних и тяжелых ядер доминирует над стабилизирующим эффектом, связанным с заполненностью нейтронных оболочек.

2. В нейтронном поле стабилизация отношения N/Z для ядер актиноидов, перегруженных протонами, реализуется за счет интенсификации реакций деления и радиационного захвата нейтрона. При сильной перегруженности ядра протонами (два-пять протонов) в энергетической зависимости сечения деления ядер с четным N отсутствует порог.

3. Квантовый эффект, связанный с доминированием волновых свойств нейтрона при уменьшении его кинетической энергии и приводящий к увеличению сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, намного меньше, чем эффект, связанный с перегруженностью тяжелых ядер протонами, также приводящий к увеличению сечений.

4. Отношение N/Z , полученное для стабильных ядер, можно экстраполировать в область тяжелых нестабильных нуклидов и, возможно, в область сверхтяжелых нуклидов островов стабильности. (Как показано в настоящей работе, такая экстраполяция правомерна для

всех актинидов.) По отношению к нему можно определять степень перегруженности ядра протонами (недогруженности нейтронами) и предсказывать характер энергетической зависимости сечения деления и стабильность ядер.

5. Эффекты, связанные с перегруженностью атомных ядер протонами, доминируют над стабилизирующими эффектами спаривания протонов (нейтронов) и эффектами заполненности нейтронных (протонных) оболочек (магичностью ядер).

6. Не исключено, что эффект, связанный с равновесием ядерных и кулоновских сил, приведет к вытягиванию предсказанного физиками острова стабильности, сформировавшегося вокруг дважды магического ${}_{126}^{310}126^{184}$ в сторону увеличения числа нейтронов (оптимального N/Z) или разделения этого острова стабильности на два. Иначе говоря, внутри острова стабильности могут существовать два долгоживущих “центра” — вокруг дважды магического ${}_{126}^{310}126^{184}$ и магического ${}_{126}^{342}126^{216}$. Последний вывод основан на простых соображениях и аналогиях, в том числе на возможности экстраполяции соотношения (1) в область сверхтяжелых нуклидов острова стабильности. Но и предположение о существовании острова стабильности сделано физиками на основе применимости обобщенной модели ядра (как развития капельной и оболочечной) в области нуклидов с $Z = 126$, что также когда-то считалось весьма сомнительным, а эффект стабилизации, связанный с заполненностью ядерных оболочек, имеет место и для деформированных ядер [1], хотя и противоречит оболочечной модели ядра [10].

Подобные исследования важны не только для понимания фундаментальных свойств материи — ядерно-физических свойств тяжелых нуклидов. Результаты исследований могут найти практическое применение: при разработке новых технологий производства топлива для ядерных реакторов, основанных на повторном (возможно, многократном) использовании отработавшего ядерного топлива при переходе к замкнутому топливному циклу; при разработке энергетических быстрых реакторов перспективных типов, в том числе для утилизации радиоактивных отходов; в решении проблемы нераспространения делящихся материалов; при создании компактных радионуклидных источников энергии, основанных на процессах радиоактивного распада. Возможность получения сверхтяжелых нуклидов (острова стабильности и близких к ним) с большим периодом полураспада позволит создать компактные энергоисточники — “ядерные батарейки”, представляющие собой ядерные реакторы (принцип действия которых основан на реакции деления ядер нейтронами) с аномально низкой критической массой и высокой плотностью энерговыделения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оганесян Ю. Ц. Новая область ядерной стабильности // Вестник РАН. – 2001. Т. 71, № 7. – С. 590–500.
2. Rose P. F. ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation. 4th Edition // BNL-NCS-17541, 1991.
3. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. – М.: МГУ, 2005.
4. Окунев В. С. Об одной особенности деления легких изотопов тяжелых ядер с четным числом нейтронов // Необратимые процессы в природе и технике: Труды VI Всеросс. конф. 26–28 января 2011 г. (В 3 частях) Ч.1. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. – С. 29–33.
5. Окунев В. С. Особенность деления тяжелых ядер, перегруженных протонами // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2011. Аннотации докладов. В 3 т. Т.1. Инновационные ядерные технологии. – М.: НИЯУ МИФИ, 2010. – С. 58.
6. Мартинсон Л. К., Смирнов Е. В. Квантовая физика: Учеб. пособие. Сер. Физика в техническом университете. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
7. Окунев В. С. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов / Под ред. В.И. Солонина: Учеб. пособие. Сер. Физика в техническом университете. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010.
8. MCNP - 4 C. Monte Carlo N-particle transport code system // Oak Ridge National Laboratory / Radiation Safety Information Computational Center (RSICC). RSICC Computer Code Collection. CCC-700. April 2000.
9. Оганесян Ю. Ц., Дмитриев С. Н. Сверхтяжелые элементы Периодической системы Д.И. Менделеева // Успехи химии. – 2009. – Т. 78, № 12. – С. 1165–1176.
10. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 1. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. – М.: Энергоатомиздат. 1993.

Статья поступила в редакцию 16.03.2011

Вячеслав Сергеевич Окунев родился в 1965 г., окончил МИФИ в 1988 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Ядерные реакторы и установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 121 научных работ и одной монографии в области исследования операций, вариационных методов, оптимизации характеристик и безопасности ядерных реакторов, ядерной физики низких энергий.

V.S. Okunev (b. 1965) graduated from the Moscow Engineering and Physical Institute in 1988. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Nuclear Reactors and Plants” department of the Bauman State Technical University. Author of 121 publications and a monograph in the field of study of operations, variational methods, optimization of characteristics and safety of nuclear reactors, nuclear physics of low energies.

