

Импульсные реакторы самогасящего действия (ИРСД) используются как интенсивные источники нейтронов для большого круга задач современной физики, техники и биологии, прежде всего в тех экспериментах, где импульсный характер испускания нейтронов является либо необходимым, либо дает выгоды по сравнению с работой в постоянном потоке нейтронов.

Облучение веществ, приборов и материалов; изучение нестационарных процессов воздействия радиации на вещество. ИРСД на быстрых нейтронах имеют очень компактную активную зону, почти без отражающих материалов вокруг нее. Это обеспечивает большое пространство для облучения образцов. Кроме того, в спектре излучения ИРСД нейтроны несут гораздо большую энергию, чем γ -кванты, потому что γ -излучение в большей степени поглощается в плотной компактной массе урана, в то время как нейтронов излучается в окружающее пространство ($v-1/v=0,6$ полного числа генерированных во вспышке. Типичное для ИРСД отношение дозы по нейтронам к дозе по γ -квантам (по поглощению в воде) составляет около 10. В реакторах с постоянным потоком это отношение много меньше. В тех случаях, когда требуется большой выход γ -излучения, используются конверторы (n, γ). Конвертор состоит из замедлителя нейтронов (вода, оргстекло, парафин) с поглотителем, дающим высокоэнергетические γ -кванты при захвате медленного нейтрона (калмий, гадолиний). Соотношение доз по нейтронам и γ -излучению можно варьировать в широких пределах — от 0,2 до 10.

Характерный класс экспериментов по изучению переходных процессов — исследование по радиационной химии. Радиационная химия изучает химические процессы, инициированные излучением. Главный канал воздействия радиации на химические процессы — это радиолиз, т. е. разложение молекул на ионы или свободные радикалы при облучении. Свободные радикалы и ионы быстро ассоциируются, поэтому наблюдать их в постоянном поле излучения не представляется возможным. При воздействии на вещество короткой вспышкой излучения, длительность которой меньше постоянной времени комбинации ионов и реакций присоединения радикалов, последние можно зарегистрировать методами оптического поглощения и спектрофотометрии. Эти методы основаны на том, что оптическое поглощение раствора зависит от количества свободных радикалов и ионов в нем [1].

Близко к радиационной химии стоит радиационная биология, которая изучает воздействие излучения как на сложные биомолекулярные соединения, так и на живые существа. Применение ИРСД для облучения живой субстанции обусловлено

тем, что компактный реактор на быстрых нейтронах дает спектр излучения, близкий к излучению атомной бомбы. В дальнейшем в экспериментах с живыми существами отчетливо проявились преимущества ИРСД, на которые было указано в начале этого раздела — большое пространство для облучения и малое отношение дозы по нейтронам к дозе по γ -излучению. Первое позволяет проводить опыты на крупных животных (обучались даже обезьяны), второе обеспечивает хорошие условия для пролиферации мутантов, так как нейтронное облучение половых клеток более благоприятно в смысле отношения мутация — стерилизация, чем γ -излучение.

Весьма широко используются ИРСД для облучения нейтронами приборов, элементов электронных схем, детекторов, материалов. Чрезвычайно большая мощность в пике импульса позволяет изучать реакцию образца и его работоспособность в интенсивных полях излучения, недоступных в обычных реакторах со стационарным потоком.

Типичный пример нестационарного радиационного воздействия — возникновение электрической проводимости изоляторов, открытое именно на импульсных реакторах [2, 3]. Это явление полностью пока не изучено, но можно уже сейчас сказать, что проводимость обусловлена несколькими факторами, в числе которых, например, электронная проводимость, а также проводимость за счет тяжелых заряженных частиц (протонов, ядер отдачи). Однако эти механизмы не дают законченного объяснения явления.

Металлические проводники и резисторы обнаруживают заметное изменение проводимости в интенсивных полях нейтронов с плотностью потока, превышающей 10^{17} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Исходящая проводимость восстанавливается в течение миллисекунды после исчезновения излучения [4]. Эффект существенно зависит от температуры образца. Основной фактор, по-видимому, — ионизирующее действие изолирующих материалов и окружающей среды, которая ионизируется в радиационном поле. Изучать эти явления можно только на импульсных реакторах.

ИРСД находят применение во многих прикладных задачах современной ядерной техники. Например, изучение работоспособности ракетного топлива в радиационном поле. Эта задача важна, например, для развития космонавтики, так как на космическом корабле наряду с ядерными двигателями неизбежно должны быть и обычные ракетные двигатели. В США уже проведены испытания работающих миниатюрных моделей ракетных двигателей непосредственно в экспериментальном канале реактора АРРРР.

Удобны ИРСД для задач радиационной дозиметрии: миниатюрные радиационных полей и измерения доз при авариях реакторов, обработки и калибровки дозиметров излучения, а также других приборов ядерной физики. Изменение соотношения

Мощностей доз по нейтронам и γ -излучению позволяет определить чувствительность прибора раздельно к обоим видам излучения.

ИРСД является идеальной установкой для изучения запавывающего излучения осколков деления ядер. Наиболее точные измерения параметров западывающих нейтронов и γ -квантов сделаны именно на ИРСД; для этого облучали малый образец делющегося материала и после вспышки реактора удаляли его для измерений в специальное помещение, защищенное от излучения реактора.

Вообще при облучении материалов ИРСД превосходит по эффективности стационарный реактор, если исследуемые активности имеют малое время полураспада $\ln 2/\lambda$. Действительно, активность образца, который облучается до насыщения в стационарном потоке нейтронов, в начале измерений

$$A_{ст} = C_{ф,ст} \exp(-\lambda t) \quad (10.1)$$

(t — время транспортировки образца из реактора к детектору). При облучении в импульсном реакторе одной вспышкой нейтронов

$$A_n \approx C_{ф,n} [1 - \exp(-\lambda \theta)] \exp(-\lambda t). \quad (10.2)$$

Если $1/\lambda \leq \theta$, то $A_n/A_{ст} \approx \Phi_n/\Phi_{ст}$, и выигрыш достигает $10^4 - 10^5$ (!) (в качестве Φ_n и $\Phi_{ст}$ взяты значения плотности потоков в самом мощном импульсном и самом мощном стационарном реакторах). Даже при относительно большом периоде распада активности $1/\lambda \sim 10^4 \theta \sim 1$ с ИРСД как облучатель не уступает стационарному реактору. При этом условия измерений намного легче в импульсном реакторе — малый фон, в ряде случаев возможность изучать активность, не удаляя образец от места облучения*.

Следует отметить, что при облучении тепловыми нейтронами ИРСД на быстрых нейтронах значительно проигрывают импульсным реакторам на тепловых нейтронах (ТРЕАТ, ИГР). При динаковом потоке тепловых нейтронов в пике импульса преимущество реакторов на тепловых нейтронах перед реакторами на быстрых нейтронах определяет длительность вспышки, составляющая 0,1—0,2 с [см. (10.2)].

Исследования по физике реакторов. На ИРСД проведено много экспериментов по кинетике реактора [5] в области реактивности как ниже, так и выше мгновенной критичности. Эти измерения отличаются высокой прецизионностью из-за хорошей повторяемости геометрии реактора; очень важно то обстоятель-

* В самое последнее время возникло и интенсивно развивается новое направление исследований на ИРСД — получение лазерного излучения с накачкой энергией деления ядер.

ство, что компактная однородная зона ИРСД без отражателя легко поддается численному анализу в сложных кинетических приближениях к транспортному уравнению для нейтронов, а поэтому измерения можно уверенно сравнивать с расчетными результатами. Это же относится и к проверке расчетов критических масс, спектра нейтронов, распределения плотности потока нейтронов (правда, для этих измерений существуют лишь простота геометрии реактора ИРСД, но не импульсный характер работы).

Создание импульсных реакторов на быстрых нейтронах само выдвинуло новые задачи реакторной физики и техники. В первую очередь это — термомеханические явления в результате быстрого нагрева топлива (см. гл. 3). Изучение этих явлений на ИРСД, с одной стороны, способствует совершенствованию импульсных реакторов (в том числе и ИРПД), а с другой стороны, имеет и самостоятельный интерес для проверки методов расчета уравнений динамической термодинамики.

Как уже отмечалось в гл. 1, наиболее широко используются ИРСД в США. Так, к началу 70-х годов было произведено более 15 000 вспышек ИРСД («выстрелов» на языке американской технической литературы); выполнено более 1000 экспериментов. О популярности ИРСД говорит тот факт, что студенты некоторых университетов США проходят практику на ИРСД. В программу экспериментального курса обучения входят измерения больших и малых периодов разгона реактора, а также самостоятельное производство вспышек с небольшой надкритичностью. Профессор Г. Вон из университета в штате Нью-Мексико подчеркивает, что опыты по разгону реактора вблизи мгновенной критичности весьма нравятся студентам и выполняются ими с завидной тщательностью и вниманием.

Оптимизация ИРСД для облучения образцов. К ИРСД как источнику излучения предъявляются два главных требования: 1) длительность вспышки не должна превышать определенного значения; 2) флюенс нейтронов за импульс должен быть максимальным.

При традиционной конструкции ИРСД (см. гл. 1) на эти характеристики влияют следующие параметры: а) отношение высоты реактора H к диаметру активной зоны D ; б) диаметр внутреннего канала для облучения образцов; в) обогащение ^{235}U топлива активной зоны.

Фиксированные значения этих параметров определяют критическую массу топлива и время жизни нейтронов, интегральный выход нейтронов и форму вспышки при разных значениях полного энерговыделения. Лимит энерговыделения за вспышку устанавливается предельно допустимыми термомеханическими и инерционными напряжениями как в самом топливе, так и в болах, скрепляющих твэлы.

Следует отметить, что варьирование факторов а) — в) по-разному влияет на поток нейтронов в центральном канале, у внешней поверхности реактора и на некотором удалении от реактора. Поэтому результаты оптимизации зависят от того, какие образцы и где предполагается облучать. Если размеры облучаемых предметов превышают размеры реактора, то, естественно, надо ориентироваться на внешний поток нейтронов, т. е. добиваться максимальной энергии вспышки при заданной ее длительности. Если же предполагается, в основном, внутреннее облучение, то оптимизации подвергается поток нейтронов в центре. В канале для облучения плотность потока нейтронов



Рис. 10.1. Влияние исходных параметров ИРСД (отношения высоты активной зоны к ее диаметру H/D , обогащения урана и размера внутренней полости для облучения образцов) на характеристики его как источника нейтронов:
1 — обогащение урана 93,17%, диаметр внутренней полости 5 см; 2 — обогащение 80%, диаметр — 0 см; 3 — обогащение 59,17%, диаметр 0 см

в 3—4 раза превышает плотность потока на внешней поверхности. С увеличением диаметра центрального канала плотность потока нейтронов уменьшается, а длительность вспышки растет. Так, для компактной зоны из высокообогащенного металлического урана в центральном канале диаметром 2,52 см плотность потока снижается на 13% по сравнению с однородной активной зоной, а в канале диаметром 5,04 см — на 22%; длительность вспышки возрастает с 32 до 40 мкс [6]. Однако увеличение диаметра центрального канала приводит к росту предельного полного энерговыделения за вспышку в результате выравнивания нейтронного поля. Согласно работе [6] наличие полости диаметром 5 см позволяет поднять энергию вспышки на 30%.

Легко убедиться в том, что уменьшение обогащения урана всегда позволяет поднять как энергию вспышки, так и флюенс нейтронов в центре. Самый интенсивный источник для облучения ИРСД Super Kikla ($Q_{\infty} = 2 \cdot 10^{16}$ дел.) загружен 5000 кг уранового топлива 20%-ного обогащения. Но длительность вспышки увеличивается с уменьшением обогащения. В Super

Kikla $\theta_{1/2} = 700$ мкс, в то время как в реакторах с обогащением более 90% $\theta_{1/2} \sim 30-40$ мкс для наиболее мощных импульсов. В отношении влияния H/D показателем оптимизационный анализ реактора АРЯФР [6]. В результате варьирования всех трех параметров а) — в) в широких пределах было получено, что:

- 1) максимум центрального потока нейтронов достигается при $H/D \sim 1$; 2) при этом же значении H/D длительность импульса минимальна для предельного энерговыделения за вспышку; 3) полное энерговыделение увеличивается как с ростом H/D , так и с уменьшением H/D ниже 1.
- Некоторые результаты оптимизации параметров ИРСД представлены на рис. 10.1.

§ 10.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИРПД И ИМПУЛЬСНЫХ БУСТЕРОВ

ИРПД и бустеры могут служить источниками нейтронов почти для всех физических исследований, перечисленных в начале этой главы. Но основные области их применения, где эффективно проявляются импульсный характер работы этих установок — ядерная физика и физика конденсированных сред. **Нейтронная спектроскопия по времени пролета и сравнение ИРПД со стационарными реакторами.** Исследования по ядерной физике и физике твердого тела (или жидкости) ведутся, как правило, с применением нейтронной спектроскопии, т. е. взаимодействие нейтрона с образцом изучается как функция энергии нейтрона. Наиболее эффективный способ разделения нейтронов по скоростям — метод времени пролета (см. § 9.2). Для этого требуется импульсный пучок нейтронов, выведенный на длинную пролетную базу. На стационарных реакторах модуляция потока нейтронов осуществляется главным образом механическими прерывателями. Последние представляют собой диски или цилиндры с прорезанной в них щелью (или несколькими щелями), вращающиеся с большой скоростью. Нейтронный пучок проходит от реактора к детектору только тогда, когда щель пересекает пучок. Эффективность использования нейтронов в этом случае обычно не более 1%*. Импульсный же реактор сам является модулятором потока, в эксперименте почти все 100% нейтронов используются. «Экономия» нейтронов — вот главное преимущество ИРПД для нейтронного спектроскопии перед реакторами постоянного действия. Тот факт, что при равных условиях для экспериментов ИРПД может иметь мощность на два порядка меньше мощности стационарного реактора, намного облегчает технические условия ра-

* В последнее время появились так называемые статистические прерыватели потока нейтронов [7]; использование их увеличивает КПД стационарных реакторов примерно на порядок.

боты — меньше активации оборудования, нагрев оборудования у-квантами, выгорание ядерного топлива и т. д. Кроме того, нейтронный и у-фон в эксперименте существенно ниже в ИРПД. Лучшее отношение сигнал—фон—второе преимущество ИРПД перед стационарными реакторами.

Исследования по ядерной физике, сравнение ИРПД с бустерами и ускорителями. Нейтронная спектроскопия по методу времени пролета является традиционной в экспериментальной физике ядра. Импульсный реактор ИБР в первый период его работы использовался именно в этом направлении: измерение нейтронных сечений неделящихся ядер, изучение индивидуальных ядер *. С помощью ИБР было исследовано много изотопов (более 60), сделаны уникальные работы (определение длин рассеяния нейтрона дейтоном, исследование резонансов реакции (n, α), измерение магнитного момента возбужденных состояний ядер); ядерно-физические эксперименты успешно осуществляются на ИБР и в 70-е годы. Однако успех этих исследований определяется не только импульсным характером работы реактора, но во многом искусством экспериментаторов. Как источник быстрых и промежуточных нейтронов импульсный реактор не может конкурировать с ускорителями и бустерами, имеющими значительно меньшую длительность нейтронной вспышки. Действительно, «качество» импульсного источника, характеризующее скорость счета детектора при заданной точности определения энергии нейтрона, в исследованиях по ядерной физике обратно пропорционально квадрату длительности вспышки нейтронов (см. § 10.3 с. 227). Поэтому из-за сравнительно большой длительности нейтронной вспышки реактора его качество как нейтронного источника быстрых и резонансных нейтронов значительно хуже качества ускорителей и бустеров (табл. 10.1). Импульсные бустеры сохраняют первенство для работ с нейтронами эпителиговой области (0,1—10 эВ); здесь длительность вспышки нейтронов определяется разбросом времени замедления в водородосодержащем замедлителе и составляет 5—0,5 мкс. В этой области короткая вспышка нейтронов из мишени ускорителя (до 10 нс) не дает им преимущества перед бустерами. Преимущество того или иного импульсного источника наглядно демонстрирует рис. 10.2, частично заимствованный из работы [10].

В заключение этого раздела следует сказать о том, что ИРСД совершенно непригодны для нейтронной спектроскопии вследствие малой средней интенсивности.

Дифракция нейтронов. Чтобы понять преимущества ИРПД в этом классе экспериментов, рассмотрим в общих чертах схему дифракционных измерений.

* Обзор работ по ИБР и полностью библиографию читатель сможет найти в статье академika И. М. Франка [8], а также в работе [9].

Таблица 10.1

Характеристика импульсных источников нейтронов

Местонахождение источника, название	Тип источника	Ускоряемая частица	Материал мишени	Энергия частиц, МэВ	Сила тока, частиц в импульсе, А	Полуширина импульса быстрых нейтронов, нс	Полное число нейтронов в импульсе	Максимальная частота повторения, имп./с	Лучшее разрешение, нс/м
Дубна, ИБР-30	Импульсный бустер с линейным ускорителем	e	PuC	32	0,160	1600—10 000	10^{13} (при длительности вспышки 4000 нс)	100	2
Дубна, ЛИУ-30 (проект)	Линейный индукционный ускоритель	e	U	30	250	500	$1,2 \cdot 10^{13}$	50	0,5
Дубна, ИБР-2 (проект)	Импульсный бустер	e	W	30	250	1000—10 000	10^{15} (при длительности вспышки 4000 нс)	50	1
Дубна, ИБР-2, (проект)	Импульсный реактор	—	—	—	—	90 000	$7 \cdot 10^{15}$	50	90
Харуэлл	Бустер с линейным ускорителем	e	U	40	0,650	100—1700	$1,7 \cdot 10^{12}$	500	0,3
Ок-Ридж	Линейный ускоритель	e	Ta	140	15	2,3—24	10^{11}	1000	0,03
Харуэлл	110-дециметровый синхротрон	p	W	150	3	4	$1,2 \cdot 10^{11}$	800	0,04
Карлсруэ	90-дециметровый изохронный циклотрон	d	U	50	3	1	$6 \cdot 10^8$	160 000	0,005

При работе на стационарном реакторе используется кристаллический монохроматор (рис. 10.3, а) для создания моноэнергетического пучка нейтронов, которые падают на изучаемый образец (будем считать его поликристаллическим). Детектор установлен под некоторым определенным углом 2θ к направлению падающего пучка. Отражение медленных нейтронов от

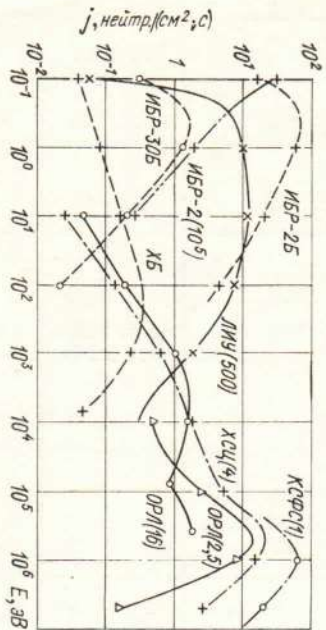


Рис. 10.2. Сравнение импульсных источников тока нейтронной спектроскопии (j — плотность тока нейтронов на мишени в интервале энергии $\Delta E \approx 10^{-3} E$):

ИБР-2 — дубненский импульсный реактор (строится); ЛМУ — дубненский линейный индукционный ускоритель (строится); ИБР-2Б — ИБР-2 в бустерном режиме совместно с ЛМУ; ИБР-30Б — действующий дубненский импульсный реактор с бустером в бустерном режиме; ИВ — бустер на основе линейного ускорителя электронов в Харькове; ОРМ — линейный ускоритель электронов в Ок-Ридже; ХСЦ — синхротрон в Карlsruhe; КСФС — изохронный пиклотрон в Карlsruhe с фокусирующим сектором. В скобках даны продолжительность импульсов данной машины в наносекундах; для бустеров продолжительность импульса меняется, чтобы обеспечить оптимальность для заданной энергии реактора.

кристаллической плоскости подчиняется условию Брэгга — Вульфа:

$$2d \sin \Theta = k\lambda = kh/m_n v. \quad (10.3)$$

Здесь Θ — угол скольжения пучка относительно отражающей плоскости; d — параметр кристаллической решетки; λ — длина волны нейтрона; m_n — его масса; k — порядок отражения. Если для выбранных скорости нейтрона v и угла Θ условие (10.3) выполняется, то это приводит к появлению дифракционного пика в функции скорости счета детектора от угла поворота оси дифрактометра 2Θ .

Такая постановка опыта, прежде всего, не обеспечивает достаточного потока нейтронов: на кристаллическом монохроматоре теряется $\sim 0,999$ нейтронов. Кроме того, неудобства возникают из-за необходимости поворота оси дифрактометра, что ограничивает класс исследуемых образцов. Например, ис-

следуется образец под высоким давлением, заключенный в толстостенный сосуд. Для ввода нейтронов в образец и вывода из него в стенках сосуда делаются узкие щели, закрытые тонким, прозрачным для нейтронов материалом. Измерения под разными углами уже не представляются возможными. Импульсный реактор расширяет класс экспериментов по дифракции. Условие Брэгга — Вульфа в этом случае приводит

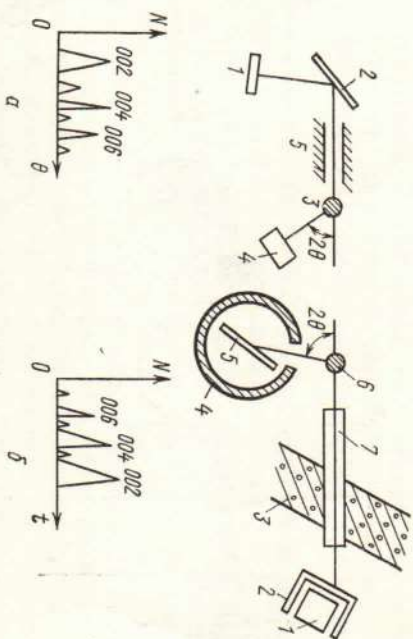


Рис. 10.3. Схемы опытов по дифракции нейтронов:

а — постановка эксперимента на стационарном реакторе и дифракционные пики в этом опыте (1 — источник нейтронов; 2 — кристалл-монохроматор; 3 — коллиматор); б — схема опыта по дифракции по времени пролета и дифракционная картина в этом опыте (1 — импульсный реактор на быстрых нейтронах; 2 — замедлитель нейтронов; 3 — защита реактора; 4 — защита детектора; 5 — детектор; 6 — поликристаллический образец; 7 — нейтроновод).

к такому соотношению между временем пролета нейтронов и расстоянием между плоскостями кристалла:

$$\frac{l \sin \Theta}{l} d = k \frac{h}{2m_n v},$$

где l — длина пролета нейтрона от источника к детектору. При одном фиксированном значении угла скольжения Θ можно наблюдать множество дифракционных пиков как функцию времени пролета l . Образец может быть под давлением, в кристале или других экстремальных условиях. Более того, оказывается, что в опытах по дифракции на импульсном источнике точность измерений параметров кристаллической структуры определяется главным образом длительностью вспышки источника, а не температурными углами детектор — образец и источник — образец (доказательство этого факта см. в работе [8]). Для этого нужно

установить источник и детектор под определенными углами (что отражено на рис. 10.3, б). Размеры же источника и детектора могут быть значительными, что увеличивает светосилу дифрактометра.

Согласно Браггеру и Бекерцу [11], желательны следующие параметры импульсного источника медленных нейтронов для дифракционных опытов: энергия нейтронов — 0,001—1 эВ; длительность вспышки холодных нейтронов — 50 мкс, «горячих» нейтронов — 10 мкс; плотность потока в импульсе —

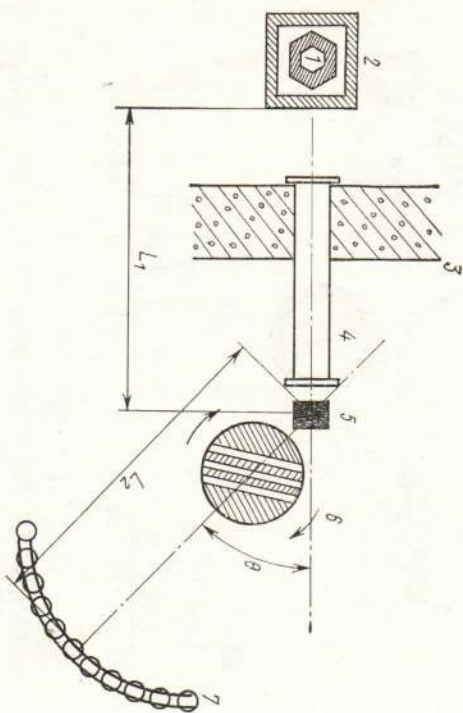


Рис. 10.4. Схема эксперимента по неупругому взаимодействию медленного нейтрона с образцом: 1 — импульсный реактор; 2 — бетонная защита; 4 — нейтронный; 5 — образец; 6 — механический преобразователь (или монохроматор); 7 — детекторы (θ — угол рассеяния)

10^{17} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (это в 5 раз больше, чем может обеспечить ИБР-2). Для дифракционных измерений импульсные бустеры с длительностью вспышки ~ 10 мкс могут эффективно использоваться наряду с ИРПД.

Неупругое взаимодействие медленных нейтронов с веществом. Особенно большие потоки нужны в экспериментах по неупругому рассеянию медленных нейтронов, поскольку в этом случае необходимо осуществлять спектрометрию как падающих на образец нейтронов, так и рассеянных (рис. 10.4), а в ряде случаев — и угловую коллимацию.

Работы на импульсном реакторе ИБР ведутся в двух направлениях: измерения дважды дифференциальных сечений рассеяния $d^2\sigma/dE d\Omega$, нужных для физики реакторов на тепловых нейтронах, и исследования динамики вещества [8]. Подробный перечень тем экспериментальных работ, которые могут

быть успешно реализованы на ИРПД большой мощности, дан в работе [11].

В конце 60-х — начале 70-х годов методика экспериментов по неупругому рассеянию медленных нейтронов на стационарных реакторах испытала качественный скачок из-за появления зеркальных нейтронных источников постоянного действия. Это увеличило эффективность постоянного источника нейтронов в десятки раз. Тем не менее, ИРПД по-прежнему сохраняет свои преимущества, так как и зеркальные нейтронные, и статистические прерыватели улучшают условия эксперимента и на импульсном источнике. Обоснование этого утверждения читатель может получить в ряде статей, где анализируются и сравниваются эффективности конкретных нейтронных спектрометров [12—15].

Другие применения ИРПД. ИРПД средней мощностью порядка 1—10 МВт оказываются эффективными и в некоторых областях исследований, не связанных со спектроскопией. Рассмотрим два характерных примера.

Наблюдение нейтрон-нейтронного взаимодействия. Непосредственное измерение эффективного сечения (n, n) -взаимодействия с хорошей точностью выиграло бы проверкой гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил. Этот эксперимент требует очень высоких потоков нейтронов, поэтому до сих пор не был осуществлен. Простейшая схема такого опыта на ИРПД может быть основана на регистрации нейтронов, вылетающих из внутреннего пространства полости объемом V_n с высокой плотностью нейтронов; на детектор не должны попадать нейтроны, вылетающие непосредственно из замедлителя (т. е. со стенок полости). Таким образом, регистрируются случаи рассеяния нейтрона на нейтроне. Скорость счета приближенно оценивается формулой

$$I_n = \sigma_{n,n} \frac{\Phi_n^2}{v} V_n \Omega_{d, \theta} / T_p \sim \Phi_n \Phi_{n'}$$

Для стационарного реактора в той же постановке опыта скорость счета

$$I_{ст} = \sigma_{n,n} (\Phi_{ст}^2 / v) V \Omega \sim \Phi_{ст}^2.$$

Отношение $I_n / I_{ст} = \Phi_n \Phi_{n'} / \Phi_{ст}^2$ оказывается много больше единицы при одинаковых средних плотностях потока нейтронов в импульсном и стационарном реакторах ($\Phi_n = \Phi_{ст}$):

$$I_n / I_{ст} = \Phi_n / \Phi_{ст} = T_p / \theta_{1/2} \gg 1.$$

Для эксперимента по (n, n) -рассеянию важна не средняя плотность потока нейтронов, а средний квадрат плотности потока. Увеличение пикового значения плотности потока нейтронов много существеннее, чем увеличение средней по времени плот-

ности потока. В подобных экспериментах зачастую ИРСД может оказаться полезнее, чем ИРПД. Для того же что рассмотрено опыта по измерению (n, n)-взаимодействием импульсным реактор на тепловых нейтронах типа ИРР с пиковым значением плотности потока 10^{18} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и $\theta_{1/2} = 0,1$ с вполне может конкурировать с ИБР-2.

Опыт по накоплению и хранению ультрахолодных нейтронов (УХН, скорость УХН — несколько метров в секунду), впервые начатые на ИБР группой сотрудников ОИЯИ под руководством ныне покойного члена-корреспондента АН СССР Ф. Д. Шапиро [16], развиваются сейчас на многих реакторах. При достаточно большой плотности УХН можно проводить эксперименты по измерению фундаментальных свойств нейтрона: электрического дипольного момента, электрического заряда, а также уточнить постоянную распада. Возможность длительного хранения УХН в замкнутом сосуде с непоглощающими стенками открывает способ получения плотности УХН, соответствующей максимальной их плотности в замедлителе во время вспышки реактора. Для этого надо открывать заслонку, соединяющую накопительный сосуд УХН с замедлителем, только на время импульса нейтрона. Через определенное время плотность УХН в сосуде достигнет значения пиковой плотности. Таким образом, ИРПД могут быть наиболее эффективным источником УХН.

§ 10.3. ОПТИМИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Если в ИРСД выгодно увеличивать флюенс нейтронов во вспышке, то для ИРПД определяющим является средний по времени поток нейтронов во внешнем пучке. Известно, что утечка нейтронов из реактора растет отнюдь не пропорционально увеличению размеров и мощности реактора, а для достаточно большого реактора даже уменьшается. Поэтому слепое тяготение к увеличению размеров и мощности ИРПД нельзя принять как программу улучшения его параметров. К тому же длительность вспышки мощности, которая зависит от среднего времени жизни нейтронов в реакторе и параметров МР, имеет тенденцию увеличиваться с ростом объема активной зоны, что отрицательно отражается на эффективности ИРПД для нейтронной спектроскопии.

В этом параграфе обсуждается один метод подхода к оптимизации ИРПД как источника нейтронов и вкратце излагаются некоторые результаты работ по оптимизации.

Понятие «качества» импульсного источника. Как критерий оптимизации чаще всего используют величину потока нейтронов, падающих на образец, в заданном интервале энергий. Эту величину (с точностью до множителей, не зависящих от оптимизи-

руемого параметра) называют «качеством» источника нейтронов в нейтронной спектроскопии:

$$M_n = n_p \Delta E \Delta \omega \int_{s_0}^s \int_{t_0}^t \varphi(E, \omega, r, t) dt ds, \quad \Delta \omega_0 = s_0 / 4\pi l^2. \quad (10.4)$$

Здесь ω — направление скорости нейтрона; ds — элемент поверхности источника нейтронов; r — координата точки на его поверхности; s_0 — площадь мишени. Интегрирование плотности потока нейтронов φ производится по времени вспышки источника и по той части его поверхности, которая «видна» от образца. Фактор «потери» нейтронов f на полетной базе l от источника к образцу зависит от экспериментальной устройства (наличие коллиматоров, фильтров, селекторов) и энергии нейтронов. Найдем явную зависимость «качества» от параметров источника для нескольких типичных условий эксперимента.

1. Задана точность измерения энергии нейтрона, т. е. энергетическое разрешение; разрешение по углу не существенно. Энергетическое разрешение равно

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t} + 2 \frac{\Delta l}{l} \approx 2 \frac{\Delta t}{t} \sim \sqrt{\frac{\sigma_t^2}{t^2}} \sim \sqrt{\frac{\sigma_t^2}{l^2}} = \text{const}. \quad (10.5)$$

(Предполагается, что относительная неопределенность длины пролета много меньше неопределенности времени пролета.) Подставив в (10.4) вместо l ее выражение через $\Delta E/E$ и $\sqrt{\sigma_t^2}$ и отбросив заданные величины, получим

$$M_n^{(1)} = \frac{n_p \int_{s_0}^s \int_{t_0}^t \varphi(E, \omega, r, t) dt ds}{\sigma_t^2}. \quad (10.6)$$

2. Заданы и энергетическое, и угловое разрешения (для опыта существуют как энергия нейтрона, так и его механический импульс); пусть образец маленький. Тогда угловое разрешение

$$\Delta \omega = s_n / 4\pi l^2 \quad \text{и} \quad \Delta \omega_0 = s_0 / 4\pi l^2 = \Delta \omega s_0 / s_n \sim \Delta \omega / s_n.$$

«Качество»

$$M_n^{(2)} = n_p \frac{\Delta E \Delta \omega}{s_n} \int_{s_0}^s \int_{t_0}^t \varphi dt ds \sim \frac{n_p \int_{s_0}^s \int_{t_0}^t \varphi dt ds}{s_n}.$$

Энергетическое и угловое разрешения связаны между собой. Действительно,

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\frac{\sigma_t^2}{t^2}} v, \quad \text{а} \quad \Delta \omega > \frac{s_n}{4\pi l^2} = \frac{s_n (\Delta E/E)^2}{16\pi \sigma_t^2 v^2}.$$

откуда размер источника ограничивается

$$S_n \leq \frac{\Delta\omega}{(\Delta E/E)^2} 16\sigma_0^2 v^2 \sim \frac{\Delta\omega}{(\Delta E/E)^2} \sigma_f^2 \quad (10.7)$$

Таким образом, каждому значению $\Delta\omega/(\Delta E/E)^2$ соответствует своя функция качества $M_n^{(2)}$, так как меняется площадь источника. Для упрощения задачи выделим лишь случай, когда S_n из (10.7) мало. Тогда

$$M_n^{(2)} = n_p \int \varphi(E, \omega, r_0, t) dt, \quad (10.8)$$

где r_0 — координата точки пересечения оси пучка с поверхностью замедлителя. Такая же функция «качества» получается, если поток нейтронов в пучке не зависит от пролетной базы (при использовании, например, зеркальных нейтроноводов).

3. Наконец, возьмем класс экспериментов, где площадь источника ограничена по соображениям защиты пучка от фона. Тогда углевое разрешение всегда будет удовлетворительным, а фиксирование энергетического разрешения приводит к функции «качества», аналогичной (10.6):

$$M_n^{(3)} = \frac{n_p \int \varphi(E, \omega, r_0, t) dt}{\sigma_f^2} \quad (10.9)$$

Для других условий спектротрических измерений разными авторами получены и другие функции «качества»: в знаменателе они содержат моменты распределения нейтронов источника по времени от нулевого до третьего ($\sigma_1^k = \int t^k \varphi(t) dt / \int \varphi(t) dt$, $k = 0, 1, 2, 3$), а в числителе — среднюю по времени плотность потока нейтронов источника в направлении на образец или потока нейтронов заданной энергии со всего источника.

Оптимизация собственно реактора. Строго говоря, задача оптимизации импульсного реактора должна решаться как задача оптимизации эксперимента, т. е. при одновременном варьировании параметров реактора, параметров собственно источника — внешнего замедлителя нейтронов и условий эксперимента. Однако эта практически неразрешимая (и не однозначная) задача обычно упрощается. Типичен подход к оптимизации ИРПД, который был использован при проектировании ИБР-2, а также реактора SORA [17—19].

В функциях «качества» ИРПД можно выделить параметры реактора и параметры замедлителя нейтронов. Так, плотность потока нейтронов источника определяется интегралом свертки вспышки быстрых нейтронов (импульса мощности) и функции отклика замедлителя $N_s(E, \omega, t)$ — дифференциальной плотности потока нейтронов с энергией E при δ -образной вспышке быстрых

нейтронов, падающих на замедлитель, на один быстрый нейтрон:

$$\varphi(E, \omega, t) = \int_0^t N_f(t-\tau) N_s(\tau) d\tau. \quad (10.10)$$

Очевидно, что

$$\int \varphi(E, \omega, t) dt = \int_0^0 N_f(t) dt \int_0^\infty N_s(\tau) d\tau = C_0 N_f^{(1)} \varphi_s(E, \omega).$$

Здесь $N_f^{(1)}$ — количество быстрых нейтронов, падающих на замедлитель, на одно деление в реакторе, а φ_s — плотность потока медленных нейтронов от единичного постоянного внешнего источника быстрых нейтронов.

Дисперсию времени вылета нейтронов

$$\sigma_f^2 = \int t^2 \varphi(E, \omega, t) dt / \int \varphi dt - \left(\int t \varphi dt / \int \varphi dt \right)^2$$

обычно приближенно считают равной сумме дисперсий распределений быстрых нейтронов и функции отклика:

$$\sigma_f^2 \approx \sigma_s^2 + \sigma_f^2,$$

где $\sigma_s^2 = \theta_{1,s}^2 / 8 \ln 2$ для гауссовского приближения к форме вспышки ИРПД, а

$$\sigma_s^2 = \int t^2 N_s(t) dt / \int N_s(t) dt.$$

Теперь выведенные выше функции «качества» запишутся так:

$$\left. \begin{aligned} M_n^{(1)} &= \frac{Q_0 n_p N_f^{(1)}}{\sigma_s^2 + \sigma_f^2} \int \varphi_s(E, \omega, r) ds; \\ M_n^{(2)} &= C_0 n_p N_f^{(1)} \varphi_s(E, \omega, r_0); \\ M_n^{(3)} &= \frac{Q_0 n_p N_f^{(1)}}{\sigma_s^2 + \sigma_f^2} \varphi_s(E, \omega, r_0). \end{aligned} \right\} \quad (10.11)$$

Здесь величины Q_0 , n_p , $N_f^{(1)}$, S_n , σ_f^2 определяются параметрами реактора, а φ_s и σ_s^2 — замедлителя.

Первый шаг оптимизации — выбор компоновки реактора и его размеров на основании некоторых разумных предположений относительно внешнего замедлителя, параметры которого фиксируются. Для примера приведем результаты оптимизации объема активной зоны ИРПД [18]. Исследуемый расчетный вариант импульсного реактора имел композицию, изображенную на рис. 6.5. Объем активной зоны варьировался, остальные размеры (толщина вольфрамового отражателя — 5 см, толщина плоского водяного замедлителя — 5 см, толщина подвижного

отражателя — 10 см, соотношения створн прямоугольной активной зоны) оставались неизменными. Критичность достигалась изменением концентрации плутония в активной зоне с заменой его стальной и натрия. В расчетах была учтена зависимость удельной тепловой мощности реактора от концентрации горючего в реакторе.

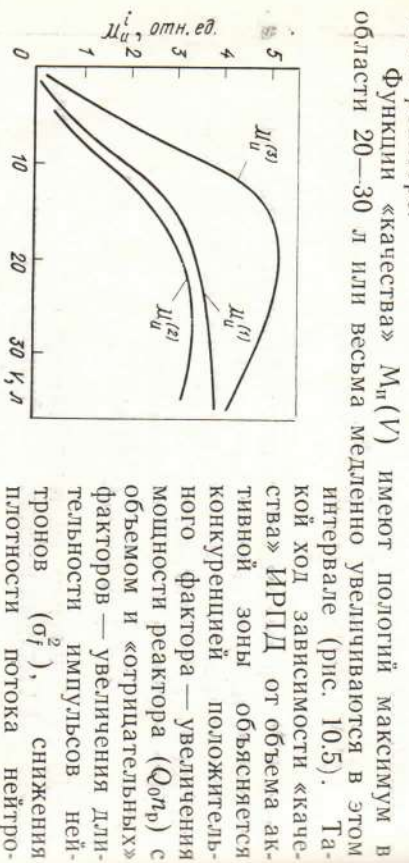


Рис. 10.5. Зависимость «качества» ИРПД от объема его активной зоны

значение объема активной зоны ИРПД находится в области 15—20 л.

Наряду с оптимизацией объема подобным образом проводится выбор других композиционных и конструктивных параметров. Разумеется, что при этом выделенные выражения для «качества» ИРПД не всегда могут быть критерием оптимизации. Так, стационарный боковой отражатель реактора фактически является набором регулирующих и аварийных блоков, поэтому он необходим. В то же время «качество» ИРПД с отражателем хуже, чем без него. В оптимизационных расчетах по ИБР-2 было получено, что вольтфрам толщиной 5—6 см обеспечивает наибольшее значение «качества» ИРПД (в бустерном режиме) при заданной эффективности блоков регулирования [17].

При другой компоновке отражателя и замедлителя (см. рис. 5.6) результаты оптимизации, конечно, изменятся.

Выбор частоты вспышек мощности. Частота вспышек ИРПД определяется из условия, чтобы интервал времени пролета нейтронов, используемых в эксперименте, не превышал периода повторения вспышек:

$$T_p > l/v_{\text{мин}} - l/v_{\text{макс}} \quad (10.12)$$

Если фон быстрых нейтронов и α -квантов велик, то приходится выполнять более жесткое условие:

$$T_p > l/v_{\text{мин}} \quad (10.12')$$

Пролетная база l связана с погрешностью измерения скорости:

$$\Delta v/v = \Delta t/l = (\Delta t/l) v.$$

Тогда вместо (10.12') получим

$$T_p > \frac{\Delta t}{\Delta v/v} \quad (10.13)$$

В самых прецизионных спектрометрах обычно $\Delta v/v$ не менее 10^{-3} . Значит, частота вспышек реактора должна быть не более 10 Гц при $\Delta t = 10^{-4}$ с.

Для улучшения отношения эффект-фон всегда выгодно снижать частоту вспышек. В ИРПД это тем более оправдано, что его средняя мощность $Q_0 n_p$ (а с ней и «качество») не зависит от периода повторения импульсов. Это справедливо до тех пор, пока нагрев топлива за вспышку не превышает предела, определяемого тепловым ударом (обычно несколько десятков градусов). В этой области мощностей реактора правильнее будет при оптимизации учитывать не среднюю мощность его, а энергию одного импульса (Q_0 вместо $Q_0 n_p$).

Наименьшие возможные частоты повторения вспышек n_p при номинальной средней мощности приведены в табл. 10.2.

Таблица 10.2
Предельные частоты для ИРПД

Название реактора (страна)	n_p , Гц	$Q_0 n_p$, кВт
ИБР-30 (СССР)	0,13	25
ИБР-2 (СССР)	5	4 000
SORA (Италия)	5	1 000
RFGR (США)	22	30 000

Продолжение теплового барьера лежит на пути создания безударного твэла (например, применением нерасширяющегося при нагреве топлива).

В *импульсном бустере* мощность пропорциональна частоте вспышек; условие (10.12) должно использоваться при оптимизации вместе с функцией качества. Там за счет малости Δt (1—10 мкс) возможны частоты до 100 Гц и даже выше.

Оптимизация замедлителя на ИРПД. На втором этапе оптимизации ИРПД выбирается композиция и форма замедлителей при фиксированных параметрах реактора.

Для преобразования спектра быстрых нейтронов деления в нужную для нейтральной спектроскопии область (диапазон энергий, где импульсные реакторы и бустеры могут успешно конкурировать по «качеству» с другими источниками нейтронов, $0,001 \leq E \leq 10$ эВ) используются внешние водородосодержащие

замедлителей. Замедление на водороде является единственно приемлемым из-за малого значения дисперсии времени замедления (среднеквадратический разброс $\sigma_s \sim 1,0/\sqrt{E}$ мкс) (рис. 10.6, 10.7); для других замедлителей разброс времени

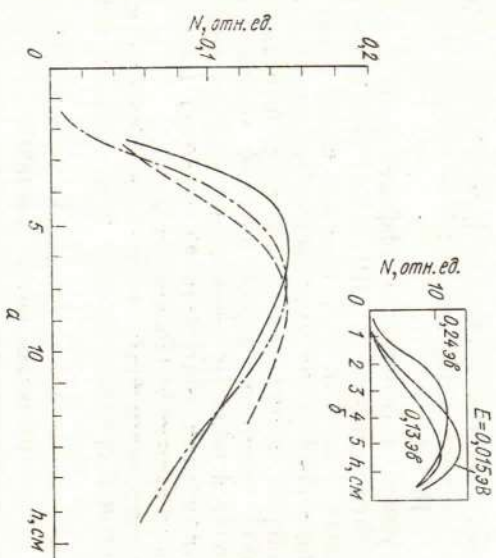


Рис. 10.6. Выход тепловых нейтронов (N) с поверхности водной пластины в зависимости от ее толщины:

a — измерения на ИБР-30 [20] (—); измерения на ИБР-30 с борным экраном между водой и отражателем реактора (---); расчет для замедлителя SORA (— · —) [19], абсолютный выход на 1 быстрый нейтрон; b — измерения на замедлителе в Харузде [21]

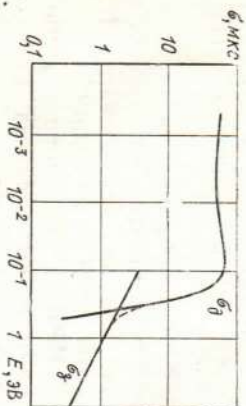


Рис. 10.7. Временной разброс (квадратный корень из дисперсии) выхода медленных нейтронов из водной пластины толщиной 5 см при δ -импульсе быстрых нейтронов (расчет): σ_D — разброс времени диффузии [22]; σ_s — разброс времени замедления; --- суммарное значение $\sigma = \sqrt{\sigma_D^2 + \sigma_s^2}$

замедления значительно превышает длительность вспышки быстрых нейтронов.

Проблеме замедлителей для ИРПД и бустеров посвящено много теоретических и экспериментальных работ [19—28].

§ 10.4. БУДУЩЕЕ ПОКОЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ И БУСТЕРОВ

В предыдущих параграфах шла речь об оптимизации импульсного реактора на основе традиционной схемы его конструкции. Установки 70-х годов, по-видимому, достигнут того максимума своих параметров, который возможен без коренной перестройки этой схемы. Какие же могут быть пути дальнейшего улучшения характеристик установок для производства импульсов нейтронов на основе реакции деления?

Для источников нейтронов периодического действия улучшение характеристик означает повышение удельной тепловой мощности активной зоны и уменьшение длительности вспышки быстрых нейтронов (см. § 10.3). Первое может быть достигнуто теми же способами, которые предлагаются для увеличения мощности стационарных исследовательских реакторов. По-видимому, наиболее реальный из этих способов — использование так называемого *циклокота* — непрерывного ряда активных зон, в которых последовательно осуществляется цепная реакция. Каждая очередная активная зона в течение определенного времени работает в форсированном режиме, а остальные охлаждаются. Частный случай циклокота — реактор с циркулирующим ядерным горючим.

Циклический вариант импульсного бустера был предложен Братгером, Расселом и др. [29]. В их проекте активная зона представляется собой большое вращающееся кольцо, изготовленное из высокообогащенного металлического урана или его сплава, диаметром около 3 м и массой 3000 кг. В одном месте на периферии кольца установлена нейтронопронзающая мишень импульсного ускорителя электронов. Во время вспышки нейтронов часть кольца, находящаяся вблизи мишени (мишенью может служить и само кольцо), работает как бустер-размножитель нейтронов. К следующему импульсу (или через несколько импульсов) колесо поворачивается, и энергояделяние происходит уже в другой части кольца. Охлаждается топливо по всей поверхности; выигрывает в тепловой мощности равно отношению всей массы урана к эффективной критической единичной массе.

Вариант аналогичного импульсного реактора с твердым циркулирующим топливом дан на рис. 10.8. Средняя тепловая мощность такого ИРПД при охлаждении водой будет ~ 4 МВт. При усложнении конструкции мощность можно повысить раз в десять (увеличивая диаметр кольца, используя горючее в виде тонких твэлов и т. д.).

Все варианты циклокотов имеют еще одно преимущество помимо высокой средней мощности, а именно, понижению мощности фона запаздывающих нейтронов вследствие распада нейтронноактивных осколков деления за время циркуляции топлива. Для ИРПД, схема которого изображена на рис. 10.8, доля эф-

фетивной фоновой мощности была бы в 10 раз ниже, чем у ИБР-2, и составляла бы 0,5% средней мощности.

Для существенного снижения длительности вспышки ИРПД (до нескольких микросекунд) нужно повысить скорость изменения реактивности на два порядка и довести ее до 10^4 Ккал/с

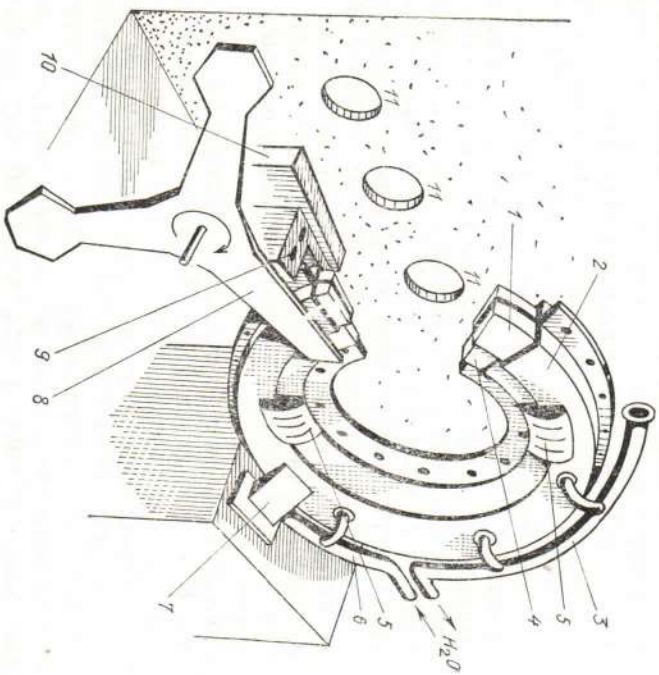


Рис. 10.8. Вариант импульсного реактора с циркулирующими твердым топливом:

1 — два спаренных кольца из металлического урана (внешний диаметр — 1,12 м, внутренний диаметр — 0,57 м, толщина — 5,2 см, скорость вращения — 3 об/с); 2 — кожух урановых колец; 3 — отвод охлаждающей воды; 4 — ротор асинхронного двигателя (спарен с кольцами); 5 — статор асинхронного двигателя; 6 — подвод воды; 7 — опора кожуха; 8 — подвижный отражатель (показан условно, без привода и кожуха); 9 — стержни для регулирования и стационарный отражатель; 10 — замедлитель нейтронов; 11 — нейтроноводы

при амплитуде модуляции не менее 10^{-2} Ккал . Эта задача представляется неосуществимой, если не использовать различного рода взрывные процессы. Интересная идея предложена Аскарьяном и др. [30]. Предлагается использовать явление сверхжесткости вещества, обусловленного со всех сторон мощным пучком света лазера или заряженных частиц. При энергии излучения 100 кДж за время 10^{-9} с , согласно расчетам авторов работы [30], частица вещества с массой 0,01 г будет сжата в 100 раз (давление 10^{11} атм). Если частица будет из делящегося вещества, то

из-за высокой плотности критическая масса окажется очень малой, и коэффициент размножения нейтронов в сверхсжатой частице будет больше единицы. Если в этот момент появится инициирующий нейтрон, то разовьется цепная реакция. Время жизни нейтронов в таком микрообъеме порядка $3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$; для достижения высокой плотности делений непрерывная цепочка делений, связанная одним нейтроном, должна продолжаться не менее $35-40$ поколений, т. е. порядка 10^{-9} с [31]. Значит, такое же время вещество должно находиться в сверхсжатом состоянии.

Налицо термоядерных нейтронов* не может существенно сократить это время. Время жизни вещества в сверхсжатом состоянии, по оценке авторов идеи, порядка 10^{-10} с . Значит, полную энергию излучения следует оценивать в 1000 кДж. Давление, развивающееся от нагрева частицы делением урана, разбрасывает ансамбль и прекращает цепную реакцию. Число делений в этом микроядерном взрыве будет $\sim 10^{17}-10^{18}$, длительность нейтронной вспышки — 10^{-10} с . Частица вспышек будет определяться техническими возможностями источника излучения (лазеров или ускорителей), а также охлаждением и прочностью корпуса, принимающего на себя всю кинетическую энергию взорвавшейся «мины» (напомним, что энергия, выделяющаяся при делении 10^{17} ядер урана, соответствует сторанию 0,8 кг тротила). По-видимому, верхний предел частоты повторения вспышек не превысит десятых долей герца. Едва ли можно надеяться поэтому, что взрывные процессы позволят поднимать среднюю интенсивность источников нейтронов на основе реакции деления. Но за счет снижения длительности вспышки (как бы быстрых, так и тепловых нейтронов) возможности нейтронной спектроскопии на таких установках можно увеличить.

Очень важно, что направление технического прогресса в разработке конденсированных источников излучения для создания микроритмических масс полностью совпадает с проблемами термоядерного синтеза. Так что направление это можно уверенно считать перспективным.

Для тех задач, которые решаются с помощью ИРПД (см. § 10.1), «качеством» источника нейтронов следует считать флюенс нейтронов за вспышку или объемную плотность дозы в месте установки образца (эти величины пропорциональны друг другу для заданного спектра нейтронов). Иногда существенна мощность дозы.

Максимальные возможности в этом направлении уже реализованы — имеется в виду обычный атомный взрыв. К стати

* Термоядерные нейтроны будут возникать во время облучения в тонкой оболочке из водородосодержащего вещества, покрывающей урановую сферу; эта оболочка может играть двойную роль — увеличивать светораскатное давление (так называемое абляционное покрытие) и снижать энергию вылетающих нейтронов, формируя нужный для экспериментов спектр.

говора, атомный взрыв как источник нейтронов превосходит по «качеству» также и импульсные источники периодического действия из-за очень высокой интенсивности излучения [32]. Во взрыве с тротиловым эквивалентом 10 тыс. тонн выделяется $3 \cdot 10^{24}$ быстрых нейтронов — столько, сколько в реакторе ИБР за 100 лет (!) работы. Однако физические эксперименты с помощью атомных подземных взрывов не получили распространения: это объясняется сложностью экспериментального оборудования и невозможностью повторения опыта в идентичных условиях. Поэтому прогресс в получении большой объемной плотности энерговыделения за одну вспышку (которая и определяет «качество» импульсного источника для облучения) будет достигнут на пути создания установок повторного действия. Современные импульсные реакторы имеют энерговыделение на вспышку до 10^{14} дел./см²; увеличение этого параметра на один порядок приводит уже к взрывному процессу, так как материал активной зоны почти мгновенно испаряется при плотности энергии 10^{15} дел./см². Главная трудность на этом пути — преодоление разрушающего действия взрывного процесса и восстановление исходной конфигурации активной зоны и всей установки за короткое время, исчисляемое часами.

Д. Кинг (Лос-Аламосская научная лаборатория) предложил проект импульсного реактора на быстрых нейтронах с разрушаемой активной зоной [33]. Жидкий раствор урановой соли с большой концентрацией урана в исходном положении находится в подкритическом состоянии (рис. 10.9); с помощью гидравлической машины раствор «выстреливается» в большую термостатную полость и освобождается от поглощающих борсодержащих стержней. В полости реактор становится надкритическим на мгновение нейтронах, и происходит взрыв с самоопиением; разлетевшиеся продукты взрыва охлаждаются на стенках полости и собираются вновь внизу. В таком варианте, согласно оценкам автора работы [33], можно получать воспроизводимые импульсы с выходом до 10^{20} делений при плотности делений 10^{15} дел./см². Флюенс быстрых нейтронов в экспериментальном канале может быть до 10^{16} нейтр./см², что в 10 раз превышает значение этого параметра для металлургических урановых зон. Длительность же вспышек для этих установок примерно одинакова.

Увеличение плотности делений еще на порядок вряд ли возможно, так как при этом будут разрушаться даже неделящиеся конструкции внутри (или вблизи активной зоны) из-за сильного нагрева у-квантами деления*.

* Это не относится к изложенному выше случаю микрокритического взрыва, где плотность делений достигает 10^{23} дел./см², однако использовать сверхбольшую плотность нейтронов для облучения образцов невозможно по понятным причинам.

При исследовании радиационных повреждений с быстрой релаксацией, кинетики химических реакций, индуцированных излучением, «качество» эксперимента может быть очень критично к длительности вспышки источника. Известны идеи опытов, требующих микросекундных

вспышек высокой интенсивности. Помимо установки, использующей лазерное инициирование, которая еще весьма проблематична, в этом направлении реальные возможности могут дать бустерные системы. Если задана длительность вспышки, то задано и разное число бустера (см. § 9.2). Например, для $\theta_{1/2} = 1$ мкс и $\tau = 10^{-8}$ с разное число бустера равно 100. Тогда число нейтронов во вспышке определяется только энергией электронного (или протонного) пучка. Существует проект сверхмощного бустера на основе высоковольтного ускорителя электронов плазменного типа HERMESII с силой тока 200 кА и энергией ускоренных электронов 25 МэВ [34]. Авторы проекта EDNA предполагают, что бустер может дать до 10^{17} делений на импульс длительностью 1 мкс; флюенс быстрых нейтронов на образце составит 10^{15} нейтр./см². Этого можно достигнуть при энергии пучка ускоренных электронов 0,5 МДж; по-видимому, такой интенсивный импульс электронов будет разрушать мишень при любой разумной ее конструкции, так как нагрев материала мишени будет достигать 2000—3000° за импульс. Поэтому проект EDNA реально осуществим для энерговыделения не более $(2-4) \cdot 10^{16}$ делений.

Для создания сверхмощных бустеров более перспективно использование протонных ускорителей на энергии 0,5—1 ГэВ [35].

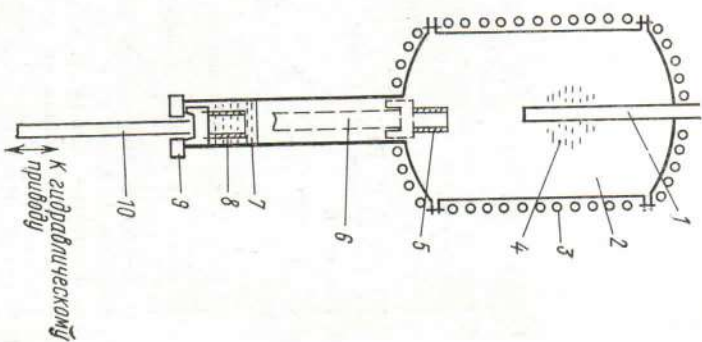


Рис. 10.9. Схема импульсного реактора с разрушаемой активной зоной [33].

1 — экспериментальный канал; 2 — термостатная полость в проном случае; 3 — охлаждающие трубы; 4 — активная зона в надкритическом состоянии; 5 — цилиндр на подложке; 6 — материал в верхней части; 7 — гидравлический привод; 8 — гидравлический привод; 9 — гидравлический привод; 10 — гидравлический привод в исходном положении