

Баско М.М.
Гуськов С.Ю.
Диденко А.Н.
Забродин А.В. и др.

**Ядерный синтез
с инерционным
удержанием.
Современное
состояние и
перспективы для
энергетики**



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 539.17
ББК 31.49
Ш 25

Авторский коллектив:

М.М. Баско, С.Ю. Гуськов, А.Н. Диденко, А.В. Забродин, В.С. Имшенник,
Д.Г. Кошкарёв, М.В. Масленников, С.А. Медин, С.Л. Недосеев, Ю.Н. Орлов,
В.П. Смирнов, В.И. Субботин (руководитель авторского коллектива),
Л.П. Феоктистов, В.В. Харитонов, М.Д. Чуразов, Б.Ю. Шарков

Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики / Под ред. Б.Ю. Шаркова. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. — 264 с. — ISBN 5-9221-0619-8.

Книга посвящена рассмотрению теоретических и экспериментальных аспектов разработки мишеней инерциального термоядерного синтеза (ИТС) и мощных, эффективных и безопасных источников нагрева плазмы (драйверов), согласованных с реакторной камерой, системой наработки топлива и отбора тепла для целей энергетики.

Книга предназначена самому широкому кругу научных работников-физиков, занимающихся современными проблемами ядерной энергетики, а также аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик РАН В.И. Субботин, Б.Ю. Шарков, Ю.Н. Орлов, Л.П. Литовкина

ISBN 5-9221-0619-8

© ФИЗМАТЛИТ, 2005

© Коллектив авторов, 2005

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Введение. Орлов Ю.Н., Шарков Б.Ю.	9
Литература.	16
 Глава 1. Принципиальная схема ИТС. Смирнов В.П., Субботин В.И., Шарков Б.Ю.	17
Литература.	20
 Глава 2. Драйверы ИТС. Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Смирнов В.П., Шарков Б.Ю.	21
2.1. Лазерные драйверы ИТС.	21
2.1.1. Общие требования к лазерным драйверам	21
2.1.2. Твердотельный лазер на неодимовом стекле	23
2.1.3. Газовые лазеры	25
2.1.4. Заключение.	27
2.2. Системы на основе сильноточного импульсного электрического разряда	27
2.3. Ускорители тяжелых ионов	30
Литература.	32
 Глава 3. Мишени ИТС. Баско М.М., Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Чуразов М.Д.	34
3.1. Термоядерное усиление мишеней инерциального синтеза	35
3.2. Мишени лазерного термоядерного синтеза	41
3.2.1. Мишени прямого облучения.	41
3.2.2. Лазерные мишени непрямого облучения.	45
3.2.3. Рентгеновские мишени прямого облучения	47
3.2.4. Прямое зажигание — быстрый поджиг.	48
3.3. Мишени тяжелоионного синтеза.	53
3.3.1. Мишени непрямого действия; конструкция ДТ-капсулы	55
3.3.2. Рентгеновские мишени с просторным хольраумом	56
3.3.3. Рентгеновские мишени с тесным хольраумом и распределенным конвертером	58
3.3.4. Цилиндрическая мишень прямого облучения с быстрым поджигом	61
3.4. Мишени для систем с драйвером на основе Z-пинча	65
3.4.1. Хольраум с излучающим Z-пинчем	65
3.4.2. Термоядерное горение плотного шнура из ДТ-топлива	67
3.5. Сравнительный анализ энергетической эффективности мишеней ИТС	69
Литература.	73

Глава 4. Концепции реакторной камеры и электростанции на основе ИТС. Забродин А.В., Имшенник В.С., Кошкарёв Д.Г., Масленников М.В., Медин С.А., Недосеев С.Л., Орлов Ю.Н., Чуразов М.Д., Шарков Б.Ю.	75
4.1. Реакторы на основе ИТС.	75
4.1.1. Классификация реакторов ИТС	75
4.1.2. Реактор с жидким бланкетом (HYLIFE-II)	78
4.1.3. Реактор со смоченной первой стенкой	80
4.1.4. Реактор с сухой первой стенкой	84
4.1.5. Отклик камеры реактора на воздействие потоков энергии	87
4.2. Базовые схемы электростанции ИТС.	91
4.2.1. Классификация электростанций на основе ИТС.	91
4.2.2. Основные энергетические показатели термоядерных электростанций	94
4.2.3. Гибридные схемы термоядерных электростанций	95
4.2.4. «Чистые» схемы термоядерных электростанций	96
4.2.5. Схемы с лазерным драйвером.	97
4.2.6. Схемы с тяжелоионным драйвером	97
4.2.7. Схемы с легкоионными и электронными драйверами	98
4.2.8. Оценка схем энергоустановок ИТС по энергетическим критериям.	98
4.3. Тепловые схемы электростанций ИТС	99
4.3.1. Структура тепловой схемы.	99
4.3.2. Факторы, ограничивающие верхнюю температуру теплового цикла.	101
4.3.3. Выбор единичной мощности энергоблока ИТС	104
4.4. Концепция электростанции на основе тяжелоионного драйвера и термоядерной мишени с быстрым поджигом (проект ИТИС)	105
4.4.1. Особенности реакторов ИТС на основе тяжелоионного драйвера	105
4.4.2. Мощный тяжелоионный драйвер.	107
4.4.3. Цилиндрическая мишень	110
4.4.4. Дизайн камеры реактора	113
4.4.5. Отклик первой стенки камеры на микровзрыв.	116
4.4.6. Энерговыведение в бланкете реактора	119
4.4.7. Расчет тепловой схемы термоядерной электростанции.	122
4.4.8. Заключительные замечания к п.4.4	124
4.5. Реактор ИТС на основе Z-пинчей	126
4.5.1. Принципиальная конструктивная схема ИТРЗ(Н)	126
4.5.2. Анализ концепции импульсного термоядерного реактора с низкой частотой повторения микровзрывов — ИТРЗ(Н)	129
4.5.3. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе с низкой частотой повторения микровзрывов	131
4.5.4. Импульсные тепловые процессы в материале первой стенки и бланкета ИТРЗ(Н). Качественное рассмотрение	131
4.5.5. Воздействие излучения на первую стенку реакторной камеры	134
4.5.6. Основные параметры гибридного ИТРЗ(Н).	135

4.5.7. Выводы.	136
Литература.	137
Глава 5. Экономические оценки электростанций на основе инерциального термоядерного синтеза. Харитонов В.В.	140
5.1. Введение	140
5.2. Ключевые параметры электростанции на основе ИТС	141
5.3. Аналитические оценки стоимости электроэнергии	143
5.4. Численное финансовое моделирование термоядерной электростанции	150
5.5. Сравнительный анализ различных вариантов проекта	157
5.6. Сравнение вариантов проекта с разным количеством реакторов	159
5.7. Заключение	163
Литература.	164
Глава 6. Преимущества ИТС, проблемы и перспективы развития. Орлов Ю.Н., Смирнов В.П., Субботин В.И., Феоктистов Л.П., Шарков Б.Ю.	165
Литература.	171
Приложение А. Схема реактора ИТС с Z-пинчевым драйвером и плазменными транспортирующими линиями. Недосеев С.Л.	172
А.1. Принципы магнитной самоизоляции	178
А.2. Топология и конструкции реальных концентраторов тока на МИВТЛ	173
А.3. Плазменная транспортирующая линия (ПТЛ) с магнитной самоизоляцией	175
А.4. Схемы реактора с драйвером на Z-пинче с ПТЛ	178
Литература.	179
Приложение Б. Анализ схемы импульсного плазменно-ядерного реактора (ИПЯР) с нейтронным источником на основе Z-пинча. Недосеев С.Л.	180
Б.1. Введение	180
Б.2. Схема импульсного плазменно-ядерного реактора (ИПЯР)	181
Б.3. Плазменный источник нейтронов на основе быстрого Z-пинча	187
Б.3.1. Введение.	187
Б.3.2. Принципиальная схема источника нейтронов на основе аксиально неоднородного дейтериевого Z-пинча	188
Б.3.3. Экспериментальные результаты.	189
Б.3.4. Экстраполяция полученных результатов на параметры полномасштабного источника DT-нейтронов для ИПЯР	190
Б.3.5. Оценка параметров оптимального пинча-мишени	191
Б.3.6. Принципиальная схема ПОИ	192

Б.3.7. Оценка периода осцилляции.	193
Б.3.8. Замечания о температуре мишени в ПОИ.	193
Б.3.9. Заключительные замечания о скейлингах.	195
Литература.	195
Приложение В. Концепция реактора на основе Z-пинча с вос- становливаемой транспортирующей линией. Недосеев С.Л.	196
Литература.	198
Приложение Г. Предложение по использованию мощного тяже- лоинного драйвера для построения ядерной энергетики деле- ния с инерционным удержанием. Кошкарев Д.Г.	199
Литература.	203
Приложение Д. Методы накопления энергии. Диденко А.Н.	204
Д.1. Использование энергии ТЯЭС для опреснения воды и получения водорода.	205
Д.2. Автономные источники электричества на основе топливных элемен- тов	213
Литература.	219
Приложение Е. Состояние и тенденции развития энергетики в России и в мире в XXI веке. Орлов Ю.Н.	220
Е.1. Мировые энергетические ресурсы.	221
Е.2. Состояние и прогнозы развития ТЭК России	232
Е.3. Воздействие ТЭК на окружающую среду	252
Е.4. Достоинства и недостатки ядерных реакторов деления и синтеза . .	257
Литература.	260
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ.	263

Предисловие

Авторский коллектив этой книги включает 16 известных в нашей стране и за рубежом ученых, которые работают в различных областях физики плазмы, ядерной энергетики, теплофизики, вычислительной математики, термоядерного синтеза, радиационного материаловедения, а также экономики атомной энергетики.

Книга является обобщением материалов, подготовленных Научным Советом РАН по анализу энергетических систем, работающим под руководством академика В.И. Субботина на базе Института теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова. Работа Совета началась в 1999 г. с ознакомительных обзоров и взаимной информации членов Совета, объединившего выдающихся специалистов из различных областей современной физики плазмы, ядерной энергетики, теплофизики, вычислительной математики, термоядерного синтеза, радиационного материаловедения. Очень быстро сложилась исключительно творческая атмосфера в работе коллектива, которая незамедлительно проявилась в генерации новых научных идей и научно-технических подходов к ИТС. Результатом работы Совета стал поток научных публикаций в журналах, докладов на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах. Оригинальные разработки Совета стали включаться в курсы лекций для студентов МИФИ и МФТИ по соответствующим специальностям.

В книге представлен анализ ядерно-физических, технологических, экономических и экологических особенностей инерциального термоядерного синтеза (ИТС), основанный на современных данных и с учетом новейших достижений в этой области науки. Подробно рассматриваются теоретические и экспериментальные аспекты разработки мишеней ИТС, а также мощных, эффективных и безопасных источников нагрева плазмы (драйверов), согласованных с реакторной камерой, системой наработки топлива и отбора тепла для целей энергетики. Показано, что привлекательность и экономическая конкурентоспособность реактора ИТС в будущем связана с ростом стоимости добычи углеводородного сырья и делящихся материалов, со стремительно возрастающей стоимостью хранения и утилизации отходов и с ожидаемым высоким физическим уровнем безопасности функционирования реактора.

Выявлены и сформулированы ключевые направления научных исследований и развития технологий в области ИТС, на которых должны быть сконцентрированы усилия ученых и инженеров, необходимые для реализации потенциала ИТС как возможной части ядерной энергетики будущего.

Первая глава дает представление о принципиальной схеме ИТС.

Во второй главе рассматриваются основные типы драйверов ИТС.

В третьей главе представлен обзор теоретических и расчетных результатов по коэффициентам термоядерного усиления различных мишеней инерциального термоядерного синтеза.

Наибольшая по объему четвертая глава должна вызвать у читателя особенное внимание. В ней рассматриваются концепции реакторной камеры и электростанции на основе ИТС. Анализируются базовые схемы электростанций ИТС и дается оценка схем энергоустановок ИТС по энергетическим критериям. Особый интерес представляет концепция электростанции на основе тяжелоионного драйвера термоядерной мишени с быстрым поджигом (проект ИТИС). Кроме того, обсуждаются новейшие идеи и предложения по конструктивным особенностям энергетических установок на основе сильноточного импульсного разряда.

В пятой главе приведен краткий обзор экономических показателей некоторых проектов электростанций на основе ИТС, проводится численное моделирование финансово-экономических характеристик термоядерного реактора и сравнительный анализ различных сценариев строительства и функционирования электростанции ИТС.

В шестой (заключительной) главе рассматриваются особенности ИТС, проблемы и перспективы развития с точки зрения его будущей интеграции в ядерную энергетику.

В Приложениях представлено более детальное освещение отдельных аспектов проблемы, а также обсуждается актуальная тема объединения водородной энергетики и ядерной в единый энергетический комплекс.

Мы надеемся, что эта книга даст читателю наиболее полное представление о состоянии ИТС, а также о перспективах развития этого направления для энергетики будущего.

Авторский коллектив выражает глубокую и искреннюю благодарность:

— Литовкиной Л. П. за колоссальный труд по подготовке рукописи к печати;

— Туртикову В. И. за техническую помощь на всех этапах подготовки рукописи к печати.

Д. ф.-м.н., профессор Б.Ю. Шарков.



Введение

Орлов Ю. Н., Шарков Б. Ю.

На протяжении всего развития цивилизации перед человечеством регулярно возникали энергетические проблемы, обусловленные как ростом численности населения, так и повышением уровня жизни, т. е. ростом удельного энергопотребления. До последнего времени эти проблемы успешно решались освоением новых видов энергетических ресурсов, калорийность которых и мощность добычи превосходили использовавшиеся ранее. Качественно новый этап в развитии энергетики в XXI веке состоит в наступающем истощении традиционных ископаемых топливных ресурсов и ужесточении экологических требований к функционированию энергетических систем. Это связано с тем, что уровень выбросов и отходов при производстве электроэнергии возрос до масштабов, влияющих на экосистему в целом. В этих условиях простое количественное наращивание энергетических мощностей с теми же производственными показателями, которые достигнуты к настоящему времени в сферах сжигания органического топлива и использования энергии деления ядер, становится неприемлемым с экологических и экономических точек зрения.

Реальной альтернативы использованию углеводородного и ядерного топлива для нужд теплоснабжения и производства электроэнергии в ближайшие десятилетия не ожидается. Требования научно-технического прогресса и сохранения, хотя бы существующего, состояния окружающей среды будут удовлетворяться посредством увеличения эффективности и чистоты производства электроэнергии и разработок новых способов энергосбережения. Этот путь связан с высокими дополнительными затратами и неизбежно ведет к удорожанию производства электроэнергии и, возможно, материального производства. Важным фактором является расширение использования нетрадиционных возобновляемых источников энергии (НВИЭ). Однако даже в оптимистическом сценарии развития НВИЭ покроют не более 2% будущих потребностей человечества. Кроме того, все без исключения НВИЭ имеют очень низкую плотность энергетических потоков, поэтому для крупномасштабного их использования требуется в первую очередь создание новых способов аккумуляции энергии, которые также были бы эффективны и не наносили бы экологического ущерба.

Современный этап развития энергетики вынуждает принимать краткосрочные решения, исходя из сложившегося баланса между спросом и потреблением энергоресурсов, но также и долгосрочные решения, связанные как с ускоряющимися потребностями человечества в но-

вых энергетических мощностях, так и с исчерпанием или экономической и экологической нецелесообразностью использования имеющихся топливно-энергетических ресурсов (ТЭР). Развитие топливно-энергетического комплекса (ТЭК) в ближайшие десятилетия будет определяться тем, по какому сценарию (сдерживающему или ускоряющему) будет изменяться энергопотребление в мире в целом и в развитых странах, в частности. А именно, сменится ли экспоненциальный рост энергопотребления (со скоростью примерно 2% в год) замедляющимся ростом и последующей стабилизацией на обозримую перспективу, или будет лишь кратковременное замедление роста? Вторым принципиальным моментом в реализации сценария развития ТЭК, имеющим непосредственное отношение к теме данной книги, является ответ на вопрос, потребуются ли в течение первой половины XXI века ускоренное развитие ядерной энергетики, и произойдет ли резкий рост использования НВИЭ посредством создания необходимой технологии экологически чистой и эффективной аккумуляции энергии? Таким образом, планирование устойчивого развития всей народнохозяйственной системы в целом невозможно без создания долгосрочной концепции развития энергетики. Кратко рассмотрим некоторые тенденции развития мировой энергетики, которые объясняют повышение интереса к термоядерному синтезу как будущему источнику энергии. Подробные данные и необходимые комментарии к ним содержатся в Приложении Е.

Мировые потребности составляют в настоящее время 11 млрд. т у. т. (тонн условного топлива) в год. Доля электроэнергии в общей структуре мирового производства энергии в последние десятилетия примерно постоянна и составляет 23–26%. Потребление первичных ТЭР в мировой электроэнергетике составляет 2,7 млрд. т у. т., из которых 11% приходится на нефть, 29% — на газ и 60% — на уголь. Доказанных запасов ископаемого топлива хватит максимум на 200 лет (по углю), а нефть и газ закончатся в течение 50 лет. Потенциальные запасы традиционного топлива оцениваются величиной $12,8 \cdot 10^{12}$ т у. т., (что в 10 раз больше доказанных, в основном это касается угля). Другие ресурсы не имеют в настоящий момент определяющего значения, хотя их вклад в развитие отдельных регионов может быть решающим. Газ закончится раньше остальных ресурсов, поэтому его доля в производстве тепловой и электрической энергии должна быть уменьшена в пользу угольной и ядерной составляющих. В то же время экологические показатели затрудняют использование угля, а большие тепловые потери при выработке электроэнергии на АЭС и проблема радиоактивных отходов сдерживают развитие ядерной энергетики.

Таким образом, ограниченность ископаемых ресурсов и усиление воздействия на экосистему в процессе их утилизации стимулировали развитие энергетики на базе возобновляемых ресурсов, которые являются относительно чистыми в экологическом плане, однако, их доля

в общем производстве мала и при современном уровне технологии не может быть существенно увеличена. Значительный прирост выработки электроэнергии в последние годы был получен на АЭС, однако строительство последних сталкивается с противодействием целого ряда факторов, главные из которых следующие.

Основу современной ядерной энергетики составляют реакторы на тепловых нейтронах, в которых можно утилизировать всего 1–2 % природного урана, тогда как будущее за реакторами на быстрых нейтронах с замкнутым топливным циклом. В России Белоярская АЭС с реактором на быстрых нейтронах (БН-600) работает с 1980 г. В других странах (Франция, Великобритания, США) были построены аналогичные экспериментальные реакторы. Однако развитие ядерной технологии на быстрых нейтронах замедлилось. Общее развитие ядерной энергетики сдерживают такие факторы, как значительный экологический ущерб при возможных авариях на АЭС, а также трудности с хранением и переработкой отходов ядерного топлива. Это привело к тому, что некоторые страны Европы приняли решение о выводе из эксплуатации АЭС с устаревшим оборудованием и замены выходящих мощностей ископаемыми ресурсами или нетрадиционной энергетикой. Такое решение приведет к дополнительным капиталовложениям в основные фонды энергетического комплекса и повышению цен на энергоносители и электроэнергию. Это означает, что проблемы энергообеспечения будут приобретать все большую значимость не только в связи с ограничением топливных ресурсов, но и в силу меняющихся представлений о желательном качестве жизни, то есть экология производства энергии становится одним из наиболее существенных факторов.

Все это показывает, что для устойчивого развития общества в перспективе необходимо развивать энергетику, использующую практически неограниченный ресурс, безопасную в эксплуатации и достаточно чистую в экологическом плане. Из рассматриваемых возможностей этим требованиям в значительной степени отвечает термоядерная энергетика, поэтому необходима интенсификация исследований в этой области. Однако эксперименты по ядерному синтезу очень дороги и энергоемки, поэтому необходимо найти «излишки» первичных ресурсов, за счет которых может быть построена энергетика будущего. Такие излишки могут образоваться как в силу повышения экономичности использования ТЭР, так и по причине уменьшения темпов роста численности населения. Снижение рождаемости характерно сейчас для народонаселения всего мира, что по-видимому, происходит вследствие более высокого уровня жизни. Падение рождаемости на фоне стабилизировавшегося энергопотребления особенно заметно именно в развитых странах, где фертильность в два раза ниже порога простого воспроизводства. Возможно, в дальнейшем эта тенденция изменится, но в настоящее время она служит естественным демпфером энергетического кризиса.

Таким образом, для поддержания устойчивого развития в мире новые принципы и технологии в энергетике могут быть востребованы уже в обозримом будущем. В своем анализе сложившейся ситуации мы исходили из сценария продолжающегося роста энергопотребления, хотя и с замедленными темпами. В этой связи необходимо рассмотреть энергетические перспективы использования такого мощного ресурса, как энергия термоядерного синтеза.

На привлекательность использования реакций синтеза легких ядер для целей экологически чистой, безопасной и экономически выгодной энергетики будущего было обращено внимание около 50 лет назад. Аргументы в пользу управляемого термоядерного синтеза (УТС) хорошо известны специалистам: от наивысшей, среди известных человечеству, калорийности дейтериевого топлива, равно как и эквимольной DT-смеси ($\sim 3,4 \cdot 10^{14}$ Дж/кг) и практической неисчерпаемости запасов дейтерия в природе, до весьма скромных уровней радиоактивных отходов, по сравнению с энергетическими циклами на основе реакций деления актиноидов.

Известно, что для протекания энергетически выгодной реакции синтеза в объёме термоядерного топлива необходимо удовлетворить двум требованиям:

- нагреть плазму до термоядерных температур (~ 10 кэВ для эквимольной смеси DT);

- удерживать её достаточно долго так, чтобы выделившаяся энергия синтеза превзошла энергию, затраченную на нагрев и удержание. Численный критерий, отражающий оба этих условия, известен как критерий Лоусона:

$$n\tau \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}, \quad (1)$$

где n — концентрация ионов в плазме, τ — время удержания при температуре ≥ 10 кэВ.

В отличие от звезд, где реагирующее вещество удерживается, сжимается и нагревается силами гравитации, на Земле эти задачи можно решать следующими способами:

- 1) с помощью удержания плазмы в стационарном состоянии в сильном магнитном поле (идея И. Е. Тамма и А. Д. Сахарова, нашедшая своё воплощение в системах типа токамак, стелларатор, адиабатическая ловушка и др.);

- 2) использованием силы инерции, которая препятствует быстрому разлету плазмы и позволяет прореагировать достаточному количеству вещества в импульсном режиме (впервые для термоядерного горения идея реализована Э. Теллером (США) и А. Д. Сахаровым (СССР) при создании термоядерного оружия в 1951–1953 гг.).

В данной книге мы сосредоточим внимание на втором способе (так называемом инерциальном термоядерном синтезе — ИТС) и рассмотрим его возможности с точки зрения использования для целей энергетики.

Действительно, реализуемость принципа инерциального удержания была доказана экспериментально для масштаба массы термоядерного топлива, соответствующего зарядам термоядерных бомб ($\sim 1 \text{ кг}$)¹). Однако для целей построения энергетики требуется уменьшить массу топлива до таких масштабов, когда выделившуюся термоядерную энергию можно было бы утилизировать в камере реактора с приемлемыми размерами и характеристиками. Далее следуют вопросы — какова необходимая энергия для инициирования микровзрыва и какие источники энергии могут являться кандидатами в драйверы? Какими должны быть камера реактора и теплоноситель? Как сделать ИТС экономически выгодным и экологически безопасным? Какие энергетические проблемы могут быть решены с помощью ИТС, т.е. каков временной режим работы реактора, энергию какого вида он может производить и т.п.?

В реакторе с тепловой мощностью 300 МВт в результате микровзрыва должно выделяться около $3 \cdot 10^8 \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1}$. Ясно, что при калорийности топлива $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1}$ и степени выгорания $\sim 30\%$ необходимо использовать порядка 3–4 мг топлива. (Заметим, что $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ Дж}$ выделяется при взрыве около 100 кг химического ВВ). В 80-х годах при проведении подземных ядерных испытаний были предприняты усилия по зажиганию мишеней с минимальной массой топлива (в ходе экспериментов Центурион–Хелайт в США и аналогичных исследований, проведенных ВНИИТФ в СССР). Опубликованные впоследствии американские данные по скэйлингам коэффициента усиления мишеней от энергии драйвера основаны на полученных калибровочных точках.

Исследования по ИТС получили бурное развитие после предложений, сделанных независимо Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным в СССР (1964 г.) и Дж. Накколсом и Р. Киддером в США (1961 г.), см. [1]. Суть и новизна предложений состояла в идее использовать излучение мощного лазера²), с целью сжатия и последующего зажигания миллиграммовых количеств топлива, для получения микровзрывов в лабораторных условиях.

Работы по созданию мощных лазеров различных типов были возвращены в 70–80 гг. в США, СССР, Японии, Англии, Франции и многих других странах мира. Особое звучание задача получения термоядерного микровзрыва в лабораторных условиях получила после вступления в силу договора о всеобъемлющем запрете испытаний ядерного оружия и объявления соответствующего моратория в 1991 г. При этом работы по ИТС стали рассматриваться как возможность моделиро-

¹) Масса вычисляется, исходя из калорийности топлива и предполагаемого термоядерного эквивалента заряда.

²) В отличие от оружейных схем, где необходимая энергия для сжатия и нагрева термоядерного топлива обеспечивается при взрыве делящегося вещества.

вания физических процессов, протекающих при ядерных испытаниях, с точки зрения воспроизведения физических параметров вещества при соответствующем масштабировании. Эти соображения стимулировали создание крупных лазерных установок в США (NIF — Ливермор, OMEGA — Rochester и др.), во Франции (LMJ — Бордо), в России (ИСКРА-5 и ИСКРА-6 — Саров).

Все эти годы вопросы, связанные с применением ИТС для энергетики, ставились и обсуждались. Более того, было опубликовано несколько концептуальных проектов электростанций на основе ИТС (проекты HIBALL, HYLIFE, LIBRA и др.). Однако по уровню финансирования задачи энергетики всегда оставались на втором плане, по сравнению с задачами достижения единичного акта зажигания миллиграммовых количеств DT-топлива. Такие важнейшие, с точки зрения энергетики, проблемы, как большая частота (1–10 Гц) повторения микровзрывов и соответствующих греющих импульсов драйвера, КПД драйвера, особенности конструкции камеры реактора ИТС, проблемы наработки трития и эффективной утилизации энергии микровзрыва в тепловом цикле, впервые во всем объеме были рассмотрены в книге [2]. В этой книге особое внимание при сравнении различных драйверов (возможных кандидатов для энергетической установки) было справедливо уделено тяжелоионному ускорителю-драйверу, как имеющему высокий КПД ($\sim 25\%$) и способному уже сегодня работать с необходимой частотой импульсов на основе хорошо освоенных современных ускорительных технологий.

Сегодня у специалистов мало сомнений, что однократное зажигание термоядерного топлива с массой ≤ 1 мг в лабораторных условиях может быть достигнуто в ближайшее десятилетие с помощью мощных лазеров или мощного импульсного электрического разряда (Z-пинча). Достижение условий поджига обогатит ИТС бесценными экспериментальными данными по устойчивости обжата топливных капсул, симметрии облучения, профилю энерговложения, необходимых для достижения температур и плотностей плазмы при зажигании. Кроме того, будут получены новые уникальные результаты по фундаментальной физике высокой плотности энергии в веществе. Однако этого недостаточно. Параллельно с движением к этой важной, но не единственной, цели международное научно-техническое сообщество ИТС под эгидой МАГАТЭ [3] в настоящее время сосредотачивается на проблемах, непосредственно связанных с построением основ энергетики ИТС: обеспечение частотного режима работы драйвера с высоким КПД; разработка согласованной системы драйвер — мишенный узел — реакторная камера; обеспечение эффективной утилизации энергии микровзрывов в камере реактора при импульсной нагрузке с частотой следования импульсов 1–10 Гц; обеспечение воспроизводства термоядерного топлива; обеспечение экологически и экономически конкурентоспособных показателей теплового цикла. При этом следует принять во внимание, что ИТС имеет ряд важных отличительных особенностей. Так по срав-

нению с реакторами деления, для первоначального зажигания реакции синтеза следует произвести большие энергозатраты. К несомненным достоинствам ИТС следует отнести безопасность, т.е. отсутствие физической возможности для разгонной аварии: при выключении драйвера термоядерные микровзрывы становятся, в принципе, невозможными. К важным достоинствам относится экологическая чистота (приблизительно в 100 раз более низкий уровень радиоактивности отходов). Относительная свобода в выборе конструкционных материалов позволит снизить уровень их активации и избежать наработки долгоживущих радиоактивных изотопов.

По сравнению с системами УТС с магнитным удержанием важнейшим преимуществом ИТС является пространственное разделение камеры реактора ИТС с драйвером: пучки ионов от ускорителя или лучи лазеров могут транспортироваться на значительные расстояния до ввода в камеру реактора. Это обстоятельство имеет огромное экономическое значение — один драйвер, работающий с частотой 10 Гц, может обслуживать несколько реакторных камер. В системах магнитного удержания камера реактора неизбежно объединена в одном объеме с системами нагрева и удержания плазмы. Кроме того, количество трития, необходимого для обеспечения работы токамака-реактора, измеряется килограммами, при коэффициенте выгорания $\sim 1\%$. В единичном микровзрыве будет использоваться ~ 1 мг трития при коэффициенте выгорания $\sim 30\%$. Таким образом, одновременно в камере реактора (в аварийно наиболее опасной зоне энергоустановки) будет находиться весьма малое количество трития. Геометрия ввода греющих пучков от драйвера в камеру реактора и ее конструкция таковы, что появляется возможность использования «жидкой стенки», которая воспринимает первичный удар продуктов микровзрыва и снижает активацию конструкционных материалов. В то же время следует отметить, что импульсный режим работы реактора ИТС создает более тяжелые условия для материалов первой стенки и всей конструкции реакторной камеры.

События последнего времени заставляют по новому взглянуть на потенциал ИТС для построения на его основе энергетики и на его место в энергетике будущего. К таким событиям следует отнести:

- успешные эксперименты на Z-пинчах, где достигнута температура рентгеновского излучения на уровне ~ 160 эВ, с полной энергией рентгеновского импульса ~ 2 МДж;

- новые результаты экспериментов по рекордному сжатию, нагреву и получению нейтронного выхода (до $\sim 10^{13}$ /имп.) на мощных лазерных установках NOVA (Ливерморская Национальная Лаборатория им. Лоуренса, США), VULCAN (Резерфордская Лаборатория, Англия), GEKKO-12ILE (Институт Лазерного Инженеринга, Осака, Япония) и ИСКРА-5 (ВНИИЭФ, Саров, Россия);

- эксперименты по «быстрому поджигу» в ILE, Осака;

— бурное развитие в мире работ по компьютерному моделированию процессов ИТС с применением т.н. «суперкомпьютеров»;

— осуществление термоядерного горения DT-топлива с заметным выделением энергии на токамаках JT-60 (Япония), JET (объединенная Европа) и TFTR (Принстон, США), а также разработка международного инженерного проекта ИТЭР;

— появление документа «Стратегия развития атомной энергетики в России в XXI веке» [4] с центральной идеей использования ядерных реакторов деления на быстрых нейтронах, обеспечивающих воспроизводство топлива.

В свете этих событий целью настоящей книги является:

— обзор последних научных достижений в области разработки мишеней ИТС, мощных эффективных и безопасных источников нагрева плазмы (драйверов), согласованных с реакторной камерой систем наработки топлива и отбора тепла для целей энергетики;

— анализ ядерно-физических, технологических, экономических, экологических и социальных особенностей ИТС, основанный на современных данных и с учетом новейших достижений;

— выявление и формулировка ключевых направлений научных исследований и развития технологий в области ИТС, на которых должны быть сконцентрированы усилия учёных и конструкторов, необходимые для будущего использования ИТС в энергетике.

Литература

1. Дюдерштадт Дж. и Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Hogan W.J. (ed). Energy From Inertial Fusion. — IAEA, Vienna, 1995.
3. Elements of Power Plant Design for Inertial Fusion Energy / IAEA CRP F1.30.08, 2001.
4. Стратегия развития атомной энергетики в России в XXI веке. — М.: ФГУП ЦНИИ.атоминформ, 2001.

Глава 1

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ИТС

Смирнов В.П., Субботин В.И., Шарков Б.Ю.

В соответствии с общей схемой ИТС, DT-топливо помещается в сферическую капсулу, в которой оно подвергается сжатию до колоссальных плотностей $\rho \sim (300-1000) \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ за счет импульса давления, обеспечиваемого внешним источником энергии — драйвером. В момент наибольшего сжатия достигаются необходимые условия по плотности и температуре вещества и происходит зажигание топлива, т.е. начинает идти ядерная реакция синтеза $D+T$ с выделением энергии в виде нейтронов и α -частиц. Нейтроны покидают зону реакции, а α -частицы тормозятся и отдают свою энергию топливу, содействуя развитию самоподдерживающегося процесса горения. Для этого необходимо, чтобы «оптическая толщина» сжатого топлива ρR (R — радиус сжатого топлива) превосходила универсальное значение, $\rho R \geq 0,5 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, определяемое пробегом α -частиц с энергией 3,5 МэВ, темпом лучистых потерь энергии из DT-плазмы и критерием инерциального удержания. В этих условиях заряженные продукты реакции синтеза — α -частицы, передают значительную часть своей энергии плотной плазме и процесс горения происходит при температурах 30–100 кэВ, соответствующих максимальным значениям скорости DT-реакции. Прежде чем реагирующее топливо разлетится под действием сил гидродинамического давления за время $\sim 10^{-10}$ с, должно прореагировать $\sim 30\%$ массы DT. Таким образом, требование сильного сжатия термоядерного топлива обусловлено необходимостью получения значительного коэффициента выгорания и большого коэффициента термоядерного усиления энергии G (см. гл. 3.) при относительно малой (не более нескольких миллиграмм) массе DT-топлива. Проблема равномерности сжатия топлива в ИТС является ключевой. В настоящее время установлены весьма жесткие требования к симметрии обжатия топливной капсулы — допускается неравномерность в пределах 1% [1]. Такая задача решается двумя способами :

1) за счет прямого воздействия со всех сторон множества лазерных или ионных пучков на капсулу (мишень прямого действия) (рис. 1.1),

при этом число пучков достигает ~ 100 , что, несомненно, усложняет конструкцию камеры реактора;

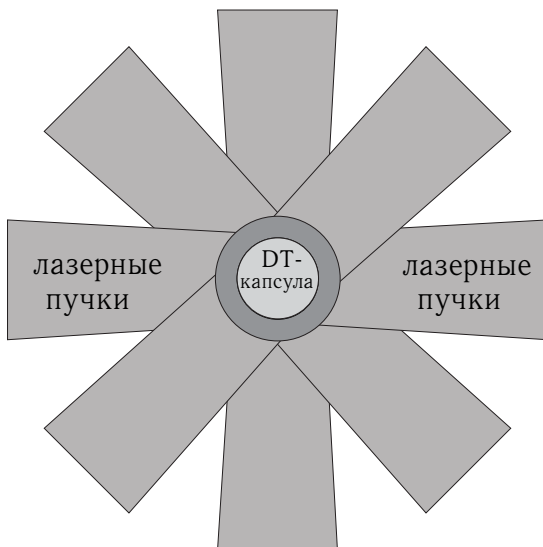


Рис. 1.1. Схематический вид лазерной мишени прямого облучения.

2) с помощью преобразования энергии драйвера в рентгеновское излучение; при этом капсула с DT-топливом помещается внутри специального объема (т.н. «хольраум»), заполняемого рентгеновским излучением с характерной температурой планковского спектра ~ 300 эВ¹⁾ (рис. 1.2).

Для уменьшения потерь энергии оболочка хольраума делается из тяжелого металла. Требуемая симметризация достигается за счет многократного переизлучения внутренними стенками оболочки хольраума. Такой класс мишеней называется мишенями непрямого действия (или рентгеновскими мишенями). В рентгеновских мишенях легче достигается необходимая симметрия обжатия, однако такие мишени проигрывают по эффективности преобразования энергии драйвера в кинетическую энергию сжимающейся оболочки топливной капсулы.

Наиболее важным параметром, характеризующим эффективность мишени, является коэффициент термоядерного усиления G , равный отношению выделившейся термоядерной энергии к энергии драйвера,

¹⁾ Излучение возникает в результате воздействия лазера на внутреннюю стенку хольраума (в случае использования лазерного драйвера), либо в результате нагрева ионным пучком вещества конвертеров, расположенных внутри хольраума, либо за счет нагрева многопроволочного лайнера в системах типа Z-пинча, см. гл. 2.

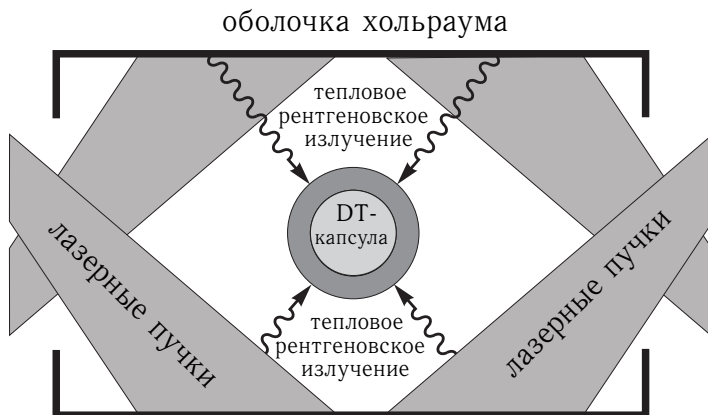


Рис. 1.2. Схематический вид лазерной мишени непрямого действия, с конверсией энергии лазерных пучков в тепловое рентгеновское излучение

затраченной на сжатие и поджиг топлива. В гл. 2. будет показано, что для обеспечения типичного для энергетических систем коэффициента усиления $G \sim 100$ требуется энергия драйвера ≥ 5 МДж. Если учесть, что энергия должна выделяться драйвером за время $\sim 10^{-8}$ с, то уровень мощности должен быть ≥ 500 ТВт.

Жесткие требования к параметрам драйверов могут быть существенно смягчены, если удастся реализовать принцип «быстрого поджига» термоядерной мишени. В соответствии с этим принципом функции по сжатию топлива и его зажиганию разделяются между двумя драйверами. Действительно, первый драйвер обеспечивает почти адиабатическое сжатие холодного топлива. В момент наибольшего сжатия поступает очень короткий ($\sim 10^{-10}$ с) и мощный ($\sim 10^{15} - 10^{16}$ Вт) импульс, который мгновенно повышает температуру сжатого топлива до необходимых 5–10 кэВ, обеспечивая условия зажигания. Достоинством схемы является то, что первый драйвер, несущий основную энергию ($\sim 2 - 3$ МДж), необходимую для сжатия, имеет сравнительно скромную мощность $\sim 10^{14}$ Вт. Тогда как поджигающий импульс при огромной мощности имеет относительно более скромную энергию ~ 100 кДж. Предложения по реализации схемы «быстрого поджига» разрабатываются как на основе пар драйверов (лазер + лазер, тяжелоионный пучок + тяжелоионный пучок), так и на основе их комбинации (тяжелоионный пучок + лазер) [2, 3, 4].

В результате термоядерного микровзрыва энергия выделяется в виде потока быстрых нейтронов, $E_n \leq 14,1$ МэВ (до 80%), рентгеновского излучения (10–15%), а также потока заряженных частиц плазмы и макрочастиц — осколков конструкции мишени ($\sim 5 - 10\%$). В современных проектах реакторных камер ИТС [2, 5] утилизация выделившейся энергии происходит в стенке камеры реактора, где она

преобразуется во внутреннюю энергию теплоносителя. Преобразование в электроэнергию предусматривается по трехконтурной схеме электростанции с промежуточным контуром с натриевым теплоносителем [5].

Основным и главнейшим параметром, определяющим энергетические показатели термоядерной электростанции, является коэффициент усиления мощности энергетического цикла K_e , который является произведением КПД драйвера η_d , коэффициента усиления мишени G , КПД теплового цикла η_T , коэффициента усиления мощности в blankets реактора M и равен отношению электрической мощности электростанции к мощности, затраченной на питание драйвера

$$K_e = N_e/N_d = M\eta_T G\eta_d.$$

Известно [6], что стоимость произведенной электроэнергии стремительно растет, если это отношение становится меньше 4 (т.е. драйвер начинает тратить более 25 % выработанной электроэнергии). Типичные значения для M находятся в интервале от 1 до 1,2, а для η_T — в интервале от 0,3 до 0,35. Следовательно, произведение $G\eta_d$ должно быть больше 10. Именно поэтому тяжелоионный драйвер имеет важнейшее преимущество перед другими типами драйверов, т.к. его КПД — $\eta_d \approx 25\%$ — позволяет выдвигать реалистические требования к коэффициенту усиления мишени G , т.е. сконструировать мишени с $G = 50-100$. Поскольку стоимость драйвера быстро растет в зависимости от его энергии, разработка эффективных драйверов, а также мишеней, обеспечивающих наибольший коэффициент термоядерного усиления G при наименьшей возможной энергии драйвера, являются ключевыми задачами ИТС.

Экономический анализ, проведенный различными исследовательскими группами, показывает, что себестоимость электроэнергии, произведенной с помощью ИТС, становится конкурентоспособной, когда один драйвер с частотой 10 Гц работает на 5 реакторов с тепловой мощностью каждого реактора ~ 1 ГВт [5, 6].

Литература

1. *Lindl J.* Inertial Confinement Fusion. — Springer. NY, 1998.
2. *Mima K.* Experimental Research on Fast Ignition. Inertial Fusion Science and Application 99; / *Labaune C., Hogan W., Tanaka K. (eds.)* ELSEVIER 2000. P. 381.
3. *Кошкарёв Д.Г., Чуразов М.Д.* Инерционный термоядерный синтез на базе тяжелоионного ускорителя-драйвера и цилиндрической мишени // Атомная энергия. 2001. Т. 91, вып. 1. С. 47–54.
4. *Logan G.* HIF 2002. L&PB 2002. V. 20, № 3. P. 28.
5. *Medin S.* HIF 2002. L&PB 2002. V. 20, № 3. P. 419.
6. *Hogan W.J., (ed).* Energy From Inertial Fusion. — IAEA, Vienna. 1995.

Глава 2

ДРАЙВЕРЫ ИТС

Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Смирнов В.П., Шарков Б.Ю.

В качестве драйверов, способных выделить требуемую мощность в импульсе, в настоящее время рассматриваются лазеры, тяжелоионные ускорители и системы на основе мощного импульсного электрического разряда — так называемые Z-пинчи. Рассмотрим особенности каждого из видов драйверов-кандидатов.

2.1. Лазерные драйверы ИТС

2.1.1. Общие требования к лазерным драйверам. Проблема лазерного драйвера для ИТС имеет две ступени развития. Первая — создание драйвера для демонстрации управляемой термоядерной реакции в лабораторных условиях, вторая — создание драйвера для промышленной энергетической установки на основе принципов инерциального термоядерного синтеза. Требования к параметрам драйверов, предназначенных для решения указанных задач, существенно отличаются. Основными параметрами лазерных драйверов ИТС являются: энергия в импульсе, длина волны излучения, длительность, мощность, интенсивность, частота повторения выстрелов, ресурс работы и КПД преобразования энергии накачки в лазерную энергию [1]. Существует еще один набор параметров (относящихся к отдельному лазерному пучку), к которому относится однородность сечению энергии по поперечному сечению пучка в зоне его падения на мишень, а также расходимость пучка.

Рассмотрим сначала проблему реализации требований к основным параметрам лазерного драйвера.

Требования на энергию в выстреле, длину волны, длительность импульса, мощность и интенсивность излучения для «лабораторного» и «реакторного» драйверов близки. Указанные параметры для «лабораторного» драйвера следующие: энергия $E = (0,5-2)$ МДж, длина волны $\lambda < 1$ мкм, длительность $\tau = (5-10)$ нс, мощность $W = (100-300)$ ТВт, интенсивность $J = (10^{14}-5 \cdot 10^{14})$ Вт·см⁻². Отметим, что нижний предел для энергии соответствует прямому способу сжатия мишени,

а верхний — не прямому, основанному на преобразовании энергии лазерного излучения в мягкое рентгеновское излучение. Указанный набор параметров для «реакторного» драйвера отличается только по энергии и длительности лазерного импульса, поскольку при той же физике взаимодействия излучения с мишенью, которая определяется длиной волны и интенсивностью излучения, «реакторный» драйвер должен обеспечить эффективное воздействие на более массивную мишень, чем «лабораторный» драйвер. Энергия «реакторного» драйвера E должна составлять (5–10) МДж, а длительность $\tau = (15–20)$ нс. В настоящее время есть основания полагать, что при взаимодействии драйвера с реакторной мишенью, которая будет иметь радиус в 1,5–2 раза больший, чем мишень, предназначенная для лабораторной вспышки, удастся сохранить классический режим взаимодействия лазерного излучения с веществом (с минимальным влиянием эффектов резонансного поглощения излучения, который сопровождается генерацией быстрых электронов и ионов). Режим такого взаимодействия отвечает умеренным интенсивностям лазерного излучения и относительно коротким длинам волн, когда выполняется условие $J\lambda^2 \leq 10^6$ Вт. При этом эффективность воздействия лазерного излучения на мишень, например, эффективность поглощения излучения, сжимающее мишень давление и т.д. растут с уменьшением длины волны излучения. По этой причине наиболее перспективные проекты «лабораторного» драйвера основываются на использовании коротких длин волны излучения $\lambda = 0,33$ (и даже 0,25) мкм. Однако для мишеней «реакторного» масштаба, которые будут иметь протяженную плазму испаренной части мишени, существует вероятность (и она подтверждается численными расчетами) снижения эффективности поглощения коротковолнового излучения, которая связана с другим отклонением от классического режима взаимодействия, а именно с развитием параметрических неустойчивостей и увеличением рассеяния излучения за счет процессов ВРМБ (вынужденного рассеяния Мальдемштамма–Бриллюэна) и вынужденного комбинационного рассеяния. Поэтому, для «реакторного» драйвера, возможно, придется использовать более длинноволновое излучение, чем для «лабораторного» драйвера, например, с длиной волны $\lambda = 0,5$ (или даже 1) мкм.

Отметим еще одно обстоятельство, имеющее отношение, главным образом, к проблеме реализации требований на энергию, длительность и плотность потока энергии драйвера. Речь идет о прямом зажигании мишени ИТС. Эта концепция представляет собой одно из наиболее перспективных направлений инерциального синтеза, которое основано на принципе разделения процессов сжатия и нагрева плазмы за счет использования двух драйверов. В схеме прямого зажигания энергетические требования на силовой драйвер, который предназначен для сжатия мишени, значительно мягче, чем для классической схемы. Параметры этого лазера реакторного масштаба следующие: энергия $E = (0,3–0,5)$ МДж, длина волны $\lambda < 1$ мкм, длительность

$\tau = (50-70)$ нс, мощность $N = (5-10)$ ТВт, интенсивность $J = (0,5 \times 10^{13} - 2 \cdot 10^{13})$ Вт·см⁻². Особая проблема в концепции прямого зажигания — это требования к параметрам зажигающего лазера. Этот лазер должен иметь сравнительно небольшую энергию (10–20 кДж), однако он должен обеспечивать очень высокую плотность потока энергии ($10^{18} - 10^{19}$ Вт·см⁻² за время 10–30 пс). В настоящее время достигнут очень большой прогресс в создании лазеров короткого импульса, обеспечивающих сверхвысокие плотности потока лазерного излучения для прямого зажигания. Однако максимальная энергия лазеров такого типа составляет пока еще только несколько сот джоулей.

Переход от «лабораторного» к «реакторному» драйверу (по указанному выше набору параметров), безусловно, будет составлять достаточно серьезную техническую задачу, однако ее решение, как сейчас представляется, не содержит в себе качественно новых проблем, по сравнению с «лабораторным» драйвером, схема которого, по крайней мере, в варианте твердотельного лазера, сегодня полностью проработана и успешно реализуется на практике. Главное различие в требованиях к параметрам «лабораторного» и «реакторного» драйверов состоит в проблеме частоты повторения выстрелов лазера, ресурсе его работы и КПД. Если для «лабораторного» драйвера три эти проблемы не являются принципиальными, то для «реакторного» драйвера требования на частоту повторения, ресурс работы и КПД представляют собой базовые требования для построения реального проекта промышленной энергетической установки. Для реактора с мощностью 1–3 ГВт, лазерный драйвер должен иметь частоту повторения не менее 5–7 Гц, КПД — не менее 10% и ресурс работы — 10^8 выстрелов.

Требования к параметрам отдельного лазерного пучка, как для «лабораторного» так и для «реакторного» драйверов, следующие: неоднородность распределения энергии по поперечному сечению в области взаимодействия с мишенью не хуже 1%, расходимость — не более 10^{-3} рад.

Рассмотрим состояние проблемы и перспективы создания лазерного драйвера для ИТС для наиболее перспективных с этой точки зрения типов лазеров.

2.1.2. Твердотельный лазер на неодимовом стекле. Твердотельный Nd-лазер является безусловным лидером с точки зрения энергии, которая достигнута в лабораторных условиях. Работы в области создания мощных Nd-лазеров для целей ЛТС ведутся в течение длительного времени (с конца 60-х годов) в крупнейших лабораториях мира. Наиболее крупная установка, лазер «Нова», была создана в Ливерморской лаборатории (США). Этот лазер был способен генерировать лазерные импульсы с энергией на уровне 100 кДж в течение 1–3 нс. На этом лазере были выполнены многочисленные эксперименты в области прямого и, особенно, непрямого сжатия мишеней ИТС. В 90-е годы в США, в Лаборатории лазерной энергетики Рочестерского университета, построен еще один крупный лазер «Омега», с энергией 60 кДж.

В настоящее время это самый крупный лазер, на котором ведутся исследования в области ИТС. Крупные твердотельные машины были построены также в СССР — лазер «Дельфин» (энергия — 3 кДж), во Франции — лазер «Фебус» (энергия — 10 кДж), в Японии — лазер Гекко-12 (энергия — 10 кДж), в Великобритании — «Вулкан» (энергия — 1 кДж).

Накопленный опыт в области исследования физики мощных твердотельных лазеров позволил США в середине 90-х годов приступить к строительству лазера NIF (Национальная установка для зажигания) на неодимовом стекле, рассчитанного на достижение термоядерной вспышки [2]. Точнее, согласно численным расчетам ожидается, что в экспериментах на этом лазере (в режиме однократных импульсов) будут достигнуты коэффициенты усиления, по отношению к энергии лазера, равные 5–7. Выходная энергия лазерного импульса будет составлять $\sim 1,8$ МДж и будет достигнута за счет последовательного усиления импульса задающего генератора ($\sim 0,1$ Дж) в 192 параллельных каналах усиления (рис. 2.1).

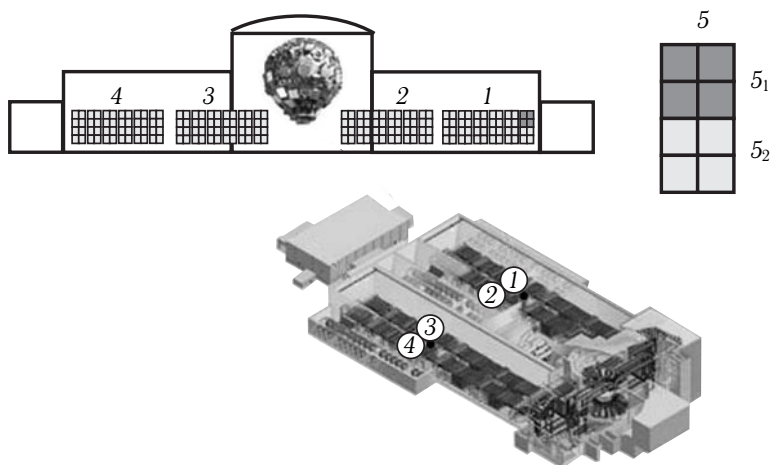


Рис. 2.1. Схема лазерной установки NIF. 1, 2, 3, 4 — группы лазерных усилителей; в середине здания — камера взаимодействия диаметром 10 м; 5 — кластер пучков лазерных лучей (5_1 и 5_2 — верхний и нижний квадруплеты лазерных лучей) [2]

Активной средой в усилителях является стекло с присадкой неодима, который обеспечивает длину волны основной гармоники лазерного излучения λ , равную 1,06 мкм. Предусматривается конверсия излучения в третью гармонику с эффективностью 60–70%. Физический КПД будет составлять доли процента. В экспериментах на этой установке планируется работа с обоими типами мишеней — с мишенями прямого действия и с рентгеновскими мишенями. Стоимость проекта оценивается приблизительно в 4 миллиарда \$ США, запуск при полной энергии

ождается в 2007–2008 гг. Во Франции также начато сооружение лазера на неодимовом стекле для осуществления термоядерной вспышки. Проект этого лазера, который получил название LMJ-лазер, очень близок к проекту лазера NIF и во многом повторяет его. Проектная энергия лазера составляет 2,1 МДж. В России в РФЯЦ-ВНИИЭФ осуществляется проект «ИСКРА-6» по созданию Nd-лазера, который будет обеспечивать на третьей гармонике энергию излучения 300 кДж. Итак, по-видимому, первым «лабораторным» драйвером для ИТС, с помощью которого будет продемонстрирована термоядерная вспышка, будет лазер на неодимовом стекле.

Основные проблемы, которые необходимо решить для того, чтобы Nd-лазер стал реальным кандидатом на роль «реакторного» драйвера, состоят в повышении КПД и обеспечении частотного режима работы лазера. Решение обеих проблем лежит на пути совершенствования способа накачки активной среды лазера, а именно, при переходе от ламповой накачки к диодной накачке, когда инверсная заселенность рабочих уровней лазера создается за счет накачки излучением светодиодов. Использование светодиодов может обеспечить не только КПД Nd-лазера на уровне 10 % (их собственный КПД достигает 50 %) и необходимую частоту повторения импульсов, но и необходимый ресурс работы системы накачки. В настоящее время исследования в области диодной накачки активно ведутся в США, Японии и Франции. Экспериментально продемонстрирована успешная работа Nd-лазера с энергией 100 Дж в режиме частоты повторения, равной 1 Гц, с КПД близким к 1 %. Физическая сторона решения проблемы понятна и в достаточной мере обоснована. Другая сторона проблемы состоит в том, что при современном уровне технологии светодиодные матрицы являются чрезвычайно дорогими [3, 4].

Таким образом, Nd-лазер является одним из наиболее реальных кандидатов и на роль «реакторного» лазера ИТС.

2.1.3. Газовые лазеры. Возможность создания лазерного драйвера ИТС на основе газового лазера весьма заманчива с точки зрения возможности достижения высокого КПД и частотного режима работы такого лазера. Среди газовых лазеров имеется три типа лазеров, которые способны, в принципе, обеспечить достижение параметров «реакторного» драйвера по энергии, длительности импульса и плотности потока энергии, доставляемой на мишень. Такими лазерами являются йодный лазер, CO_2 -лазер и эксимерные лазеры. Пионерские работы в области физики мощных йодных лазеров были выполнены в СССР. Активно работы в этой области развивались также в ФРГ и ЧССР. В настоящее время исследования в области взаимодействия излучения йодного лазера с веществом ведутся в России и Чешской Республике. В России, в РФЯЦ-ВНИИЭФ, действует крупнейший в мире йодный лазер «ИСКРА-5», способный обеспечить энергию 30 кДж в 12 пучках при длительности импульса до 2 нс на основной частоте излучения с длиной волны $\lambda = 1,35$ мкм [5]. На этом лазере был выполнен боль-

шой цикл исследований, посвященных в основном непрямому сжатию мишеней при преобразовании лазерного излучения в рентгеновское. В Чешской Республике в Институте Физики ведутся исследования на однопучковом йодном лазере «PALS». Лазер генерирует импульсы с энергией до 1,5 кДж на основной частоте излучения и до 1 кДж на третьей гармонике за время 0,5 нс [6].

Работы в области создания мощного CO_2 -лазера для целей ЛТС наиболее активно проводились в США и Японии. В США в Лос-Аламосской национальной лаборатории был создан наиболее крупный лазер этого типа «HELIOS» (на энергию 10 кДж), и был разработан проект CO_2 -лазера «ANTARES», на энергию 40 кДж. В середине 80-х годов работы в области CO_2 -лазеров для ЛТС были прекращены. Основная причина состояла в сложной физике взаимодействия длинноволнового излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) с веществом. Эксперименты показали, что на уровне энергии лазера равной 10 кДж невозможно предотвратить негативное влияние генерации быстрых электронов на сжатие мишени. Позже, однако, были опубликованы расчетно-теоретические работы, в которых было показано, что в достаточно массивных мишенях, соответствующих энергии лазерного излучения, превышающей 0,5–1 МДж, прогрев быстрыми электронами термоядерного вещества мишени (на стадии сжатия) может быть предотвращен за счет торможения электронов в оболочке мишени. Более того, было показано, что перенос энергии быстрыми электронами из низкоплотной области поглощения излучения ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) (которая соответствует низкой критической плотности плазмы, образующейся при воздействии длинноволнового излучения CO_2 -лазера) в более плотные слои вещества испаряемой части мишени приводит к генерации абляционного давления, сравнимого со случаем воздействия коротковолнового лазерного излучения [7]. Поэтому, в случае CO_2 -лазера может иметь место парадоксальная ситуация, лазер этого типа может не быть годным для демонстрации лабораторной термоядерной вспышки, но может оказаться весьма перспективным как «реакторный» драйвер.

И тем не менее, по состоянию на сегодня, как йодный лазер, так и CO_2 -лазер трудно рассматривать в качестве реальных кандидатов на роль «лабораторного» или «реакторного» драйвера. И основная причина для обоих типов лазеров — это сложная физика взаимодействия длинноволнового излучения с плазмой.

Из всех типов газовых лазеров самые серьезные перспективы, как реакторный драйвер, имеет эксимерный KrF-лазер. Длина волны излучения такого лазера равна 0,25 мкм — это меньше, чем длина волны излучения третьей гармоники Nd-лазера. Очень большое внимание развитию этого типа лазерного драйвера уделяется в США. В Военно-морской лаборатории США создан 56-пучковый KrF-лазер «NIKE» на энергию 3,9 кДж [8]. Длительность импульса — 5 нс. Имеется проект развития этого лазера на энергию 10 кДж. В США разработан проект KrF-лазера «SAMBRERO» на энергию 100–150 кДж. Коротковолновый

КгF-лазер с такой энергией близок по своим возможностям к «лабораторному» драйверу. В США и Японии имеются серьезные проработки проектов КгF-установки на энергию 0,5–1 МДж. Одним из серьезных достоинств КгF-лазера, накачка активной среды которого осуществляется электронным пучком, является высокий КПД. На лазере «NIKE» уже сегодня достигнут полный КПД, равный 1,5%, и физический КПД — 6%. По проекту полный КПД лазера будет 5%, а физический до 12–15%. Еще одним важным достижением является высокая степень однородности распределения интенсивности по поперечному сечению пучка. Без использования дополнительных оптических элементов, выравнивающих распределение интенсивности по пучку (таких как различного рода фазовые пластины и линзы), неоднородность распределения в отдельном пучке лазера «NIKE» не превосходит 2–3%. Для КгF-лазера, как газового лазера, допускающего циклическую смену активной среды, ясные перспективы имеет решение проблемы частотного режима работы установки. Наиболее сложной проблемой, с точки зрения требований, предъявляемых к «реакторному» драйверу, является проблема ресурса работы. Причина состоит в способе накачки активной среды лазера. Дело в том, что электронные пучки накачки, рассеиваясь при взаимодействии с активной средой, а также рентгеновское излучение, образующееся при этом взаимодействии, оказывают серьезное разрушающее воздействие на оптические элементы лазера. На сегодняшнем уровне технологии, имеющиеся материалы покрытия оптических элементов могут обеспечить ресурс работы КгF-лазера только в несколько сот выстрелов.

2.1.4. Заключение. Основываясь на сегодняшнем уровне развития физики и технологии мощных лазеров, главными кандидатами на роль драйвера промышленной энергетической установки на основе ИТС следует считать твердотельный лазер на неодимовом стекле и газовый КгF-лазер. Основными проблемами, которые должны быть решены при развитии этих типов лазеров до уровня «реакторного» драйвера, являются: для Nd-лазера — разработка и создание достаточно дешевой и надежной техники светодиодной накачки активной среды лазера (или развитие других методов решения проблем низкого КПД и частотного режима работы лазера); для КгF-лазера — принципиальное решение проблемы увеличения ресурса работы лазера.

2.2. Системы на основе сильноточного импульсного электрического разряда

Драйвер ИТС на основе сильноточного импульсного электрического разряда, Z-пинча, киловаттной мощности является частным случаем более общей категории драйверов, использующих в качестве энергетической основы генераторы электрических импульсов сверхвысокой электрической мощности (СВЭМ).

Концептуальные схемы драйверов ИТС, на основе техники СВЭМ, предполагают в качестве энергетической основы генератор электрических импульсов с энергией в импульсе равной 10–15 МДж, длительностью импульса ~ 100 нс, так что импульсная мощность генератора будет в пределах 100–1000 ТВт. Необходимая для ИТС частота повторения импульсов — в диапазоне 1–0,1 Гц.

Предложены три основных способа транспортировки и концентрации СВЭМ на узел, содержащий термоядерную мишень:

- с использованием сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП);
- с использованием пучков легких ионов (ПЛИ);
- с применением магнитно самоизолированных вакуумных транспортирующих линий (МИВТЛ), питающих быстрый Z-пинч киловаттной мощности.

Схема ИТС с использованием РЭП рассматривалась на начальном этапе развития программы «Ангара». Был выполнен концептуальный анализ реакторных схем и проведены модельные экспериментальные исследования в обоснование этой концепции [9, 10]. Было показано, что РЭП с энергией электронов 2–3 МэВ и с общим током ~ 50 МА можно генерировать в многомодульном генераторе, можно транспортировать через плазму в магнитном поле с достаточно высокой эффективностью, но практически невозможно сфокусировать на термоядерную мишень. Эти обстоятельства, а также плохое взаимодействие РЭП с термоядерной мишенью, привели к выводу: в чистом виде драйвер СВЭМ с использованием сильноточных РЭП не может инициировать термоядерный микровзрыв. Развитие программы «Ангара» привело в начале 1980-х годов к отказу от этого варианта драйвера и к переходу на исследования мощных самосжатых разрядов (лайнеров и Z-пинчей) в качестве наиболее перспективного варианта концентрации энергии инициирования на термоядерную мишень.

По мнению исследователей из Сандии [11, 12], легкоионные пучки, быть может, являются наилучшим выбором для драйвера ИТС, если рассматривать такие его характеристики как эффективность, удаленность от мишени, работа в частотном режиме и стоимость. В этом подходе техника СВЭМ используется для ускорения ионов в электрических полях напряженностью 5–10 МВ·см⁻¹, создавая легкоионные пучки с энергией масштаба десятков мегавольт при токе масштаба мегаампер, что хорошо согласуется с требованиями к потокам энергии для инициирования термоядерных мишеней. Такие ионные пучки можно транспортировать на расстояния до 4 м, обеспечивая удовлетворительное удаление ионного источника от микровзрыва. Способность сильноточных ионных источников работать в частотном режиме продемонстрирована в ряде промышленных приложений и она может быть применена для ИТС. Хотя эти факторы делают легкоионный драйвер наилучшим среди других драйверов для ИТС (в перспективе), исследования по нему в Сандии были приостановлены в 1998 финансовом

году в пользу Z-пинчевого драйвера, который считается наилучшим кандидатом для быстрого достижения микровзрыва с большим термоядерным усилением. В рамках новой программы установка РВФА-Z была преобразована в установку для исследований по излучающим мультитераваттным Z-пинчам — установку «Z».

Эксперименты с Z-пинчем, проведенные на установке «Z» и направленные на достижение высокой интенсивности мягкого рентгеновского излучения для облучения термоядерных мишеней, дали выдающиеся количественные результаты. При токе 20 МА и мощности генератора 40 ТВт получены импульсы рентгеновского излучения из пинча мощностью более 200 ТВт (при полном выходе излучения до 1,8 МДж) [13].

В экспериментах с Z-пинчем на «Ангаре-5-1» уровень разрядного тока через пинч достигает 4–5 МА. В ходе этих исследований разработана качественно новая физическая модель излучающего Z-пинча сверхтераваттной мощности.

Таким образом, к настоящему моменту Z-пинч оказался единственным кандидатом на инициирование термоядерного микровзрыва с использованием драйвера на основе техники СВЭМ. Стоимость и эксплуатационные характеристики Z-пинчевого драйвера для обеспечения разовых повторяющихся микровзрывов имеют ряд преимуществ перед соответствующими характеристиками лазерных или тяжелоионных драйверов. Принципиальная схема драйвера на основе быстрого Z-пинча сверхтераваттной мощности может быть проиллюстрирована на примере установки «Z» в национальной лаборатории Сандия, США (рис. 2.2) [14].

Мишенная камера этой установки окружена со всех сторон формирующими линиями с водяной изоляцией, которые заряжаются от конденсаторных накопителей с суммарной запасенной энергией в 11,4 МДж. Главной задачей электрической схемы является укорочение длительности разрядного импульса первичного генератора импульсного напряжения (ГИН) с 10^{-6} до 10^{-7} с. От формирующих линий до Z-пинча импульсная мощность передается по вакуумной транспортирующей линии с магнитной самоизоляцией.

Проекты полномасштабных драйверов кило–тераваттной мощности для инициирования разовых повторяющихся термоядерных микровзрывов разрабатываются в настоящее время в США (X-1) [15] и в России («Байкал») [16].

Основной проблемой на пути использования Z-пинчевого драйвера для производства энергии термоядерного синтеза является то обстоятельство, что мишенный узел, помещенный в реакторную камеру, гальванически связан с источником питания массивными токоведущими линиями. Это означает, что при каждом микровзрыве прилегающая к мишени часть транспортирующей линии будет разрушаться. К следующему циклу она должна быть восстановлена.

Анализ схем импульсного термоядерного реактора с драйвером на основе Z-пинча кило–тераваттной мощности является необходимым

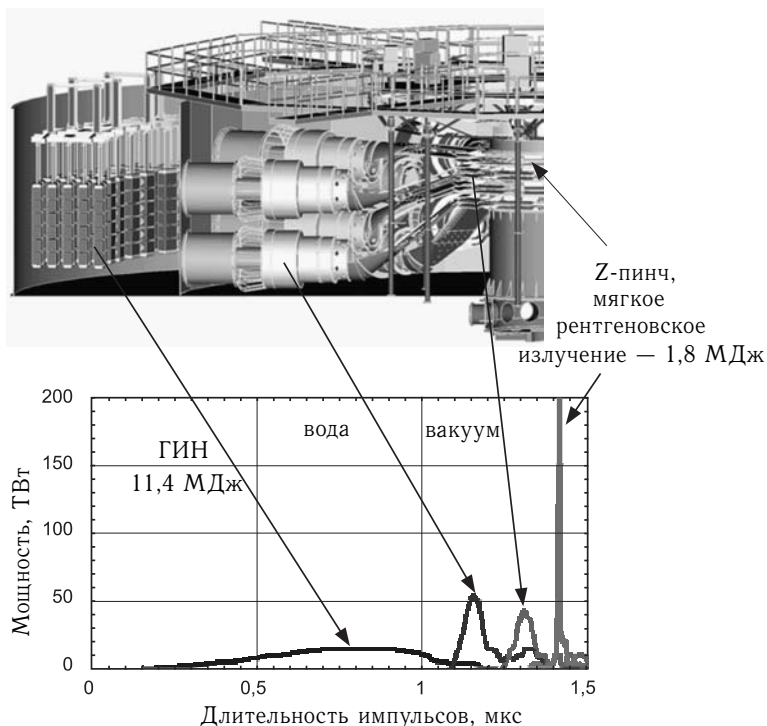


Рис. 2.2. Блок-схема и временные характеристики импульса установки «Z» (НЛ «Сандия», США, [14])

условием дальнейшего развития крупномасштабных исследований в области физики и применения мощных самосжатых разрядов.

2.3. Ускорители тяжелых ионов

К более поздним идеям (конец 70-х годов) в ИТС относятся предложения использовать для целей ИТС ускорители интенсивных пучков тяжелых ионов, разработанные для экспериментов по физике высоких энергий. Эти идеи основаны не только на том, что такие пучки частиц чрезвычайно эффективно взаимодействуют с веществом термоядерных мишеней, но также на том, что мощные токовые импульсы можно получать на основе известных технологий, разработанных для исследований в области физики высоких энергий.

Направление инерционного термоядерного синтеза, основанное на использовании интенсивных пучков тяжелых ионов, в настоящее время рассматривается как одно из наиболее перспективных с точки зрения создания термоядерной электростанции на принципах ИТС. Основанием для такой оценки является ряд известных преимуществ ускорителей тяжелых ионов:

- высокий КПД (до 30 %),
- возможность работы с частотой $\sim 1\text{--}10$ Гц,
- высокая степень надежности элементов ускорителя-драйвера,
- возможность значительного (~ 5 м) пространственного разделения оконечных фокусирующих элементов и самой термоядерной мишени.

Последнее свойство позволяет решить основные вопросы по обеспечению длительной эксплуатации элементов установки.

Разработка концепций мощного ускорителя-драйвера является одной из наиболее важных областей научно-исследовательских работ по ИТС. Подходы европейских групп, включая российские, и групп из США при этом различаются. Требуемые уровни энергии тяжелых ($A \sim 200$ а.е.м.) ионов (5–10 ГэВ) и суммарных токов пучков (~ 50 кА) не позволяют использовать такие ускорители тяжелых ионов, как циклотроны или синхротроны, из-за ограничений по току и низкого КПД. В настоящее время рассматриваются два типа ускорителей-драйверов, способных обеспечить решение этих задач. Если европейские разработки концентрируются на схемах, основанных на использовании линейных резонансных ускорителей с накопительными кольцами, то американские ученые делают ставку на использование индукционных линейных ускорителей.

В случае резонансного линейного ускорителя ионы, извлекаемые из ионного источника при низких энергиях и токах, ускоряются в нескольких каскадах системы с последовательно увеличивающейся частотой ВЧ поля [17, 18]. Линейные ускорители подобного рода являются обычным звеном во всех ускорителях протонов и ионов больших энергий во многих ускорительных центрах мира. Достоинствами такого типа линейных ускорителей является высокий темп ускорения (1–5 МэВ/м) и большой КПД (до 30 %).

Конечная энергия ионов должна достигать в различных проектах от ~ 6 до ~ 100 ГэВ. Ускоренные ионы накапливаются в накопительных кольцах, далее направляются в компрессионные кольца, где импульс сжимается по времени. Из ионных источников с помощью электростатического поля извлекаются пучки ионов с кинетической энергией от 100 кэВ до 1 МэВ, длительностью импульса от 100 мкс до 1 мс и током в десятки мА. Конечная длительность ~ 10 нс и токи десятки кА. Таким образом, фактор компрессии по длительности импульса должен составлять $\geq 10^4$.

Вторым типом ускорителя, который потенциально может быть использован для ИТС, является индукционный линейный ускоритель [19]. Ускоритель состоит из ферромагнитных колец с одной первичной обмоткой, включенной в импульсный разрядный контур. Сам пучок играет роль одновитковой вторичной обмотки. Индукционные линейные ускорители могут работать при больших токах. В них ионы ускоряются на однокаскадной пролетной базе, что позволяет устранить операции, связанные с усилением тока за счет компрессии его во времени. Поперечная фокусировка в таких ускорителях обеспечивается магнитными

квадрупольными линзами, расположенными между ускорительными модулями. В противоположность высокочастотным резонансным ускорителям, индукционный линейный ускоритель работает лучше, когда длительности импульса малы, а токи сравнительно высоки. Тем не менее, требуемый для полномасштабной схемы уровень тока приводит к необходимости использовать множество параллельных каналов ускорения. Темп ускорения ионов в таких ускорителях невелик, по сравнению с резонансными ускорителями ($\leq 1 \text{ МэВ} \cdot \text{м}^{-1}$).

Ключевой проблемой при разработке любой схемы ускорителя-драйвера является обеспечение таких параметров ионного пучка, которые позволяют сфокусировать очень короткий, 0,1–10 нс, и очень мощный ионный импульс в малое фокальное пятно на значительном расстоянии ($\sim 4\text{--}5 \text{ м}$) от фокусирующих элементов. Последнее требование продиктовано необходимостью расположения фокусирующих элементов вне камеры реактора, имеющей внутренний радиус $\geq 3 \text{ м}$. При этом достижимый размер фокального пятна в значительной мере определяет полную энергию (а значит и стоимость) драйвера, так как для выполнения условия зажигания термоядерной мишени ионный пучок должен иметь типичную плотность мощности на уровне $10^{19}\text{--}10^{20} \text{ Вт} \times \text{см}^{-2}$ при уровне удельного энерговложения $\sim 1000 \text{ МДж} \cdot \text{г}^{-1}$.

Проблема фокусировки является критической, поскольку ионы должны быть физически сжаты в малом объеме вопреки силам кулоновского расталкивания. Силы объемного заряда ионного пучка, препятствующие острой его фокусировке на мишень, расположенную в центре реакторной камеры, должны быть скомпенсированы при его транспортировке на термоядерную мишень, как минимум, между последней квадрупольной линзой и мишенью. Компенсация может быть достигнута либо за счет плазменной нейтрализации пучка (подход прорабатываемый в США) [14, 20], либо с использованием прямой зарядовой компенсации, как это осуществляется в зарядово-симметричной схеме ускорителя-драйвера [17].

Соответствующие масштабированные эксперименты по транспортировке интенсивных пучков через плазменные каналы активно проводятся в Беркли (США) и в ГСИ–Дармштадт [20, 21]. Эксперименты сопровождаются детальным численным моделированием процессов в ускорителе от ионного источника до транспортировки на мишень в камеру реактора с использованием 3D-компьютерных кодов [22, 23].

Литература

1. Hogan W.J. IFE Power Plant Design Principles. In the Book: Energy From Inertial Fusion. IAEA, Vienna, 1995.
2. Hogan W.J., Moses E.I., Warner B.E. et al. The National Ignition Facility // Nuclear Fusion. 2001. V. 41, № 5. P. 567.

3. *Kawashima T., Ymanaka M., Kanabe T.* Diode-pumped solid-state laser driver (HALNA) development; Inertial Fusion.
4. *Sethian J., Friedman M., Lehmborg R. et al.* // Nuclear Fusion. 2003. V. 43. P. 1693.
5. *Kirillov G., Kochemasov G., Bessarab A.* // L& B P. 2000. V. 18. P. 219.
6. *Jungwirth K., Gejnarova A., Juha L. et al.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 2495.
7. *Басов Н.Г., Гуськов С.Ю., Зверев И.И. и др.* // Вопросы Атомной Науки и Техники, сер. Термоядерный синтез. 1986. Т. 1. С. 25.
8. *Obenschain S.P., Bodner S.E., Colomant D. et al.* // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. № 5. P. 2099.
9. *Велихов Е.П., Власов Е.П., Волков В.Г. и др.* // Атомная энергия, 1978. Т. 45, вып. 1. С. 9.
10. *Архангельский Ю.Ф., Волков В.Г., Муравьев Е.В. и др.* // Вопросы Атомной Науки и Техники, сер. Термоядерный синтез, 1979. вып. 1(3) С. 39.
11. *Cuneo M. Adams R., Beiley J. et al.* Generating high-brightness Light Ion Beams for Inertial Fusion Energy // 17 IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, Japan, IAEA-CN-69/IFP/14.
12. *MacFarlane J., Bailey J., Mehlhorh T.* //Phys. Rev. E, 1993. V. 47. P. 2748.
13. *Quintenz J. and Sandia's.* Pulsed power Team // Rep. on 13th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, 2000 June 25–30, Nagaoka, Japan.
14. *Olson C.* Camber Transport // NIM A, 2001. V. 464. P. 118.
15. *Olson C., Rochau G., Slutz S. et al.* Development Path for Z-Pinch IFE. // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47, № 3. P. 633.
16. *Azizov E.A., Alexandrov V.V., Alikhanov S.G. et al.* Dense Z-Pinches // 5th Intern. Conf.on Dense Z-Pinches, Albuquerque, New Mexico, 2002. AJP Conf. Proc., 615. P. 29.
17. *Koshkarev D.G.* // IL Nuovo Cimento. A. 1993. V. 106. № 11. P. 1567.
18. *Sharkov B., Koshkarev D., Churasov M.* HIF activities in Russia // NIM A. 1998. V. 415. P. 20.
19. *Barnard J., Bangerter R., Faltens A. et al.* Induction Accelerator Architectures for Heavy Ion Fusion // NIM A. 1998. V. 415. P. 218.
20. *Tauschwitz A., Nieman C., Penache D. et al.* // Inertial Fusion Science and Application 99, / Labaune C., Hogan W., Tanaka K. (eds.) ELSEVIER 2000, P. 521.
21. *Friedman A., Grote D., Lee E., Sonnendrucker E.* // NIM A. 2001. V. 464. P. 653.
22. *Yu S., Eylon S., Fessenden T. et al.* // NIM A. 1998. V. 415. P. 174.
23. *Haber I., Friedman A., Grote D. et al.* // NIM A. 2001. V. 415. P. 343.

Глава 3

МИШЕНИ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Баско М.М., Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Чуразов М.Д.

В данной главе представлен обзор теоретических и расчетных результатов по коэффициентам термоядерного усиления мишеней инерциального термоядерного синтеза (ИТС). Обсуждаются конструкции и параметры мишеней для всех наиболее перспективных на сегодняшний день направлений ИТС.

Первый раздел посвящен обсуждению общих принципов действия мишеней ИТС и особенностей термоядерного горения таких мишеней.

Второй раздел посвящен мишеням лазерного термоядерного синтеза, включая мишени прямого облучения лазерными пучками и мишени непрямого облучения рентгеновским излучением, в которое конвертируется лазерное излучение. Обсуждаются особенности конструкций перспективных мишеней с пониженной чувствительностью к развитию гидродинамических неустойчивостей, проблемы преобразования лазерного излучения в рентгеновское и другие вопросы физики мишеней лазерного термоядерного синтеза.

Заключительная часть раздела посвящена одному из наиболее перспективных направлений инерциального термоядерного синтеза, так называемому, прямому или быстрому зажиганию. Концепция прямого зажигания состоит в разделении во времени процессов сжатия и нагрева термоядерного вещества при воздействии на мишень двух синхронизованных импульсных источников энергии (драйверов), один из которых осуществляет предварительное сжатие термоядерного топлива, а второй — нагрев и инициирование термоядерной реакции.

Третий раздел посвящен мишеням тяжелоионного синтеза. Основное внимание уделяется непрямым мишеням, которые рассчитаны на воздействие импульса рентгеновского излучения, в энергию которого преобразуется энергия ионных пучков. Обсуждаются схемы мишеней прямого зажигания с использованием зажигающего тяжелоионного драйвера.

Четвертый раздел посвящен мишеням для импульсных систем с драйвером на основе Z-пинча. Обсуждаются два основных направления: не прямые мишени с излучающим Z-пинчем и термоядерное горение плотного шнура из DT-топлива В пятом разделе представлен сравнительный анализ коэффициентов усиления мишеней инерциального синтеза и обсуждаются перспективы использования мишеней различного типа.

3.1. Термоядерное усиление мишеней инерциального синтеза

Полный коэффициент термоядерного усиления определяется как отношение энергии выделяющейся в реакциях синтеза E_f к энергии внешних источников энергии E_d (драйверов), затраченной на создание плазмы:

$$G = \frac{E_f}{E_d}.$$

Эффективность термоядерного горения плазмы характеризуется коэффициентом усиления по отношению к внутренней энергии плазмы E_p , который связан с полным коэффициентом усиления очевидным соотношением

$$G_p = \frac{G}{\eta_p},$$

в котором $\eta_p = E_p/E_d$ представляет собой эффективность преобразования энергии драйвера в энергию термоядерной плазмы.

В настоящее время наиболее перспективными направлениями инерциального термоядерного синтеза являются: 1) прямое облучение мишеней, когда энергия драйвера поглощается непосредственно в мишени, содержащей термоядерное вещество; 2) не прямое облучение, когда энергия драйвера сначала преобразуется в энергию мягкого рентгеновского излучения, которое впоследствии воздействует на термоядерную мишень, обеспечивая высокую симметрию вклада энергии; 3) прямое зажигание мишени (или быстрое зажигание), при котором процессы сжатия и нагрева термоядерного вещества разделены во времени за счет воздействия на мишень двух синхронизованных драйверов, один из которых обеспечивает медленное сжатие вещества мишени по «холодной адиабате», а второй инициирует термоядерное горение в небольшой части горючего.

Эффективность преобразования энергии η_p определяется эффективностью вклада энергии драйвера в мишень, $\eta_{ab} = E_{ab}/E_d$, и эффективностью преобразования поглощенной энергии E_{ab} во внутреннюю энергию плазмы. Последняя величина в свою очередь определяется гидродинамической эффективностью сжатия мишени, $\eta_h = E_h/E_{ab}$ — отношением кинетической энергии части мишени, которая движется

к центру, к поглощенной энергии и эффективностью преобразования кинетической энергии сжимаемой части мишени во внутреннюю энергию термоядерной плазмы, $\eta_f = E_p/E_h$.

При прямом облучении эффективность вклада энергии драйвера представляет собой эффективность поглощения излучения драйвера в мишени. Эффективность поглощения лазерного излучения или пучка тяжелых ионов может быть достаточно высокой, по крайней мере превышать 50–60 %. Так, эффективность поглощения коротковолнового лазерного излучения (например, излучения первых трех гармоник неодимового лазера) с интенсивностью 10^{14} – 10^{15} Вт·см⁻², отвечающей требованиям лазерного термоядерного синтеза, составляет 0,6–0,8 (см, например, [1]).

При непрямом облучении эффективность вклада энергии оказывается существенно ниже. Мишень непрямого сжатия состоит из двух основных элементов: внешней полый массивной оболочки-конвертера (цилиндрической [2] или сферической [3] формы), в которой происходит преобразование излучения драйвера в поток рентгеновского излучения, направленный внутрь конвертера, и помещённой внутри неё сферической капсулы, содержащей термоядерное вещество. К факторам, определяющим эффективность вклада энергии, в этом случае добавляется эффективность преобразования энергии драйвера в рентгеновское излучение и эффективность транспортировки и поглощения рентгеновского излучения в термоядерной мишени. Эффективность конверсии лазерного излучения в рентгеновское составляет 0,6–0,8 [2, 3]. Так в мишени непрямого сжатия, рассчитанной для экспериментов на установке NIF в Национальной лаборатории Лоуренса в Ливерморе, только 20 % энергии рентгеновского излучения воздействует на термоядерную капсулу. При ожидаемой в такой мишени степени конверсии около 60 %, для нагрева и сжатия рабочей термоядерной мишени будет использоваться только 12 % лазерной энергии.

В схеме прямого зажигания энергия, которая тратится на сжатие мишени, более чем на порядок превышает энергию области первоначального инициирования термоядерного горения, поэтому эффективность вклада энергии определяется воздействием сжимающего драйвера и, следовательно, близка к случаю прямого облучения.

Итак, эффективность вклада лазерной энергии для схем прямого облучения мишени и прямого зажигания составляет 0,6–0,8, а для непрямого облучения 0,1–0,2.

Перейдем к эффективности преобразования вложенной в мишень энергии во внутреннюю энергию плазмы. Одна из наиболее простых и вместе с тем эффективных конструкций мишени инерциального термоядерного синтеза представляет собой тонкую сферическую оболочку с замороженным на ее внутреннюю поверхность слоем термоядерного вещества [4]. Основным параметром задачи об ускорении тонкой оболочки под действием абляционного давления является произведение аспектного отношения оболочки (отношение радиуса оболочки к ее

толщине, $A_a = R_a/\Delta_a$) и отношения характерной плотности ρ_{ab} в области плазмы, где происходит поглощение энергии драйвера, к начальной плотности вещества аблятора ρ_a :

$$\alpha = \frac{R_a}{\Delta_a} \cdot \frac{\rho_{ab}}{\rho_a}.$$

Физический смысл этого параметра состоит в том, что он является отношением масштаба поверхностной массы испаренной (ускоряющей) части оболочки (так называемой «короны») к поверхностной массе неиспаренной (ускоряемой) части оболочки. Конечная скорость оболочки монотонно растет ($u_a \propto \alpha^{1/2}$), а доля массы неиспаренной части оболочки μ монотонно уменьшается с ростом параметра α . В результате эффективность гидродинамической передачи (отношение конечной кинетической энергии оболочки к поглощенной лазерной энергии) имеет максимум, равный примерно 0,5, при значениях параметра $\alpha \approx 2, 5$. В мишени лазерного термоядерного синтеза лазерное излучение поглощается в области плазмы с критической плотностью, $\rho_{ab} = \rho_{cr}$. Критическая плотность представляет собой плотность, при которой плазменная частота равна частоте падающего излучения,

$$\rho_{cr} (\text{г}\cdot\text{см}^{-3}) \approx 1,83 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{A}{Z} \cdot \frac{1}{\lambda^2},$$

где A и Z — соответственно, атомный номер и заряд ионов плазмы, λ — длина волны излучения в мкм.

Материалами оболочки-аблятора лазерных термоядерных мишеней прямого облучения служат вещества легких элементов, такие как различного рода пластики, бериллий и другие. Это связано с необходимостью минимизировать энергию собственного излучения плазмы, с одной стороны, для того, чтобы уменьшить потери энергии в короне, которые приводят к уменьшению абляционного давления, а с другой стороны — предотвратить предварительный прогрев сжимаемой части мишени. В результате плазма в области поглощения лазерного излучения оказывается полностью ионизованной, отношение A/Z близко к 2, и при воздействии коротковолнового лазерного излучения с $\lambda = 1,06\text{--}0,35$ мкм, значение критической плотности находится в пределах $\rho_{cr} = 3,6 \cdot 10^{-3}\text{--}3,3 \cdot 10^{-2}$ г·см⁻³. Далее, согласно современным теоретическим и экспериментальным результатам, устойчивое сжатие мишени при облучении лазерными пучками возможно для не слишком тонких оболочек с достаточно низким аспектным отношением $R_a/\Delta_a < 50$ [1]. Таким образом, параметр ускорения $\alpha < 2, 5$, и поэтому в указанных условиях увеличение параметра α при увеличении аспектного отношения, увеличении отношения A/Z или уменьшении начальной плотности вещества аблятора ведет к увеличению гидродинамической эффективности. Для значений $\alpha = 0,5\text{--}1$ гидродинамическая эффективность составляет 0,2–0,3.

Эффективность η_f преобразования кинетической энергии оболочки во внутреннюю энергию термоядерного вещества тем больше, чем меньше отношение начальных значений энтропии, которая вносится ударной волной в оболочку-аблятор s_a и термоядерное вещество s_f и чем меньше отношение массы оболочки-аблятора в момент максимального сжатия μM_a к массе термоядерного вещества M_f [5]:

$$\eta_f = \left[1 + \mu \frac{M_a}{M_f} \left(\frac{s_a}{s_f} \right)^{1/\gamma} \right]^{-1},$$

где $s_{a(f)} = P_{sw}/\rho_{a(f)}^\gamma$; P_{sw} — давление за фронтом ударной волны, которое по порядку величины близко к абляционному давлению в короне мишени; $\rho_{a(f)}$ — начальные значения плотностей аблятора и термоядерного горючего.

Указанные условия увеличения эффективности преобразования энергии η_f противоположны условиям роста конечной плотности термоядерной плазмы. Это обстоятельство приводит к необходимости компромисса в выборе отношения масс оболочки-аблятора и термоядерного вещества, которое для реальных мишеней составляет 5–8. Имея в виду, что к моменту максимального сжатия испаряется 50–70% массы оболочки-аблятора, а отношение начальных плотностей DT-льда ($\rho_{DT} = 0,215 \text{ г·см}^{-3}$) и оболочки составляет 0,2–0,1, легко получить, что эффективность η_f преобразования кинетической энергии оболочки во внутреннюю энергию термоядерного вещества составляет 0,5–0,7. Таким образом, на основании изложенных данных можно сделать заключение, что эффективность преобразования энергии драйвера в энергию термоядерной плазмы при сжатии мишени под действием лазерного излучения должна находиться в диапазоне 0,06–0,17.

Перейдем к обсуждению эффективности горения инерциально удерживаемой плазмы. Коэффициент усиления $G_p = E_f/E_p$ в самом общем виде можно записать следующим образом:

$$G_p = \frac{q_f \varphi M}{E_p}.$$

Здесь q_f — удельная энергия, выделяющаяся в реакции синтеза (для DT-реакции $q_f = 3,34 \cdot 10^{11} \text{ Дж·г}^{-1}$); φ — степень выгорания термоядерного вещества в реакциях синтеза, т.е. отношение ядер плазмы, вступивших в реакцию синтеза, к начальному числу ядер; M_p — масса плазмы.

В случае однородно нагретой плазмы коэффициент усиления упрощается:

$$G_p = \frac{q_f \varphi}{C_V T_0},$$

где C_V — удельная теплоемкость (для DT-смеси с равным содержанием ядер дейтерия и трития, $C_V = 1,15 \cdot 10^{15} \text{ эрг·г}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$); T_0 — начальная температура электронов и ионов плазмы.

Число термоядерных реакций, протекающих в единице объема DT-плазмы, определяется уравнением

$$\frac{dn}{dt} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle,$$

в котором $\langle \sigma v \rangle$ — скорость реакции синтеза.

Для DT-смеси с равным содержанием ядер дейтерия и трития текущие плотности ядер плазмы можно выразить через выгорание, как $n_D = n_T = n_0(1 - \varphi)/2$. Будем использовать тот факт, что для инерциального способа удержания плазмы время протекания реакций синтеза определяется временем разлета сжатой мишени

$$\tau \approx \frac{R_p}{3 c_s},$$

здесь R_p — радиус сжатой плазмы, $c_s = 3,2 \cdot 10^7 T^{1/2}$ см·с⁻¹ — скорость звука в плазме (T — температура плазмы, выраженная в кэВ). Тогда для степени выгорания легко получить следующее выражение:

$$\varphi = \frac{1}{\left(1 + \frac{6 V_s}{n_0 R_p \langle \sigma v \rangle}\right)}.$$

Рассмотрим два наиболее интересных случая: достижение коэффициента усиления мишени равного 1 (или выполнение, так называемого, критерия Лоуссона) и достижение предельно возможных коэффициентов усиления. Минимальная температура плазмы необходимая для зажигания мишени определяется двумя условиями: 1) скорость термоядерной реакции должна быть достаточно высокой и 2) скорость выделения энергии в реакциях синтеза должна превышать потери на собственное излучение плазмы. Для DT-реакции первое условие выполняется при $T > 5$ – 10 кэВ, второе — при температуре плазмы $T > 7$ кэВ. Поэтому будем полагать, что начальная температура плазмы составляет 10 кэВ. Подставляя в выражение для степени выгорания значения скорости термоядерной реакции и скорости звука при температуре $T = 10$ кэВ легко получить

$$\varphi \approx \frac{\rho R}{\rho R + 23},$$

где ρR измеряется в г·см⁻².

Коэффициенту усиления 1 отвечает степень выгорания плазмы, равная

$$\varphi = \frac{C_V \cdot T_0}{q_f} \approx 3,4 \cdot 10^{-3}.$$

Согласно последнему выражению, такая степень выгорания достигается при $\rho R \approx 0,08$ г·см⁻². Таким образом, критерий Лоуссона для плазмы с инерциальным удержанием представляет собой выполнение

двух требований: во-первых, как и для плазмы с магнитным удержанием, температура плазмы должна превышать 10 кэВ, и, во-вторых, параметр ρR должен превышать значение 0,08 г·см⁻².

Последнее условие является аналогом условия $n \cdot \tau > 10^{14}$ с·см⁻³ для плазмы с магнитным удержанием.

Предельно высокий коэффициент усиления однородно нагретой (до температуры 10 кэВ) и сжатой плазмы, который соответствует полному выгоранию термоядерного топлива, близок к значению 300. Высокие степени выгорания достигаются при больших значениях параметра ρR ($\rho R > 1$). В этих условиях заряженные продукты реакции синтеза (α -частицы) передают значительную часть своей энергии плотной плазме и процесс горения происходит при температурах 30–50 кэВ, более высоких чем начальная температура плазмы, равная 10 кэВ, и соответствующих максимальным значениям скорости DT-реакции. Для температур плазмы от 10 до 50 кэВ параметр ρR , который отвечает полному торможению α -частицы, составляет 0,35–3,5 г·см⁻². При значениях скорости термоядерной реакции и скорости звука, соответствующих температуре плазмы 30 кэВ, степень выгорания при интенсивном горении однородно нагретой и сжатой плазмы составляет

$$\varphi \approx \frac{\rho \cdot R}{\rho \cdot R + 6,5}.$$

Отсюда следует, что высокие степени выгорания DT-горючего могут быть достигнуты только в плазме с очень высоким значением параметра ρR . Так для выгорания трети массы топлива требуются значения параметра $\rho R \cong 3,25$ г·см⁻², для выгорания половины массы топлива $\rho R \cong 6,5$ г·см⁻². Таким образом, высокие коэффициенты усиления однородной термоядерной плазмы достигаются при значениях оптической толщины плазмы $\rho R \cong 3$ –5 г·см⁻², в несколько десятков раз превышающих оптическую толщину плазмы, соответствующую критерию Лоуссона для инерциальной плазмы.

Изложенные выше соображения позволяют представить себе наиболее выгодную для достижения высоких коэффициентов усиления конфигурацию плазмы сферической мишени инерциального синтеза. В момент максимального сжатия термоядерная плазма должна состоять из двух частей с различными параметрами. Центральная часть (область первоначального инициирования) должна быть нагрета до температур зажигания термоядерной реакции 5–10 кэВ и иметь параметр $\rho R \cong 0,3$ г·см⁻², соответствующий пробегу α -частиц. Окружающая плазма должна иметь параметр $\rho R \cong 3$ –5 г·см⁻², соответствующий высокой степени выгорания, и как можно более низкую температуру. При такой конфигурации плазмы горение мишени происходит следующим образом. В центральной части мишени происходит зажигание реакции. Выделяющаяся термоядерная энергия идет частично на нагрев области первоначального инициирования за счет торможения в ней α -частиц, а частично идет на нагрев окружающих плотных слоев термоядерного

горючего за счет переноса энергии теми же α -частицами, электронной теплопроводностью или ударной волной. В результате нагрева плотных слоев вещества и инициирования в них реакции синтеза, волна термоядерного горения распространяется по плотному термоядерному веществу.

Основной вклад в коэффициент усиления вносит горение сжатой части горючего. В этом случае коэффициент усиления может превышать коэффициент усиления однородно нагретой плазмы в отношении температуры зажигания (10 кэВ) к температуре холодного горючего. Как будет показано ниже, это отношение может достигать 10, поэтому коэффициент усиления неоднородно нагретой плазмы при центральном зажигании может достигать значений 1000–2000 в традиционной схеме гидродинамического сжатия и от 5000 до 10000 — при прямом зажигании.

3.2. Мишени лазерного термоядерного синтеза

3.2.1. Мишени прямого облучения

Оболочечные мишени. Для того, чтобы определить интервалы изменения наиболее важных параметров мишеней инерциального термоядерного синтеза, взаимозависимость этих параметров и, наконец, чувствительность самого процесса термоядерного взрыва к этим параметрам, рассмотрим результаты численных расчетов коэффициента термоядерного усиления мишени прямого облучения, выполненные в работе [6] для определенного типа такой мишени, в достаточно широком диапазоне изменения характеристик воздействующего на мишень лазерного импульса. В указанной работе представлены результаты оптимизации по коэффициенту усиления параметров двухслойной оболочечной мишени: внешний слой (аблятор) из инертного вещества, внутренний слой — DT-лед. Предполагалось, что полость мишени заполнена DT-газом низкого давления, соответствующего давлению остаточного газа, наличие которого по-видимому неизбежно присуще технологии изготовления криогенной мишени и ее дальнейшему нахождению в камере взаимодействия. В качестве материала аблятора рассматривались два вещества — пластик (CH_2) и стекло.

Исследования были выполнены с использованием математической программы «ДИАНА» [7], которая является одной из лучших и экономичных программ расчета одномерной гидродинамики плазмы, образующейся при воздействии на мишень лазерного импульса.

Программа включает блоки расчета всех наиболее важных процессов лазерного термоядерного синтеза таких, как поглощение лазерного излучения; все виды переноса энергии, включая радиационный перенос энергии и перенос энергии термоядерными частицами; реальное уравнение состояния вещества и другие. Расчеты проводились для импульса излучения двух длин волн (1,06 мкм и 0,27 мкм) в диапазоне

энергии от 0,1 до 10 МДж. Импульс линейно нарастал со временем от начального до конечного момента.

Заданным и неизменным был только один параметр мишени, а именно ее аспектное отношение, рассчитанное по внешней оболочке. Значение аспектного отношения было выбрано равным 100. Такой выбор определялся тем, что, с одной стороны, с ростом аспектного отношения увеличивается коэффициент гидродинамической передачи, а с другой стороны, при превышении значений аспектного отношения в интервале от 50 до 100 особенно опасным становится негативное влияние на сжатие мишени гидродинамических неустойчивостей. Все остальные параметры мишени (радиус мишени, массы внешней оболочки-аблятора и термоядерного горючего в конденсированной и газовой фазах) были предметом оптимизации. Расчеты показали, что оптимальные отношения длительности лазерного импульса τ и времени схлопывания мишени t_c лежат в интервале $0,8 \leq \tau/t_c \leq 1$. Для оптимальных мишеней масса ДТ-льда зависит от поглощенной энергии, как $M_{\text{ДТ}} \sim E_{ab}^{6/5}$, радиус — как $R \sim M_{\text{ДТ}}^{1/3} \sim E_{ab}^{2/5}$, максимальная скорость полета слоя ДТ-льда — как $v^2 \sim E_{ab}/M_{\text{ДТ}} \sim E_{ab}^{-1/5}$, а длительность импульса — как $\tau \sim t_c \sim R/v \sim E_{ab}^{1/2}$. В случае воздействия на мишень импульса излучения с длиной волны 0,27 мкм, отношение массы оболочки-аблятора к массе ДТ-льда меняется для оптимизированных мишеней от 5 (для значения поглощенной энергии $E_{ab} = 0,3$ МДж) до 3 (для $E_{ab} = 10$ МДж). В случае воздействия на мишень импульса излучения с длиной волны 1,06 мкм, отношение масс изменяется от 8 (для значения поглощенной энергии $E_{ab} = 0,3$ МДж) до 3 (для $E_{ab} = 10$ МДж). Коэффициент гидродинамической передачи составил в расчетах 6–8 % для излучения с длиной волны 1,06 мкм и 12–15 % для излучения с длиной волны 0,27 мкм. Более высокие значения коэффициента гидродинамической передачи в случае лазерного излучения с длиной волны 0,27 мкм обеспечивают зажигание мишени с массой термоядерного горючего в 2–3 раза большей, чем в случае излучения с длиной волны 1,06 мкм. В табл. 3.1 представлены параметры мишеней и коэффициенты усиления, которые соответствуют численным расчетам, обсуждаемым в данном разделе. Мишени соответствуют длине волны лазерного излучения 1,06 мкм. Напомним, что мишень представляет собой оболочку из полиэтилена (плотность $\rho_a = 1$ г·см⁻³) с аспектным отношением 100. Термоядерное горючее в виде слоя ДТ-льда заморожено на внутреннюю поверхность оболочки аблятора.

Расчеты показали снижение коэффициента усиления при переходе от пластикового аблятора к аблятору из стекла. В первую очередь это связано с уменьшением коэффициента гидродинамической передачи. Так для аспектного отношения мишени со стеклянным аблятором, при воздействии излучения с длиной волны 1,06 мкм, коэффициент гидро-

динамической передачи составлял 6–4 %, а при воздействии излучения с длиной волны 0,27 мкм он составил 9–7 %.

Таблица 3.1. Коэффициенты усиления оболочечной мишени прямого облучения

Энергия лазера, E_d , МДж	Радиус оболочки-аблятора, R , мкм	Толщина оболочки-аблятора, Δ_a , мкм	Масса мишени M_t , мг	Масса DT-топлива M_{DT} , мг	Усиление мишени G
0,5	1600	16	0,8	0,09	2
1,5	2400	24	2,5	0,5	15
6	5000	50	15	5	110

Таким образом, базовыми характеристиками энергетической эффективности мишеней прямого облучения являются следующие значения: порог зажигания (коэффициент усиления 1) достигается при энергии лазера 300–500 кДж; коэффициент усиления 20–50 соответствует энергии лазера 2–3 МДж; коэффициент усиления 200–300 соответствует энергии лазера 10 МДж.

Низкоаспектные оболочечные мишени. Рассмотренные мишени представляют собой достаточно высокоаспектные оболочки, устойчивое сжатие которых возможно лишь при выполнении весьма жестких требований сферической симметрии процесса имплозии. Эти требования состоят в высокой степени сферичности, равнотолщинности и однородности по плотности оболочек, которая должна быть не хуже 1 %, и особенно, в высокой степени однородности облучения мишени лазерными пучками — не хуже 0,1 %. Выполнение такого рода требований ведет к значительному удорожанию как самого лазерного драйвера, так и мишеней. Поэтому, важнейшая задача поиска оптимальных условий микровзрыва лазерных мишеней состоит в разработке дизайна мишеней, отвечающих повышенной устойчивости сжатия при достаточно высокой энергетической эффективности.

Одно из направлений решения такой задачи состоит в исследовании возможностей низкоаспектных мишеней прямого облучения. Одним из наиболее подходящих типов веществ, которые могут быть использованы в качестве вещества оболочки-аблятора прямых мишеней лазерного термоядерного синтеза, являются содержащие бериллий материалы. Преимущества этих материалов состоят в их относительно высокой плотности для элементов с малым зарядом ядра и низкой сжимаемостью. Такое сочетание свойств обеспечивает хорошие гидродинамические характеристики поршня, сжимающего термоядерное вещество, при высокой эффективности поглощения лазерного излучения и малых потерях энергии на собственное излучение плазмы. При горении

реакторных мишеней с высоким коэффициентом термоядерного усиления (100 и выше, которому соответствуют энергии лазеров 5–10 МДж), достигаются температуры, значительно превышающие не только порог DT-реакции, но и порог DD-реакции. В этих условиях значительный энерговклад может вносить горение оболочки-аблятора, содержащей термоядерное горючее, при выходе в нее мощной тепловой волны из центральной части мишени. Для такого типа мишеней большой интерес представляет использование в качестве материала оболочки-аблятора веществ, содержащих дейтерий и тритий с максимально высокой концентрацией — дейтериды и дейтериды-трииды легких элементов (BeDT и $\text{Li}_2\text{BeD}_2\text{T}_2$). Указанные материалы обладают плотностью значительно более низкой, чем чистый бериллий, и более близкой к плотности DT-льда и отличаются высокой концентрацией термоядерного горючего. Эти вещества представляются очень привлекательными для использования в реакторных мишенях, с точки зрения гидродинамической устойчивости сжатия и возможности горения оболочки.

Мишень с низкоаспектной оболочкой-аблятором ($A_a = 20\text{--}30$) из гидрида бериллия, обладающая повышенной устойчивостью к развитию гидродинамической неустойчивости, показывает высокие коэффициенты усиления при поглощенной лазерной энергии около 2 МДж. На уровне энергии лазера 2–4 МДж содержащие термоядерное горючее низкоаспектные оболочки-абляторы ($A_a = 20$) увеличивают термоядерный выход на 4–7%. Относительный энерговклад оболочки-аблятора растет с ростом лазерной энергии.

Другим вариантом мишени лазерного термоядерного синтеза с повышенной устойчивостью сжатия является мишень с распределенным поглощением лазерной энергии — мишень «Лазерный парник» [8].

«Лазерный парник». Конструкция мишени «Лазерный парник» представляет собой оболочечную мишень прямого облучения, окруженную сферическим слоем поглотителя из малоплотного пористого вещества легких элементов. Для повышения абляционного давления и времени его воздействия на термоядерную капсулу указанная конструкция может быть окружена тяжелой инертной оболочкой, отделенной от термоядерной мишени вакуумным промежутком и снабженной отверстиями для ввода лазерных пучков. Лазерные пучки воздействуют непосредственно на малоплотный поглотитель термоядерной мишени. Мишень без инертной оболочки называется открытой мишенью «Лазерный парник», мишень с инертной оболочкой — закрытой мишенью «Лазерный парник». Наиболее важные особенности работы такой мишени состоят, во-первых, в распределенном объемном поглощении лазерного излучения в пористом веществе и, во-вторых, в выравнивании распределения поглощенной энергии за счет распространения в малоплотном веществе поглотителя сверхзвуковых гидротепловых волн. Уровень собственного излучения малоплотного поглотителя мал,

он не превышает нескольких процентов от поглощенной энергии. Характерные параметры открытой мишени «Лазерный парник» для различных значений лазерной энергии приведены в табл. 3.2. В качестве примера выбрана криогенная мишень, в которой термоядерное горючее содержится в виде слоя ДТ-льда, замороженного на внутреннюю поверхность оболочки аблятора. Материалом оболочки аблятора служил пластик с плотностью $\rho_a = 1 \text{ г·см}^{-3}$, а материалом поглотителя — пористый полиэтилен с плотностью $\rho_{ab} = 10^{-2} \text{ г·см}^{-3}$.

Таблица 3.2. Параметры мишени «Лазерный парник»

Энергия лазера, E_d , МДж	Радиус оболочки-аблятора, R , мкм	Толщина оболочки-аблятора, Δ_a , мкм	Масса мишени M_t , мг	Масса ДТ-топлива M_{DT} , мг	Толщина слоя поглотителя Δ_{ab} , мкм
0,3	1300	25	0,53	0,05	200
1	1900	37	1,72	0,3	300
10	4000	114	21	6	500

Расчетные коэффициенты усиления составили 1,5 для энергии лазера 0,3 МДж и 10 — для энергии лазера 1 МДж. Закрытые мишени «Лазерный парник» дают более высокие коэффициенты усиления: 3 — для энергии лазера 0,3 МДж и 50 — для энергии лазера 1 МДж.

3.2.2. Лазерные рентгеновские мишени непрямого облучения.

Мишень непрямого облучения предназначена для обеспечения очень высокой степени однородности вклада энергии драйвера, что достигается за счет преобразования энергии лазерного излучения или энергии ионных пучков в мягкое рентгеновское излучение. В данном разделе обсуждаются лазерные мишени непрямого облучения. Физика генерации рентгеновского излучения в плазме, образованной при воздействии мощного лазерного излучения на вещество тяжёлых элементов в нормальном состоянии, подробно изучена как теоретически, так и экспериментально. Согласно результатам экспериментов, выполненных в различных лабораториях мира, степень конверсии при воздействии лазерного импульса на плоскую твёрдотельную мишень зависит от интенсивности и длины волны лазерного излучения, вещества мишени и её толщины.

Наибольшая степень конверсии достигается в «толстых» мишенях с толщинами во много раз превышающими абляционную толщину, когда энергия воздействующего пучка лазерного излучения преобразуется в энергию одностороннего встречного потока собственного излучения плазмы. Степень конверсии в этом случае растёт с уменьшением длины волны лазерного излучения. Для длин волн в интервале от 0,25 до 1,06 мкм максимальные значения конверсии получены для

интенсивностей лазерного излучения в диапазоне 10^{14} – 10^{15} Вт·см⁻² и составляют (60–80) % от энергии лазерного излучения [1–3].

Особенность конверсии «тонких» мишеней с толщинами, сравнимыми с абляционной толщиной, состоит в том, что при одностороннем облучении лазерным пучком, может быть реализована конверсия в двусторонние потоки рентгеновского излучения: встречный поток через облучаемую поверхность мишени и поток, проходящий через тыльную сторону мишени. Однако, за счёт больших потерь на гидродинамическое движение вещества, полная конверсия в «тонких» мишенях оказывается в 2–3 раза меньше, чем в «толстых» [9]. При этом доля энергии проходящего рентгеновского излучения, которая, вообще говоря, для малых толщин мишени (доли микрона для фольги из золота) может достигать 50 % от всей энергии рентгеновского импульса, оказывается очень чувствительной к толщине мишени.

По указанным выше причинам основу современной концепции непрямой мишени, составляет способ односторонней конверсии лазерного излучения во встречный поток рентгеновского излучения в «толстой» мишени. Мишень непрямого сжатия состоит из двух основных элементов: внешней массивной оболочки-конвертера и помещённой внутри неё сферической капсулы, содержащей термоядерное вещество. Лазерные пучки вводятся внутрь конвертера через специальные отверстия и фокусируются на внутренней поверхности конвертера, где и происходит преобразование лазерного излучения во встречный поток рентгеновского излучения.

Обеспечивая высокую эффективность и надёжность конверсии, способ преобразования лазерного излучения во встречный поток рентгеновского излучения приводит вместе с тем к ряду недостатков непрямой мишени. Эти недостатки обусловлены в основном сложной процедурой облучения мишени. Во-первых, ввод лазерных пучков внутрь мишени приводит к значительным техническим усложнениям системы фокусировки лазерной установки, во-вторых — к значительному каналу потерь энергии, связанных с тем, что необходимость транспортировки лазерных пучков внутри объёма конвертера, вне разлетающейся плазмы термоядерной капсулы, делает невозможным минимизацию размеров конвертера ниже определённого предела. Так в мишени непрямого сжатия, рассчитанной для экспериментов на установке NIF (Ливерморская Национальная лаборатория, США), отношение площадей поверхности термоядерной капсулы и внутренней поверхности конвертера составляет $\sim 1:20$. Это приводит к тому, что только 20 % энергии рентгеновского излучения воздействует на термоядерную капсулу. При ожидаемой степени конверсии 60–80 % для нагрева и сжатия рабочей термоядерной мишени будет использоваться только 12–18 % лазерной энергии.

Ниже приведены параметры одного из вариантов мишени непрямого сжатия, предназначенной для экспериментов по зажиганию на установке NIF [2]. Предполагается, что в этих экспериментах будут

обеспечены следующие параметры лазерного импульса: полная энергия излучения на третьей гармонике неодимового лазера ($\lambda = 0,35$ мкм) составит 1,8 МДж, число лазерных пучков — 192, длительность импульса — 17 нс. Лазерные пучки будут фокусироваться на внутренней поверхности цилиндрического конвертера из золота через два торцевых отверстия. Длина конвертера составит 9,5 мм, диаметр — 5,5 мм. В качестве мишени будет использована криогенная оболочечная мишень, представляющая собой оболочку-аблятор из пластика (СН) радиусом 1100 мм, толщиной 160 мкм и массой 2 мг. Толщина слоя DT-льда будет 80 мкм, масса которого составит 0,25 мг. Предполагается, что в экспериментах с такой мишенью будет достигнут коэффициент усиления 7–12.

3.2.3. Рентгеновские мишени прямого облучения. Перспективное направление повышения энергетической эффективности и упрощения конструкции рентгеновской мишени состоит в использовании для сжатия термоядерной мишени не встречного потока рентгеновского излучения, направленного навстречу лазерному пучку, как это делается в классической схеме мишени непрямого облучения, а проходящего потока рентгеновского излучения. В работе [10] предложен вариант термоядерной мишени для прямого облучения лазерным импульсом, обеспечивающей высокую степень конверсии (до 30–50 %) лазерного излучения в проходящий поток мягкого рентгеновского излучения. Основным элементом мишени является внешний сферический слой из малоплотного композиционного вещества с плотностью близкой к критической плотности плазмы. Вещество слоя представляет собой пористую среду лёгких элементов (пористый бериллий, пористые пластики) с распределёнными в ней кластерами тяжёлых элементов (золото, медь). Такой слой одновременно выполняет функции поглотителя лазерного излучения и конвертера лазерного излучения в рентгеновское.

Приведем параметры малоплотного поглотителя-конвертера, представляющего собой пористый бериллий, содержащий кластеры золота. При равном весовом содержании бериллия и золота параметры слоя поглотителя, обеспечивающего степень полной конверсии в мягкое рентгеновское излучение не менее 90 %, следующие: плотность — $10^{-2} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3} < \rho < 4 \cdot 10^{-2} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, толщина — $0,02 \text{ см} < \Delta < 0,1 \text{ см}$. Такие параметры поглотителя-конвертера позволяют разработать конструкцию рентгеновской мишени прямого облучения с энергетической эффективностью более высокой, чем у непрямои мишени традиционной конструкции.

Один вариант такой конструкции может быть построен на основе термоядерной капсулы непрямои мишени для экспериментов на установке NIF. При радиусе термоядерной капсулы, равном 1100 мм параметры слоя поглотителя-конвертера из пористого бериллия с кластерами золота, который обеспечивает близкий к предельно возможному поток рентгеновского излучения, проходящего на поверхность капсулы,

составляющий около 30 % от потока лазерного излучения, следующие: плотность — 10^{-2} г·см⁻³ и толщина — 0,6 мм. Мишень NIF соответствует энергии лазерного импульса, равной 1,8 МДж и энергии рентгеновского импульса, воздействующего на мишень, в интервале от 150 до 200 кДж.

В случае рентгеновской мишени прямого облучения указанное значение энергии рентгеновского излучения, воздействующего на термоядерную капсулу, отвечает энергии лазерного излучения 0,6–0,7 МДж. Таким образом, рентгеновская мишень прямого облучения с термоядерной капсулой мишени NIF, которая окружена слоем поглотителя-конвертера толщиной 600 мкм из пористого бериллия, содержащего равновесное количество кластеров золота, с плотностью 10^{-2} г·см⁻³, может обеспечить коэффициент усиления близкий к 10, при энергии лазерного импульса 0,6–0,7 МДж [10].

Расчеты показывают, что при энергии лазерного импульса 5 МДж рентгеновская мишень прямого облучения может дать коэффициент усиления близкий к 50. Параметры такой мишени следующие:

- радиус оболочки-аблятора из пластика (CH) — 2300 мм,
- толщина аблятора — 300 мкм,
- масса аблятора — 16 мг,
- толщина слоя DT-льда — 150 мкм,
- масса слоя DT-льда — 2 мг,
- толщина поглотителя-конвертера из пористого Be с кластерами Au — 800 мкм,
- плотность поглотителя — 10^{-2} г·см⁻³.

3.2.4. Прямое зажигание — быстрый поджиг. Прямое зажигание [11, 12] представляет собой концепцию наиболее энергетически выгодного способа зажигания мишеней инерциального синтеза. Такой подход позволяет минимизировать энергию DT-плазмы на уровне (20–50) кДж, при достижении порога зажигания, и на уровне (0,3–1) МДж, при инициировании волны горения с высокими коэффициентами усиления [11, 12]. Прямое зажигание имеет еще одно важное преимущество, которое может оказаться решающим для проблемы ИТС. Дело в том, что при попытке сформировать условия инициирования волны термоядерного горения (высокая температура в центральной части мишени, высокая плотность в окружающем холодном веществе) только за счет явления гидродинамической кумуляции при сжатии сферической мишени, серьезное негативное влияние на процесс формирования области первоначального инициирования может оказывать гидродинамическая неустойчивость, поскольку торможение периферийной части плотного термоядерного вещества происходит на малоплотной центральной области. Опыт исследований в области ИТС показывает, что решение проблемы гидродинамической неустойчивости представляет собой непростую задачу. Поэтому прямое зажигание, несмотря на использование дополнительного драйвера, может ока-

заться не только наиболее дешевым, но и единственно возможным. В работах [11, 12] для осуществления прямого зажигания предлагалось использовать мишени ИТС, способные обеспечить внутренний ввод энергии зажигающего драйвера. Такими мишенями могут быть сферические мишени с одним или несколькими каналами, например, конической формы или цилиндрические мишени с отверстием на одной или обеих торцевых поверхностях. В работе [13] в качестве метода осуществления прямого зажигания предлагалось формировать канал для ввода излучения зажигающего драйвера непосредственно в процессе его воздействия на сферическую мишень. Предлагалось использовать два лазерных импульса, один из которых за счет пондеромоторного воздействия формирует в мишени канал, а второй, распространяясь по этому каналу, доставляет энергию к термоядерному веществу. Этот метод получил название «быстрое зажигание» (fast ignition).

Передача энергии термоядерному веществу при абляционном сжатии сопровождается потерями энергии в испаряемой части мишени и оболочке-абляторе. Прямой нагрев вещества зажигающим драйвером свободен от такого рода потерь энергии. Поэтому, энергия сжимающего драйвера должна значительно превосходить энергию зажигающего драйвера. Согласно [11, 12], при прямом зажигании сферической мишени коэффициенту усиления ~ 1 соответствуют энергии сжимающего и зажигающего драйверов, равные, соответственно, 100–200 кДж, и 10–20 кДж; высоким коэффициентам усиления соответствуют энергии 1–10 МДж и 50–150 кДж.

К настоящему времени обсуждались различные комбинации сжимающего и зажигающего драйверов. С точки зрения энергетических требований сжимающими драйверами могут быть: импульс коротковолнового лазерного излучения, импульс мягкого рентгеновского излучения или пучок тяжелых ионов. В качестве зажигающих драйверов обсуждаются возможности пучка «ускорительных» тяжелых ионов [11, 12]; пучка быстрых электронов, который образуется при воздействии на вещество коротковолнового [11, 12, 13] или длинноволнового [12] лазерного излучения; импульса рентгеновского излучения [14]; ускоренной макрочастицы вещества [14] и пучка легких ионов лазерной плазмы [15].

Условия быстрого нагрева малой массы области первоначального инициирования предъявляют весьма жесткие требования к параметрам зажигающего драйвера. Такой драйвер должен обеспечивать плотность потока доставляемой на мишень энергии не менее 10^{18} – 10^{19} Вт·см⁻² в пятне фокусировки с радиусом в несколько десятков микрон при длительности импульса в несколько десятков пикосекунд (и все это при энергии несколько десятков кДж). С точки зрения современного прогресса в области концентрации энергии импульсных источников энергии наиболее перспективными представляются варианты зажигающих драйверов, основанные на использовании мощных коротких импульсов излучения твердотельного лазера. В настоящее время достиг-

нуты и даже превзойдены необходимые требования по длительности импульса и интенсивности излучения такого лазера (см., например, [16]), пока, правда, на уровне энергии нескольких сот джоулей.

Пучок легких ионов лазерной плазмы может оказаться наиболее перспективным типом зажигающего драйвера. Действительно, формирование пучка «ускорительных» ионов и устойчивое ускорение макрочастицы с параметрами, необходимыми для прямого зажигания, сопряжено со значительными техническими трудностями. Применение рентгеновского излучения требует решения проблемы генерации импульса мощного неравновесного излучения с интенсивностью 10^{18} – 10^{20} Вт·см $^{-2}$ и энергией квантов излучения не более 500–800 эВ [15]. Основное преимущество ионного зажигающего драйвера по сравнению с пучком быстрых электронов состоит в более высокой эффективности передачи энергии термоядерному веществу, которая в отличие от случая быстрых электронов происходит практически без рассеяния частиц.

Общие условия «прямого зажигания». Будем считать, что в результате предварительного сжатия сферической или цилиндрической мишени масса горючего M_f , заключенного в ней, имеет плотность ρ_p и температуру $T = 0$. За счет воздействия зажигающего драйвера в определенной части горючего с массой M_p , в области первоначального инициирования, должны быть созданы условия для инициирования волны термоядерного горения, распространяющейся впоследствии на остальную часть горючего. Эти условия хорошо известны и состоят в том, что параметр $\rho_p R_p$ (произведение плотности и размера области первоначального инициирования) и температура плазмы в этой области должны превосходить определенные нижние пределы:

$$\rho_p \cdot R_p \geq \chi_* \quad \text{и} \quad T_p \geq T_*.$$

Значения нижних пределов составляют: $\chi_* = 0,3$ – $0,4$ г·см $^{-2}$ и $T_* = 5$ – 10 кэВ для DT-горючего, $\chi_* = 2$ – 4 г·см $^{-2}$ и $T_* = 50$ – 100 кэВ для DD-горючего. Отсюда минимальные энергия и масса (размер) области инициирования будут равны:

$$E_p = C_v \cdot \pi \cdot \frac{T_* \chi_*^3}{\rho_p^2}, \quad M_p = \pi \frac{\chi_*^3}{\rho_p^2}, \quad R_p = \frac{\chi_*}{\rho_p},$$

где $C_v = C k_B / m_n$ — удельная теплоемкость. Здесь $C = (z_p + 1) / [\mu_p \times (\gamma_a - 1)]$, где z_p и μ_p — заряд и атомный вес ионов плазмы, γ_a — постоянная адиабаты вещества в области инициирования. (Для DT- и DD-горючего постоянная C равна 1,2 и 1,5, соответственно; k_B и m_n — постоянная Больцмана и масса нейтрона.) Здесь и далее температура, плотность и параметр ρR измеряются, соответственно, в кэВ, г·см $^{-3}$ и г·см $^{-2}$.

В случае, если поглощение излучения в плазме происходит без рассеяния, длина поглощения излучения зажигающего драйвера L_d и радиус зажигающего пучка R_{opt} должны быть равны размеру области инициирования:

$$L_d = R_{opt} = \frac{\chi_*}{\rho_p}.$$

Если поглощение излучения зажигающего драйвера сопровождается рассеянием (как, например, в случае пучка быстрых электронов) длина поглощения, по-прежнему, должна быть равна размеру области инициирования, а начальный радиус пучка должен быть выбран меньше размера этой области, таким чтобы он был равен размеру области первоначального инициирования после рассеяния.

Приведем формулы для оптимальных параметров зажигающего драйвера, полученные в работах [11–13] в предположении, что вся энергия зажигающего драйвера поглощается в области инициирования, а длительность зажигающего импульса равна времени инерциального удержания, которое при краевом зажигании близко к отношению размера области к скорости звука в ней c_s :

$$t_p \approx \frac{R_p}{c_s},$$

где $c_s = [(\gamma_a - 1) \cdot C_v \cdot T_p]^{1/2} \approx 3,2 \cdot 10^7 C^{1/2} (\gamma_a - 1)^{1/2} T_p^{1/2} \text{ (см} \cdot \text{с}^{-1}\text{)}$.

Энергия, длительность и интенсивность оптимального зажигающего импульса, соответственно, следующие:

$$E_{opt} = E_p \approx 3,1 \cdot 10^8 C \cdot \frac{T_* \chi_*^3}{\rho_p^2} \text{ (Дж)},$$

$$t_{opt} = t_p \approx 3,2 \cdot 10^{-8} C^{-1/2} \cdot (\gamma_a - 1)^{-1/2} \cdot \frac{\chi_*}{\rho_p T_*^{1/2}} \text{ (с)},$$

$$J_{opt} \approx 3,1 \cdot 10^{-4} C^{3/2} \cdot (\gamma_a - 1)^{1/2} T_*^{3/2} \cdot \rho_p.$$

Здесь размерность интенсивности — $10^{19} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Для ДТ-горючего приведенные выше формулы можно переписать в виде

$$E_{opt} \approx 10^8 \rho_p^{-2} \text{ (Дж)}; \quad t_{opt} \approx 3,3 \cdot 10^{-9} \rho_p^{-1} \text{ (с)};$$

$$J_{opt} \approx 1,1 \cdot 10^{17} \rho_p \text{ (Вт} \cdot \text{см}^{-2}\text{)}.$$

Для указанных выше условий зажигания при плотности сжатого термоядерного вещества $\rho_p = 300 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ значения оптимальных параметров зажигающего импульса энергии для ДТ-горючего составляют: длительность $t_{opt} \approx 10 \text{ пс}$, радиус пучка $R_{opt} \approx 10 \text{ мкм}$, энергия $E_{opt} \approx 1,1 \text{ кДж}$, интенсивность $J_{opt} \approx 3,3 \cdot 10^{19} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Для DD-горючего: $t_{opt} \approx 40 \text{ пс}$, $R_{opt} \approx 50 \text{ мкм}$, $E_{opt} \approx 2 \text{ МДж}$, $J_{opt} \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Коэффициенты термоядерного усиления при прямом зажигании. Разделение во времени процессов нагрева и сжатия мишени при прямом зажигании позволяет при одной и той же энергии, вложенной в мишень, образовать область сжатого термоядерного вещества с массой значительно превышающей массу сжатой области при гидродинамическом нагреве и сжатии плазмы одним импульсом драйвера. При одинаковых параметрах области зажигания и одинаковых значениях параметра основной части горючего, $\rho R = 3\text{--}4 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, отношение масс сжатого горючего, собственно, и определяет отношение коэффициентов усиления при данной энергии, вложенной в мишень.

Для параметров области инициирования $\rho R = 0,3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, $T = 10 \text{ кэВ}$ и для параметра ρR (для сжатого холодного горючего равного $4 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$) внутренняя энергия плазмы связана с массой, в случае прямого зажигания и в случае гидродинамического нагрева и сжатия мишени, соответственно, следующим образом:

$$E_p = (29 \cdot M + 18 \cdot M^{4/5}) \text{ МДж},$$

$$E_p = (0,48 \cdot M + 4 \cdot M^{2/3}) \text{ МДж}.$$

Первые слагаемые в формулах представляют собой энергию области первоначального инициирования, вторые — энергию окружающего сжатого холодного горючего. В табл. 3.3 представлены результаты расчетов массы всего термоядерного горючего, а также энергий области зажигания и окружающего сжатого термоядерного горючего при различных значениях внутренней энергии термоядерного вещества для случая прямого зажигания.

Таблица 3.3. Распределение внутренней энергии в мишени прямого зажигания

Энергия термоядерного горючего, кДж	Масса термоядерной плазмы, мг	Энергия области зажигания, кДж	Энергия холодного горючего, кДж
300	17,5	10	290
500	36,5	20	480
1000	110	50	950

В табл. 3.4 представлены аналогичные данные для случая гидродинамического сжатия мишени одним драйвером.

Представленные данные показывают, что масса термоядерного горючего в случае прямого зажигания в 5–8 раз больше, чем в случае гидродинамического нагрева плазмы, при этом внутренняя энергия области зажигания при прямом зажигании почти на порядок ниже, чем в случае гидродинамического нагрева. На основании данных табл. 3.3

Таблица 3.4. Распределение внутренней энергии в мишени гидродинамического зажигания

Энергия термоядерного горючего, кДж	Масса термоядерной плазмы, мг	Энергия области зажигания, кДж	Энергия холодного сжатого горючего, кДж
300	3,2	93	207
500	6,3	183	317
1000	14	400	600

коэффициент усиления по отношению к внутренней энергии при прямом зажигании равен $7,4 \cdot 10^3$ при энергии плазмы 300 кДж и $9,4 \cdot 10^3$ при энергии плазмы 500 кДж. Если считать, что эффективность преобразования энергии драйвера во внутреннюю энергию термоядерного горючего при сжатии мишени равна 0,1, то представленные выше данные соответствуют полному коэффициенту усиления, равному 740 для энергии сжимающего драйвера 3 МДж и 940 — для энергии сжимающего драйвера 5 МДж.

3.3. Мишени тяжелоионного синтеза

Теоретические исследования тяжелоионных мишеней ИТС были в основном подчинены двум главным задачам: 1) достижению высоких значений коэффициента термоядерного усиления G , достаточных для экономичного производства энергии в термоядерном реакторе, и 2) достижению соответствия между теми параметрами ионного пучка, которые диктуются физикой мишени, и их реалистичными значениями с точки зрения физики ускорителей, каналов транспортировки на мишень и ограничений со стороны реактора. Удовлетворение обоим этим требованиям оказалось сложной проблемой, которая до сих пор так и не нашла общепринятого приемлемого решения.

Минимальное допустимое значение коэффициента усиления (G) мишени определяется значениями КПД ускорителя (η_d) и теплового цикла. При КПД теплового цикла около 30% принято считать, что произведение $G\eta_d$ не должно быть ниже 10 (в противном случае нельзя обеспечить экономически выгодное производство электроэнергии). Поскольку реалистичные значения КПД тяжелоионных ускорителей составляют 25%–35%, коэффициент усиления тяжелоионной мишени должен удовлетворять условию $G \geq 30$ –40.

Как и лазерные, тяжелоионные мишени ИТС по принципу своего действия делятся на мишени прямого и непрямого облучения. В одномерных расчётах мишени прямого облучения позволяют достичь существенно более высоких значений коэффициента усиления G , чем не прямые (рентгеновские) мишени, — просто из-за отсутствия дополнитель-

ной стадии преобразования энергии ионного пучка в рентгеновское излучение. Однако из-за пагубной роли двух- и трехмерных эффектов, связанных с неизбежными неоднородностями облучения и гидродинамической неустойчивостью, тяжелоионные мишени прямого облучения на данный момент считаются малоперспективными (по крайней мере в варианте фронтального облучения). Более подробно, суть проблемы в следующем.

В мишенях прямого облучения ускорение сферической оболочки DT-топлива вместе с окружающим слоем инертного вещества (пушера) осуществляется непосредственно газовым давлением нагретой плазмы абсорбера — слоя, где происходит поглощение облучающих ионов. На стадии ускорения граница раздела между более плотным пушером и менее плотным абсорбером подвержена действию классической неустойчивости Рэлея–Тэйлора, которая экспоненциально усиливает любые неоднородности энерговыделения и может привести к прорыву ускоряемой оболочки. При этом следует различать два варианта прямого облучения ионными пучками: фронтальный и тангенциальный.

При фронтальном облучении ионные пучки входят в мишень радиально, т.е. перпендикулярно неустойчивой границе. В этом случае практически нет надежды добиться сколько-нибудь существенной стабилизации неустойчивости (т.е. уменьшения её инкремента по сравнению с классическим значением, соответствующим числу Атвуда, $A_{RT} = 1$) [17]. В результате неизбежные неоднородности энерговыделения на уровне одного и более процента, возникающие из-за перекрытия соседних пучков при их сферическом расположении вокруг мишени, быстро нарастают и практически не оставляют надежды на успешное срабатывание мишени и достижение одномерных коэффициентов усиления. Чтобы дать представление, о каких одномерных значениях G идет речь, сошлемся на работу [18], где для фронтального облучения сферически-симметричным пучком 10-гэВных ионов Вi с полной энергией $E_d = 6,12$ МДж и мощностью $N_d = 720$ ТВт получен коэффициент усиления $G = 418$.

Более благоприятная ситуация относительно неустойчивости границы абсорбер-пушер возникает в случае тангенциального облучения, когда облучающие ионы распространяются вдоль неустойчивой границы. В этом случае, как показано в работе [19], можно за счет пологого градиента плотности добиться в принципе не менее эффективной стабилизации гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения, чем в случае абляционного ускорения в рентгеновских мишенях. Однако, как нетрудно понять, тангенциальная геометрия облучения возможна лишь в случае цилиндрических мишеней (плоско-параллельное сжатие топлива не представляет интереса для ИТС, поскольку оставляет неизменным значение параметра удержания ρR), когда ионный пучок распространяется вдоль оси цилиндра, а имплозия топлива происходит по радиусу. На настоящий момент известно лишь одно предложение мишени такого типа, исходящее из ГНЦ РФ

ИТЭФ и описанное в параграфе 3.3.4 данного раздела. В этой мишени предполагается использовать быстрый поджиг сверхмощным пучком ионов с одного торца цилиндра с последующим распространением самоподдерживающейся волны горения по сжатому шнуру ДТ-топлива. Предварительные расчеты показывают, что в мишени этого типа можно рассчитывать на значения $G = 50\text{--}150$ при энергии тяжелоионного драйвера $E_d = 10\text{--}20$ МДж.

3.3.1. Мишени непрямого действия; конструкция ДТ-капсулы.

В силу объяснённой выше почти полной бесперспективности тяжелоионных мишеней с прямым фронтальным облучением, основное внимание исследователей во всем мире было сосредоточено на мишенях непрямого действия, в которых имплозия топлива осуществляется через промежуточную стадию преобразования (конверсии) энергии ионных пучков в энергию теплового рентгеновского излучения. Главной особенностью мишеней этого типа является пространственное разделение области поглощения (абсорбера) облучающих ионов и ускоряемой сферической оболочки ДТ-топлива с прилегающим внешним слоем аблятора (ДТ-капсулы). Пространственное разделение должно быть таковым, чтобы исключить возможность гидродинамического контакта между абсорбером и ДТ-капсулой на стадии ускорения ДТ-оболочки. Гидродинамический контакт считается исключённым, если никакие возмущения давления в абсорбере, распространяющиеся посредством ударных и акустических волн, не успевают достичь сжимающейся оболочки ДТ-топлива до её схождения на центр. Передача энергии из абсорбера в ДТ-капсулу осуществляется исключительно посредством рентгеновского излучения. Пространство между абсорбером и ДТ-капсулой называется хольраумом (hohlraum). Это пространство должно быть либо пустым, либо заполнено разреженной плазмой, прозрачной для рентгеновского излучения с характерными температурами $T_x = 100\text{--}300$ эВ. Для уменьшения потерь энергии хольраум окружают оболочкой из тяжелого металла.

Поскольку все мишени непрямого действия являются по сути двухкаскадными, их конструкция естественным образом разбивается на две составляющие, а именно, на конструкцию ДТ-капсулы и конструкцию хольраума. Принципы конструирования ДТ-капсулы для лазерных и тяжелоионных мишеней непрямого действия очевидно одни и те же, и ДТ-капсулу для тяжелоионных рентгеновских мишеней можно просто «позаимствовать» из аналогичных лазерных мишеней, воспользовавшись огромным опытом в исследовании таких мишеней, накопленным в Ливерморской лаборатории в США. Пример сравнительно «стандартной» сферической ДТ-капсулы, рассчитанной на поглощение 1 МДж рентгеновской энергии и предложенной в работе [20], показан на рис. 3.1. Эта капсула содержит $M_{\text{ДТ}} = 3,88$ мг ДТ-топлива и в одно-

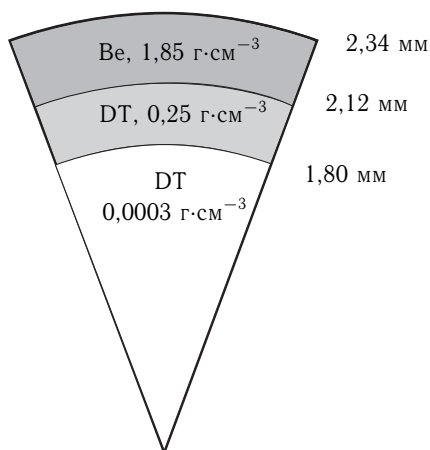


Рис. 3.1. Схема сферической DT-капсулы, рассчитанной на поглощение 1 МДж рентгеновского излучения в тяжелоионной мишени непрямого действия

DT-капсулы должен быть близок к полученному в одномерных расчетах. Отметим, что показанную на рис. 3.1 капсулу можно легко перемасштабировать для других значений массы M_{DT} , воспользовавшись скэйлингом, $R \propto M_{DT}^{1/3}$, для радиусов всех составляющих слоёв.

3.3.2. Рентгеновские мишени с просторным хольраумом. В рентгеновских мишенях специфика тяжелоионного драйвера проявляется лишь в конструкции хольраума. Поскольку высокой однородности рентгеновского потока на сферической поверхности DT-капсулы можно добиться и при сильно несферической форме хольраума и геометрии облучения ионными пучками, в принципе возможно много разных вариантов конструкции хольраума, каждый из которых будет характеризоваться своим набором требований к параметрам ионных пучков и их расположению в пространстве.

Важной характеристикой хольраума является его энергетическая эффективность η_{hlr} , которая (при заданных свойствах рентгеновского импульса) определяется в основном отношением площади поверхности хольраума S_{hlr} к площади поверхности капсулы S_{cap} :

$$\eta_{hlr} = \frac{S_{cap}}{S_{cap} + S_{hlr}/f_{ch}}, \quad (3.1)$$

где $f_{ch} = 5-10$ (при отсутствии отверстий в стенке хольраума) — среднее отношение энергий рентгеновского излучения, поглощенных единицей поверхности капсулы и стенки хольраума. С точки зрения эффективности выравнивания рентгеновского потока по поверхности сфе-

мерных расчетах демонстрирует термоядерный выход $E_f = 420-430$ МДж (см. также [21]). Для её имплозии используется профилированный во времени импульс теплового рентгеновского излучения общей длительностью около 35 нс, температура которого нарастает по специальному закону от $T_x = 90-100$ эВ до $T_x = 230-250$ эВ. Подробные исследования, проведённые в Ливерморской лаборатории в рамках программы NIF, дают все основания полагать, что при достаточных точности изготовления и однородности рентгеновского облучения (а также, возможно, после некоторой «тонкой доводки») наблюдаемый термоядерный выход данной

рической капсулы, а также с точки зрения надёжности срабатывания мишени, выгодно использовать сравнительно просторные хольраумы со значениями $S_{hlr}/S_{cap} = 25\text{--}30$. Указанный интервал значений отношения S_{hlr}/S_{cap} является выделенным и предпочтительным в том смысле, что при этих значениях в сферическом и цилиндрическом хольраумах обращение в нуль P_2 -моды в распределении интенсивности облучения капсулы автоматически влечёт за собой зануление и P_4 -моды [22] (в сферическом хольрауме это происходит при отношении радиусов $R_{hlr}/R_{cap} = 4,96$, а в цилиндрическом — при $R_{hlr}/R_{cap} = 4,3\text{--}4,5$, в зависимости от размера излучающих областей рентгеновских конвертеров). Но поскольку высокие значения отношения S_{hlr}/S_{cap} влекут за собой большие потери энергии, то на практике, чтобы повысить коэффициент усиления G , мы вынуждены обратиться к более тесным хольраумам с $S_{hlr}/S_{cap} < 10\text{--}15$. Условно, будем называть тесными хольраумы с $S_{hlr}/S_{cap} < 10$; это значение отношения приблизительно соответствует хольрауму рентгеновской мишени NIF [22].

Вплоть до середины 90-х годов в США считалось, что в тяжелоионном синтезе можно воспользоваться относительно просторным цилиндрическим хольраумом, в торцах которого находятся два компактных рентгеновских конвертера, облучаемых двумя ионными пучками. Однако, чтобы обеспечить в этом варианте необходимую симметрию рентгеновского потока на капсуле, в хольраум необходимо вводить дополнительные радиационные экраны, которые резко увеличивают потери излучения в стенке и уменьшают значение η_{hlr} по сравнению с формулой (3.1). Дополнительные потери связаны также с необходимостью использовать углубления («карманы») для рентгеновских конвертеров. В результате, детальные двумерные расчеты, проведенные в 1998 г. [23], показали, что для зажигания мегаджоульной капсулы, изображенной на рис. 3.1, требуется вложить более 20 МДж энергии 6-гэвных ионов свинца. Получаемый в результате коэффициент усиления $G = E_f/E_d \approx 20$ неприемлемо низок и свидетельствует о бесперспективности мишеней с просторным цилиндрическим хольраумом в схеме двустороннего облучения. В хольрауме этого типа слишком низка эффективность передачи энергии в ДТ-капсулу, $\eta_{cap} = \eta_x \eta_{hlr} = 0,05$, где $\eta_x = 0,4$ — эффективность конверсии энергии ионов в тепловое рентгеновское излучение, и $\eta_{hlr} = 0,12$ — эффективность хольраума.

Эффективность просторного хольраума можно улучшить, повысив симметрию облучения ионными пучками и избавившись от радиационных экранов между рентгеновскими конвертерами и ДТ-капсулой. Близкие варианты мишеней такого типа были рассмотрены независимо в работах [24] и [25]. В обоих вариантах ионные пучки располагались в два яруса и облучали цилиндрический хольраум, причем в каждом ярусе должно быть достаточное количество пучков, чтобы обеспечить приемлемую азимутальную симметрию поля рентгеновского излучения в хольрауме. Основное отличие между вариантами хольраума в [24] и [25] состояло в том, что в работе [25] предложено использовать

5 азимутальных направлений (полное число ионных пучков 10), а в работе [24] — 6 азимутальных направлений (полное число ионных пучков 12).

В работе [24] сделан вывод о возможности достижения коэффициента усиления $G = 95$ при вложенной энергии $E_d = 10$ МДж. Этот вывод может быть чересчур оптимистичным, поскольку основан лишь на одномерных гидродинамических расчетах «эквивалентного» сферического хольраума в совокупности с аналитическими оценками асимметрии рентгеновского потока на DT-капсуле. Кроме того, для уменьшения суммарной массы рентгеновских конвертеров, в работе [24] предполагалось, что каждый ионный пучок греет одновременно два диаметрально противоположных конвертера, т.е. «простреливает» хольраум насквозь и окончательно поглощается лишь во втором конвертере.

В работе [25] предложенная мишень рассчитывалась по двумерной программе радиационной гидродинамики. Но поскольку исходная мишень существенно трёхмерная, двумерный расчет проводился также для некоторого «эквивалентного» цилиндрического хольраума. При этом сделан вывод, что термоядерный выход $E_f = 100$ МДж можно получить при вложенной энергии драйвера $E_d = 10\text{--}20$ МДж, т.е. о возможности достижения коэффициента усиления $G = 5\text{--}10$. Этот вывод, скорее всего, является чрезмерно пессимистическим для мишени данного типа, поскольку авторами [25] не была проведена надлежащая оптимизация мишени, и, в частности, не была использована возможность низкоэнтропийного сжатия DT-топлива с помощью профилированного во времени импульса мощности ионного пучка.

Дальнейшие, более подробные, исследования мишеней с просторным хольраумом и повышенной (по сравнению с двусторонним облучением) симметрией облучения не проводились. Основная причина кроется, судя по всему, в пессимистической позиции европейских и российских специалистов по теории ускорителей относительно возможности сфокусировать ионные пучки на сравнительно компактные рентгеновские конвертеры, к которым неизбежно приводит такая схема мишени.

3.3.3. Рентгеновские мишени с тесным хольраумом и распределенным конвертером. Сделав вывод о бесперспективности тяжёлоионных мишеней с просторным хольраумом и двумя компактными рентгеновскими конвертерами, американские ученые в Ливерморской лаборатории сосредоточили своё внимание на альтернативной конструкции с тесным хольраумом и распределённым конвертером [26]. При этом они сохранили основное требование, что мишень должна облучаться с двух сторон, а именно — с торцов цилиндрического хольраума. Схема мишени, для которой в сквозных двумерных расчётах был получен коэффициент усиления $G = 66$ при вложенной энергии $E_d = 6,5$ МДж, показана на рис. 3.2. Сразу же бросается в глаза

сложная структура мишени, в которой хольраум уже не является пустой полостью, а состоит из нескольких отсеков, заполненных разреженными (пенообразными) веществами со специально подобранными химическим составом и плотностью. Размеры, химический состав и расположение различных областей мишени подбираются в процессе многочисленных двумерных расчетов радиационной гидродинамики так, чтобы исключить прямой гидродинамический контакт между областью поглощения облучающих ионов и DT-капсулой и добиться адекватной однородности рентгеновского потока по всей поверхности капсулы. Область поглощения ионных пучков является протяженной, т.е. занимает телесный угол сравнимый с 4π , при наблюдении с DT-капсулы, и непрерывно меняет свою конфигурацию в процессе развития сложных гидродинамических течений в хольрауме.

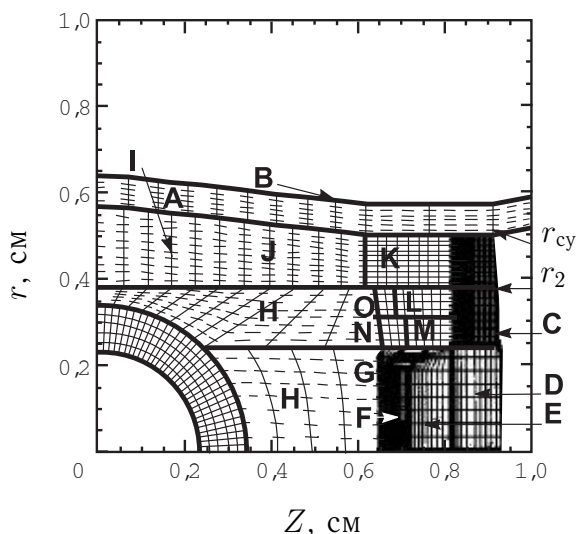


Рис. 3.2. Схема тяжелоионной мишени с тесным цилиндрическим хольраумом и распределённым рентгеновским конвертером (из работы [26]). Различные области помечены заглавными латинскими буквами, для каждой из которых указан химический состав и плотность в $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$: **A** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 0,1; **B** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 13,5 (20 мкм); **C** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 0,26; **D** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 0,5; **E** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 1,0; **F** — $\text{Au}_{0,5}\text{Gd}_{0,5}$, 0,1; **G** — Al, 0,055; **H** — D_2 , 0,001; **I** — Au, 0,023; **J** — CH_2 , 0,011; **K** — $\text{CH}_2\text{Au}_{0,03}$, 0,011; **L** — Fe, 0,064; **M** — Fe, 0,083; **N** — CH_2 , 0,03; **O** — $\text{CH}_2\text{Au}_{0,03}$, 0,03

Характерной особенностью мишени, предложенной в работе [26], является сравнительно низкая энергия облучающих ионов свинца (3–4 ГэВ на ядро). При этом, чтобы обеспечить приемлемую симметрию рентгеновского потока, энергию ионов приходится варьировать на протяжении импульса: 3 ГэВ — в предимпульсе и 4 ГэВ — в главном

импульсе. Мишень облучается с торцов цилиндра двумя группами пучков, каждый из которых сфокусирован на эллиптическое пятно с полуосями $a = 4,15$ мм и $b = 1,8$ мм. По мнению экспертов, одну из основных трудностей для конструкции драйвера в данном варианте мишени представляет именно фокусировка столь мощного импульса (около 6 МДж) в ионах столь низкой энергии на фокальное пятно с эффективным радиусом $(ab)^{1/2} = 2,7$ мм. Возможность такой фокусировки полностью зависит от успешной нейтрализации пространственного заряда пучка в плазменном канале.

Если отказаться от двустороннего облучения и допустить вывод ионных пучков из экваториальной плоскости (под углами $\approx \pm 20^\circ$ и $\approx \pm 60^\circ$ к горизонтальной плоскости), а также достаточно равномерное их распределение по азимуту, то конструкцию мишени с тесным хольраумом можно существенно упростить. В работе [21] предложен вариант мишени этого типа со сферическим хольраумом. В соответствии с геометрией облучения, при которой ионные пучки входят в мишень под углами, соответствующими нулям полинома Лежандра $P_4(\vartheta)$, эта мишень была названа P_4 -мишенью.

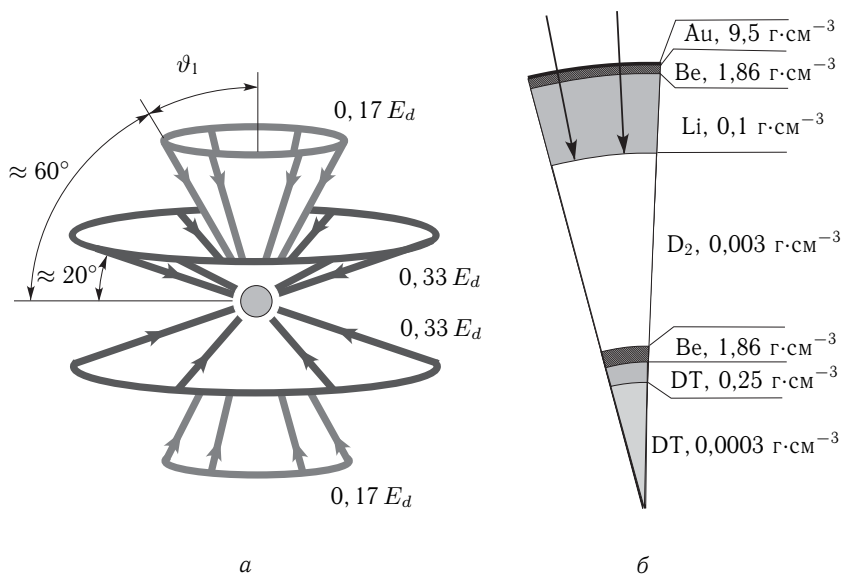


Рис. 3.3. Схема облучения (а) и секторный разрез (б) тяжелоионной мишени с тесным сферическим хольраумом и распределённым рентгеновским конвертером (из работы [21])

Схема облучения и начальная конфигурация P_4 -мишени, рассчитанной на коэффициент усиления $G \approx 80$ при вложенной энергии $E_d \approx 6$ МДж, показана на рис. 3.3. В работе [21] зажигание этой мишени

рассчитывалось по одномерной программе. При этом предполагалась идеальная сферическая симметрия начального состояния. Исследование показало, что для облучения P_4 -мишени существует оптимальная энергия тяжелых ионов, составляющая 5–7 ГэВ на ядро. При более подробном исследовании этой мишени по двумерным и трехмерным программам может оказаться, что необходимо (в зависимости от конкретной конфигурации облучающих пучков) пойти на небольшие отступления от сферической симметрии в начальной конфигурации хольраума. Дополнительные потери за счет неоднородных эффектов могут привести к некоторому снижению коэффициента усиления, хотя можно также ожидать и некоторого резерва по эффективности мишени за счет возможности уменьшения размера хольраума при более точных двумерных (трехмерных) сквозных расчетах. Однако уже из общих соображений ясно, что повышение симметрии облучения ионными пучками заведомо таит резервы в направлении упрощения конструкции мишени и увеличения её энергетической эффективности.

3.3.4. Цилиндрическая мишень прямого облучения с быстрым поджигом. Оптимальная конструкция тяжелоионной мишени претерпевает кардинальные изменения, если в качестве драйвера выбрать пучки тяжелых ионов со сравнительно высокими, почти релятивистскими, энергиями $E_i \geq 0,5$ ГэВ/нуклон [27]. Выбор столь энергичных ионов может быть продиктован физикой ускорения и фокусировки ионов на мишень. При этом открывается возможность реализовать вариант «быстрого» поджига отдельным сверхмощным ионным пучком длительностью $\leq 0,2$ нс (подробнее см. п. 3.4.2).

Тяжелые ионы с энергиями $E_i \geq 0,5$ ГэВ/нуклон имеют сравнительно длинные пробеги ($\geq 5\text{--}20$ г·см⁻²), которые практически несовместимы со сферической геометрией сжатия топлива. В этом случае естественной альтернативой становятся цилиндрические мишени, в которых ионные пучки распространяются вдоль оси цилиндра. Высокая энергетическая эффективность мишени достигается 1) использованием схемы прямого облучения для сжатия ДТ-топлива и 2) быстрым искровым поджигом с торца, с помощью мощного ионного импульса, в результате чего вдоль сжатого ДТ-цилиндра распространяется квазистационарная волна термоядерного горения.

Предлагаемая цилиндрическая мишень схематически изображена на рис. 3.4. Она срабатывает под действием двух отдельных ионных импульсов: сжимающего импульса относительно низкой мощности и поджигающего импульса высокой мощности. Соответственно, работа мишени была исследована в два этапа: зажигание, которое является существенно двумерным процессом, рассчитывалось по двумерной программе, и стадия сжатия — была оптимизирована с помощью одномерной программы.

Зажигание мишени. Наиболее критическим моментом обсуждаемой схемы является зажигание, которое предъявляет очень жесткие требования к поджигающему пучку. Известно, что пороговое значение параметра $(\rho R)_{DT}$ для распространения волны горения в DT-канале, окружённом оболочкой из тяжелого металла, составляет $0,3 - 0,4 \text{ г} \times \text{см}^{-2}$ [28]. В обсуждаемой мишени для сжатого топлива выбирается значение $(\rho R)_{DT} = 0,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ и предполагается, что топливо окружено массивной оболочкой (тампером) из тяжелого металла при том же давлении. Основная роль тампера — увеличить время удержания, что позволяет минимизировать мощность поджигающего пучка. Вдобавок, такой тампер увеличивает долю выгорания DT-топлива до $\varphi \approx 0,4-0,6$. Плотность сжатого DT-топлива выбирается равной $\rho_{DT} = 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, что соответствует значениям $R_{DT} = 50 \text{ мкм}$ и $dM_{DT}/dz = 8 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-1}$. Эта плотность уже достаточно велика, чтобы термоядерный выход не был слишком велик, $\varphi dM_{DT}/dz \approx 1,3 \text{ ГДж} \cdot \text{см}^{-1}$, и в то же время не слишком велика, чтобы приводить к нереалистичным ограничениям на плотность мощности поджигающего пучка.

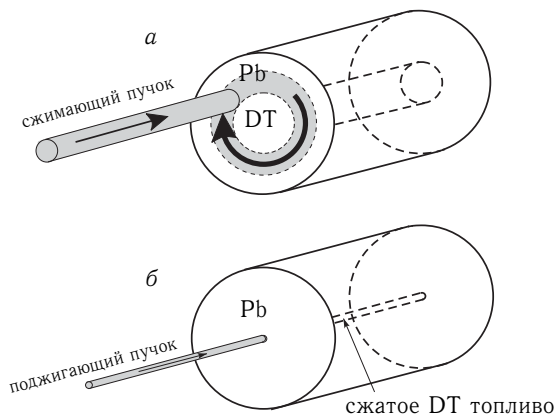


Рис. 3.4. Схематический вид предлагаемой цилиндрической тяжелоинной мишени в начальном состоянии (а), и в состоянии максимального сжатия (б)

Предполагается, что DT-цилиндр поджигается с одного конца импульсом быстрых ионов с радиусом фокального пятна $r_{foc} = R_{DT} = 50 \text{ мкм}$ и пробегом $6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, что, в частности, соответствует пробегу 100-гэВных ионов Bi в холодном DT-топливе при плотности $100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Двумерные расчеты, выполненные одновременно по трехтемпературной эйлеровой программе MDMT в ИТЭФ (Москва), а также по программе МИМОЗА-НД во ВНИИЭФ (Саров), показали, что зажигание и распространение волны горения достигается при энергии $E_{dr,ig} = 400 \text{ кДж}$ и длительности поджигающего импульса $t_{ig} = 0,2 \text{ нс}$.

Сжатие мишени. Тангенциальная (по отношению к ускоряемым слоям) схема облучения в цилиндрических мишенях позволяет обеспечить высокую степень азимутальной симметрии вложения энергии — важная предпосылка для использования прямого облучения — путём быстрого (с периодом $\leq 0,1$ нс) вращения сжимающего пучка вокруг оси мишени (см. рис. 3.4а). Осевую однородность нагрева можно контролировать, используя мишень с длиной меньшей пробега, т.е. оставляя пик Брэгга за пределами рабочей части мишени и используя лишь около 2/3 полной энергии ионов. При этом, возможно, мишень придётся облучать с обоих концов. Предположив, что требуемая азимутальная однородность нагрева ионами может быть обеспечена, стадию сжатия можно исследовать с помощью одномерной гидродинамической программы.

В то же время тангенциальное облучение заставляет существенно изменить стратегию оптимальной имплозии по сравнению с общепринятой. Основной фактор потерь, с которым приходится иметь дело, состоит в эффекте «просветления» слоёв абсорбера по мере облучения ионным пучком: по мере того, как плотность в абсорбере ρ_a падает в ходе его радиального расширения, его массовая толщина $\rho_a \Delta z$ в осевом направлении (т.е. вдоль траекторий ионов) падает в той же пропорции. В результате, доля энергии, оставляемая ионами в рабочей части мишени, становится всё меньше и меньше (мы предполагаем, что энергия ионов фиксирована на протяжении всего импульса). Ясно, что для тонких оболочек потери энергии пучка за счёт этого эффекта могут стать неприемлемо высокими. Главная задача оптимизации — минимизировать полную энергию сжимающего пучка и его пиковую мощность. На практике это равносильно минимизации энтропии сжимаемого топлива и минимизации потерь за счёт эффекта просветления.

В случае прямого облучения возникает проблема неустойчивости Рэля–Тэйлора на границе абсорбер-пушер (под пушером мы понимаем ускоряемый плотный слой из тяжелого металла между абсорбером и DT-топливом (см. рис. 3.4а); в момент максимального сжатия этот слой становится тампером). Адекватной стабилизации неустойчивости можно достичь с помощью пологого градиента плотности, как описано в работе [19], если исключить начальные скачки плотности. В соответствии с этим принимается, что в начальном состоянии мишень состоит из однородной свинцовой трубки ($R_{DT,0} < r < R_0$), заполненной DT-топливом. В процессе расчётов было установлено, что наилучшие результаты получаются тогда, когда вся центральная область $0 < r < R_{DT,0}$ заполнена DT-льдом. Тогда, при начальной плотности $0,225 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$, для принятой массы DT находим $R_{DT,0} = 1,05 \text{ мм}$. В расчетах было взято несколько большее значение $R_{DT,0} = 1,12 \text{ мм}$. Для внешнего радиуса было выбрано достаточно большое значение $R_0 = 4 \text{ мм}$.

Оптимизация стадии сжатия проводилась по одномерной трёхтемпературной программе DEIRA (ИТЭФ, Москва), снабженной специальным алгоритмом для адекватного учета эффекта просветления.

При этом отдельно вычислялись энергия $E_{d,dep}$, поглощенная на фиксированной длине мишени, и требуемая для этого полная энергия пучка $E_{d,cb}$. Из-за эффекта просветления $E_{d,dep} < E_{d,cb}$, и отношение $\eta_{clr} = E_{d,dep}/E_{d,cb}$ служит характеристикой соответствующих потерь. Расчеты показали, что требуется по крайней мере $dE_{d,dep}/dz = 6,53$ МДж/см вложенной энергии, чтобы сжать DT-топливо до требуемых параметров: $\rho_{DT} = 100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $R_{DT} = 50$ мкм. В оптимальном случае коэффициент просветления составил $\eta_{clr} = 0,65$. Последнее означает, что минимальная энергия сжимающего пучка составляет $E_{d,cb} = E_{d,dep}\eta_{clr} = 10$ МДж на 1 см длины мишени. Если сделать поправку на то, что придётся отбросить пик Брэгга, то эту энергию надо умножить на фактор $(\eta_z)^{-1}$, где, по-видимому, $\eta_z \approx 0,65\text{--}0,75$.

Оптимизированная форма импульса для полной мощности пучка $N_{d,cb}(t)$ (на 1 см длины мишени) показана на рис. 3.5. Полный импульс состоит из предимпульса продолжительностью 20 нс и главного импульса в интервале $44 \text{ нс} < t < 75 \text{ нс}$. Пиковая мощность при $65 \text{ нс} < t < 75 \text{ нс}$ составляет $525 \text{ ТВт}\cdot\text{см}^{-1}$. В процессе оптимизации было выяснено, что выгодно иметь более широкое фокальное пятно в предимпульсе, по сравнению с главным импульсом: это позволяет минимизировать радиальное расширение абсорбера до прихода главного импульса и приводит к более высоким значениям коэффициента η_{clr} . В оптимальном случае внутренний радиус фокального кольца, $r_{b1} = 1,22$ мм, был фиксирован на протяжении всего импульса, тогда как его внешний радиус r_{b2} составлял 3,62 мм в предимпульсе, и 2,52 мм — в главном импульсе.

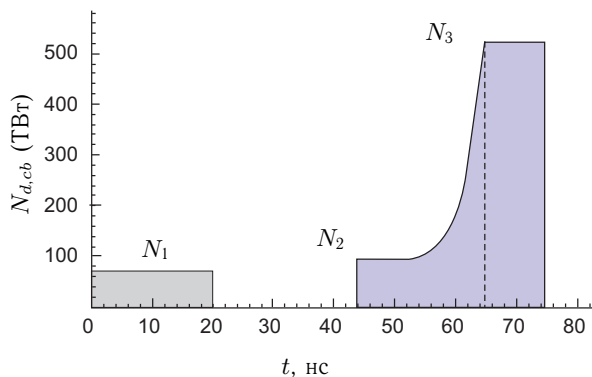


Рис. 3.5. Оптимизированная форма импульса сжимающего ионного пучка. Абсолютная мощность $N_{d,cb}$ нормирована на 100%-е поглощение пучка при $t = 0$ в свинцовом абсорбере длиной 1 см [27]

Подводя итог, можно сказать, что, согласно проведенным расчетам, минимальная энергия ионного пучка, требуемая для холодного сжатия DT-топлива в цилиндрических мишенях прямого облучения, лежит

в диапазоне от 10 до 15 МДж·см⁻¹. Зажигание и распространение волны горения вдоль цилиндра может быть достигнуто с помощью второго мощного пучка тяжелых ионов длительностью 0,2 нс и полной энергией в импульсе 0,4 МДж. Хотя к настоящему времени нет надёжных двумерных расчётов доли выгорания топлива, одномерные результаты свидетельствуют о том, что можно получить значения $f_b \approx 0,4-0,6$. В этом случае можно рассчитывать на значения коэффициента термоядерного усиления мишени в диапазоне $G = 50-150$. Плохо исследованным остается пока вопрос о роли неустойчивости Рэлея–Тэйлора — особенно на границе пушер–топливо на стадии торможения пушера.

3.4. Мишени для систем с драйвером на основе Z-пинча

Для реактора ИТС с драйвером на основе Z-пинча, работающего при низкой частоте повторения микровзрывов, необходимо осуществление микровзрыва с возможно большим энерговыделением. При ограниченном запасе энергии для инициирования микровзрыва это требование фактически означает создание микровзрыва с большим коэффициентом термоядерного усиления энергии G .

В настоящее время обозначены два подхода к проблеме инициирования микровзрыва с помощью Z-пинча. Эти подходы схематически представлены в нижеследующей таблице 3.5.

Таблица 3.5. Подходы к инициированию микровзрыва на основе Z-пинча

Хольраум с излучающим Z-пинчем	Термоядерное горение плотного шнура из DT-топлива
Сферическая DT-мишень в полости — хольрауме. Активация изотропного облучения мишени в хольрауме с применением интенсивно излучающего Z-пинча в рентгеновском диапазоне. Имплозия мишени в результате абляции под действием излучения внутренних стенок хольраума. Быстрый поджиг сжатой мишени импульсом фемтосекундного лазера (fast ignition).	Цилиндрический шнур из твердого DT-топлива. Магнитное самосжатие шнура мульти-мегаамперным импульсом тока. Инициирование термоядерного горения шнура в перетяжке пинча или с торца пучком ионов дейтерия из виртуального ионного диода.

3.4.1. Хольраум с излучающим Z-пинчем. В настоящее время предложены и исследуются теоретически и экспериментально две схемы хольраумов, приспособленные к Z-пинчевому драйверу: вакуум-

ный хольраум с двумя излучающими Z-пинчами по торцам полости (рис. 3.6) и динамический хольраум (рис. 3.7).

Накопление излучения в полости вакуумного хольраума должно происходить в результате проникновения в нее излучения от двух пинчей многопроволочных сборок, расположенных по торцам полости. По каждому из пинчей должен протекать импульс тока ~ 60 МА, обеспечивая, по расчетам, после всех процессов сжатия пинча, генерации и переноса излучения, имплозию мишени и термоядерный микровзрыв с энерговыделением ~ 380 МДж [29].

Динамический хольраум состоит из внешней многопроволочной сборки и внутренней оболочки из малоплотного гетерогенного вещества, в полости которой размещается сферическая термоядерная мишень.

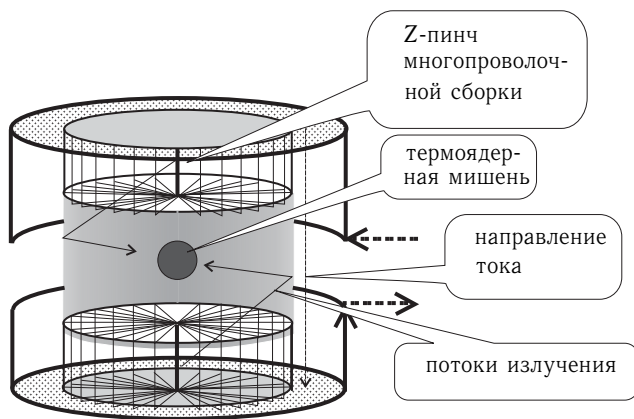


Рис. 3.6. Принципиальная схема вакуумного хольраума с двумя Z-пинчами по торцам полости

Плазма многопроволочной сборки, ускоренная давлением магнитного поля тока, ударяет по внутренней оболочке и переносит на нее разрядный ток. В момент соударения кинетическая энергия внешней плазмы и часть энергии проникшего с ней магнитного поля нагревают внутреннюю оболочку. Последующее токовое самосжатие всей композиции приводит к значительному повышению ее температуры и генерации интенсивного излучения в полости, где расположена мишень. По расчетам импульс разрядного тока с амплитудой 54 МА должен обеспечить инициирование термоядерного микровзрыва с энерговыделением ~ 530 МДж [29]. Схема динамического хольраума первоначально была предложена и исследована в рамках программы «Ангара» [30]. В настоящее время схемы вакуумного и динамического хольраумов интенсивно исследуются на установке «Z» НЛ Сандия, США. Успешно продемонстрировано ~ 7 -кратное сжатие сферической мишени [29].

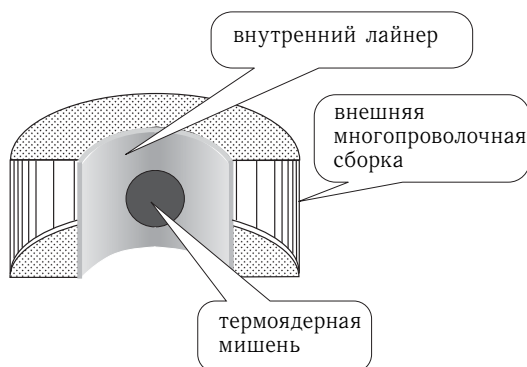


Рис. 3.7. Принципиальная схема динамического хольраума

3.4.2. Термоядерное горение плотного шнура из DT-топлива.

Возможны два варианта зажигания термоядерного горения:

- зажигание от перетяжки Z-пинча на сжатом DT-шнуре;
- зажигание с помощью ионного пучка высокой мощности, сфокусированного на торец сжатого шнура.

Схематически эти варианты показаны на рис. 3.8.

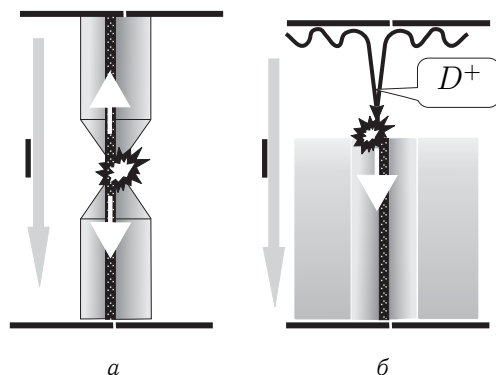


Рис. 3.8. Два варианта зажигания горения DT-шнура: а — зажигание от перетяжки Z-пинча на сжатом DT-шнуре; б — зажигание с помощью ионного пучка высокой мощности, сфокусированного на торец сжатого шнура

Для обоих вариантов необходимо предварительное сжатие шнура током до таких значений ρr_p (ρ — плотность, r_p — радиус шнура), при которых термоядерное горение может распространяться вдоль него. Для оценки параметров шнура предположим, что через шнур с погонной массой M ($\text{г}\cdot\text{см}^{-1}$) и температурой T (кэВ) протекает ток I (МА).

Тогда условие Беннета для равновесия токового шнура будет иметь вид

$$I = 390 (MT)^{1/2}.$$

Значение же тепловой энергии E_T плазмы в таком шнуре будет равно $E_T = 750 I^2$ (кДж·см⁻¹). Пусть значение начальной плотности DT-шнура $\rho = 0,2$ г·см⁻³, а требуемое значение $\rho r_p = l_r \sim 0,25$ г·см⁻². Для заданного значения погонной массы шнура M потребуется его сжатие от начального радиуса $r_0 = (M/(\pi\rho))^{1/2}$ до радиуса r_p , что приведет к увеличению индуктивности шнура:

$$\Delta L = 2 \ln(r_0/r_p) = 2 \ln((\pi/\rho_0 M)^{1/2} \lambda_r) = 14,7 + \ln(\lambda_r T/I^2) \text{ (нГн)}.$$

На это увеличение индуктивности шнура потребуется затратить $\Delta E_H = \Delta L I^2/2$ магнитной энергии. В таблице 3.6 даны оценки рассматриваемых величин для различных значений температуры плазмы сжатого шнура.

Т а б л и ц а 3.6. Параметры сжатого плазменного шнура

T , кэВ	M , мг·см ⁻¹	r_p , мм	r_0/r_p	L , нГн·см ⁻¹	$\Delta E_H/E_T$
0,5	32,4	0,41	55	4,8	3,2
1	16,2	0,21	77	5,5	3,7
2	8,1	0,10	111	6,2	4,1

Таким образом, для сжатия шнура током 50 МА потребуется 6–8 МДж·см⁻¹ магнитной энергии. При этом тепловая энергия плазмы сжатого шнура будет порядка 2 МДж·см⁻¹. Как видим, предварительное сжатие шнура, обеспечивающее возможность его термоядерного горения, потребляет значительную часть полного энергозапаса драйвера.

Если DT-шнур сжат должным образом, то зажигание термоядерного горения в нем можно было бы осуществить двумя способами: зажиганием в перетяжке или зажиганием с торца, используя для этого вспомогательный пучок дейтериевых ионов (см. рис. 3.8 а и 3.8 б). Оба варианта являются эквивалентом «быстрого зажигания» («fast ignition»), применяемого для хольраумных схем.

Зажигание в перетяжке. Оценим некоторые энергетические характеристики инициирования зажигания в перетяжке [30–32]. Пусть r — радиус области, где происходит зажигание, $l = 2r$ — длина зоны зажигания, M — ее линейная масса (мг·см⁻¹), T — температура (кэВ), E — энергия, необходимая для инициирования. Для $T = 10$ кэВ получим $E = 72MT$ (МДж). Полагая, что время зажигания определяется звуковой скоростью, $\tau = r/c_s$, $c_s = 3 \cdot 10^7 T^{1/2}$ см·с⁻¹, оценим мощность $N = E/\tau$, необходимую для зажигания при различных масштабах характеристик из перетяжки r и M (таблица 3.7):

Таблица 3.7. Мощность, необходимая для зажигания в перетяжке

r , мм	τ , нс	M , мг·см ⁻¹	E , МДж	N , ТВт
1	1	6,3	4,5	4500
0,5	0,5	0,78	0,57	1100
0,2	0,2	0,050	0,036	180
0,1	0,1	0,0063	0,0045	45

Зажигание вспомогательным ионным пучком. Суть предлагаемого варианта ясна из схемы рис. 3.8 б. Междуэлектродный зазор заполняется дейтериевой плазмой сравнительно малой плотности, а в катодной его части устанавливается криогенный ДТ-шнур, занимающий часть междуэлектродного зазора. При пропускании импульса тока динамика плазмы в прикатодной и прианодной областях совершенно различна.

В прикатодной области масса и стартовый радиус шнура и редкой плазмы таковы, чтобы их сжатие достигло необходимого максимума в момент достижения максимального тока. При этом параметры сжатой композиции должны удовлетворять условию поддержания в нем термоядерного горения $(\rho r)_{\text{крит}} \leq (\rho r)$. Условия достижения этих параметров даны выше.

В прианодной зоне плотность заполняющей плазмы мала, и Z-пинч там не образуется, но возникает виртуальный ионный диод, в котором ионы ускоряются и самофокусируются на торец сжатого ДТ-шнура. Ионный пучок производит разогрев торца пинча и зажигание термоядерного горения. Схема аксиально неоднородного Z-пинча с генерацией и самофокусировкой ионного пучка экспериментально исследована в качестве источника нейтронов в работе [33]. При токе 2 МА там получено $3 \cdot 10^{12}$ DD-нейтронов за импульс длительностью 50 нс. Более подробное ее изложение можно найти в Приложении Б.

3.5. Сравнительный анализ энергетической эффективности мишеней ИТС

В предыдущих разделах обсуждалась физика и дизайн мишеней инерциального синтеза различного типа. Каждый из этих типов мишеней имеет свои физические и конструкционные особенности, связанные, как правило, с тем, что мишень ориентирована на конкретный тип драйвера. Последнее означает, что любое сопоставление мишеней между собой в отрыве от драйвера будет в лучшем случае неполным, а в худшем — может привести к неправильным выводам. Тем не менее, представляет определённый интерес сравнить разные типы мишеней по наиболее важному критерию — их энергетической эффективности. При этом, конечно, необходимо помнить, что если соответствующий

драйвер обладает существенно более высоким КПД, то в полной энергетической системе предпочтительной может оказаться мишень с меньшим коэффициентом усиления.

Прежде чем перейти к анализу энергетической эффективности мишеней ИТС, изложим ряд общих соображений, относящихся к уровню проработки дизайна и областей применения различных типов мишеней. Мишени гидродинамического («искрового») зажигания, к которым относятся как мишени прямого облучения, так и мишени непрямого облучения, по уровню проработки физического и технологического дизайна, наличия достоверных данных эксперимента и численного моделирования являются значительно более развитыми по сравнению с мишенями прямого «быстрого» зажигания. Численные расчеты мишеней гидродинамического зажигания, в основе которых лежат данные экспериментов по исследованию физики этого типа мишеней, дают значения коэффициентов термоядерного усиления в достаточно узких, а главное определенных, доверительных интервалах. Это позволяет разрабатывать физически и технически обоснованные проекты промышленных энергетических установок, основанных на мишенях гидродинамического зажигания. Мишени прямого зажигания существуют пока только как красивое и многообещающее направление дизайна мишеней инерциального синтеза. Главная причина такого положения состоит в отсутствии источника мощного короткого импульса излучения с энергией на уровне 5–10 кДж, который мог бы быть использован в качестве зажигающего драйвера.

В свою очередь сравнение между собой мишеней гидродинамического зажигания при прямом и непрямом облучении имеет смысл только для одного типа драйвера — лазера, поскольку для других драйверов мишени прямого облучения фактически не предлагаются.

С учетом изложенных выше обстоятельств в данном разделе проведен анализ энергетической эффективности различных мишеней ИТС с гидродинамическим зажиганием для лазерного драйвера. Этот анализ основывается на данных численных расчетов по одномерным и двумерным математическим программам полной эволюции мишени от стадии поглощения энергии лазерного излучения в термоядерной капсуле или в рентгеновском конвертере до стадии горения. Представлен также анализ энергетической эффективности мишеней прямого зажигания. Однако надо понимать, что на данный момент такой анализ имеет сугубо качественный характер, поскольку достаточно адекватных расчетов полной эволюции сферических мишеней прямого зажигания в настоящее время не имеется в связи с отсутствием не только технической, но и физической ясности в способе доставки энергии зажигающего драйвера к сжатому термоядерному горючему. Расчеты таких мишеней проводятся только в рамках модели эффективного источника энергии в определенной (центральной или краевой) массе сжатого термоядерного вещества.

На рис. 3.9 представлены зависимости коэффициентов усиления мишеней различного типа от лазерной энергии.

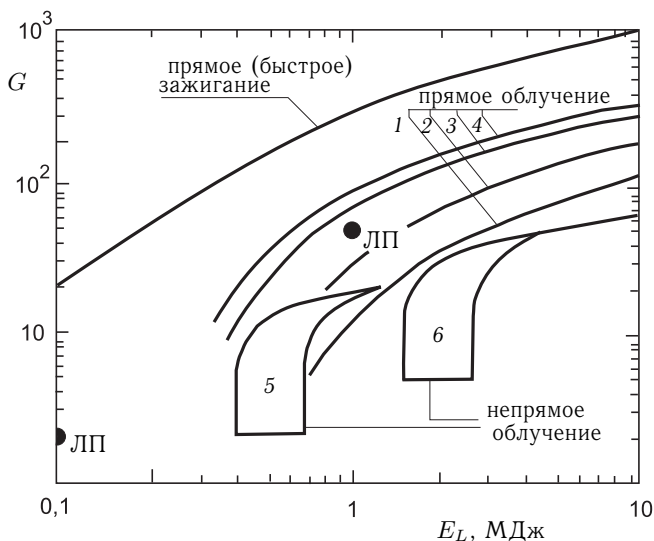


Рис. 3.9. Зависимости коэффициента усиления от лазерной энергии для простой оболочечной мишени прямого облучения (кривые 1, 2, 3, 4), мишени «лазерный парник» (ЛП), мишени непрямого облучения (области 5 и 6) и мишени прямого (быстрого) зажигания

Зависимость 1 коэффициента усиления простой оболочечной мишени прямого облучения, приведенная согласно данным работы [34], соответствует асимметрии сжатия мишени при 3–5 % неоднородности облучения мишени лазерными пучками (пессимистическая зависимость в смысле влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие и горение мишени). Результаты отвечают облучению мишени 3-й гармоникой излучения неодимового лазера с длиной волны $\lambda = 0,351$ мкм. Зависимости коэффициента усиления (кривые 2–4) простой оболочечной мишени соответствуют сферически симметричному сжатию мишени при прямом облучении лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 1,054$ мкм [6], $\lambda = 0,351$ мкм [34] и $\lambda = 0,249$ мкм [6] (оптимистические зависимости). Эти данные демонстрируют рост коэффициента усиления с уменьшением длины волны лазерного излучения и существенное снижение коэффициента усиления за счет асимметрии сжатия.

Две точки ЛП на графике демонстрируют коэффициент усиления мишени закрытый «лазерный парник» при сферически симметричном сжатии под действием излучения 3-й гармоники неодимового лазера [8].

Данные для коэффициентов усиления мишеней непрямого облучения приведены на рис. 3.9, по результатам работы [35]. Изменение

коэффициента усиления в областях 5 и 6 соответствует изменению амплитуды шероховатости поверхности сферической мишени в интервале 0–100 нм: кривые, ограничивающие области 5 и 6 слева, соответствуют коэффициенту усиления мишени непрямого облучения при полностью симметричном сжатии; кривые, ограничивающие области справа — амплитуде шероховатости поверхности мишени 100 нм. При этом область 5 соответствует радиационной температуре 300 эВ и конечной скорости сжимающейся оболочки $400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а область 6 — температуре 225 эВ и конечной скорости $300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Итак, можно было бы ожидать, что энергетическая эффективность мишени прямого облучения при сферическом сжатии в 3–5 раз превысит энергетическую эффективность мишени непрямого облучения. Этот факт понятен из общих соображений, поскольку мишени непрямого облучения должны быть всегда менее эффективны, чем мишени прямого облучения, просто потому, что в последних отсутствует стадия конверсии энергии драйвера в тепловое рентгеновское излучение. Поскольку в не прямых мишенях эффективность передачи энергии в термоядерную капсулу в оптимальных случаях составляет 20–30 %, то как раз и следует ожидать, что их эффективность в 3–5 раз ниже, чем эффективность мишеней прямого облучения. В действительности, ситуация серьезно усложняется тем обстоятельством, что абляционная стабилизация неустойчивости Рэлея–Тэйлора при прямом облучении лазерными пучками менее эффективна, чем при облучении тепловым рентгеном, и требует больших энергетических затрат для достижения тех же параметров сжатого топлива. В результате, как показывает сравнение пессимистической кривой мишени прямого облучения и данных по коэффициентам усиления не прямой мишени, преимущество прямых мишеней перед непрямыми по энергетической эффективности существенно снижается и, в конечном итоге, может свестись к фактору ~ 2 (при энергиях лазера, существенно превышающих порог зажигания мишеней непрямого действия) [36].

Зависимость коэффициента усиления мишеней прямого (быстрого) зажигания, рассчитанная по результатам работ [11, 12], показывает, что коэффициенты усиления мишеней прямого зажигания могут в 3–10 раз превышать коэффициенты усиления всех типов мишеней с гидродинамическим зажиганием, включая простые оболочечные мишени прямого облучения и мишень «лазерный парник». Однако подчеркнем еще раз, что эти данные представляют собой пока только демонстрацию потенциальных возможностей мишеней прямого зажигания, поскольку экспериментальные исследования мишеней такого типа только начинаются. Что касается простых оболочечных мишеней, то многочисленные эксперименты показали возможность реализации всех принципов работы таких мишеней, за исключением полностью симметричного сжатия мишени. Результаты экспериментов показывают, что на современном уровне обеспечения однородности облучения мишеней процессы гидродинамической неустойчивости приводят к снижению нейтронного вы-

хода мишеней прямого облучения в 5–10 раз по сравнению с идеально симметричным сжатием.

Рентгеновские мишени непрямого облучения обладают менее высокими коэффициентами усиления, по сравнению со всеми остальными вариантами перспективных мишеней. Однако это единственный тип мишени, для которой в экспериментах было реализовано практически симметричное сжатие и подтверждены все остальные принципы работы мишени.

Литература

1. *Rozanov V.B., Verdon C.P., Decroisette M. et al.* Inertial Confinement Target Physics // In: Energy from Inertial Fusion / Ed. *Hogan W.* — IAEA, 1995. P. 1.
2. *Lindl J.* — Preprint / UCRL-JC-119015 L-19821-1, 1995.
3. *Бессараб А.В., Гайдаш В.А., Долголёва Г.В. и др.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 1800.
4. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волосевич П.П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21 С. 150.
5. *Afanas'ev Yu. V. and Gus'kov S. Yu.* Energy transfer to the plasma in laser target // In: Nuclear Fusion by Inertial Confinement / Eds. *Velarde G. et al.* — CRC PRESS, Ann Arbor, 1993. P. 99.
6. *Басов Н.Г., Гуськов С.Ю., Данилова Г.В. и др.* // Квантовая Электроника. 1985. Т. 12. С. 1289.
7. *Гайфулин С.А., Захаров А.В., Змитренко Н.В. и др.* // Вопросы Атомной Науки и Техники. 1983. Т. 2. С. 38.
8. *Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 548.
9. *Eliezer E., Honrubia J., Velarde G.* // Phys. Let., A, 1995. Vol. 166. P. 249.
10. *Гуськов С.Ю., Меркульев Ю.А.* // Квантовая Электроника. 2001. Т. 31. С. 311.
11. *Basov N.G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L.P.* ICF targets with direct heating of the ignitor // Book of Proceedings, 21-st European Conference on Laser Interaction with Matter, October 21–25. / Eds. *Fieodorowich H. et al.* — Warsaw, Poland, 1991. P. 189.
12. *Basov N.G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L.P.* // J. Soviet Laser Research. 1992. Vol. 13. P. 396.
13. *Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al.* // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1, №. 5. P. 1626.
14. *Caruso A.* Gain of Laser Compressed DT-Fuel Ignited by Injected Triggers // Proceedings of I.A.E.A. Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion, Paris, France, November 14–18, 1994. / Ed. *Coutant J.*, May 1995. P. 325.

15. Гуськов С.Ю. // Квантовая Электроника. 2001. Т. 31. С. 885.
16. Hatchet S.P., Brown C.G., Cowan T.E. et al. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 2076.
17. Caruso A., Pais V.A., and Parodi A. // Laser Part. Beams. 1992. V. 10. P. 447.
18. Basko M.M. // Nuclear Fusion. 1992. Vol. 32. P. 1515.
19. Basko M.M., Maruhn J.A., Schlegel T. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 1348.
20. Ho D.D.-M., Harte J.A., and Tabak M. // Nuclear Fusion. 1995. V. 35. P. 1125.
21. Basko M.M. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 1031.
22. Lindl J. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 3933.
23. Ho D.D.-M., Harte J.A., and Tabak M. // Nuclear Fusion. 1998. V. 38. P. 701.
24. Basko M.M., Churazov M.D., Koshkarev D.G. // Fusion Eng. Design. 1996. V. 32–33. P. 73.
25. Vatulin V.V., Voronin B.L., Zagrafov V.G. et al. // Fusion Eng. Design. 1996. V. 32–33. P. 609.
26. Tabak M., Callahan-Miller D., Ho D.D.-M. et al. // Nuclear Fusion. 1998. V. 38. P. 509.
27. Basko M.M., Churazov M.D., Aksenov A.G. / Proc. of the 14th Int. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion, Moscow, 26–31 May, 2002, // Laser Part. Beams, 2002. V. 10. P. 411.
28. Аврорин Е.Н., Бунатян А.А., Гаджиев А.Д. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 514.
29. Olson Craig L. Z-pinch IFE // 19th IEEE/NPS Symposium on fusion engeneering (SOFE). Atlantic City, NY, January 22–25, 2002.
30. Vikhrev V.V., Ivanov V.V. Propagation of high temperature plasma along a Z-pinch. // Sov. Phis. Dokl. 1985. V. 30. P. 492.
31. Linhart J.G., Bilbao L. Z-pinch spark of an axial detonation in D-T // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 941.
32. Vikhrev V.V. Reconsideration of thermonuclear possibilities of Z-pinchs //Nucleonica. 2001. V. 45. P. 9.
33. Батюнин А.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д. и др. Исследование сверхбыстрого дейтериевого Z-пинча на установке «Ангара-5-1» // Физика плазмы. 1990. Вып. 9. С. 1027.
34. Nuckolls J.H. Target Design. Introduction, in: Laser Program Annual Report UCRL-50021-81, Lawrence Livermore National Laboratory, 1981. P. 3.
35. Lindl J.D., McCrory R.I., Campbell E.M. // Phys. Today. 1992. V. 45, №. 9. P. 32.
36. Bodner S.E., Colombant D.G., Gardner J.H. et al. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1901.

Глава 4

КОНЦЕПЦИИ РЕАКТОРНОЙ КАМЕРЫ И ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ НА ОСНОВЕ ИТС

*Забродин А.В., Имшенник В.С., Кошкарев Д.Г., Масленников М.В.,
Медин С.А., Недосеев С.Л., Орлов Ю.Н., Чуразов М.Д.,
Шарков Б.Ю.*

4.1. Реакторы на основе ИТС

4.1.1. Классификация реакторов ИТС. Реактор ИТС представляет собой прочную стальную камеру, окруженную бетонной радиационной защитой и содержащую на своей внутренней поверхности систему утилизации тепла термоядерного микровзрыва — бланкет. Стенки реактора имеют необходимое число отверстий для инъекции мишеней, ввода пучков, откачки газов, ввода и вывода теплоносителя.

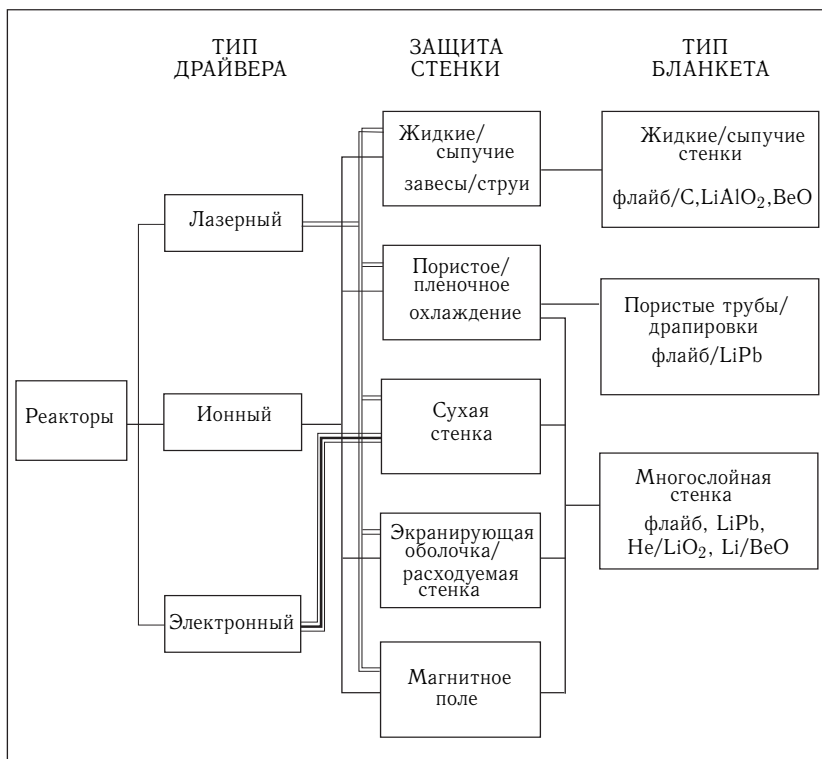
Конструктивный облик реактора определяют следующие факторы: тип драйвера, защита стенки и тип бланкета. Также на конструкцию реактора оказывают существенное влияние способы очистки полости реактора от паров и капель (частиц) материала, образующего поверхность первой стенки.

Лазерные и ионные драйверы практически в равной мере совместимы со всеми рассмотренными в литературе типами бланкета и способами защиты первой стенки. Электронный драйвер рассматривался в проекте ГИТРЭП [1] в сочетании с реактором с сухой стенкой. В настоящее время схемы энергоустановок с электронным драйвером не разрабатываются. Однако в связи с получением новых результатов по генерации нейтронов в Z-пинче [2], драйверы РЭП, возможно, вновь станут актуальными.

Среди методов защиты первой стенки рассматриваются преимущественно два подхода: покрытие пористой поверхности стенки жидкой пленкой теплоносителя и струйный жидкий бланкет, внутри которого создается динамическая полость для организации микровзрыва. Выбор между этими подходами затруднен, так как не накоплен еще необходимый объем данных об эффективности защиты и стойкости конструкции первой стенки. Другие методы защиты разработаны слабо и, кроме того, трудно реализуемы. Некоторые методы — например, использование магнитного поля — представляются экзотическими.

Обеспечение защиты первой стенки тесно связано с проблемой эвакуации продуктов взрыва и испарения первой стенки из полости реактора. Оценки показывают, что может быть осуществлена быстрая конденсация паров. Однако реальное время очистки полости реактора, по-видимому, определяется удалением микрокапель, заполняющих полость реактора в результате распыления жидкой пленки или струи под ударным воздействием рентгеновского излучения и, возможно, потока ионов. В этом случае время очистки реактора за счет гравитационного осаждения капель может быть очень большим, порядка 1 с. Пока не предложено эффективных активных методов очистки реактора от капель, за исключением единственного проекта HYLIFE-II со струйным жидким бланкетом [2].

Таблица 4.1. Классификация реакторов ИТС



Конструктивная схема бланкета, наряду с защитой первой стенки, определяется поглощением энергии нейтронов и наработкой трития. В принципе эти три функции могут быть обеспечены единым теплоносителем, например, расплавами эвтектики Li₁₇Pb₈₃ или соли Li₂BeF₄. В этом случае в конструкции бланкета, как правило, применяются одни и те же материалы, совместимые с теплоносителем. Возможно

Таблица 4.2. Характеристики реакторов ИТС

Проект	HYLIFE-II	HIBALL-II	LIBRA-SP	OSIRIS	PROMETHEUS-H	SOMBRERO
Разработчик	LLNL	KfK, UWM	UWM	W.J. Shafer Associates	McDonnell Douglas	Ind. Team, UWM
Параметры пучков	Hg ⁺ 10 ГэВ	Bi ⁺ 10 ГэВ	Li ⁺ 30 МэВ	Xe ⁺ 3,6 ГэВ	Pb ⁺⁺ 4 ГэВ	KrF лазер
Термоядерная энергия, Мдж	350	400	576	432	719	401
Частота, Гц	6	5	3,7	4,6	3,54	6,7
Радиус первой стенки, м	0,5	5	4	3,5	4,5	6,5
Структура первой стенки	Струи Li ₂ BeF ₄	Пленка Li ₁₇ Pb ₈₃ , пористый SiC	Завеса Li ₁₇ Pb ₈₃ , сталь	Пленка Li ₂ BeF ₄ , композит SiC	Пленка Pb, пористый SiC	Композит SiC (сухая)
Начальное давление, Па	0,5	10 ⁻²	10 ⁻²	0,5	10 ⁻²	10 ² (Xe)
Температура начальная, К	923	773	823	923	802	1700
Теплоноситель blankets	Li ₂ BeF ₄	Li ₁₇ Pb ₈₃	Li ₁₇ Pb ₈₃	Li ₂ BeF ₄	He (923К)	He+LiO ₂ (973К)
Материал blankets	Li ₂ BeF ₄ струи	Ткань SiC (трубы)	Сталь (трубы)	Ткань SiC	SiC/Li ₂ O (модули)	Композит SiC (каналы)

обеспечение этих функций различными наборами теплоносителей и материалов для каждой из зон энерговыделения.

В табл. 4.1 дана классификация реакторов ИТС по трем классификационным признакам (тип драйвера, защита первой стенки, тип blanket), а в табл. 4.2 приведены энергетические параметры и конструктивные характеристики наиболее проработанных и представительных проектов реакторных камер ИТС.

4.1.2. Реактор с жидким blanketом (HYLIFE-II). В проекте HYLIFE-II [3] blanketом служит динамическая струйная структура, образующая объем жидкости с внутренней полостью. Стенки жидкого объема имеют толщину, достаточную для поглощения нейтронов. Эта схема привлекательна тем, что в полости предположительно отсутствуют микрокапли, препятствующие транспорту пучка к центру полости, где происходит микровзрыв мишени. Динамика образования полости иллюстрируется схемой соединения и разведения двух струй, истекающих из поворачивающихся сопел, (рис. 4.1) (см. эволюцию заштрихованных участков струй). Положительным моментом этой схемы

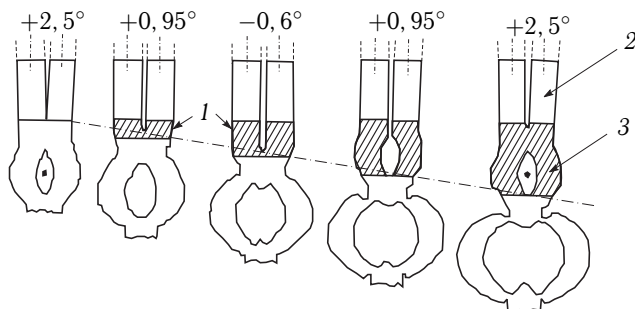


Рис. 4.1. Схема течения теплоносителя при формировании полости для микровзрыва мишени в проекте HYLIFE-II. Показаны угловые отклонения сопел в течение одного цикла с интервалом в $1/4$ периода. Первый кадр относится к моменту взрыва. Обозначения: 1 — добавочный жидкий слой; 2 — сопла длиной 2 м, отклоняются на 54 мм; 3 — жидкий слой защищает межсопловые промежутки от нейтронного потока в момент взрыва. Рисунок взят из работы [3]

является минимальное облучение нейтронами конструктивных элементов камеры реактора. Эскиз реактора представлен на рис. 4.2. Протяженность камеры достаточно велика, чтобы позволить многократное расширение жидкой структуры после микровзрыва. Инжекция ионных пучков осуществляется через решетку горизонтальных и вертикальных струй. Фокусировка пучков обеспечивает не прямой поджиг мишени.

Следует отметить, что пока нет данных экспериментов или моделирования по поведению жидкой структуры blanketа и его воздействию на конструкцию камеры, схема HYLIFE-II представляется

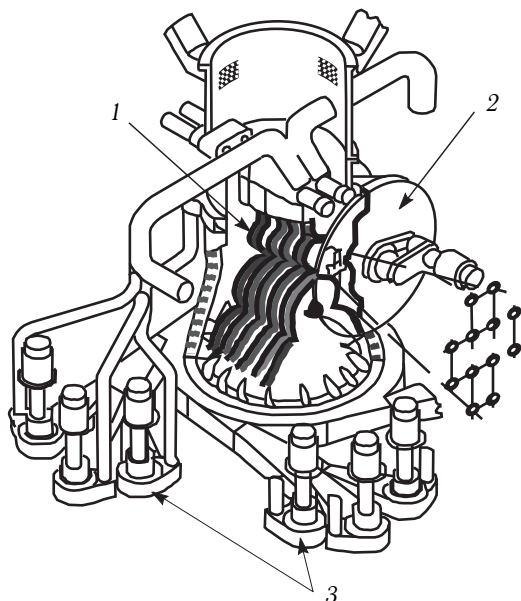


Рис. 4.2. Эскиз реактора HYLIFE-II. Обозначения: 1 — осциллирующие струи теплоносителя (флайб); 2 — вращающийся затвор; 3 — насосы. Рисунок взят из отчета по проекту HYLIFE-II [3]

слабо обоснованной. Ключевыми вопросами здесь, по-видимому, являются: возмущение внутренней поверхности полости различными гидродинамическими эффектами, опасными с точки зрения распыления капель в полости, и генерация ударных волн в истекающих струях, воздействующих на конструкцию сопел. В последних публикациях по проекту HYLIFE-II [4] сплошные струи, образующие динамический бланкет, заменены эквивалентным множеством струй достаточно тонких, чтобы воздействие ударных волн было минимальным. При этом, однако, возникают новые вопросы — о защите большого количества сопел и динамике образования полости из множества нестационарных струй.

Недостатком реактора с жидким бланкетом является малый перепад температур теплоносителя и, соответственно, большой расход теплоносителя в реакторе. В результате 80 % расхода теплоносителя направляется в обход промежуточного теплообменника, т.е. возвращается в реактор при максимальной температуре подогрева. Тем не менее разработки реактора с жидким струйным бланкетом представляют значительный интерес, так как активная очистка полости для микровзрыва позволяет увеличить частоту, а поглощение нейтронов в жидкости обеспечивает минимальную активацию и максимальный ресурс конструкционных материалов.

Вместо жидкости в качестве подвижного текучего blankets рассматривалось использование гранулированной керамики из Li_2O (проект Cascade [5]). Достаточно толстый слой гранул удерживается на конической поверхности за счет центробежных сил при ее вращении. Камера реактора имеет биконическую геометрию. Вращающийся слой гранул движется по коническим стенкам к среднему наибольшему сечению камеры и ссыпается в приемный коллектор. При микровзрыве происходит абляция гранул, расположенных на поверхности, и нейтронный прогрев вращающегося слоя гранул. Температура керамики на выходе камеры предполагается высокой (~ 1440 К), что должно обеспечить высокий КПД энергоустановки. Схема реактора Cascade представляется экзотичной из-за существенных технологических трудностей организации транспорта сыпучего теплоносителя в контуре установки при огромном перепаде давлений в теплообменниках и камере. Не рассмотрен вопрос об очистке полости камеры от пыли, образующейся при абляции гранул, а также о времени восстановления регулярного вращающегося слоя после микровзрыва.

4.1.3. Реактор со смоченной первой стенкой. В данном типе реакторов используется защита первой стенки жидкой пленкой теплоносителя. Жидкая пленка поглощает сверхмощные потоки энергии рентгеновского излучения и ионов материала мишени в тонком поверхностном слое в процессе абляции — испарения и дробления на капли. Защитная пленка создается на пористой поверхности первой стенки за счет перепада давления в подводящих каналах и полости камеры реактора. Выделение энергии нейтронов происходит в blankets с проточным теплоносителем.

Пленочная защита рассматривалась как в отечественных разработках [6–8], так и в зарубежных [9–13]. В концепции ИТИС [8], предложенной в ГНЦ РФ ИТЭФ, также предполагается использование пленочной защиты. В этом проекте нашли дальнейшее продолжение идеи работ [9, 10, 13].

Наиболее детально конструктивная схема реактора разработана в концептуальных проектах HIBALL-II [9] и LIBRA [10]. Камера реактора имеет цилиндрическую геометрию (см. рис. 4.3). Цилиндрическая часть blankets образована из отдельных трубок с теплоносителем. Трубки изготовлены из пористого материала на основе SiC. Теплоноситель — эвтектика $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ выдавливается на поверхность камеры, где образует жидкую пленку. Смоченная поверхность труб имеет большую площадь, что способствует конденсации паров испарившейся в результате микровзрыва части пленки. Стекающий по стенкам теплоноситель собирается на дне цилиндрической камеры, образуя жидкий blankets. Существенно проблематичным представляется конструктивное оформление blankets в верхней крышке цилиндрической камеры. Здесь первая стенка изготовлена из пористого материала SiC, образующего радиальные фалды на конической поверхности крышки камеры.

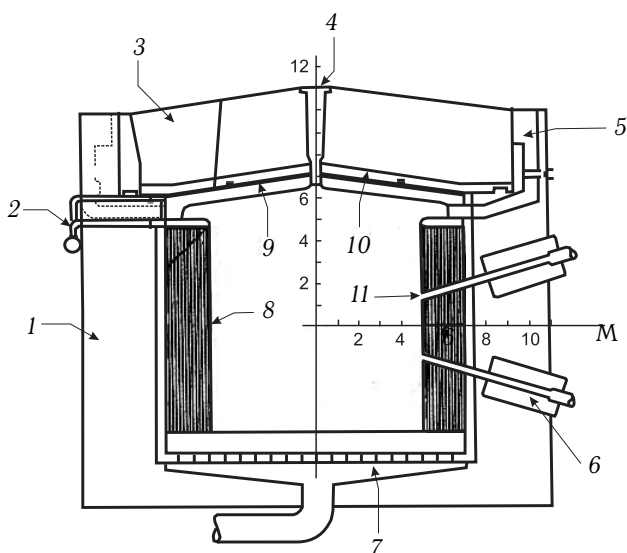


Рис. 4.3. Конструктивная схема реактора в проекте LIBRA. Обозначения: 1 — защита; 2 — канал для закачки теплоносителя; 3 — съемный сегмент защиты; 4 — инжектор мишеней; 5 — вакуумные насосы; 6 — квадруполь конечной фокусировки; 7 — поддон; 8 — трубки (SiC); 9 — верхний бланкет; 10 — отражатель; 11 — канал ввода пучка в камеру. Рисунок взят из отчета по проекту LIBRA [10]

Несущая часть бланкета имеет коробчатую конструкцию с протоком теплоносителя.

Иное конструктивное решение верхней стенки камеры рассмотрено в проекте LIBRA-SP [12]. Как видно из рис. 4.4, над цилиндрической частью камеры надстроена дополнительная полость в виде шарового сектора. Шаровой купол камеры расположен достаточно далеко от точки микровзрыва, так что абляционная эрозия сухой стенки может быть незначительной. Увеличение общего объема дает дополнительный положительный эффект: уменьшается установившееся давление паров теплоносителя в полости камеры в процессе испарения-конденсации. Изменена также конструкция трубок в цилиндрическом бланкете. Трубки выполнены из стали и имеют изогнутую форму. На передней части трубок проточены щелевые продольные отверстия для организации струйной завесы, защищающей первую стенку от воздействий рентгеновского излучения и потока ионов. Эта завеса должна быть «сплошной» в том смысле, что капли или фрагменты струй, её образующие, должны перекрывать друг друга так, чтобы излучение не попадало на стенку. Для того, чтобы импульс, передаваемый трубам жидкостью в результате микровзрыва, был не слишком большим, необходимо, чтобы завеса была достаточно тонко диспергированной.

Решение этой проблемы требует специальных разработок для определения способа конфигурирования такой завесы, ее массы и расхода теплоносителя.

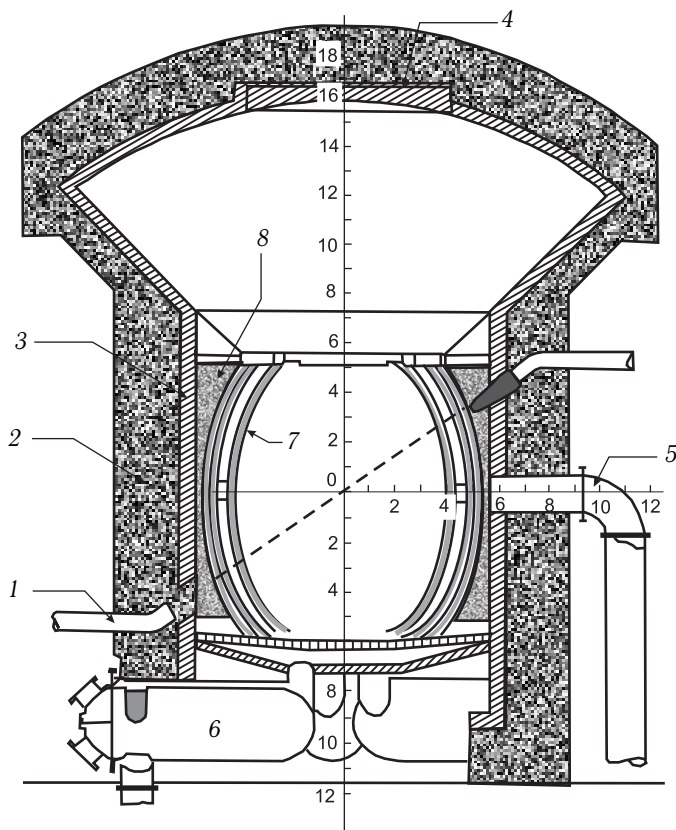


Рис. 4.4. Камера реактора в проекте LIBRA-SP. Обозначения: 1 — линия транспортировки пучка; 2 — защита; 3 — отражатель; 4 — съемный сегмент защиты; 5 — канал в расширительную камеру; 6 — теплообменник; 7 — трубки (SiC); 8 — внутренний отражатель. Рисунок взят из работы [12]

Принципиально иной подход к разработке схемы реактора применен в проекте Osiris [11]. Здесь применена полостная структура blankets с трехзаходным (от вершины blankets к его основанию) протоком теплоносителя Li_2BeF_4 (см. рис. 4.5). Первая стенка выполнена из углеродной ткани, пристроенной к продольным перегородкам. Теплоноситель, протекающий вдоль тыльной поверхности стенки, просачивается на тканевую поверхность, образуя защитную пленку. В нижней части камеры реактора осуществляется впрыск диспергированных струй

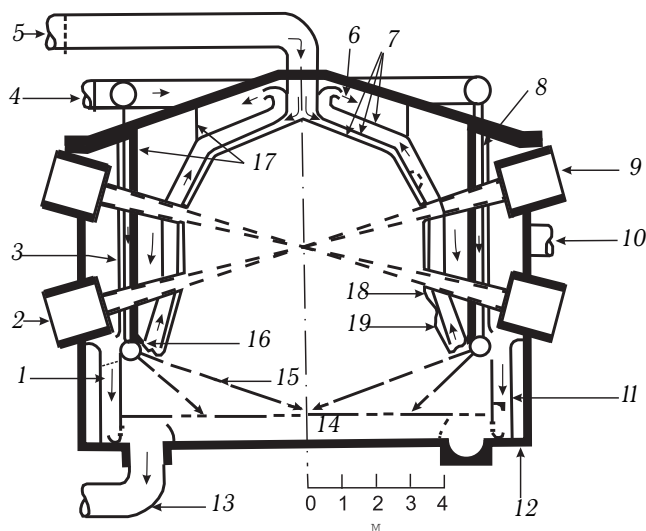


Рис. 4.5. Схема реактора в проекте Osiris. Обозначения: 1 — раздаточный коллектор спрея (флайб); 2 — линия транспортировки пучка; 3 — перегородка; 4 — ввод теплоносителя для спрея (флайб); 5 — ввод теплоносителя в бланкет (флайб, 5000 °С); 6 — струя для вывода трития; 7 — бланкет из углеродных тканей; 8 — распределитель спрея; 9 — магнит; 10 — вакуумный насос; 11 — поток теплоносителя в бланкете; 12 — вакуумная камера; 13 — вывод теплоносителя (флайб, 5000 °С); 14 — поддон; 15 — струи (флайб); 16 — поддерживающее кольцо; 17 — поддерживающие стойки; 18 — защитная пленка (флайб); 19 — канал с теплоносителем. Рисунок взят из работы [11]

теплоносителя, что сильно развивает поверхность для конденсации испарившейся части пленки. Конструктивная схема реакторной камеры Osiris могла бы быть более привлекательной, по сравнению с трубчатыми бланкетами проектов HIBALL-II, LIBRA и LIBRA-SP. Однако применение ткани в качестве первой стенки, а также — для проточных каналов требует рассмотрения поведения этого материала в условиях переменных нагрузок, обусловленных импульсным энерговыделением на поверхности первой стенки и в объеме бланкета.

Пленочная защита на жесткой пористой стенке применяется в проекте PROMETHEUS-H [13]. Первая стенка выполнена из SiC, жидкая пленка — свинец. Полость камеры имеет цилиндрическую геометрию с полусферическими верхом и низом (рис. 4.6). Бланкет имеет модульную конструкцию, охлаждаемую гелием. Наробotka трития осуществляется в керамике Li_2O . Внутренний объем и поверхность камеры невелики. Это может способствовать увеличению максимального давления паров, и, следовательно, повышенным нагрузкам в конструкции камеры, а также увеличению времени конденсации.

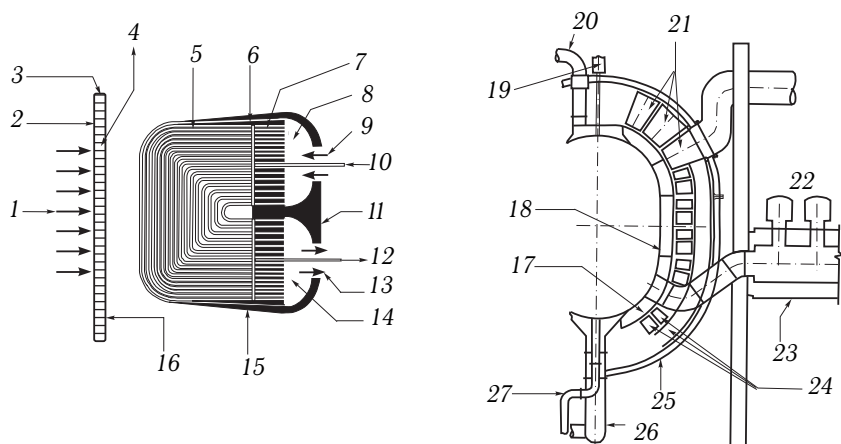


Рис. 4.6. Схема камеры реактора в проекте PROMETHEUS-H. Обозначения: 1 — тепловой поток; 2 — защитная пленка (Pb); 3 — первая стенка; 4 — каналы движения теплоносителя; 5 — засыпные пластины бридера; 6 — канал очистки от трития; 7 — отражатель (SiC); 8 — входной нагнетатель; 9 — ввод теплоносителя; 10 — канал очистки гелия; 11 — конструкционная стенка (SiC); 12 — выводной канал (T/He); 13 — выход теплоносителя; 14 — выходной нагнетатель; 15 — канал вывода трития; 16 — пористая структура (SiC); 17 — модули blankets; 18 — панель первой стенки; 19 — инжектор мишеней; 20 — ввод теплоносителя (Pb); 21 — канал ввода теплоносителя (He); 22 — защита; 23 — вакуумный насос; 24 — каналы с теплоносителем (He); 25 — оболочка под давлением; 26 — вывод теплоносителя (Pb). 27 — вывод загрязненного теплоносителя (Pb). Рисунок взят из работы [13]

4.1.4. Реактор с сухой первой стенкой. Применение сухой стенки в камере реактора возможно только в том случае, когда полость камеры заполнена достаточно плотным газом. Этот газ должен поглощать энергию рентгеновского излучения и потока ионов, а переизлучение тепла на стенку должно быть достаточно малым, чтобы термическая эрозия поверхности была незначительной. Газовая атмосфера может быть в реакторах лазерного ИТС. В проекте SOMBRERO [14] полость камеры (рис. 4.7) заполнена ксеноном при давлении ~ 100 Па. Геометрия камеры — цилиндрическая, с коническими верхом и низом. Стенки камеры имеют 60 отверстий для ввода лазерных пучков, обеспечивающих сферически симметричное облучение мишени. Радиус стенки (6,5 м) выбран таким образом, чтобы первая стенка, выполненная из углеродного композитного материала, нагревалась до максимальной температуры не превышающей 2200°C (при циклическом нагреве импульсом с длительностью фронта порядка 10 мкс от минимальной температуры 1500°C). При этом унос материала за счет испарения не превышает 0,1 нм. Поскольку углеродный композит выполнен из тонких нитей, то

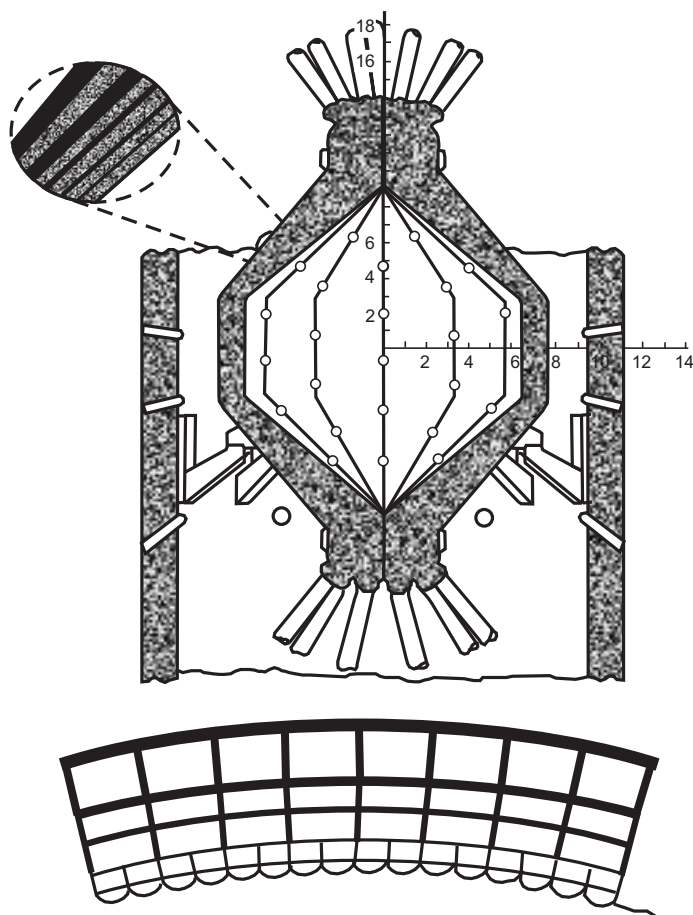


Рис. 4.7. Камера реактора в проекте SOMBRERO. Масштаб деления осей — 1 м. Рисунок взят из работы [14]

опасность откольного разрушения поверхности за счет термических напряжений, по-видимому, не велика. Критическим обстоятельством в обеспечении стойкости такой стенки является создание композита с достаточно высокой теплопроводностью, предотвращающей перегрев поверхности выше допустимых значений.

Бланкет в проекте SOMBRERO выполнен также из материала на основе графита и охлаждается гелием с взвешенными в потоке гранулами Li_2O . Применение гетерогенного теплоносителя проблематично с точки зрения эрозии стенок.

Реактор с сухой первой стенкой и камерой с атмосферой ксенона разработан также в проекте SIRIUS-P [15]. Камера имеет сферическую полость. Первая стенка выполнена из профилированных труб с постоян-

Таблица 4.3. Классификация бланкетов реакторов ИТС

<div><div>Бланкет</div><div><div>Жидкие/сыпучие стенки</div><div>Пористые трубы/драпировки</div><div>многослойные стенки</div></div><div><div>Сыпучий материал</div><div>Жидкость</div><div>Газ</div></div><div><div>Соли/оксид лития</div><div>Li/LiPb флайб</div></div><div><div>Оксид бериллия</div><div>LiPb флайб</div></div></div>				
Классификационные признаки	Конструкция	Теплоноситель	Наработка трития	Размножение нейтронов

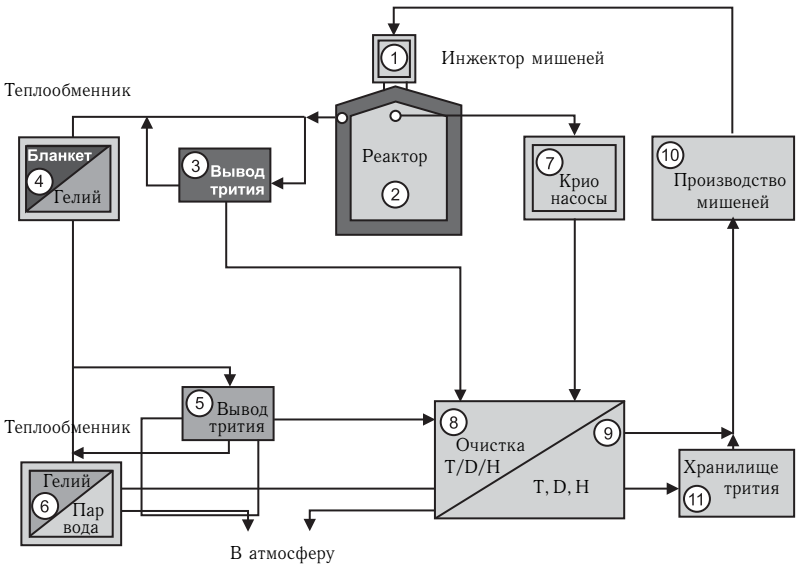


Рис. 4.8. Схема циркуляции трития в установках ИТС

ным по длине проходным сечением. Трубы расположены на поверхности первой стенки меридианально. Теплоносителем является порошок TiO_2 , стекающий по трубам сверху вниз под действием силы тяжести. Максимальная температура поверхности труб, изготовленных из SiC композита, составляет 1200°C .

Классификация рассмотренных типов бланкетов реакторов ИТС дана в табл. 4.3. На рис. 4.8 приведена схема циркуляции трития в установках ИТС.

4.1.5. Отклик камеры реактора на воздействие потоков энергии. Выделяющаяся в результате микровзрыва термоядерная энергия распределяется между тремя видами потоков энергии в следующих пропорциях:

- рентгеновское излучение 0,1–0,2;
- энергия ионов 0,1–0,2;
- энергия нейтронов 0,7–0,8.

Конкретные значения потоков энергии зависят от конструкции мишени. Для легких мишеней доля рентгеновского излучения выше доли энергии ионов (0,2 и 0,1, соответственно), а для тяжелых мишеней может иметь место обратное соотношение.

Воздействие потоков энергии рентгеновского излучения и ионов на стенку существенно зависит от способа защиты первой стенки. Для жидких и смоченных стенок рентгеновское излучение вызывает испарение и дробление поверхностного слоя жидкости. Энергия ионов поглощается продуктами разрушения жидкой пленки и только частично может переизлучаться плазмой на стенки. Энергия нейтронов поглощается в объеме бланкета. В табл. 4.4 приведены характерные значения параметров энергетического воздействия для сферической камеры с поверхностью первой стенки, равной 100 м^2 и энергией микровзрыва 1 ГДж. Из последней строки табл. 4.4 следует, что под действием рентгеновского излучения материал на поверхности стенки должен испаряться, а термонапряжения в бланкете могут достигать 10^3 бар.

В камере реактора с сухой стенкой гидродинамика воздействия рентгеновского излучения и потока ионов принципиально иная. Заполняющий камеру буферный газ существенно поглощает эти потоки энергии, и поверхность камеры подвергается радиационному нагреву за счет вторичного переизлучения плазмы. Радиационный тепловой поток отводится посредством теплопроводности через первую стенку камеры к теплоносителю. Характерные значения тепловых потоков на стенке представлены в расчетах по проекту SOMBRERO: первая стенка должна воспринимать тепловые потоки до $3,5 \cdot 10^5\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ в течение 10^{-4} с. Нагрев стенки определяется её теплопроводностью.

Воздействие потоков энергии на стенки камеры порождает также сложный гидродинамический сценарий отклика камеры. Этот сценарий

Таблица 4.4. Воздействие микровзрыва на смоченную стенку камеры реактора

Энергия взрыва $E_0 = 1$ ГДж, площадь стенки $S_0 = 100 \text{ м}^2$			
Энергоноситель	Рентгеновское излучение	Нейтроны	Ионы
Полная энергия, МДж	200	700	100
Скорость распространения, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^5$
Время подлета к стенке, с	10^{-8}	10^{-7}	10^{-5}
Время воздействия на стенку, с	10^{-9}	10^{-7}	Поглощаются вне стенки
Плотность потока энергии на стенке, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$	$2 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{13}$	Определяется переизлучением
Пробег в стенке, м	10^{-6}	10^{-1}	—
Максимальная плотность внутренней энергии материала стенки, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3}$	$2 \cdot 10^{12}$	$7 \cdot 10^7$	Определяется теплопроводностью

Таблица 4.5. Характерные масштабы времени протекания процессов в реакторе ИТС

Зона реактора	Масштаб времени			
	Наносекунда	Микро-секунда	Милли-секунда	Квази-стационарные процессы
Первая стенка (жидкая пленка)	Поглощение рентгеновского излучения	Абляция пленки, передача импульса давления		
Бланкет	Поглощение нейтронов	Нагрузка/разгрузка материалов		Теплопроводность, гидравлика теплоносителя
Полость камеры		Поглощение ионов, доиспарение	Конденсация паров теплоносителя	Осаждение капель

состоит из множества различных процессов, интерферирующих между собой. При рассмотрении гидродинамики отклика камеры реактора удобно сортировать эти процессы по характерному времени их протекания собственно в камере, первой стенке и бланкете. В табл. 4.5 представлена временная последовательность основных процессов на первой стенке, в бланкете и полости камеры со смоченной стенкой.

Поглощение рентгеновского излучения сопровождается объемным энерговыделением, которое характеризуется, в основном, тремя параметрами:

- поверхностной плотностью полного потока энергии Q ($\text{Дж}\cdot\text{м}^{-2}$),
 $Q = E_{\text{X-ray}}/S$;
- характерной экспоненциальной глубиной поглощения;
- характерным временем импульса энерговыделения.

Процесс энерговыделения за счет поглощения рентгеновского излучения можно считать изохорическим, поскольку, как правило, характерное время импульса энерговыделения много меньше времени пробега акустических возмущений на характерной глубине поглощения. Диффузия тепла не оказывает влияния на процесс энерговыделения, так как время тепловой диффузии, обратно пропорциональное квадрату температуропроводности, на много порядков превосходит время энерговыделения. В этом приближении на основе баланса энергии можно получить оценку для испаренного материала [9]. Толщина испаренного слоя δ_v зависит от параметров импульса энерговыделения и от теплофизических свойств материала. По порядку величины толщина испаренного слоя оценивается как

$$\delta_v = l \ln \left(\frac{Q}{l\rho \Delta e_v} \right), \quad (4.1)$$

где l — экспоненциальная глубина поглощения излучения, ρ — плотность испаряемого материала, Δe_v — удельная теплота фазового перехода плюс приращение внутренней энергии при подогреве материала от начальной температуры до температуры кипения.

В реакторах со смоченной жидкой стенкой (см. табл. 4.2 и 4.4) величина δ_v составляет несколько длин поглощения l , что соответствует поверхностной плотности массы испаренной жидкости порядка $0,05 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}$. В проекте HIBALL-II масса испаренной жидкости оценивается в 13 кг. Испаренное вещество расширяется внутрь полости камеры реактора. При этом в пленке жидкости возникает импульс отдачи. Начальное давление оценивается как

$$p = \frac{l}{t_0} = \frac{Q}{\delta_v}. \quad (4.2)$$

Здесь t_0 — время нарастания импульса. Эта оценка дает величину давления в импульсе отдачи порядка 10^6 бар. Следует отметить, что условие изобаричности перестает выполняться, когда время нарастания

импульса t_0 становится сравнимым (или больше) времени пробега акустических возмущений l/c , где c — скорость звука. В этом случае при энерговыделении в бланкете успевает происходить разгрузка материала. При $ct_0/l \geq 1$ начальное давление уменьшается на порядки. Поэтому при конструировании мишени желательно стремиться к растягиванию во времени импульса рентгеновского излучения.

Задача о воздействии рентгеновского излучения на стальную стенку для проекта LIBRA-SP была решена с помощью современного гидродинамического кода BUCKY [16]. Расчет был выполнен для незащищенной (сухой) стенки при величине $Q = 10^6$ Дж·м⁻². Давление в волне импульса отдачи на участке сжатия составляет ≈ 1 Мбар. Такого же порядка отрицательное давление наблюдается на участке разрежения.

Разгрузка материала в знакопеременном импульсе отдачи может привести к отколу слоев жидкости от стенки. В результате откола в полость реактора со стенки должен происходить выброс некоторой массы жидкости, раздробленной на множество капель. Оценка полной массы капель, и тем более их распределений по массе, чрезвычайно затруднена. Это обусловлено тем, что к разрушению пленки может вести не только эффект откола, но также различного вида гидродинамические неустойчивости, развивающиеся на поверхности жидкости.

Выброс капель со стенки может быть весьма важной частью гидродинамического сценария отклика первой стенки на импульсы рентгеновского излучения и потока ионов. В частности, капельная завеса может оказать сильное экранирующее действие, защищающее конструкционный материал первой стенки от воздействия переизлучения плазмы испарившегося вещества и потока ионов. Данные о выбросе капель с первой стенки должны быть получены в модельных экспериментах при параметрах, близких к натурным.

Формирование потока ионов соответствует свободному расширению вещества в вакуум. Это, по-видимому, имеет место на первом этапе разлета вещества мишени в реакторах с тяжелоионным драйвером, поскольку вследствие высокого вакуума в камере масса мишени существенно превышает массу паров теплоносителя, заполняющих камеру перед микровзрывом. Оценки показывают, что тяжелые ионы полностью поглощаются в паровом слое, образовавшемся у первой стенки. Результирующая температура плазмы оценивается в проекте HIBALL-II в несколько электронвольт. Под действием излучения плазмы происходит доиспарение жидкости. Конечная масса испаренной жидкости может быть весьма велика. Это относится к схемам реактора, в которых поверхность охлаждаемых стенок мала, по сравнению с располагаемой поверхностью конденсации. Такое соотношение поверхностей имеет место в реакторе Osiris, где конденсация происходит на дисперсных струях теплоносителя и первой стенке. В этом случае грубая оценка массы испаренной жидкости может быть сделана в предположении малости отвода тепла через стенки камеры по сравнению с поглощением тепла впрыснутой в камеру жидкостью по формуле

$$M_v = \frac{E_{X\text{-ray}} + E_i}{\Delta e_v}, \quad (4.3)$$

где E_i — энергия ионов. Полная масса испаренной жидкости в реакторах со смоченной стенкой может достигать сотен килограммов на один микровзрыв. После охлаждения плазмы начинается интенсивная конденсация паров.

Конденсация является одним из завершающих этапов в цикле между двумя последовательными микровзрывами. Оценки времени конденсации конструируются на основе модели кинетического режима поверхностной конденсации. Этот режим является существенно более быстрым, чем диффузионный режим. В кинетическом режиме результирующая плотность потока массы вещества на стенку равна разности потоков, проходящего из парового объема и покидающего стенку [17]:

$$j = f \left(n \sqrt{\frac{3kT}{m}} - n_s \sqrt{\frac{3kT_s}{m}} \right), \quad (4.4)$$

где n — концентрация частиц, T — температура, s — индекс, относящийся к параметрам насыщенного пара при температуре стенки, f — безразмерный коэффициент массопереноса при конденсации [17].

Использование модели (4.1)–(4.4) в проектах HIBALL-II и LIBRA дает характерные времена конденсации паров порядка 0,1 с. Это время существенно меньше времени осаждения капель на вертикальном отрезке длиной в несколько метров. В случае выброса капель именно время их осаждения будет ограничивать частоту микровзрывов. В реакторе HYLIFE-II предусматривается принудительная очистка полости от капель, и в нем частота микровзрывов лимитируется гидродинамической струей.

В реакторе с сухой стенкой SOMBRERO происходит циклический радиационный нагрев стенки в интервале температур 1700–2400 К. Максимальная температура на поверхности стенки зависит от теплопроводности композита, из которого изготовлена первая стенка.

В проекте SOMBRERO при максимальной температуре поверхности 2400 К термическая абляция композита SiC составляет 10^{-10} м (1 \AA) на один микровзрыв. Это ничтожная абляция, значение которой находится на грани применения физической модели абляции, и ею, по-видимому, можно пренебречь. Механическая эрозия композита также несущественна в силу того, что тонкие нити композита успевают разгрузиться в процессе радиационного нагрева.

4.2. Базовые схемы электростанции ИТС

4.2.1. Классификация электростанций на основе ИТС. В соответствии с производимым продуктом энергоустановки ИТС можно разделить на две основные группы: «чистые» термоядерные и гибри-

ные электростанции. Классификация электростанций на основе ИТС приведена в табл. 4.6. Базовые параметры электростанций для рассматриваемых нами проектов приведены в табл. 4.7.

Таблица 4.6. Классификация термоядерных электростанций на основе ИТС



В «чистых» электростанциях энергия термоядерного микровзрыва преобразуется в электрическую энергию. Основная часть концептуальных проектов посвящена установкам именно этого типа [3, 7, 11, 18–21].

Альтернативой «чистым» установкам являются электростанции, где в бланкет термоядерного реактора загружается ядерное топливо. В таком бланкете быстрые нейтроны частично используются либо для «подсветки» подкритической сборки, либо для наработки обогащенного ядерного топлива. Гибридные схемы рассмотрены в [1, 5, 6, 13]. Энергия деления существенно увеличивает эффективный коэффициент усиления реактора, что позволяет понижать требования к термоядерному усилению и КПД драйвера. Однако совмещение в одном цикле двух видов топлив ведет к дополнительному усложнению технологии. Состав оборудования и компоновка «чистых» и гибридных электростанций существенно зависят от способа поджига термоядерного топлива. Инженерный облик и экономика электростанции определяется типом

Таблица 4.7. Параметры электростанций на основе ИТС

Проект	SOMBRERO	HIBALL-II	HYLIFE-II	OSIRIS	PROMETHEUS-H	LIBRA LITE
Теплоноситель бланкета	He+Li ₂ O	Li ₁₇ Pb ₈₃	Li ₂ F ₄ Be	LiF ₃ Be	Pb/He	Li
Драйвер	Лазер KrF	СВЧ ускоритель	Индукцион- ный ускоритель	Индукцион- ный ускоритель	Индукционный ускоритель	Диод
Энергия пучков, МДж	3,4	5,0	5,0	5,0	7,0	6,0
КПД драйвера	0,075	0,265	0,35	0,28	0,20	0,23
Частота, Гц	6,7	5	6	4,6	3,5	3,9
Усиление мишени	118	87	70	87	103	100
Усиление бланкета	1,08	127	1,18	1,26	—	1,12
Тепловая мощность, МВт	2837	2568×4	2500	2504	2797	2600
КПД теплового цикла	0,47	0,42	0,43	0,40	0,43	0,43
Мощность станции (нетто), МВт	1000	946×4	940	1000	1000	1000
КПД (нетто)	0,35	0,37	0,38	0,40	0,36	0,38

драйвера. В настоящее время внимание разработчиков привлекают схемы электростанций с четырьмя различными типами драйверов: лазеры [6, 7, 14], легкие ионы [10, 12], тяжелые ионы [1, 3, 13] и Z-пинчи [20].

4.2.2. Основные энергетические показатели термоядерных электростанций. Определяющими энергетическими показателями термоядерной электростанции являются следующие параметры.

1. Тепловая мощность станции N_t имеет две составляющие: мощность, выделяющаяся при сжигании топлива термоядерной мишени (включая мощность иницирующих пучков, вводимых в камеру реактора) и мощность ядерных реакций, протекающих в бланкете.

2. КПД теплового цикла η_t (представляет собой отношение электрической мощности паротурбинного блока к тепловой мощности станции).

3. Затраты энергии на собственные нужды. Этот показатель представляет собой мощность, потребляемую на электростанции оборудованием, не входящим в состав теплового цикла, за исключением мощности драйвера. Затраты на собственные нужды (отнесенные к тепловой мощности станции) равны $\eta_t \varphi$, где φ — доля мощности паротурбинного блока, расходуемая на собственные нужды.

4. КПД драйвера η_d есть отношение мощности иницирующих пучков, вводимых в камеру реактора, к мощности, потребляемой драйвером.

5. Коэффициент усиления энергии в реакторе. Этот параметр зависит от двух составляющих: усиления в мишени G и усиления в бланкете M . Усиление в мишени G равно отношению выделившейся энергии термоядерного синтеза к энергии пучков, вводимых в камеру реактора. Усиление в бланкете M есть отношение энергии, выделяющейся в бланкете на один термоядерный нейтрон, к энергии нейтрона. Полный коэффициент усиления энергии в реакторе равен $G(1 + \Psi(M - 1))$, где Ψ есть доля энергии термоядерного синтеза, выделившаяся в бланкете в результате поглощения нейтронов.

6. Электрическая мощность электростанции N_e . Эта мощность передается от электростанции в сеть.

Перечисленные параметры определяют КПД электростанции [6]:

$$\eta = \frac{N_e}{N_t} = \eta_t (1 - \varphi) - \frac{1}{\eta_d G (1 + \Psi (M - 1))}. \quad (4.5)$$

Первое слагаемое в правой части формулы (4.5) для η совпадает с выражением для КПД обычной паротурбинной электростанции и отражает термодинамическое совершенство теплового цикла энергоустановки. Предельные значения КПД теплового цикла определяются допустимыми рабочими температурами конструкционных материалов стенок реактора и тепловых контуров.

Второе слагаемое отражает особенности преобразования энергии в установках термоядерного синтеза. КПД электростанции η очень чувствителен к величине этого члена, представляющего относительные затраты энергии на инициирование микровзрыва. Для удержания КПД установки η на приемлемом уровне необходимо, чтобы величина этих потерь не превышала нескольких процентов. Данное требование налагает ограничения на минимально допустимые значения КПД драйвера η_d и на коэффициент усиления в реакторе.

В «чистых» электростанциях, в которых фактор ΨM относительно невелик (около 0,1), произведение $\eta_d G$ должно быть большим — не менее 30–50. В гибридных электростанциях, в которых ΨM может иметь значение 10 и выше, требования к минимально допустимым величинам η_d и G существенно снижаются.

КПД электростанции η является важнейшим энергетическим показателем. Вторым ключевым показателем является электрическая мощность N_e . Величина N_e определяется произведением КПД η и тепловой мощности N_t . В свою очередь, тепловая мощность равна энергии термоядерной вспышки E_f , умноженной на частоту вспышек (ν):

$$N_t = E_f \nu. \quad (4.6)$$

Энергия термоядерной вспышки (E_f) ограничена снизу рассмотренным выше условием малости потерь в драйвере, а частота, наоборот, ограничена сверху условием восстановления параметров газа в камере реактора до значений, обеспечивающих прохождение пучков. Таким образом, частота ν является важным функциональным параметром. От нее зависит максимальная мощность реакторов электростанции и, тем самым, ее экономические показатели.

Экономика электростанции, как и в обычной энергетике, зависит также от вида нагрузки и коэффициента использования номинальной мощности. Оценка экономических показателей термоядерных электростанций чрезвычайно затруднена. Однако по-видимому, можно считать, по аналогии с обычными ТЭС, что вследствие малой топливной составляющей в стоимости электроэнергии, электростанции ИТС должны работать при максимально возможном коэффициенте использования мощности или, что то же самое, в режиме базовой нагрузки.

4.2.3. Гибридные схемы термоядерных электростанций. В гибридном реакторе сжигаются одновременно два вида топлива — термоядерное и ядерное. Это обеспечивается компоновкой в одном блоке, соответственно, двух реакторов — синтеза и деления. Такое сочетание является весьма привлекательным, поскольку снижает требования, предъявляемые к каждому из реакторов. Как отмечалось выше, для термоядерной вспышки параметр $\eta_d G$ может быть существенно снижен (в 10 и более раз). В то же время активная зона ядерного реактора может быть глубоко подкритичной. В качестве топлива может исполь-

зоваться природный и обедненный (отвальный) уран [6]. Параметр ΨM может достигать значений порядка 100.

Гибридные схемы рассматривались для лазерных энергоустановок. Однако данных о рабочих параметрах активной зоны нет. Основной проблемой является организация работы активной зоны в импульсном (частотном) режиме. Активная зона должна быть размещена в бланкете таким образом, чтобы при выбранном коэффициенте усиления M локальные значения энерговыделения не вызывали повреждения материалов из-за термических напряжений. Это условие налагает дополнительные требования к конструкции тепловыделяющих элементов.

В бланкете гибридного реактора возможна также наработка ядерного топлива для его сжигания в обычном ядерном реакторе. В этом случае электростанция представляет собой энергетический комплекс, состоящий из гибридной термоядерной электростанции и обычной АЭС, связанных между собой по циклу ядерного топлива. Концепция такой энергоустановки была разработана в отечественной литературе под названием ТИГР [6]. В этой установке термоядерный энергоблок с одним реактором с CO_2 -лазерным драйвером имеет следующие показатели:

$$\eta_d = 0,05, \quad E_f = 120 \text{ МДж}, \quad \nu = 1 \text{ Гц},$$

$$G = 60, \quad M = 9, \quad \Psi = 0,8, \quad \eta = 0,30, \quad N_e = 260 \text{ МВт}.$$

В таком реакторе годовая наработка плутония составляет 700 кг, что может обеспечить работу АЭС мощностью 1700 МВт. Отношение термоядерной мощности к мощности деления 1:50. При таких параметрах обеспечиваются минимальные капитальные затраты на весь энергокомплекс.

4.2.4. «Чистые» схемы термоядерных электростанций. Большая часть современных концептуальных проектов посвящена «чистым» схемам электростанций. Наиболее полно разработанными с точки зрения описания процессов и расчета конструктивных характеристик компонент энергоустановки являются проекты HIBALL-II [9] LIBRA [10], NYLIFE-II [3], OSIRIS [11], PROMETHEUS-L/H [13, 19], SOMBRERO [14]. Отечественная концепция ФИАН-ИВТАН содержит данные по лазерной термоядерной установке [7].

Выходные энергетические характеристики этих проектов близки между собой. Электрическая мощность станции составляет 500–2000 МВт, КПД — 0,37–0,45. Близки между собой и тепловые схемы. Это — двухконтурные или трехконтурные схемы, число контуров в которых определяется теплоносителем бланкета и технологией очистки теплоносителей от трития. Последний контур — пароводяной, что определено относительно невысокими температурами (500–700 °С) конструкционных материалов реактора.

Компоновки электростанций ИТС определяются типом драйвера. В лазерных и легкоионных энергоустановках, а также в установках с

Z-пинчем, драйверы имеют компактную конфигурацию и располагаются вплотную к реактору. Это позволяет размещать оборудование в едином блоке зданий на относительно небольшой территории, площадь которой соответствует таковой для обычных ТЭС и АЭС. Площадки тяжелоионных электростанций ИТС существенно больше из-за протяженности ускорительных трасс. Их размер определяется расположением линии ускорения пучка, накопительными кольцами и разводкой пучков на несколько реакторов. Так размер площадки на 4 реактора в проекте HIBALL-II составил $2 \times 2 \text{ км}^2$ [9].

4.2.5. Схемы с лазерным драйвером. В первых схемах энергоустановок ИТС рассматривался лазерный драйвер. Наиболее полно разработанными являются проекты SOMBRERO [14] и PROMETHEUS-L [19].

Определяющим фактором в энергетике ЛТС является КПД драйвера η_d . Реалистичные значения η_d лежат в интервале 0,05–0,10. Это требует повышенных значений коэффициента усиления реактора G в интервале 300–700. Реализация таких высоких значений G просматривается пока при применении сферически симметричного облучения мишени. Реакторное здание в этом случае имеет достаточно сложную конструкцию. Его большие габариты определяются, в основном, размещением конечных зеркал системы, фокусирующей излучение на мишень. В частности, в проекте SOMBRERO для обеспечения ресурса последние алюминиевые отражатели расположены на расстоянии 30 м от мишени. Практически весь объем здания, за исключением бокса с промежуточным теплообменником, находится под разрежением, на что рассчитаны строительные конструкции.

В реакторе SOMBRERO применяется пылегазовый теплоноситель (взвесь L_2O в He). Это позволяет иметь повышенную температуру теплоносителя первого контура — до 700°C и, соответственно, КПД парового цикла 0,47.

4.2.6. Схемы с тяжелоионным драйвером. В схемах с тяжелоионным драйвером, КПД которого может иметь значения от 0,20 до 0,30, снижаются требования к коэффициенту усиления реактора G . Приемлемые затраты энергии в драйвере имеют место при $G = 100\text{--}150$.

Ключевым фактором, определяющим тепловые характеристики реакторов тяжелоионного синтеза, является низкое давление (около 10^{-2} Па) в полости реактора. При этом условии стенки реактора должны быть защищены пленкой или струей жидкого теплоносителя, температура которой не может быть выше температуры насыщения паров при заданном давлении в реакторе. Для рассматриваемых в настоящее время теплоносителей первого контура (жидких металлов или расплавов солей) максимальные температуры в реакторе не превышают $500\text{--}650^\circ\text{C}$.

Среди концептуальных проектов ИТС схемы реакторов с тяжелоионным драйвером являются наиболее технически разработанными.

В число этих проектов входят HYLIFE-II [3], HIBALL-II [9], OSIRIS [11], PROMETHEUS-H [13].

Компоновки тяжелоионных энергоустановок аналогичны компоновкам АЭС. Реактор и теплообменники, включая парогенератор, размещаются в одном здании. В отдельном зале размещен дополнительный агрегат, необходимый в тепловых схемах ИТС, — вакуумные емкости для очистки теплоносителя первого контура от трития. В отличие от АЭС, компоновки ИТС содержат линии и конечные устройства тяжелоионных ускорителей. Концепция энергетической установки на базе тяжелоионного синтеза, разработанная в ГНЦ РФ ИТЭФ, подробно описывается ниже (п. 4.4).

4.2.7. Схемы с легкоионными и электронными драйверами.

Схемы с легкоионными драйверами принадлежат семейству проектов LIBRA [12]. Эти проекты отличаются способом транспортировки ионного пучка в камере реактора. В последнем самом совершенном варианте транспортировка пучка осуществляется с помощью механизма самофокусировки. Компоновка схем легкоионного синтеза (ЛИС) отличается от схем тяжёлоионного синтеза (ТИС). Вследствие того, что линии питания, генерации и ускорения пучков имеют малую протяженность, ускоритель и реактор размещаются в одном здании.

Защита реактора и гидравлика первого контура в проектах LIBRA аналогичны по решениям проекту HIBALL. В варианте LIBRA-SP [12] рассматривается струйная защита первой стенки реактора. Энергетические характеристики этой схемы: КПД драйвера — 0,30 и усиление в мишени — 80.

Энергоустановка ИТС с реактором на релятивистских электронных пучках (РЭП) рассматривается в проекте РЭП [1]. Транспортировка энергии к мишени осуществляется в коаксиальных вакуумных линиях, составляющих единую сборку с мишенью и уничтожаемых в результате микровзрывов. КПД такого драйвера может достигать значений 0,3–0,5. Камера реактора имеет полусферическую геометрию. Стенка камеры — сухая, и имеет радиус 7,5 м. Нижняя горизонтальная стенка защищена слоем жидкого лития. Тепловая мощность электростанции 1000 МВт, при частоте 0,1 Гц.

4.2.8. Оценка схем энергоустановок ИТС по энергетическим критериям. В табл. 4.7 приведены основные параметры чистых схем энергоустановок ИТС. Все установки имеют практически одинаковый уровень тепловой мощности реактора — около 1000 МВт. КПД нетто электростанций лежат в довольно узком интервале от 0,35 до 0,40. Нет существенного различия в коэффициентах усиления мишени и бланкета. Частотные характеристики отличаются заметно, но они практически не влияют на энергетику установок.

Наблюдается существенное отличие затрат энергии на питание драйвера для лазерной и остальных электростанций ИТС. Так, в установке SOMBRERO уменьшение КПД за счет потерь на драйвер со-

ставляет 0,10, что весьма нежелательно для электростанции. Необходимость повышения КПД драйвера составляет, по-видимому, одну из ключевых проблем для конкурентоспособности лазерного ИТС.

Компоновочные решения рассмотренных типов электростанций существенно отличаются. Так, лазерные установки требуют больших объемов реакторного корпуса с пониженным внутренним давлением. Тяжелоионные установки требуют создания длинных туннелей для размещения каналов ускорителя. В легкоионных схемах затруднение вызывает плотная компоновка драйвера и реактора.

4.3. Тепловые схемы электростанций ИТС

4.3.1. Структура тепловой схемы. Структура тепловых схем электростанций ИТС определяется двумя основными техническими факторами: передачей тепла от теплоносителя, используемого в реакторе, к воде и водяному пару и очисткой от радионуклидов теплоносителя реактора и применяющегося во многих схемах теплоносителя промежуточного контура. Таким образом, тепловая схема электростанции ИТС является либо трехконтурной, либо, если очистка теплоносителя реактора достаточна, двухконтурной.

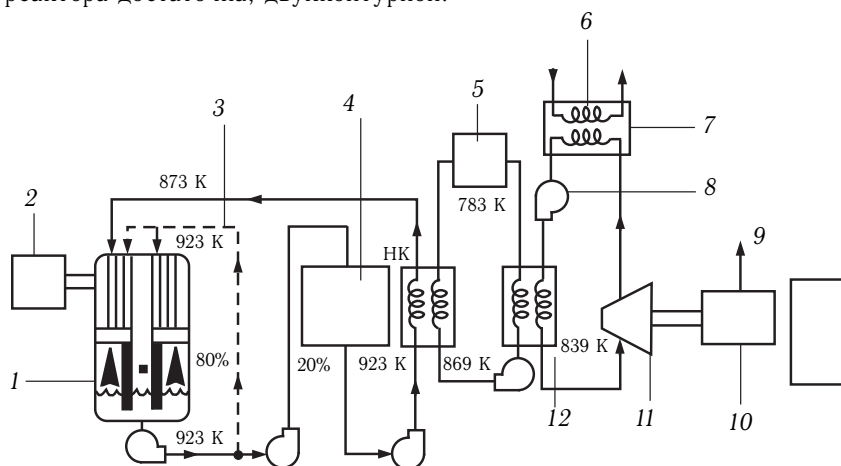


Рис. 4.9. Тепловая схема электростанции в проекте NYLIFE-II. Обозначения: 1 — реакторная камера; 2 — вывод трития; 3 — байпас; 4 — вакуумное удаление трития; 5 — удаление трития; 6 — охлаждающая вода; 7 — конденсатор; 8 — насос; 9 — электричество к потребителю; 10 — электрогенератор; 11 — турбина; 12 — парогенератор. Рисунок взят из работы [21]

На рис. 4.9 приведена тепловая схема термоядерной электростанции в проекте NYLIFE-II [21]. Схема — трехконтурная. Параметры

Таблица 4.8. Параметры тепловых схем электростанций ИТС

Первый контур						
Проект	HIBALL-II	HYLIFE-II	OSIRIS	PROMETHEUS-H		SOMBRERO
Теплоноситель	Li ₁₇ Pb ₈₃	Li ₂ F ₄ Be	Li F ₃ Be	Pb	He	He+Li ₂ O
Максимальная температура, °C	500	650	650	525	650	700
Минимальная температура, °C	300	600	500	375	400	550
Средняя разность температур, °C	170	10	150	150	250	150
Расход теплоносителя, кг/с	82×10 ³	46×10 ³	9×10 ³			
Второй контур						
Теплоноситель	NaBF ₄		Pb	Pb		
Максимальная температура, °C	596		600	600		
Минимальная температура, °C	510		400	400		
Паровой цикл						
Параметры пара, МПа/ °C	15,5/482	18,0/566	24,2/538	24,2/538		
КПД парового цикла	0,37	0,38	0,45	0,43	0,47	

теплоносителей приведены в табл. 4.8. В схеме NYLIFE-II применена двухступенчатая система вывода трития из теплоносителя. Первая ступень представляет собой вакуумную камеру, в которой тритий выводится за счет вакуумной дегазации мелких капель распыляемого теплоносителя. Эффективность вывода трития оценивается в 99%. Однако возможная утечка оставшегося трития через теплообменные поверхности в парогенераторе была бы выше допустимых величин. Поэтому в тепловую схему вводится промежуточный контур, в котором размещается вторая ступень очистки от трития. Первый контур в схемах NYLIFE-II имеет отличительную особенность, связанную с жидким бланкетом. Поскольку бланкет обновляется после каждого микровзрыва разность средних температур теплоносителя на выходе и входе в реактор невелика и составляет 10 К. Для того, чтобы в промежуточном теплообменнике срабатывались 50 К, необходимо байпасировать 80% горячего теплоносителя первого контура.

Трехконтурные тепловые схемы рассматриваются также в проектах OSIRIS [11] и SOMBRERO [22]. Теплоносителем второго контура в этих схемах является свинец, максимальная температура свинца составляет 600 °С. В проекте SOMBRERO в первом контуре используется двухфазный теплоноситель, состоящий из взвешенной в гелии пыли Li_2O . Это решение усложняет первый контур и требует решения дополнительных проблем, связанных с транспортом пыли и теплообменом в каналах бланкета.

Двухконтурные тепловые схемы используются в проектах HIBALL-II [18] и PROMETHEUS-H [13]. В этих проектах для ограничения диффузии трития в пароводяной цикл предлагается применение двухстенных труб в парогенераторе. Между стенками труб имеется зазор, внутренняя и внешняя поверхность которого покрыта оксидным материалом. Тритий, проникающий в зазор из теплоносителя первого контура через внешнюю стенку, связывается в молекулы НТО, слабо диффундирующие через внутреннюю стенку в пароводяной контур. С помощью продувки гелием НТО выводится из зазора. Это решение затрудняет теплопередачу в парогенераторе и требует специальной отработки для обеспечения срока службы оксидных покрытий. Альтернативным решением может быть подмешивание некоторого количества кислорода к гелию, как это предлагается в [18].

4.3.2. Факторы, ограничивающие верхнюю температуру теплового цикла. Верхняя температура теплового цикла, т.е. средняя температура подогрева теплоносителя в камере реактора, зависит от свойств конструкционных материалов и параметров газовой среды в полости камеры реактора перед микровзрывом. Рабочая температура конструкционных материалов определяется прочностью и ресурсом работы в условиях реактора ИТС. Эксплуатация конструкционных материалов в реакторе ИТС характеризуется дополнительными воздействиями,

связанными с импульсным частотным характером энерговыделения и коррозионной способностью теплоносителей.

Генерация тепловых импульсов и сопровождающих их волн напряжений требует применения в первой стенке композитных материалов на основе карбида кремния или графита. В конструкции бланкета используются также высокотемпературные легированные стали и сплавы. Для многих конструкционных материалов имеются данные о рабочих напряжениях при повышенных температурах в условиях статического нагружения. Для условий циклических нагрузок, ведущих к дополнительной термической усталости материала, и больших общих временах испытаний данные по допустимым напряжениям практически отсутствуют. Возможна лишь инженерная экстраполяция результатов статических испытаний.

Существенное влияние на прочность материалов оказывает нейтронное облучение. Оно приводит к набуханию материала, а при низких температурах — к его охрупчиванию. В результате возникает нижний предел по рабочей температуре материала, определяемой значением температуры при которой начинается переход к хрупкому поведению материала (при снижении температуры испытаний). В табл. 4.9 приведены граничные рабочие температуры материалов, наиболее широко применяемых при конструировании реакторов Токамак [23]. Обзор имеющихся данных по воздействию флюенса нейтронов деления на свойства конструкционных материалов содержится в монографии [24].

Таблица 4.9. Рабочие температуры конструкционных материалов ИТР

Материал	Минимальная температура, °C	Максимальная температура, °C
Композит SiC	400	1000
Сталь 316 SS	250	550
Сплав V-4Cr-4Ti	400	700

Коррозия конструкционных материалов в потоке жидких теплоносителей также ведет к ограничению верхней температуры в тепловом цикле электростанций ИТС. Коррозия материалов зависит не только от температуры, но и от скорости теплоносителя. Унос материала с поверхности увеличивается с ростом скорости. Однако данных по растворимости материалов в потоке жидких теплоносителей недостаточно. В табл. 4.10 приведены максимальные температуры конструкционных материалов, при которых их коррозия не превышает 5 мкм/год, при контакте с теплоносителем [23].

Затвердевание теплоносителя при его охлаждении ограничивает снизу рабочий диапазон температур для каждого теплоносителя. Для теплоносителей, свойства которых приведены в табл. 4.10, температуры

затвердевания (плавления), соответственно, равны: 180 °С — для Li, 235 °С — для $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$, 460 °С — для Li_2BeF_4 .

Таблица 4.10. Максимальная температура конструкционных материалов ИТР при скорости коррозии 5 мкм/год

Материал	Теплоноситель		
	Li	$\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$	Li_2BeF_4
SiC	550 °С	800 °С	
Сталь 316 SS	600 °С	450 °С	700 °С
Сплав V-4Cr-4Ti	700 °С	650 °С	

В реакторах с жидкой поверхностью первой стенки дополнительным фактором, ограничивающим верхнюю температуру цикла, является допустимая плотность паров теплоносителя в камере перед микровзрывом. Величина допустимой плотности определяется условием сохранения качества пучка, поджигающего мишень, при его транспорте в полости камеры реактора. Перед микровзрывом пары находятся в состоянии насыщения, и максимально допустимой плотности соответствует максимально допустимая температура жидкости, присутствующей в камере. Эта температура равна температуре насыщения. Согласно данным [25] по свойствам жидких теплоносителей реакторов ИТС, при высоких температурах наименьшую плотность имеет эвтектика $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. При плотности 10^{18} м^{-3} , допустимой для камеры тяжелоионного ИТС, температура насыщения, равная максимальной верхней температуре теплового цикла, составляет 550 °С. Для реакторов с легкоионным и лазерными драйверами плотность насыщенных паров жидких теплоносителей может быть существенно выше, и максимальная температура теплового цикла может быть не связана с температурой насыщения.

В реакторах с сухой первой стенкой и камерой, заполненной инертным газом, максимальная температура теплового цикла определяется стойкостью конструкционных материалов, а также материалов, используемых для производства трития и размножения нейтронов. В проекте SOMBRERO максимальная температура гелия на выходе из реактора, бланкет которого выполнен из композита SiC, равна 700 °С.

Таким образом, ограничения максимальной температуры в первом контуре теплового цикла связаны с прочностными и коррозионными характеристиками конструкционных материалов. В реакторах с жидкой поверхностью первой стенки максимальная температура может быть ограничена плотностью насыщенных паров теплоносителя. Из табл. 4.8 видно, что максимальные температуры в первом контуре близки к температурам первого контура ядерного реактора. Вследствие затрат энергии на драйвер значения КПД электростанций ИТС ни-

же, чем КПД атомных электростанций. Поэтому проблема повышения рабочей температуры blankets реактора ИТС является весьма актуальной.

4.3.3. Выбор единичной мощности энергоблока ИТС. Термоядерная мощность реактора равна $E_f \nu$ — произведению энергии E_f , выделившейся при микровзрыве, и частоты повторения импульсов ν . Частота ν слабо связана с энергией E_f и зависит от конструктивных особенностей реактора (защиты первой стенки, способа очистки камеры реактора и др. факторов). Характерные значения ν оцениваются в современных проектах в интервале от одного до нескольких герц. Термоядерная энергия E_f является критическим параметром при конструировании реактора. Чем выше E_f , тем труднее создать работоспособную долгоживущую камеру реактора ИТС. Поэтому естественно стремление иметь в проекте реактора умеренные значения E_f . Однако в энергоустановках ИТС возникают ограничения на минимальное значение E_f .

Термоядерная энергия E_f связана с энергией, потребляемой драйвером, посредством двух параметров — КПД драйвера η_d и коэффициентом усиления в мишени G . Отношение энергии, потребляемой драйвером, к термоядерной энергии равно $1/(\eta_d G)$. Как следует из формулы для КПД электростанции η (4.5), параметр $1/(\eta_d G)$ представляет абсолютные потери эффективности, обусловленные потреблением энергии в драйвере (с точностью до коэффициента, как правило, мало отличающегося от единицы в чистых электростанциях ИТС). Эти потери должны иметь ограничение сверху. Если потери на собственные нужды в тепловом цикле электростанции составляют 1–2 абсолютных процента, то потери на энергопитание драйвера вряд ли могут превысить 3–5 абсолютных процента. В противном случае КПД электростанции может стать столь низким, что энергоустановка ИТС перестанет быть привлекательной. Таким образом, условие

$$\frac{1}{\eta_d G} \leq 0,03-0,05 \quad (4.7)$$

является ключевым энергетическим критерием, определяющим параметры реактора и драйвера ИТС. Данному критерию удовлетворяют все концептуальные проекты ИТС (см. табл. 4.7), за исключением проекта с лазерным драйвером SOMBRERO.

Из соотношения (4.7) следует, что при заданном КПД драйвера η_d , коэффициент усиления G ограничен снизу. В силу функциональной зависимости G от энергии в пучке E_d , величина E_d тоже ограничена снизу. Это означает, что для каждой системы драйвер-мишень, т.е. для каждого типа электростанции ИТС, существует минимальное значение энергии микровзрыва E_f .

Из приведенного рассмотрения можно указать путь определения тепловой мощности реактора ИТС. При известном КПД драйвера η_d по соотношению (4.7) устанавливается значение G . По зависимости $G(E_d)$ находится E_d и затем — энергия микровзрыва $E_f = GE_d$. Тепловая мощность реактора равна $N_t = E_f \nu [1 + \psi(M - 1)]$ (см. формулу (4.6)). Электрическая мощность энергоблока с одним реактором равна $N_e = \eta N_t$.

Поскольку энергия поджигающих пучков в различных схемах ИТС лежит в диапазоне 3,4–7 МДж, а диапазон энергии микровзрыва составляет 350–720 МДж, то при соответствующих частотах достигается тепловая мощность реактора 2500–2800 МВт. Частоты, указанные для реакторов с жидкой поверхностью первой стенки, представляются проблемными, поскольку в разработках не рассмотрено образование капель в камере реактора.

Эффективная частота повторения импульсов может быть повышена за счет подключения нескольких реакторов к одному драйверу. Так сделано в проекте HIBALL-II [18], в котором энергоблок содержит 4 реактора. Это существенно повышает экономичность электростанции.

Установленная мощность электростанции определяется преимущественно экономическими факторами: располагаемыми суммами инвестиций и потребностями энергопотребителей. В современных условиях установленная мощность электростанций 5–10 ГВт может рассматриваться как предельная. Число реакторов, обеспечивающих этот уровень мощности, определится как результат оптимизации по экономическим критериям. Одним из вариантов, по-видимому, может быть группа из нескольких реакторов, подключенных к общему драйверу.

4.4. Концепция электростанции на основе тяжелоионного драйвера и термоядерной мишени с быстрым поджигом (проект ИТИС)

4.4.1. Особенности реакторов ИТС на основе тяжелоионного драйвера. Главной целью настоящего раздела является определение основных параметров энергетической установки на базе инерциального термоядерного ДТ-синтеза с концепцией драйвера и мишени, предложенной в [8, 26]. Оценки основных параметров такой установки, увязанные в единую, согласованную систему, позволяют получить целостное представление об энергетической концепции, которую можно развить на этой основе, а также обнаружить ее сильные и слабые стороны.

Особенностью реакторной камеры ИТС является возможность использования жидкой первой стенки, которая обеспечивает значительную (порядка 30 лет) продолжительность жизни реактора. Действительно, жидкая стенка не только воспринимает первоначальный удар продуктов микровзрыва (с энергетическим эквивалентом

200 кг химического ВВ) и защищает твердую стенку от быстрых нейтронов (составляющих до 80 % энергетического потока на стенку), γ -излучения ($\sim 5\%$ потока), плазмы и осколков мишени ($\sim 15\%$ потока), но и выполняет дополнительные функции:

- служит теплоносителем, передающим тепло в паротурбинный цикл;

- выполняет роль «крионасоса», из-за малого давления насыщенных паров ($\sim 10^{-5}$ торр при $\sim 500^\circ\text{C}$), откачивающего объем камеры реактора после взрыва за ~ 200 мс до требуемого для следующего микровзрыва вакуума в $\sim 10^{-3}$ торр;

- служит материалом для наработки трития, поскольку содержит в своем составе литий.

Как отмечалось выше (см. п. 4.2), в настоящее время разработан целый ряд концептуальных проектов реакторов для ИТС, согласованных с лазерным драйвером, тяжелоионным ускорителем, а также с мощными импульсными диодами. При компоновке взаимосогласованного ансамбля «драйвер-мишень-реактор», концепции реакторов, построенных на основе тяжелоионного драйвера, демонстрируют наибольшие преимущества. В них требуется наименьшее количество окон ввода излучения в камеру, а магнитные фокусирующие линзы не находятся под прямым воздействием нейтронов. В проектах таких реакторов в качестве многофункционального теплоносителя используются жидкие литий-содержащие эвтектики с рабочей температурой $\sim 500^\circ\text{C}$. Особенно перспективным материалом для теплоносителя, по-видимому, является флайб (Flibe, т.е. соединения вида Li_2BeF_4 или LiBeF_3), который обладает весьма щадящими коррозионными свойствами и низкой температурой плавления. Кроме того, из-за отсутствия в его составе свинца, в нем под действием нейтронов не нарабатывается радиоактивный полоний.

Для иллюстрации преимуществ реакторов ИТС по активации конструкционных материалов и уровню радиоактивного заражения на рис. 4.10 из [27] приведена зависимость от времени остаточной активности реактора, остановленного после 30 лет эксплуатации. Из этого рисунка следует очень важный вывод: остаточное радиоактивное заражение от реактора ИТС приблизительно в 100 раз меньше, чем от реактора деления. Вместе с отсутствием физической возможности разгонной аварии на реакторе ИТС эти факторы делают ИТС весьма привлекательным для энергетики будущего.

Подробные концептуальные проекты энергетических термоядерных установок на основе ионных пучков представлены в отчетах HIBALL-II [9] и LIBRA [10]. Отдельные важные узлы энергетических установок разрабатывались в проектах OSIRIS [11], PROMETHEUS-H [13], LIBRA-SP [12], HYLIFE-II [3] и др. (см. обзор [28]). Конструкторские решения по созданию реактора опираются в основном на две концепции камеры реактора: 1) камера, первая стенка которой покрыта тонкой жидкой защитной пленкой [9–13], 2) ее защита

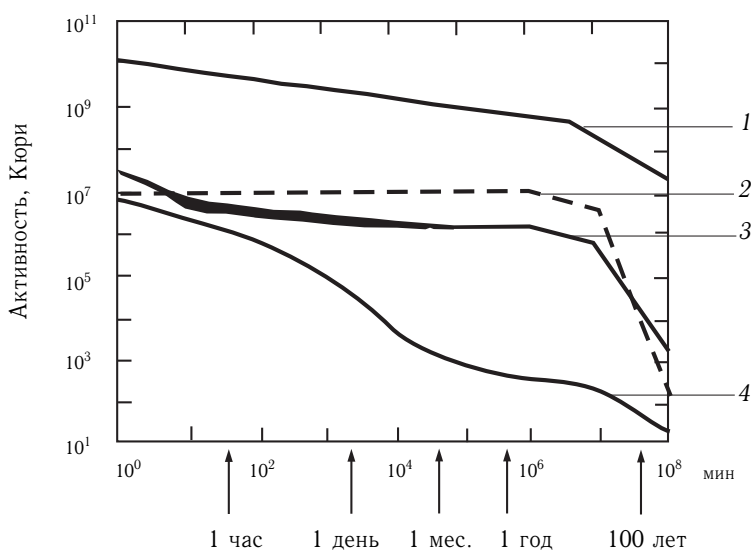


Рис. 4.10. Сравнение остаточной активности реакторов деления и синтеза, остановленных после 30 лет работы. Обозначения: 1 — реактор деления; 2 — производство мишеней (1 кг трития); 3 — реактор Cascade; 4 — материал мишеней (Pb). Данные взяты из работы [27]

осуществляется инжектированием струй теплоносителя непосредственно внутрь камеры [3, 4]. В последнем варианте решаются также задачи защиты инжектора мишеней от прямого воздействия нейтронного излучения и утилизации энергии микровзрыва внутри самой камеры, однако это же усложняет процесс доставки мишеней в точку поджига. Динамическая структура такого жидкого blankets исследовалась в [16]. Однако в настоящее время пока еще нет достаточных данных для того, чтобы сделать выбор между этими двумя проектами.

4.4.2. Мощный тяжелоионный драйвер. Концепция энергетической установки с многослойной цилиндрической мишенью и системой быстрого поджига основана на использовании мощного тяжелоионного драйвера нового типа. Под драйвером нового типа [26, 29–33] подразумевается ускоритель, в котором в качестве тяжелых ионов используются ионы четырёх чётных изотопов платины с энергией 100 ГэВ, в отличие от рассматриваемых ранее ускорителей-драйверов, в которых энергия ионов менее 10 ГэВ [34–35]. Так как мощность пучка растёт пропорционально квадрату энергии иона, то для ускорителя-драйвера с энергией ионов 100 ГэВ она может достигать $\approx 10^3$ ТВт. При столь высокой мощности один пучок может передать мишени всю необходимую энергию (вместо 20–50 пучков, требуемых при энергии ионов ≈ 5 –10 ГэВ). Поскольку с ростом энергии ионов увеличивается их пробег

в материале мишени, для полного использования преимуществ такого драйвера нужно было перейти от сферических к цилиндрическим мишеням [36], в оболочке которых при облучении с торца энергичные ионы могут быть полностью заторможены (при росте энергии с 10 до 100 ГэВ пробег возрастает с 0,2 до 6 г·см⁻²).

Высокая симметрия облучения оболочки, коаксиально окружающей ДТ-топливо, достигается вращением пучка (с достаточно высокой частотой ≈ 1 ГГц) вокруг оси мишени. Таким образом, формируется квазитрубчатый пучок, обеспечивающий требуемую симметрию облучения при хорошей эффективности использования энергии пучка [36]. Конструктивно схема такого драйвера основана на использовании резонансного линейного ускорителя с системой накопительных колец, так как только при использовании линейного резонансного ускорителя можно получить достаточно высокий коэффициент полезного действия ($\approx 25\text{--}30\%$).

Метод быстрого поджига [37, 38] возможен только при условии увеличения мощности ионных пучков до уровня 2000 ТВт. Не менее важным параметром, помимо мощности пучка, является плотность мощности, величина которой для поджигающего пучка должна находится на уровне $\approx 3 \cdot 10^{19}$ Вт·см⁻². Для создания ионного пучка с такими параметрами был предложен новый метод построения сверхмощного драйвера, способного создать ионный пучок с требуемыми параметрами. Основная идея этого метода состоит в использовании для формирования поджигающего пучка зарядово-симметричной схемы [29] при увеличенной до 100 ГэВ энергии ионов платины. Параметры такого пучка на различных стадиях его транспортировки приведены в табл. 4.11. Известный недостаток зарядово-симметричной схемы (отсутствие источников отрицательно заряженных тяжелых ионов с большим током) в данной схеме построения драйвера легко преодолевается, так как энергия поджигающего пучка ($\approx 0,4$ МДж) значительно меньше энергии пучка, греющего оболочку термоядерной мишени (≈ 10 МДж). По этой причине снижается величина требуемого от ионного источника тока. Такие источники уже разработаны и эксплуатируются на практике [39].

Возможная схема установки, обеспечивающей осуществление первой стадии процесса (сжатие цилиндрической мишени) показана на рис. 4.11.

Обе функции, нагрев оболочки мишени и создание поджигающего пучка, могут быть выполнены одним ускорителем-драйвером. Как это можно реализовать на практике, показано на рис. 4.12.

Разделение пучков, предназначенных для разных задач, производится только после линейного ускорителя [30]. Разделённые пучки направляются в отдельные системы компрессии [31] для дальнейшей транспортировки на термоядерную мишень [32].

Таблица 4.11. Параметры поджигающего пучка драйвера ИТИС.

№ секции	Энергия ионов, ГэВ	Частота ВЧ-поля	Ток в банче, А	Эммитанс, мкм	$\beta = \frac{v}{c}$
1	10^{-4}		0,04	0,3	0,001
2	10^{-3}	6,25	0,16	0,9	0,003
3	10^{-2}	12,5	0,4	0,9	0,010
4	0,1	50	1	0,9	0,033
5	0,2	200	4	0,95	0,047
6	100	1000	230	1	0,745
7	100	Одиночный банч	20000	1	0,745
8	100	Одиночный банч	1600	1	0,745

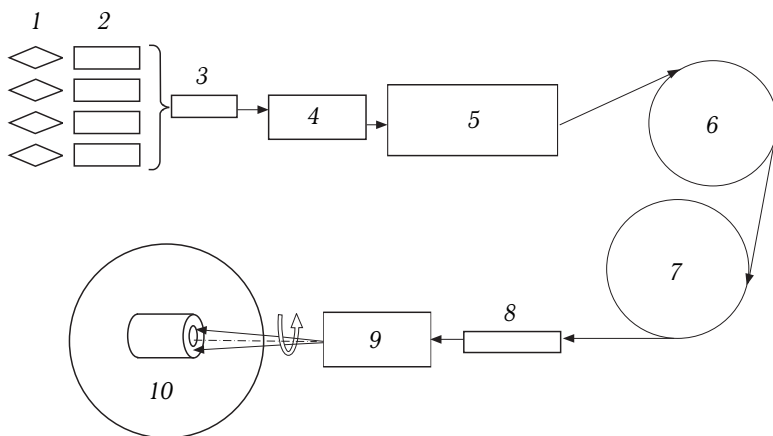


Рис. 4.11. Схема тяжелоионного драйвера в режиме пучка, греющего оболочку мишени. 1 — четыре источника ионов платины; 2 — четыре секции линейных ускорителей типа ПОКФ; 3 — линейный ускоритель типа Видероз; 4 — линейный ускоритель типа Альвареса; 5 — основной линейный ускоритель со сверхпроводящими структурами; 6 — накопительное кольцо; 7 — компрессионное кольцо; 8 — вспомогательный линейный ускоритель; 9 — вращатель пучка; 10 — реактор и термоядерная мишень

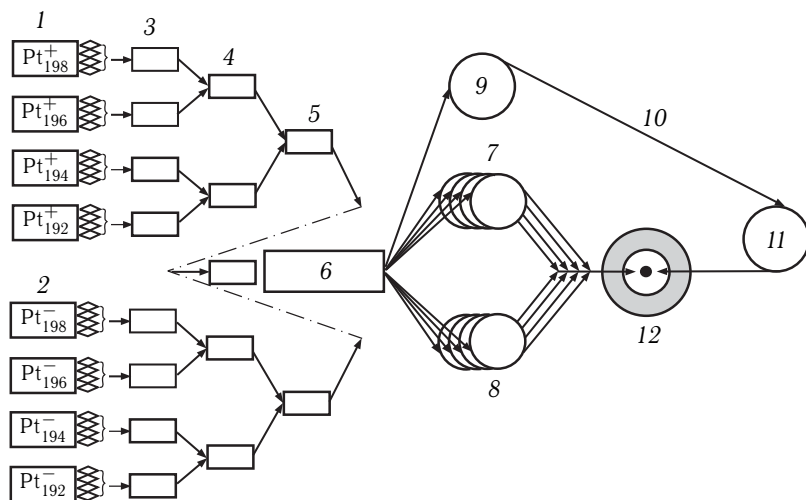


Рис. 4.12. Полная схема тяжелоионного драйвера в режиме быстрого поджига. 1 — группа из 16 источников, производящих ионы платины с электрическим зарядом +1; 2 — группа из 16 источников, производящих ионы платины с электрическим зарядом −1; 3 — линейные ускорители с пространственно однородной квадрупольной фокусировкой (система ПОКФ); 4 — линейный ускоритель типа Видероз; 5 — линейный ускоритель типа Альвареца; 6 — основной сверхпроводящий линейный ускоритель; 7 — система 4-х накопительных колец для ионов с зарядом +1; 8 — система 4-х накопительных колец для ионов с зарядом −1; 9 — накопительное кольцо для греющего пучка; 10 — канал транспортировки греющего пучка от накопительного кольца к компрессионному; 11 — компрессионное кольцо для греющего пучка; 12 — реакторная камера и термоядерная мишень

Ниже в таблице 4.12 приведены основные параметры драйвера для рассмотренной концепции.

Таблица 4.12. Параметры драйвера в концепции ИТИС

Энергия ионов (платина), ГэВ	100
Энергия пучка ионов (сжатие), МДж	4,6
Энергия пучка ионов (воспламенение), МДж	50,4
Интенсивность энерговложения (сжатие), ТВт/г	270
Интенсивность для воспламенения, ТВт/г	$4 \cdot 10^6$
Длина линейного ускорителя, км	≈ 11
Частота импульсов, Гц	10

4.4.3. Цилиндрическая мишень. Конструкция мишени сопряжена с параметрами драйвера, приведенными в предыдущем пункте. Центральная часть мишени имеет многослойную цилиндрическую структуру,

показанную на рис. 4.13. Ядро цилиндрической мишени имеет длину 1 см и массу 23 мг, и представляет собой эквимолярную DT-смесь, коаксиально окруженную тремя слоями плотного материала (в настоящем проекте — это свинец). Полная масса мишени составляет 4,56 г.

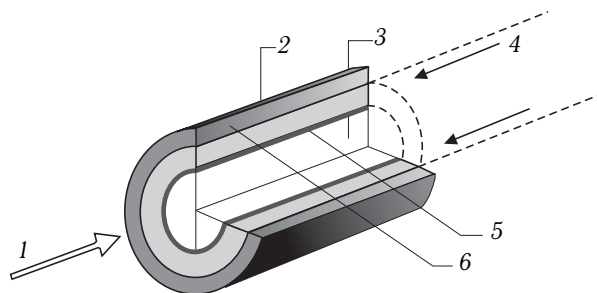


Рис. 4.13. Цилиндрическая мишень в концепции ИТИС. Обозначения: 1 — поджигающий пучок; 2 — абсорбер; 3 — топливо (DT); 4 — сжимающий пучок; 5 — пушер (Pb); 6 — оболочка (Pb). Рисунок взят из работы [40]

Начальные параметры мишени приведены в табл. 4.13, а состояние мишени после сжатия — в табл. 4.14. Топливо заполняет внутренний цилиндр радиусом 0,187 см. Прилегающий к нему слой свинца призван обеспечить сжатие топлива в режиме, задаваемом энерговложением в вышележащий пористый свинцовый слой ($0,210 \text{ см} < R < 0,334 \text{ см}$), плотность которого выбрана, исходя из условия остановки ионов Pt_{192}^+ с энергией 100 ГэВ во вращающемся пучке кольцевой формы на расстоянии, равном длине мишени.

Таблица 4.13. Начальные параметры цилиндрической мишени

№ зоны	Радиус, см	Вещество	Плотность, г/см ³	Масса, г
1	0,187	DT	0,21	0,023
2	0,210	Pb	11,4	0,327
3	0,334	Pb (пена)	6,1	1,271
4	0,440	Pb	11,4	2,938

Таблица 4.14. Параметры цилиндрической мишени в сжатом состоянии

№ зоны	Радиус, см	Материал	Плотность, г/см ³	Длина пробега нейтронов, см
1	0,005	DT	100	0,046
2	0,015	Pb	400	0,16
3	0,384	Pb (пена)	3,0	23,1
4	0,450	Pb	11,4	5,6

Процесс сжатия мишени моделировался с помощью одномерного трехтемпературного кода Deiga (1D3T) [41]. Результаты расчетов представлены на рис. 4.14. Время сжатия составляет 50–100 нс и сравнимо с длительностью импульса пучка. В то же время высокая частота вращения пучка позволяет считать энерговыделение однородным в торцевой плоскости ортогонального сечения цилиндрической кольцевой зоны. Оценка параметров сжатого топлива: радиус $R = 86$ мкм, плотность $\rho = 100$ г·см⁻³, так что $\rho R = 0,86$ г·см⁻². На основе данных [42] о сечениях нейтронных реакций в быстрой части спектра можно оценить характерные длины пробега нейтронов в каждой зоне (полные сечения (n, D) и (n, T) примерно равны 1 б; для (n, Pb) — 5,4 б, из которых 2,15 б идет на (n, 2n)-реакцию).

Поджиг сжатого топлива осуществляется вторым пучком ($E = 0,4$ МДж, $\Delta t = 0,2$ нс) с мощностью $4 \cdot 10^6$ ТВт/г. Поджигающий пучок нагревает небольшую часть топлива (около 6 %) вблизи

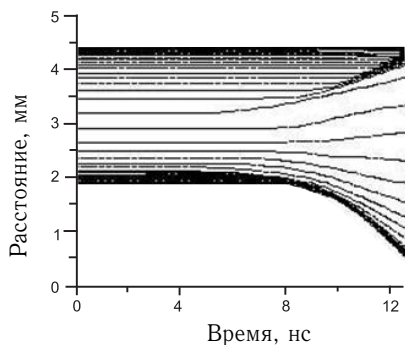


Рис. 4.14. Движение материала мишени при сжатии полым цилиндрическим пучком. Данные работы [40]

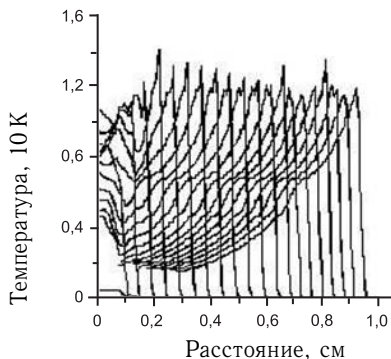


Рис. 4.15. Распространение волны горения вдоль оси цилиндра (длина 1 см) в сжатом DT-топливе. Приведены профили $T(z, t)$ с интервалом $\Delta t = 0,1$ нс. Данные работы [40]

облучаемого торца мишени, что приводит к инициированию волны горения, распространяющейся вдоль оси цилиндра в направлении большей плотности топлива (т.е. к следующему торцу). Процесс распространения волны горения вдоль топливного шнура моделировался с помощью кода MDMT [39] двумерной трехтемпературной гидродинамики, включая кинетику ядерных реакций, обмен энергиями между частицами и теплопроводность. Результаты расчета приведены на рис. 4.15. В реакциях в первой зоне участвуют компоненты топлива (D, T), а также продукты (n, H, He³, He⁴). В остальных трех зонах идут в основном реакции упругого и неупругого рассеяния нейтронов, включая реакцию (n, 2n), в результате чего и формируется итоговый нейтронный спектр. Основные реакции, которые необходимо учитывать

при расчете горения мишени (в скобках приведены энергии продуктов, МэВ), следующие:

$$\begin{aligned}
 1. \quad D + T &= \text{He}^4(3, 52) + n(14, 07); \\
 2. \quad D + D &= \begin{cases} \text{He}^3(0, 82) + n(2, 45) \\ T(1, 01) + H(3, 02) \end{cases}; \\
 3. \quad D + \text{He}^3 &= \text{He}^4(3, 67) + H(14, 68); \\
 4. \quad \text{He}^3 + n &= \begin{cases} T(0, 57) + H(0, 19) \\ 2D - 3, 27 \end{cases}; \\
 5. \quad D + n &= H + 2n - 2, 22; \\
 6. \quad T + n &= D + 2n - 6, 26.
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

Для простоты обычно считается, что вторичные ядра трития и гелия сразу передают всю энергию окружающей DT-смеси, находясь с ней, таким образом, в тепловом равновесии. Температура во фронте волны имеет величину порядка 100 кэВ. Скорость распространения волны — около $5 \cdot 10^6$ м·с⁻¹, и, таким образом, время горения оценивается величиной 1–2 нс.

В мишенях с высокой плотностью топлива рассеяние нейтронов, рожденных в результате термоядерного синтеза, происходит, в основном, на ядрах топлива. Это приводит к понижению средней энергии нейтронов до значения 12 МэВ с долей около 0,75 в основном пике, содержащем нейтроны с энергией 14 МэВ. В рассматриваемой нами мишени заметная доля рассеяния и поглощения нейтронов идет также и на ядрах Рb внешней оболочки, включая затратную реакцию (n, 2n). В силу цилиндрической структуры мишени выход нейтронов имеет анизотропию по углу, относительно оси цилиндра. В направлении оси поток нейтронов минимален. Полное энерговыделение в мишени оценивается значением 500 МДж, соответствующим коэффициенту усиления, равному 100.

Нейтронный импульс уносит около 70 % энергии (350 МДж) и поглощается затем в бланкете реактора, передавая энергию теплоносителю. Рентгеновское излучение отчасти поглощается тяжелой оболочкой мишени, поэтому на первую стенку приходит около 10 % энергии (50 МДж) излучения в рентгеновском диапазоне со средней температурой около 2,5 кэВ. Осколки мишени аккумулируют около 20 % энергии (100 МДж). Частота микровзрывов принимается равной 2 Гц.

4.4.4. Дизайн камеры реактора. В этом разделе, ориентированном на тяжелоионный синтез, выбрана конструктивная схема камеры реактора со смоченной внутренней поверхностью первой стенки и канальным многоповоротным движением теплоносителя в бланкете [8]. Этот выбор мотивирован тем, что пленочная защита хорошо отработана в современных высокотемпературных технологиях, а канальная схема

аккумуляции ядерного энергоснабжения подробно прорабатывается в установках и проектах УТС с магнитным удержанием [43]. Обзор различных способов создания первой жидкой стенки камеры реактора содержится в книге Моира [25].

Геометрическая конфигурация камеры реактора должна обеспечить компромисс между двумя противоположными требованиями к проведению микровзрыва: желателен минимальный путь транспортировки пучка от фокусирующих магнитов к мишени, но в то же время желательно минимизировать поверхностную плотность потока энергии на стенку камеры. Кроме того, объем камеры должен быть достаточным для того, чтобы в нем быстро проходил процесс конденсации вещества, испаряющегося из жидкой стенки вследствие микровзрыва. В этих условиях предпочтительно разделить область камеры на две части [8]: первую — относительно небольшую, в которой происходит собственно микровзрыв, и вторую — объемный поддон, в котором пар конденсируется на распыляемых струях теплоносителя (см. рис. 4.16). В качестве

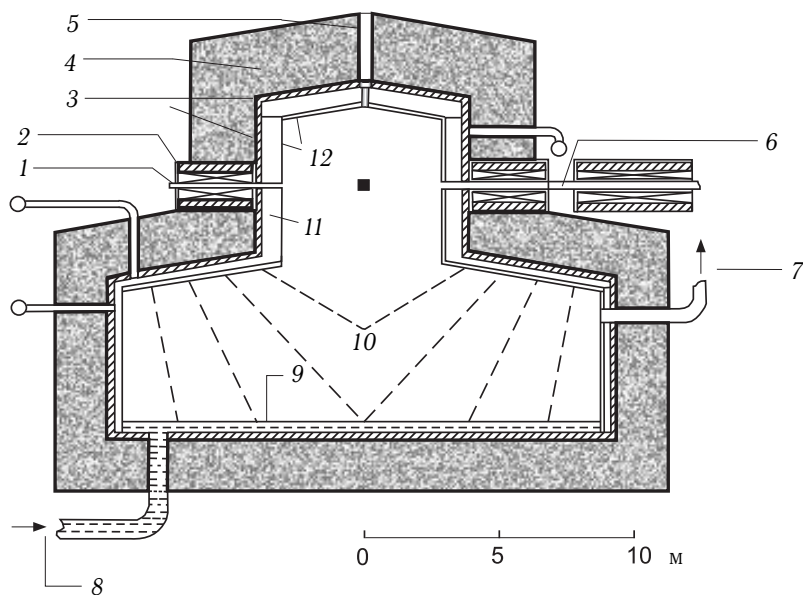


Рис. 4.16. Камера реактора в концепции ИТИС. Обозначения: 1 — поджигающий пучок; 2 — фокусирующие линзы; 3 — корпус-отрагатель; 4 — защита; 5 — инжектор мишеней; 6 — сжимающий кольцевой пучок; 7 — к вакуумному насосу; 8 — к теплообменнику; 9 — поддон (PbLi); 10 — диспергированные струи; 11 — бланкет; 12 — первая стенка с защитной жидкой пленкой. Рисунок взят из работы [40]

теплоносителя возьмем эвтектику $\text{Pb}_{83}\text{Li}_{17}$ при температуре 820 К (соответствующее давление пара равно 10^{-4} торр, а концентрация атомов

теплоносителя в камере — 10^{18} м^{-3}). Механические и теплофизические свойства этого теплоносителя достаточно хорошо изучены ([25], см. табл. 4.15) и служат надежным основанием для получения качественных оценок темпов испарения и конденсации вещества в камере

Таблица 4.15. Теплофизические параметры теплоносителя $\text{Pb}_{83}\text{Li}_{17}$ ([25])

Точка плавления, °С	610
Точка кипения, °С	1645
Энтальпия фазовых переходов, Дж·г ⁻¹	29,59
Плотность, г·см ⁻³	9,3
Вязкость (при 500 °С), Па	$2,6 \cdot 10^{-3}$
Теплопроводность, Вт·м ⁻¹ ·К	25,5
Теплоемкость, Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	230
Адиабатическая сжимаемость, Па ⁻¹	$3,4 \cdot 10^{-10}$

реактора. Бланкет упрощенно представляет собой систему нескольких вертикальных коаксиальных круговых цилиндров высотой 6 м. Радиус внутреннего цилиндра (собственно камеры) составляет 3 м, внешний радиус бланкета — 3,5 м. Первая стенка представляет собой пористую керамическую структуру SiC, через которую просачивается теплоноситель, образуя жидкую защитную пленку камеры. Каналы, по которым течет теплоноситель, выполнены из ванадиевого сплава V-10 Cr-5 Ti. Верхняя и нижняя стенки, как и задняя стенка реактора, выполнены из стали НТ-9. Предпочтение отдается SiC и ванадиевому сплаву вследствие их высоких термоупругих и антикоррозионных свойств [23]. В центральной зоне (собственно камере) происходит вспышка длительностью порядка 1 нс. Рентгеновское излучение приходит к первой стенке через 10 нс и поглощается в защитной пленке на глубине порядка 1 мкм, согласно данным [42]. Испарившаяся часть жидкой стенки имеет среднюю температуру порядка 2,5 эВ, так что пар мог бы распространиться по камере через время порядка 1 мс (тепловая скорость атомов испарившегося теплоносителя равна $2 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$). Однако осколки мишени движутся значительно быстрее, и уже через 3 мкс достигают первой стенки, перед которой, однако, навстречу им движется волна испарения, находящаяся к этому моменту на расстоянии 6 мм от стенки. Осколки тормозятся в этом испарившемся слое (глубина торможения, согласно формуле Бете–Блоха, составляет около 5 мкм), передавая ему свою энергию и нагревая до температуры 27,5 эВ. Это тепловое излучение вызывает дополнительное испарение жидкой стенки, и для конденсации всей получающейся массы пара за короткое время требуется гораздо большая поверхность, чем имеет собственно камера. С этой целью в нижней части камеры делается конденсационная полость радиусом 9 м и высотой 6 м, которая заполняется распыленными струями теплоносителя. Оценки скорости конденсации пара в такой полости, а также механического воздействия

на стенку вследствие импульса отдачи при испарении жидкого слоя, приводятся в следующем пункте.

4.4.5. Отклик первой стенки камеры на микровзрыв. Воздействие микровзрыва на стенку камеры включает рентгеновское излучение, ионный поток осколков мишени и поток нейтронов. Рентгеновское излучение приводит к испарению жидкой пленки на поверхности первой стенки. Его воздействие на стенку характеризуется плотностью энергии $Q = 4,4 \cdot 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$ и глубиной поглощения в среде $\text{Pb}_{83}\text{Li}_{17}$ порядка $l = 10^{-6} \text{ м}$. Согласно подходу, примененному в проекте HIBALL-II [9], при условии постоянных свойств жидкого теплоносителя и экспоненциального распределения поглощенной энергии, оценка толщины δ_v испарившегося слоя теплоносителя может быть получена из следующих выражений:

$$\begin{aligned}\delta_v &= l + x_1 - \frac{C_v}{\Delta e_v} (T_v - T_0) (x_2 - x_1), \\ x_1 &= -l \ln \{ \rho l [C_v (T_v - T_0) + \lambda] / Q \}, \\ x_2 &= -l \ln \{ \rho l C_v (T_v - T_0) / Q \}.\end{aligned}\tag{4.9}$$

Здесь $C_v = 138 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ — удельная теплоемкость теплоносителя, $\lambda = 0,941 \cdot 10^6 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$ — удельная теплота испарения, $T_v = 2020 \text{ К}$ — температура кипения свинца, $T_0 = 820 \text{ К}$ — начальная температура теплоносителя, $\rho = 11,3 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ — плотность теплоносителя. Из (4.9) находим, что толщина испарившегося слоя теплоносителя равна $\delta_v = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, и соответствующая масса пара составляет 5,4 кг.

Испарившаяся жидкость расширяется в первую полость камеры реактора и генерирует импульс отдачи на пористую стенку из SiC. Величина реактивного импульса может быть оценена из баланса энергии

$$IS_v = \sqrt{2M_v E_v},\tag{4.10}$$

где S_v — поверхность испарения, M_v — испаренная масса и E_v — тепловая энергия пара: $E_v = E_{\text{X-ray}} - E_{\text{ion}} - M_v \Delta e_v$. Здесь E_{ion} — энергия ионизации атомов теплоносителя. При условиях, описанных выше, тепловая энергия пара оценивается величиной 30 МДж. Тогда из (4.10) следует, что импульс отдачи равен $I = 137 \text{ Па} \cdot \text{с}$, а соответствующее давление равно

$$p = \frac{I}{t} = \frac{2E_v}{S_v \delta_v} = 1 \text{ Мбар}.\tag{4.11}$$

Этот импульс сопряжен с ударной волной, распространяющейся вглубь жидкого слоя защитной стенки и разрушающей ее. Поэтому некоторое количество теплоносителя появится в камере в виде капель. Поскольку защита первой стенки при этом нарушается, необходимо, чтобы она восстанавливалась за время, не превышающее 0,5 с, в соответствии с выбранной частотой работы реактора.

Оценим теперь время после микровзрыва, в течение которого осколки мишени достигают поверхности камеры. Т.к. масса мишени (≈ 5 г) много больше массы пара теплоносителя, находящегося в камере при температуре 820 К (около 0,06 г), то можно использовать классическое решение Седова [44] для изэнтропического расширения идеального газа в вакуум. Асимптотика этого решения на больших расстояниях $r \gg r_0$ (где r_0 есть начальный радиус области термоядерного микровзрыва) описывает распространение фронта взрывной волны с постоянной скоростью U :

$$r = \sqrt{\frac{10E_d}{3\rho_0}} t = Ut. \quad (4.12)$$

Здесь E_d — плотность энергии осколков, ρ_0 — начальная плотность, предположительно равная средней плотности материала мишени. В рассматриваемом случае фронт осколков движется к стенке камеры со скоростью $U = 9 \cdot 10^5$ м·с⁻¹. Эта оценка по порядку величины совпадает с другой оценкой скорости осколков, полученной из энергетических соображений: тепловая скорость ионов с полной энергией 100 МДж (или 30 кэВ на ион) имеет величину порядка 10^6 м·с⁻¹. Таким образом, фронт осколков достигает стенки камеры за время порядка $3 \cdot 10^{-6}$ с.

В течение этого интервала времени ($3 \cdot 10^{-6}$ с) испарившийся слой теплоносителя распространяется внутрь камеры со скоростью $3,9 \cdot 10^3$ м·с⁻¹, проходя, таким образом, расстояние $h = 12$ мм от первой стенки. Средняя плотность пара в этом слое равна

$$\rho_v \approx m_0/4\pi R^2 h = 0,5\rho \left(1 + \frac{H}{R}\right) \frac{\delta_v}{h} \approx 2,9 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}.$$

Взаимодействие между потоком ионов и достаточно плотным слоем пара определяется глубиной торможения ионов с энергией 30 кэВ. Оценка торможения по модели Бете–Блоха дает для этого случая величину $(1/\rho) \cdot dE/dx = 20$ ГэВ·см²·г⁻¹, так что тормозной путь ионов мишени в паре теплоносителя вблизи первой стенки равен $5 \cdot 10^{-3}$ мм, т.е. много меньше, чем $h = 12$ мм. Следовательно, почти все ионы осколков поглощаются этим тонким слоем пара, передавая ему свою энергию. Поэтому пар оказывается значительно нагретым осколками мишени, и его результирующая средняя температура оценивается величиной 27,5 эВ (или $3 \cdot 10^5$ К). Именно этот горячий пар, распространяясь по камере реактора, и вызывает дополнительное испарение теплоносителя (как защитной пленки, так и капель, «висящих» в камере в результате откола жидкости и в распыленных струях). Расход теплоносителя при заданных параметрах микровзрыва составляет 14 т·с⁻¹. Масса защитной пленки (при ее толщине $d = 1$ мм) равна $M_f = 2\pi\rho d(R + H)R = 2$ т. Поэтому масса теплоносителя, инжектируемого в струях, составляет 5 т на один микровзрыв. Радиус капель примем равным 50 мкм, так что дополнительная поверхность конденсации составит $3 \cdot 10^4$ м².

При описании процессов испарения-конденсации в камере реактора будем считать, что температура пара и его плотность однородны по всему объему камеры, а параметры пара изменяются скачком вблизи жидкой стенки. Каждый атом пара, попавший на стенку или на поверхность жидкой капли, считаем сконденсировавшимся. В этом приближении процессы поверхностного испарения и конденсации описываются кинетическим уравнением [17], представляющим собой балансные соотношения для массы и энергии пара. В условиях нашей задачи запишем законы сохранения массы и энергии, учитывая радиационный тепловой поток от горячего пара на стенку реактора:

$$\frac{V_c}{S_c} \frac{dn}{dt} = -f \left(n \sqrt{\frac{3kT}{m}} - n_s \sqrt{\frac{3kT_s}{m}} \right) + \frac{q_r/m}{\Delta e_v}, \quad (4.13)$$

$$\frac{V_c}{S_c} \frac{d}{dt} (nT) = -fnT \sqrt{\frac{3kT}{m}} + fn_s T_s \sqrt{\frac{3kT_s}{m}} + \frac{q_r T/m}{\Delta e_v} - q_r, \quad (4.14)$$

$$q_r = \sigma (\varepsilon T^4 - A_s T_s^4) \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{A_s} - 1 \right)^{-1}, \quad \text{где } \varepsilon \approx 0,8, \quad (4.15)$$

$$A \approx A_s \approx 0,5.$$

Здесь q_r — плотность потока теплового излучения в полости камеры, учитывающая степени черноты излучения; σ — постоянная Стефана–Больцмана; n и T — соответственно плотность и температура пара в камере; m — атомная масса; T_s — температура поверхностной жидкой пленки теплоносителя (т.е. 820 K); S_c — поверхность конденсации; V_c — объем, в котором происходит конденсация, равный объему верхней секции камеры на начальном этапе процесса, и полному объему, включая нижнюю секцию, когда пар распространится по всей камере. Эти уравнения интегрируются численно при начальных условиях, описанных выше. Результаты определения скорости конденсации приведены на рис. 4.17 и 4.18.

Процесс конденсации имеет две резко выделенные фазы. Первая фаза отвечает высокоинтенсивному процессу доиспарения жидкого теплоносителя со стенки камеры под действием теплового излучения небольшой, но очень горячей массы пара, температура которой, в свою очередь, резко уменьшается. Максимальная доиспаренная масса теплоносителя составляет 132 кг. Через короткий интервал времени $2 \cdot 10^{-4}$ с режим охлаждения пара меняется. Конденсация начинает превалировать над испарением, и плотность пара начинает быстро падать, практически достигая значения на линии насыщения через 0,017 с. Это показывает, что выбранная частота микровзрывов 2 Гц не лимитируется процессом конденсации. Реальное ограничение накладывает процесс очищения камеры от капельной фазы теплоносителя. В приближении свободного падения это происходит за время порядка 0,5 с.

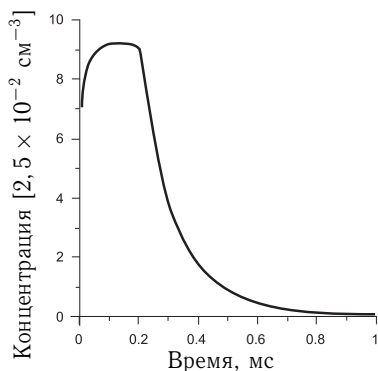


Рис. 4.17. Плотность пара в камере в зависимости от времени. Рисунок взят из работы [40]

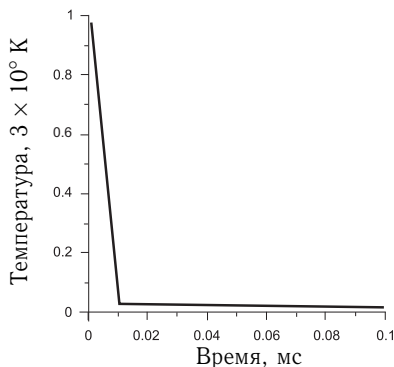


Рис. 4.18. Температура пара в камере в зависимости от времени. Рисунок взят из работы [40]

4.4.6. Энерговыведение в бланкете реактора. Выбор теплоносителя в бланкете реактора ИТС, наряду с необходимостью защиты первой стенки, определяется следующими ключевыми свойствами: наиболее эффективная аккумуляция энергии быстрых нейтронов, воспроизводство трития (КВТ порядка 1,1), размножение нейтронов (для увеличения доли поглощения энергии в медленной части спектра).

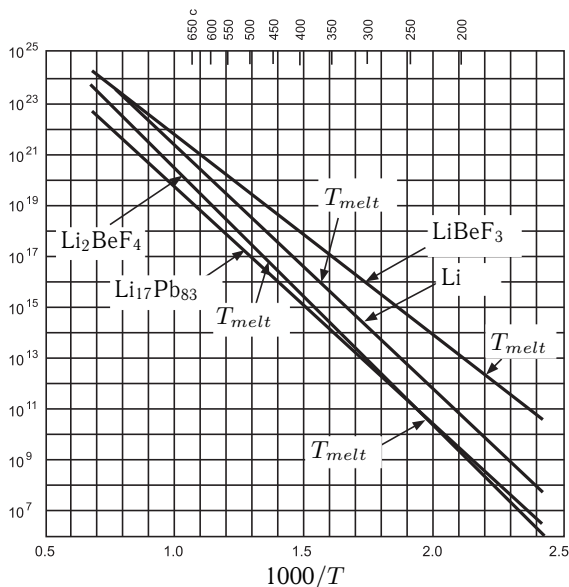


Рис. 4.19. Зависимость концентрации (м^{-3}) насыщающих паров некоторых теплоносителей от обратной абсолютной температуры (верхняя шкала — $^{\circ}\text{C}$). Данные взяты из обзора [28]

Дополнительными важными факторами являются возможность эффективной очистки теплоносителя от трития и возможно более высокая рабочая температура. В настоящей работе выбрана эвтектика $\text{Pb}_{83}\text{Li}_{17}$, теплофизические параметры которой представлены в табл. 4.15 и на рис. 4.19 и 4.20.

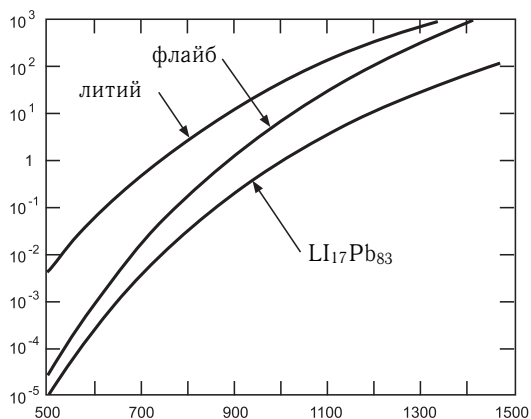


Рис. 4.20. Зависимость давления (торр) насыщающих паров теплоносителей от температуры (°C). Данные взяты из обзора [28]

В основном схемы blankets ИТР структурно совпадают между собой. Первая стенка выполняется из керамики, через поры которой просачивается теплоноситель, образуя защитную пленку (либо эта пленка образуется в результате непосредственной инъекции жидкометаллических соединений на поверхность стенки). Далее идет зона, заполняемая теплоносителем и, возможно, размножителем нейтронов (Ве), которую замыкает задняя стальная стенка.

Для оценки энерговыделения в blanketе будем исходить из сферически-симметричной модели нейтронного излучения из мишени с полной энергией в импульсе 350 МДж. Двумерные расчеты процесса переноса нейтронов с помощью кода MCNP [45] показали, что коэффициент воспроизводства трития (КВТ) для blanketа, структура которого приведена в табл. 4.16, равен 1,12, а коэффициент усиления $M = 1,05$.

При долгосрочных расчетах необходимо учитывать наработку в blanketе различных изотопов, которые могут повлиять на экологическую безопасность реактора. Если в качестве теплоносителя выбран флайб, то надо учитывать производство F^{18} (по реакции $\text{F}^{19}(n,2n)\text{F}^{18}$), а для PbLi необходимо провести расчет наработки полония согласно цепочке

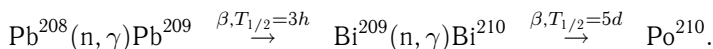


Таблица 4.16. Структура blankets и плотность энерговыделения по зонам

№ зоны	Вещество	Плотность, $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$	Радиус зоны, см	Толщина зоны, см	Плотность тепловой энергии, $\text{МДж}\cdot\text{м}^{-3}$
1	PbLi	$3,4\cdot 10^{-7}$	300,0	300	$2\cdot 10^{-6}$
2	PbLi	9,3	300,2	0,2	19,7
3	SiC/PbLi	5,7	301,2	1	15,0
4	PbLi	9,3	311,2	10	13,6
5	V/10Cr/5Ti	5,96	311,7	0,5	4,2
6	PbLi	9,3	317,7	6	8,3
7	V/10Cr/5Ti	5,96	318,0	0,3	2,1
8	PbLi	9,3	342,0	6	5,2
9	V/10Cr/5Ti	5,96	324,3	0,3	1,1
10	PbLi	9,3	330,3	6	3,3
11	V/10Cr/5Ti	5,96	330,6	0,4	0,6
12	PbLi	9,3	336,6	6	2,0
13	V/10Cr/5Ti	5,96	337,6	1	0,5
14	HT-9	7,9	340,6	3	0,6

Нейтронный нагрев blankets приводит к генерации импульса давления, зависящего от характеристик импульса тепловыделения: глубины проникновения L и длительности t_0 . Анализ нейтронных процессов в blankets приводит к следующим значениям величин: $L \approx 0,16$ м и $t_0 \approx 10^{-7}$ с. В течение тепловыделения происходят процессы теплопроводности и акустической разгрузки материала. Динамическая разгрузка в течение времени тепловыделения существенна, если характерные времена тепловой диффузии t_d и распространения акустических волн t_a вдоль пути прохождения теплового импульса длиной L много меньше или сравнимы с длительностью теплового импульса t_0 : $t_d \leq t_0$, $t_a \leq t_0$, где $t_d \approx L^2/\chi$ и $t_a \approx L/c$, а χ и c — коэффициент температуропроводности и скорость звука, соответственно.

Оценка эффективных значений χ и c для blankets с рассматриваемой многослойной структурой требует численного анализа термоупругих процессов. Поскольку основная часть blankets представляет собой объем, занятый теплоносителем, то для грубой оценки характерных времен можно взять свинец ($\chi = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2\cdot\text{с}^{-1}$, $c = 1800 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) и получить значения $t_d = 1,1 \times 10^3$ с и $t_a = 0,89 \cdot 10^{-4}$ с, которые много меньше, чем t_0 . Таким образом, тепловыделение можно считать мгновенным.

В процессе изохорического нагрева данные по тепловыделению, представленные в табл. 4.15, позволяют получить оценку максимальных напряжений в материалах blankets. Положив коэффициент Грюнштейна равным 2, получаем значения напряжений в керамической стенке и в ванадиевом сплаве, соответственно, $3 \cdot 10^7$ Па и $2 \cdot 10^7$ Па. В условиях циклического нагрева материалов требуется, чтобы эти напряжения не превышали бы пределов упругости. Для SiC эта величина равна $\sigma_Y = 7 \cdot 10^7$ Па, а для ванадиевого сплава — $\sigma_Y = 2,5 \cdot 10^8$ Па [23]. Хотя пределы в данном случае и не превышены, требуются дополнительные более точные численные оценки, т.к. характерные значения достаточно близки к предельным, и, кроме того, необходимо учесть радиационные повреждения материалов.

4.4.7. Расчет тепловой схемы термоядерной электростанции.

Тепловая схема термоядерной электростанции [8] приведена на рис. 4.21. Она состоит из трех контуров. Теплоносители: в первом контуре — $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$, во втором — Na, в третьем — водяной пар. В первых двух контурах теплоносители жидкие, поэтому выбор давления не принципиален (с точки зрения расчета КПД). Принципиальный параметр — верхняя температура первого контура, которая определяется возможностями конструкционных материалов blankets.

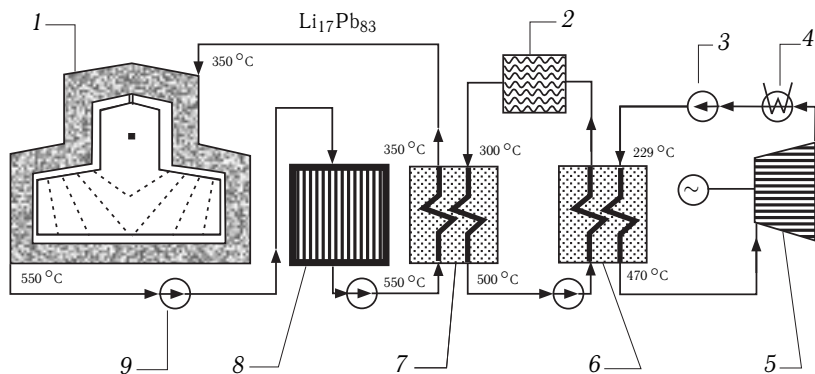


Рис. 4.21. Тепловая схема термоядерной электростанции в концепции ИТИС. Обозначения: 1 — реактор; 2 — очистка от трития; 3 — вакуумный насос; 4 — конденсатор; 5 — паровая турбина; 6 — парогенератор; 7 — теплообменник; 8 — удаление трития; 9 — насос. Рисунок взят из работы [8]

Нижняя температура жестко ограничивается снизу температурой плавления теплоносителя, но вступают в игру и соображения по оптимизации КПД станции. Здесь верхняя и нижняя температуры первого контура приняты равными 823 К и 623 К.

Температуры второго контура определяются автоматически через значительный температурный перепад — 773 К и 573 К.

Температура острого пара в третьем контуре определяется через перепад 40 К и равна 743 К. Пусть цикл будет с промежуточным перегревом пара, и температура промежуточного перегрева тоже будет 743 К. Давление острого пара принято равным 18 МПа, согласно традиции. Давление промежуточного перегрева равно 3 МПа. Это соответствует рекомендуемому в литературе оптимуму и легко проверяется расчетным путем. Давление в конденсаторе — 0,009 МПа, это стандартное значение для энергетики. Выбираем число регенеративных отборов пара — 8, как в лучших турбинах. Оптимальная для парового цикла температура питательной воды (после регенераторов) получается равной 502 К.

На рис. 4.22 показано наличие изотермического участка испарения на кривой нагрева воды и пара.

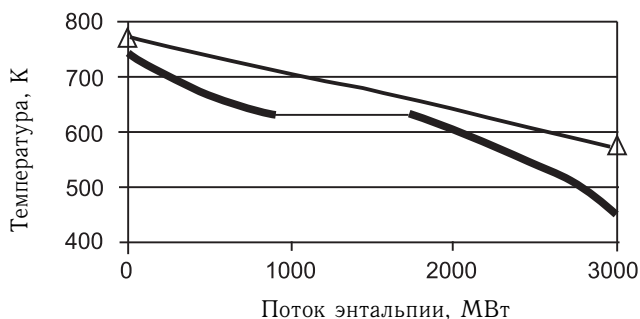


Рис. 4.22. Зависимость температуры от потока энthalпии для холодной (нижняя кривая) и горячей (верхняя кривая) стороны парогенератора

Расчеты показывают, что принятые параметры тепловой схемы согласуются с температурным напором не менее 40 К в двух случаях: надо или снизить температуру питательной воды до 450 К, или поднять нижнюю температуру в первом и втором контурах на 20 К. Параметры тепловой станции для варианта с температурой питательной воды 450 К представлены в табл. 4.17.

Таблица 4.17. Параметры тепловой схемы термоядерной электростанции

Усиление в бланкете	1,05	Паровой цикл	
Доля энергии, поглощаемой бланкетом	0,7	Расход пара, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$	334
Первый контур		Температура питательной воды, К	450
Теплоноситель	$\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$	Температура острого пара, К	743

Таблица 4.17 Продолжение

Расход теплоносителя, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$	7950	Температура промперегрева, К	743
Температура на входе, К	623	Давление острого пара, МПа	18
Температура на выходе, К	823	Давление промперегрева, МПа	3
Мощность насосов, МВт	7	Давление в конденсаторе, МПа	0,009
Второй контур		Число регенеративных отборов	8
Теплоноситель	Na	КПД турбины	0,87
Расход теплоносителя, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$	3894	КПД парового цикла	0,41
Температура на входе, К	573	Выходные параметры	
Температура на выходе, К	773	КПД теплового цикла	0,4
Мощность насосов, МВт	2,29	Мощность нетто, МВт	407
		КПД установки (нетто)	0,37

4.4.8. Заключительные замечания к п. 4.4. Итак, концепция ИТИС энергетического реактора на основе быстрого поджига DT-топлива содержит целый ряд новых компонент. Базовыми элементами концепции являются мощный тяжелоионный драйвер и цилиндрическая оболочечная мишень, для создания которых к настоящему моменту уже имеются достаточно подробно прописанные и ясные конструкторские решения.

На основе расчетно-теоретического анализа процессов сжатия и горения такой мишени были получены оценки энергетических потоков, воспринимаемых первой стенкой камеры, в которой происходит микровзрыв. Эти оценки послужили основой для создания принципиальной концепции реакторной камеры и бланкета, который является связующим звеном между производством энергии в термоядерной реакции и преобразованием ее в электрическую энергию. Основными проблемами, возникающими при конструировании камеры и бланкета, являются поддержание необходимого вакуума в камере (т.е. быстрая релаксация полости камеры к состоянию до микровзрыва) и недопущение предельных термомеханических напряжений в конструкционных материалах. Аналитическое исследование и численный расчет процессов отклика камеры и бланкета на микровзрыв показали, что для предлагаемой нами конструкции камеры необходимая частота повторений микровзрыв-

вов, диктуемая требованиями, предъявляемыми к энергетической установке, согласуется с временами релаксации системы. Расчет плотности тепловыделения в бланкете является основой для создания тепловой схемы электростанции.

Таким образом, результатом исследования явилось создание замкнутой концепции энергетической установки на базе тяжелоионного синтеза. Дальнейшее развитие концепции предполагает оптимизацию компонент схемы в целом, чтобы получить максимальную эффективность теплового цикла, а также получить большее значение коэффициента усиления в мишени и бланкете.

В заключение этого раздела суммируем основные достоинства предложенной в ИТЭФ концепции построения термоядерной энергетической установки на основе мощного тяжелоионного драйвера и цилиндрической мишени с DT-топливом.

1. Высокая симметрия облучения оболочки цилиндрической мишени, достигаемая при облучении её с торца интенсивным ионным пучком, вращающимся относительно оси мишени, обеспечивает получение параметров, нужных для последующего зажигания сжатого термоядерного топлива.

2. Возможность использования метода быстрого поджига, который обеспечивает надёжность процесса зажигания предварительно сжатого топлива и получение больших значений коэффициента усиления энергии (порядка 200).

3. Существенное упрощение конструкции камеры термоядерного реактора, обусловленное минимальным количеством окон в стенках реактора, необходимых для пропускания двух ионных пучков, облучающих мишень.

4. Использование линейного резонансного ускорителя для ускорения ионов позволяет иметь достаточно высокий КПД самого ускорителя-драйвера (20–30 %), что обеспечивает высокую экономичность всей установки и, в конечном счёте, низкую себестоимость производимой электроэнергии.

5. Возможность использования в перспективе не только DT-топлива, но и чисто дейтериевого топлива (или дейтериевого топлива с малой добавкой трития), что может заметно облегчить решение тритиевой проблемы. Хотя энергетическая система инерциального термоядерного синтеза на дейтериевом топливе к настоящему времени не разработана, с точки зрения основных физических процессов, создание такой системы представляется возможным. При этом предполагается использование в мишени небольшого количества трития (порядка одного процента от массы дейтерия) и регенерация трития в самой мишени. По сравнению с DT-топливом, основные параметры установки увеличиваются примерно на порядок и составляют до 100 МДж в энерговыделении и 10 ГДж в полном энерговыделении. Основные преимущества такой системы: огромные запасы топлива и отсутствие бланкета для производства трития.

6. Что касается возможности создания энергетической системы инерциального термоядерного синтеза с бороводородным топливом на базе тяжелоионного драйвера, то она выяснится после проведения дополнительного теоретического анализа. Основным преимуществом при использовании бороводородного топлива является отсутствие нейтронного излучения (или заметное сокращение нейтронного излучения, если применяется последовательное разгорание от DT и DD-частей мишени). Однако в этом случае можно предполагать необходимость дальнейшего увеличения масштаба энерговложения до уровня 0,3–1 ГДж, что приводит к огромным значениям полного энерговыделения порядка 100 ГДж и к очень серьезным трудностям при разработке термоядерного реактора. Отметим, что запасы бороводородного топлива достаточно велики и доступны для практического использования, хотя они заметно уступают запасам дейтерия.

Следует сказать также и о некоторых недостатках вышеописанной концепции ИТИС. Основной недостаток — большая стоимость. Увеличение стоимости обусловлено большей энергией ионов и, следовательно, большей стоимостью как используемого в драйвере линейного ускорителя, так и систем компрессии и транспортировки ионных пучков. Нужно упомянуть также и проблему острой фокусировки поджигающего пучка при наличии заметной дисперсии ионов по импульсам, которая не может быть решена в рамках стандартной оптики ионных пучков. По-видимому, для решения этой проблемы потребуется разработать совершенно новый, нестандартный, подход к задачам о фокусировке ионных пучков на мишень малого размера при наличии сильной дисперсии ионов по продольному импульсу. Разработка этой проблемы в ИТЭФ в настоящее время уже ведется, и предварительные результаты внушают надежду на успешное решение этой задачи [46].

4.5. Реактор ИТС на основе Z-пинчей

4.5.1. Принципиальная конструктивная схема ИТРZ(Н). Для инициирования зажигания DT-мишени могут использоваться также различные варианты Z-пинчей. В этом случае особенно важным представляется анализ схем ИТР, в которых усредненная вырабатываемая тепловая мощность порядка 1 ГВт обеспечивается при низких значениях частоты микровзрывов $\nu = 0,1$ – $1,0$ Гц. В дальнейшем будем называть такой реактор ИТРZ(Н). В этой части анализируется его концептуальная схема в двух вариантах — чистого, ИТРZ(Н), и гибридного реактора с ториевым внешним бланкетом, ГИТРZ(Н). В этом анализе мы будем широко использовать результаты работ [1, 20], посвященных концептуальным схемам ИТР на релятивистских электронных пучках (РЭП).

При низкой частоте повторения микровзрывов основной проблемой для мощного ИТРZ(Н) становится ресурс работы реакторной камеры.

Для обеспечения длительного ресурса работы ИТРЗ(Н) мощностью 1 ГВт первую стенку камеры и все конструкционные элементы, обеспечивающие ввод и транспортировку иницирующего импульса, приходится удалять на значительное расстояние от мишени. Это необходимо, во-первых, для того, чтобы интенсивные импульсные потоки термоядерных нейтронов и излучения взрыва не вызывали мгновенных периодических скачков температуры и механических напряжений в объемах конструкционных элементов. Во-вторых, скачки давления в реакторной камере не должны приводить к разрушению вакуумных линий и изоляторов вакуумного интерфейса.

Проходной изолятор, отделяющий формирующую линию ускорителя от вакуумной линии с магнитной самоизоляцией, является наиболее напряженным участком в электрической схеме генератора. Габаритные и прочностные оценки, учитывающие требование, чтобы индуктивность этого перехода не превышала 30–50 нГн на один модульный генератор, показывают, что такой изолятор выдерживает давление не более 15–20 атм. С учетом этого примем, что и в камере после взрыва давление не должно превышать 20 атм. Отсюда легко оценить минимальный объем реакторной камеры: $V_k = N_k / (\nu P)$, где N_k — усредненная мощность тепловыделения внутри камеры. При $N_k = 2 \cdot 10^8$ Вт, $\nu = 0,1$ Гц, $P = 20$ атм, получаем объем полусферической камеры V_k приблизительно равным 1000 м^3 , и, соответственно, диаметр — 15 м. Если мишень расположена в центре камеры, то радиус камеры определяет минимальную длину, на которую нужно транспортировать иницирующий импульс. Для сокращения длины его транспортировки в камере большого размера мишень можно расположить вблизи стенки камеры.

Поток излучения и термоядерных нейтронов на стенку камеры в окрестности эпицентра взрыва может быть ослаблен с помощью достаточно толстого слоя вещества — испаряющегося бланкета. Для защиты же устройства ввода импульса в камеру при взрыве вблизи стенки можно воспользоваться способностью ВТЛ с магнитной самоизоляцией транспортировать энергию по искривленным каналам, так что МИВТЛ могут быть изогнуты необходимым образом. Следовательно, при смещении места взрыва к стенке камеры длина транспортировки будет определяться не радиусом камеры, а формой и толщиной защитного слоя, необходимого для предохранения стенки и устройства ввода импульса в камеру от воздействия микровзрыва.

В дальнейшем будем предполагать, что в ИТРЗ(Н) внутренний бланкет защищает от нейтронов и излучения все полупространство камеры, расположенное ниже условной горизонтальной поверхности, проходящей через мишень. Верхнее полупространство ограничено неразрушающимся внешним бланкетом в виде полусферы большого радиуса, имеющей центром мишень. Такая композиция показана на рис. 4.23.

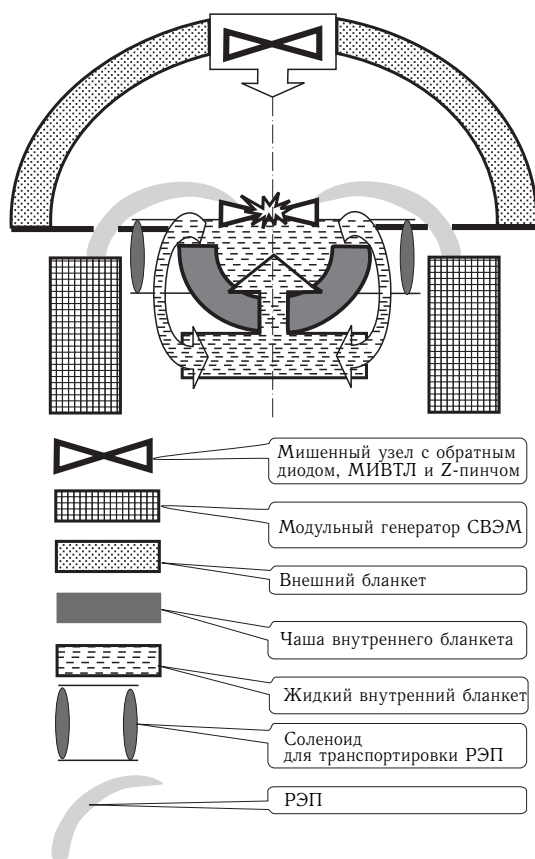


Рис. 4.23. Схема импульсного термоядерного реактора с драйвером на Z-пинче с низкой частотой повторения микровзрывов ИТРЗ(Н). Схема взята из работы [1]

В этой композиции мишень располагается над слоем жидкости, находящейся в прочной металлической чаше, а выходные устройства системы генераторов импульса — вне чаши, ниже уровня жидкости.

В гибридном варианте (ГИТРЗ(Н)) внутренний бланкет (жидкий литий) одновременно обеспечивает воспроизводство трития и утилизацию части энергии термоядерного микровзрыва. Внешний бланкет служит для наработки ядерного топлива — плутония или U^{233} . В «чистом» варианте (ИТРЗ(Н)) внутренний бланкет обеспечивает защиту стенки и утилизацию части энергии взрыва. Воспроизводство трития осуществляется во внешнем бланкете, содержащем литий. Системы инициирования микровзрыва для обоих вариантов одинаковы.

Длина уничтожаемых отрезков линий определяется внешним радиусом чаши, для водяного внутреннего бланкета она составляет 1–1,2 м.

4.5.2. Анализ концепции импульсного термоядерного реактора с низкой частотой повторения микровзрывов – ИТРЗ(Н). Возможны три концептуальных схемы ИТРЗ(Н):

- Схема ИТРЗ(Н) с полусферическим твердым бланкетом большого диаметра и горизонтальным защитным жидким бланкетом [1];
- Схема ИТРЗ(Н) с толстым падающим потоком жидкости и комбинированной системой транспортировки энергии РЭП — обратный диод — Z-пинч [20];
- Американская схема ИТРЗ(Н) с восстанавливаемой транспортирующей линией (ВВТЛ) (см. Приложение В).

Ни одна из этих схем не может считаться сколько-нибудь полной, но их сопоставительный анализ будет полезен.

1. Прежде всего, отметим, что появление американской схемы ИТРЗ(Н) (1999 г.) произошло на 20 лет позже наших разработок (1978 г.). Это естественно, так как в то время американская программа ИТР с драйверами, использующими импульсы электрической энергии сверхвысокой мощности, основывалась на концепции пучков легких ионов. Легкоионная концепция позволяет, хотя и с большими оговорками, высокочастотный (порядка 1 Гц) режим повторения микровзрывов.

2. Наш анализ концепции ИТР тех лет, выполненный в рамках становления и развития программы «Ангара» (в ИАЭ и ФИАЭ), привел тогда (1978–80 гг.) к следующим выводам: дистанционная фокусировка мультитераваттных РЭП на термоядерную мишень невозможна. Возможно только использование непосредственной связи диода РЭП с мишенью с помощью магнитоизолированной вакуумной транспортирующей линии (МИВТЛ). Z-пинч в этих условиях гораздо более эффективный драйвер, чем РЭП. Но в любом случае применение МИВТЛ в качестве средства фокусировки энергии на мишень требует для ИТР режима редких взрывов со сравнительно большим энерговыделением. В концепции редких взрывов сложность проблемы выбора материалов реакторной камеры усугубляется возрастанием мгновенной интенсивности импульсных нейтронных и тепловых потоков. Схема с жидкой первой стенкой и бланкетом может быть одним из решений проблемы. Однако представлялось почти очевидным, что схема ИТРЗ(Н), в которой из-за специфических проблем транспортировки и фокусировки инициирующего энергетического импульса на мишень введены сложные цепи рефабрикации массивных уничтожаемых мишенных узлов, и в которой проблема тяжелых термоударов становится основной проблемой ресурса работы реактора, будет экономически маловыгодной в сравнении с другими схемами термоядерных реакторов, несмотря на сравнительно высокие эксплуатационные и экономические качества системы инициирования микровзрыва при ее работе в режиме разовых импульсов.

3. Фактическая остановка американской программы ИТС на легкоионном драйвере и успешный переход на Z-пинчевую схему, произошедший через два десятилетия после подобного события в программе

«Ангара», сейчас подтверждает правильность того нашего выбора. Но сложности с реакторной схемой на Z-пинчевом драйвере остались.

4. Нельзя исключить, что американские исследователи, пошедшие по пути разработки восстанавливаемой транспортирующей линии, найдут реальное технологическое решение этой проблемы, приемлемое для энергетического термоядерного реактора.

5. Наконец, очень существенным является другой фактор, характерный для всех ИТР с низкой частотой повторения микровзрывов. В американском анализе есть ссылка на расчеты с использованием кода LASNEX, которые показывают, что импульсный генератор, доставляющий на Z-пинч 55–60 МА, может обеспечить термоядерный микровзрыв с большим энерговыходом, превышающим 0,5 ГДж. Для схем ИТРZ(Н) потребуется микровзрыв с энерговыделением, большим примерно на порядок величины. Как получить такую энергию, не указывает ни одна из анализируемых работ.

Итак, как показал наш анализ схем ИТР на основе Z-пинча в качестве драйвера, применение уничтожаемой транспортирующей линии, изготовленной из любых конструкционных материалов, в том числе, и из материала жидкого бланкета внутри реакторной камеры непосредственно перед взрывом, требует для ИТР режима редких взрывов со сравнительно большим энерговыделением.

Мы отметили, что в концепции редких взрывов сложность проблемы выбора материалов реакторной камеры усугубляется возрастанием мгновенной интенсивности импульсных нейтронных и тепловых потоков. По этой причине схема ИТРZ(Н), в которой из-за специфических проблем транспортировки и фокусировки инициирующего энергетического импульса на мишень введены сложные цепи рефабрикации массивных уничтожаемых мишенных узлов, и в которой проблема тяжелых термоударов становится основной проблемой ресурса работы реактора, представляется непомерно сложной с инженерно-технической точки зрения и экономически маловыгодной в сравнении с другими схемами термоядерных реакторов.

Наконец, очень существенным является другой фактор, характерный для всех ИТР с низкой частотой повторения микровзрывов. Для схем ИТРZ(Н) потребуется микровзрыв с энерговыделением порядка 10^4 МДж. Как получить такую энергию при драйвере с энергетикой порядка 10–20 МДж в хольраумных схемах обжатия сферических мишеней, не указывает ни одна из опубликованных работ. Существуют концептуальные физические предложения микровзрыва, использующего термоядерное горение DT-шнура, инициируемое в перетяжке Z-пинча. Такой вариант микровзрыва сулит гораздо большие значения термоядерного коэффициента умножения энергии [47, 48].

Несмотря на вышеперечисленные проблемы, Z-пинч (в его различных вариантах) представляется сейчас настолько привлекательным средством инициирования интенсивной реакции ядерного синтеза DT-

топлива, что схемы энергетического реактора на его основе нельзя не разрабатывать.

Два пути поиска решения проблем ИТРЗ(Н) могут быть названы сейчас; необходимо следующее:

- проанализировать и экспериментально исследовать на существующих установках безэлектродную плазменную транспортирующую линию (ПТЛ) (см. Приложение А), обладающую достаточной для Z-пинчевого драйвера эффективностью и снижающую проблему частотного режима для ИТРЗ;

- проанализировать схему ИТС на Z-пинчевом драйвере с бланкетом, содержащим уран и обладающим большим (порядка тысяч) коэффициентом энергетического усиления за счет деления урана, что обеспечило бы существенно меньшие требования к Z-пинчу как к источнику термоядерной энергии и сняло бы проблему разрушения МИВТЛ в каждом выстреле.

4.5.3. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе с низкой частотой повторения микровзрывов. Выбор низкой частоты повторения микровзрывов — вынужденная мера, которая облегчает инженерное решение транспортировки и фокусировки энергии инициирования, но усложняет задачу создания реакторной камеры и бланкета, способных эффективно утилизировать энергию микровзрыва и иметь высокий ресурс работы. В этом разделе затронуты в основном вопросы воздействия микровзрыва на первую стенку и бланкет. Наш краткий анализ, пригодный только для концептуального рассмотрения, будет касаться термических напряжений в конденсированном веществе, возникающих при короткоимпульсном облучении его интенсивным нейтронным потоком, и воздействия мягкого рентгеновского излучения на первую стенку реакторной камеры.

4.5.4. Импульсные тепловые процессы в материале первой стенки и бланкета ИТРЗ(Н). Качественное рассмотрение. Импульсное энерговыделение в реакторной камере, бланкете и в веществе первой стенки при низкой частоте повторения микровзрывов приводит к значительным скачкам температуры на поверхности и в объеме первой стенки и бланкета. Если $q(x)$ — тепло, выделившееся в результате релаксации импульсного нейтронного потока в плоском слое толщиной x за время, малое по сравнению с характерным временем выравнивания температуры из-за теплопроводности вещества слоя, то

$$q(x) = \int_0^x \Delta T(x) C \rho dx, \quad (4.16)$$

где $\Delta T(x)$ — приращение температуры, C и ρ — соответственно теплоемкость и плотность материала слоя. Считаем, что при этом в веществе

нет фазовых переходов. Полагая приближенно, что зависимости $q(x)$ и $\Delta T(x)$ имеют экспоненциальный характер, запишем:

$$\Delta T(x) = \Delta T_0 \exp(-x/\lambda); \quad \Delta T_0 = q_0/(\lambda C \rho), \quad (4.17)$$

где ΔT_0 — начальное значение разности температур, λ — характерная глубина релаксации потока быстрых нейтронов. На расстоянии R от точки микровзрыва на поверхности слоя имеем

$$q_0 = \eta N_n / (4\pi R^2 \nu), \quad \Delta T_0 = \eta N_n / (4\pi R^2 \nu \lambda C \rho), \quad (4.18)$$

где η — доля энергии микровзрыва, уносимая нейтронами.

Предполагая для оценки, что дополнительного энерговыделения в слое нет, и что $\lambda C \rho \approx 10 \text{ кал} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, $N_n = 10^9 \text{ Вт}$, $\eta = 0,7$, $\nu = 0,1 \text{ Гц}$, приведем в таблице 4.18 зависимость ΔT_0 и усредненной мощности нейтронного потока $\langle N_n \rangle$ через первую стенку от радиуса камеры, где обозначено $\langle N_n \rangle = \eta N_n / (4\pi R^2)$:

Таблица 4.18. Характерная нагрузка на первую стенку реакторной камеры

Радиус камеры (R), см	100	200	500	700	1000
Начальная разность температур (ΔT_0), К	1330	332	53	27	13,3
Средняя мощность нейтронного потока ($\langle N_n \rangle$), МВт·м ⁻²	56,0	13,9	2,23	1,14	0,56

Как видно из этих данных, $\Delta T_0 > 50 \text{ К}$ при $R < 500 \text{ см}$. Конечно, такие скачки температуры не могут привести к фазовым переходам в конструкционных материалах первой стенки или blankets. Но мгновенный объемный прогрев вещества до температур, существенно меньших, чем температура кипения или плавления, может привести к его механическим разрушениям, «отколам». Рассмотрим случай, когда однородная плоская среда прогревается импульсом быстрых нейтронов, причем слой вещества прогреет до внутренних энергий, меньших теплоты испарения; нагрев мгновенный, то есть, выполнено условие $x \gg \tau$, где x — характерная толщина слоя, c_s — скорость звука в веществе слоя, τ — характерное время нагрева.

Полагая, что x — порядка λ (длина релаксации быстрых нейтронов в слое, $\lambda \gtrsim 10 \text{ см}$), $c_s \sim (1-5) \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, получим $\tau = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, то есть, $\tau \ll \lambda/c_s$. Очевидно, что условие мгновенности нагрева хорошо выполняется для быстрых нейтронов ДТ-микровзрыва, релаксирующих в слое вещества без значительного дополнительного энерговыделения.

Рассмотрим два случая, при которых задача может быть решена аналитически:

- 1) равномерно прогретый плоский слой, с погонной массой m в веществе, граничащий со стороны источника нейтронов с вакуумом;
- 2) экспоненциально нагретый плоский полубесконечный слой, также граничащий с вакуумом со стороны источника нейтронов.

В первом случае в равномерно и мгновенно прогретом веществе возникает давление $p = \rho f(m)(\gamma - 1)$, где γ — показатель адиабаты, $f(m)$ — плотность энергии в слое толщиной m_x , т.е. $f(m) = \text{const}$ при $0 < m < m_x$. От границы с вакуумом и от раздела нагретого и холодного вещества вглубь прогретого слоя пойдут волны разгрузки, а по непрогретому слою пойдет волна сжатия. В случае, если вещество прогретого и холодного слоя одно и то же, волны разгрузки встретятся в центре прогретого слоя в момент $t = x/2c_s$ и создадут здесь растягивающие усилия величиной $p/2$. Если скачок давления не слишком велик, то справедливо акустическое приближение, при котором $p = \rho c_s u$, где u — скорость, с которой вещество движется в сторону вакуума. В противоположную сторону оно движется со скоростью $u/2$. Когда растягивающее усилие $p/2$ превысит динамическую прочность вещества на разрыв, произойдет откол слоя массой $m_x/2$, который, двигаясь в сторону источника нейтронов, будет иметь импульс

$$I = um_x/2 = f(m)(\gamma - 1)m = E_x(\gamma - 1)/(2c_s),$$

где E_x — энергия, выделившаяся в слое x . Внутри вещества пойдет, естественно, импульс такой же величины.

Во втором случае $f(m) = q_0 x_0 \exp(-x_0 \cdot m)$, где q_0 — энергия, подведенная к единице поверхности слоя, $x_0 = 1/m_0$ — характерная глубина прогрева слоя. Распределение напряжения при этом имеет вид

$$p = 0,5 p_0 (e^{-\mu} + e^{-\eta}), \quad \text{при } \mu > 0,$$

$$p = 0,5 p_0 (e^{-\mu} - e^{-\eta}), \quad \text{при } \mu < 0.$$

Здесь

$$\mu = (m - \rho c_s t)/m_0, \quad \eta = (m + \rho c_s t)/m_0.$$

В лагранжевых координатах на линии $\mu = 0$ имеет место скачкообразное понижение давления. В этой движущейся точке отрицательное напряжение максимально по абсолютному значению и равно

$$p_{\text{отр}} = -p_0 (1 - \exp(-2m/m_0)).$$

Очевидно, что это решение справедливо, пока абсолютная величина разрывающего напряжения меньше прочности материала на разрыв, $p_{\text{отр}} < \sigma$ и образование откола возможно, если $p_0 > 2\sigma$.

Масса отколовшегося слоя приближенно оценивается как

$$m_x = m_0 \ln(E_x/(f(x)m_0)).$$

Энергия, необходимая для откола, $f_x(m) = 2\sigma/(\rho(\gamma - 1))$, импульс отколовшегося слоя, $I = E_x(\gamma - 1)/(2c_s)$, где E_x — энергия, заключенная в отколовшемся слое.

Оценим значение радиуса реакторной камеры, при котором возможно появление отколов в ее материале.

Полагая $W_T = 10^9$ Вт, $\nu = 0,1$ Гц, $\sigma = 50$ кг·мм⁻², $\rho = 7,8$ г·см⁻³, $\gamma = 3$, получаем

$$f_x(m) = 0,6 \cdot 10^9 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1}, \quad R \sim 260 \text{ см}.$$

Приведенные оценки носят иллюстративный характер, так как значения σ для материала, подвергшегося воздействию нейтронного потока с флюенсом больше, чем 10^{22} нейтр·см⁻², могут существенно отличаться от исходных величин. Кроме того, необходимо учитывать весь комплекс воздействий на конструкционный материал, в частности упругие деформации, связанные с импульсными тепловыми потоками на поверхности первой стенки, а также то, что реальные конструкции и характер выделения тепла в них могут существенно отличаться от рассмотренных плоских случаев. Однако очевидно, что мгновенные скачки температур в объеме первой стенки и blankets ($\Delta T \sim 100$ K) могут привести к преждевременному разрушению конструкции, которое может произойти гораздо раньше, чем разрушение из-за радиационных повреждений.

4.5.5. Воздействие излучения на первую стенку реакторной камеры. Проанализируем процессы при воздействии рентгеновского излучения микровзрыва применительно к схеме реактора ГИТРЗ(Н). Как показано в предыдущих разделах, значительная часть энергии термоядерного микровзрыва оболочечной мишени может выделяться в виде теплового излучения с характерной температурой порядка сотен электронвольт. Излучение, действуя на поверхность первой стенки, приводит к испарению части ее материала и образованию слоя разлетающейся плазмы. Так как глубина проникновения в конденсированное вещество квантов с энергией, соответствующих температуре излучателя ~ 300 эВ, не превышает 10^{-4} см, а плотность потока излучения велика, то температура разлетающегося слоя плазмы может достигать десятков электронвольт. Вглубь вещества первой стенки при этом распространяется волна напряжения, которая может приводить к механическим разрушениям первой стенки.

В зависимости от величины плотности потока излучения на поверхность первой стенки возможны два предельных режима воздействия. 1. Пусть плотность потока излучения достаточно велика, а поверхность стенки состоит из вещества с малым атомным номером Z . Излучение первоначально прогревает слой холодного вещества с характерной толщиной λ_0 , равной длине пробега излучения, обусловленной его захватом из-за фотоэффекта. Пусть разогрев и ионизация этого слоя происходят за время, меньшее времени его газодинамического разлета. По достижении полной ионизации вещества фотоэффект прекращается, и пробег излучения в слое определяется обратным тормозным поглощением. Однако при температурах порядка десятков эВ (а именно таким температурам соответствует полная ионизация вещества с малым Z при концентрации $10^{21} - 10^{22}$ см⁻³) длина, на которой существенно поглощается излучение по этому механизму, значительно превышает λ_0 . Происходит просветление вещества, излучение относительно свободно пронизывает нагретый слой и начинает нагрев следующего слоя.

В терминах теплопроводности это означает, что по веществу первой стенки распространяется неравновесная тепловая волна, вызванная излучением термоядерного микровзрыва. Время прогрева слоя толщиной λ_0 можно оценить из соотношения $\tau_0^{-1} \sim q_{\text{ст}}/(\varepsilon_0 \lambda_0)$, где $q_{\text{ст}}$ — плотность потока излучения на поверхности слоя ($\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$), ε_0 — плотность внутренней энергии вещества, соответствующая его разогреву до полной ионизации. Полная глубина прогрева $x_{\text{полн}} \sim q_{\text{ст}}\tau/\varepsilon_0$, где τ — продолжительность импульса излучения. Соответствующие оценки для лития и воды, выбранных в качестве веществ первой стенки, при радиусе камеры 100 см, приведены в табл. 4.19.

Таблица 4.19. Параметры динамического воздействия на первую стенку при большой плотности излучения

Параметры воздействия	Вещество первой стенки	
	Вода	Литий
Амплитуда импульса давления, атм	$1 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
Продолжительность импульса давления, сек	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Глубина прогреваемого слоя, см	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Полный импульс, передаваемый первой стенке, $\text{кг}\cdot\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$ за выстрел	10^5	$5 \cdot 10^4$
Полная масса испаренного вещества, кг/выстрел	1	1,2

2. Если плотность потока излучения достаточно мала, что достигается при сравнительно больших размерах реакторной камеры, то прогрев слоя толщиной λ_0 будет длиться долго, так что успеет произойти газодинамический разлет слоя. На основании этого рассмотрения сделаны оценки для Li и LiPb для первой стенки сферической реакторной камеры с радиусом 300 см. Они приведены в табл. 4.20.

Таблица 4.20. Параметры динамического воздействия на стенку при малой плотности излучения

Вещество первой стенки	LiPb	Li
Амплитуда импульса давления, атм	$2,6 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$
Продолжительность импульса давления, с	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Глубина прогреваемого слоя, см	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Полный импульс, передаваемый первой стенке, $\text{кг}\cdot\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$ за выстрел	$0,6 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
Полная масса испаренного вещества, кг/выстрел	1,6	0,7

4.5.6. Основные параметры гибридного ИТРЗ(Н). Нейтронные расчеты, выполненные для ГИТРЗ(Н) в работе [1], показали, что для двух вариантов композиции внешнего бланкета (вариант 1 — твердый ThC, охлаждаемый гелием; вариант 2 — расплав смеси ThF_4 , NaF,

BeF₂) реактор должен обладать характеристиками, приведенными в табл. 4.21.

Таблица 4.21. Параметры гибридного реактора ИТРП(Н)

Полный поток ДТ-нейтронов, н/с	$3,5 \cdot 10^{20}$
Доля нейтронов, используемая в бланкетах, %	
внешний	38
внутренний	62
Внутренний литиевый бланкет	
Толщина слоя лития, м	1,5
Плотность потока нейтронов с энергией 100 кэВ на стенку, н/(см ² ·год)	$1,2 \cdot 10^{22}$
Коэффициент воспроизводства трития в бланкете	1,7
Коэффициент воспроизводства трития в реакторе	1,05
Внешний бланкет (варианты 1 и 2)	
Выход U ²³³ на 1 нейтрон с энергией 14 МэВ	1,6
Коэффициент наработки U ²³³ в реакторе	0,6
Средняя тепловая мощность (вариант 1), ГВт	0,58
Средняя тепловая мощность (вариант 2), ГВт	0,49
Скорость наработки U ²³³ (вариант 1), т/ГВт(тепл.)·год	1,85
Скорость наработки U ²³³ (вариант 2), т/ГВт(тепл.)·год	1,98
Усредненная плотность потока нейтронов (14 МэВ) на первую стенку, н/см ² ·с	$0,5 \cdot 10^{14}$
Усредненная плотность потока нейтронов (14 МэВ) на первую стенку, н/см ² ·с	$0,5 \cdot 10^{14}$
Внутренний радиус бланкета, м	7,5
Скачок температуры в ТВЭЛе (вариант 1), °С	200
Скачок температуры в конструкционном материале, °С	50–60

4.5.7. Выводы. Проведенный концептуальный анализ показал, что необходимым условием успешного применения Z-пинчевого драйвера для реакторных целей является разработка и создание плазменных транспортирующих линий (ПТЛ) для дистанционной передачи и концентрации электромагнитного импульса от генератора на Z-пинч — мишень. Физические особенности транспортировки электромагнитного импульса по линиям с магнитной самоизоляции (в том числе и по ПТЛ) требуют одновременного решения проблемы защиты выходных устройств генератора электромагнитного импульса, сообщающихся с реакторной камерой, от воздействия термоядерного микровзрыва. Эти же условия требуют решения проблемы быстрого вывода из камеры продуктов воздействия микровзрыва на конструкционные элементы для обеспечения частотного режима работы указанных систем.

Литература

1. *Велихов Е.П., Власов В.П., Волков В.Г. и др.* Предварительный анализ схем импульсного термоядерного реактора на РЭП // Атомная энергия. 1978. Т. 45, Вып. 1. С. 9.
2. *Matzen M.K.* Z-pinchs as intense X-rays sources for inertial confinement fusion applications // Fusion Eng. And Des. 1999. V. 44. Iss. 1-4. P. 287.
3. *Moir R.W., Bieri R.L., Chen X.M. et al.* HYLIFE-II: A Molten Salt Inertial Fusion Power Plant Design – Final Report // Fusion Technology. 1994. V. 25. P. 5.
4. *Peterson P.F.* Design Methods for Thick-Liquid Protection of Inertial Fusion Chambers // Fusion Technology. 2001. V. 39, No. 2. P. 702.
5. *Pitts J.H.* Cascade: A Centrifugal-Action Solid-Breeder Reaction Chamber // Nucl. Technol. Fusion. 1983. V. 4. P. 967.
6. *Феокистов Л.П., Аврорин Е.Н., Варганова Л.Ф. и др.* О гибридном реакторе на основе лазерного термоядерного синтеза // Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 2. С. 349.
7. *Басов Н.Г., Крохин О.Н., Шейндлин А.Е. и др.* О перспективах создания лазерной термоядерной электростанции // Изв. АН СССР. 1979. Сер. Энергетика и Транспорт. № 2. С. 3.
8. *Medin S.A., Churazov M.D., Koshkarev D.G. et al.* Evaluation of Power Plant Concept for Fast Ignition Heavy Ion Fusion // Laser and Particle Beams. 2002. Vol. 20. P. 419.
9. *Badger B., Beckert K., Bock R. et al.* HIBALL-II – An Improved Conceptual Heavy Beam Driven Fusion Reactor Study / Report KfK 3840. 1984. Karlsruhe Kernforschungszentrum.
10. *Badger B., Arendt K., Beckert K., et al.* LIBRA – A Light Ion Beam Fusion Conceptual Reactor Design / Report UWFD-450. 1980.
11. *Bourque R.F., Meier W.R., & Mousler M.J.* Overview of the Osiris IFE Reactor Conceptual Design // Fusion Technology. 1992. V 21. P. 1465.
12. *Kulcinski G.L., Peterson R.R., Moses G.A. et al.* Evolution of light ion driven fusion power plants leading to the LIBRA-SP design // Fusion Technology. 1994. V. 26. P. 849.
13. *Meier W.R., Waganer L.M.* Recent Heavy-Ion Fusion Power Plant Studies in the US. // Nuovo Chimento. 1993. V. 106A, No.12. P. 1983.
14. *Kulcinski G.L., Peterson R.R., Wittenberg L. et al.* Dry Wall Chamber Issues for the SOMBRERO Laser Fusion Power Plant // Fusion Engineering and Design. 2002. V. 60. P. 3.
15. *Sviatoslavsky I.N., Kulcinski G.L., Moses G.A. et al.* A Near Symmetrically Illuminated Direct Drive Laser Fusion Power Reactor – SIRIUS-P // Fusion Technol. 1994. V. 26, P. 868.

16. *Peterson R.R.* Chamber dynamic research with pulsed power. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A. 2001. V. 464. P. 172.
17. *Исаченко В.П.* Теплообмен при конденсации. — М.: Энергия, 1977. — 239 с.
18. *Kessler G., & von Mollendorff V.* Studies on heavy-ion beam fusion reactors // Fusion Technology. 1987. V. 11. P. 374.
19. *Estreich P.J., Ostrow S.L., Haller K.* Thermal conversion system for Prometheus-L inertial fusion power plant // Fusion Technology. 1992. V. 21. P. 1506.
20. *Архангельский Ю.И., Волков В.Г., Муравьев Е.В. и др.* Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе // Вопросы атомной науки и техники. 1979. сер. Термоядерный синтез. вып. 1. № 3. С. 39.
21. *Hoffman M.A. and Lee Y.T.* Performance and Cost of the HYLIFE-II Balance of Plant // Fusion Technol., May 1992. V. 21. P. 1557.
22. *Ghose S.K., Goldman L.M., & Auclair K.D.* BOP Design for Osiris and Sombbrero IFE Reactor Plants // Fusion Technology. 1992. V. 21. P. 1501.
23. *Zinkle S.J.* Status of recent activities by the APEX material group / APEX Study Meeting. SNL. 1998. Yuly. P. 18.
24. *Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е. и др.* Литий в термоядерной и космической технике XXI века. — М.: Энергоатомиздат, 1999.
25. *Moir R.W.* Liquid Wall Inertial Fusion Energy Power Plants // Fusion Eng. and Design. 1996. V. 32–33. P. 93.
26. *Koshkarev D.G.* The Ejection System for TESLA Damping Rings / TESLA-Collaboration, DESY Print. July. TESLA 95–16. 1995.
27. *Bock R.* Inertial fusion mit Schwerionenstrahlen // Preprint GSI. 2001. № 32.
28. *Hogan W.J. (ed).* Energy From Inertial Fusion. — IAEA. Vienna. 1995.
29. *Koshkarev D.G.* Charge-Symmetric Driver for Heavy-Ion Fusion // IL Nuovo Cimento. 1993. V. 106 A. №. 11, P. 1567.
30. *Koshkarev D.G., Korenev I.L., & Yudin, L.A.* Conceptual Design of Linac for Power HIF Driver / CERN 96-05. VI. 1996. P. 423.
31. *Кошкарёв Д.Г., Бархударян А.В., Талызин А.Н.* Новая схема продольного сжатия пучка для HIF драйвера — Препринт ИТЭФ. 1998. № 145. С. 58.
32. *Кошкарёв Д.Г., Чуразов М.Д.* Инерционный термоядерный синтез на базе тяжелоионного ускорителя-драйвера и цилиндрической мишени / Атомная энергия. 2001. Т. 91. вып. 1, С. 47.
33. *Koshkarev D.G., and Churazov M.D.* Inertial Confinement Fusion with Superpower Heavy Ion Driver and Cylindrical Target // ICENES-2000. Petten. The Netherlands, Sep. 24–28. 2000. ISBN 90-805906-2-2. NYGI 028. P. 500.
34. *Bock R.* Status and Perspectives of Heavy Ion Inertial Fusion // Preprint GSI-91-13.

35. *Badger B., Arendt K., Beckert K. et al.* HIBALL — A Conceptual Heavy Ion Beam Driven Fusion Reactor Study // KfK-3202. 1981; HIBALL-2 // KfK-3840. 1985.
36. *Чуразов М.Д., Аксенов А.Г., Забродина Е.А.* Зажигание термоядерной мишени пучком тяжелых ионов // Вопросы атомной науки и техники, сер.: Математическое моделирование физических процессов. 2001. вып. 1. № 20.
37. *Atzeni S., Ciampi M.L., Piriz A.R. et al.* Inertial fusion target studies: heavy-ion target design and fast igniter physics // Fusion Energy (Proc. 16th Int. Conf. Montreal). IAEA, Vienna. 1997. V. 3. P. 85.
38. *Caruso A., Pais V.A.* The Ignition of Dense DT Fuel by Injected Triggers // Nuclear Fusion. 1996. V. 36, No. 6. P. 745.
39. *Yoshiharu Mori* // Rev.Sci.Instrum. 65(4). April 1994. P. 1148.
40. *Medin S., Churazov M., Orlov Yu. et al.* Reactor Chamber and Balance-of-Plant Characteristics for a Fast-Ignition Heavy-Ion Fusion Power Plant // Fusion Science and Technology. 2003. V. 43. P. 437.
41. *Баско М.М.* Уравнения одномерной радиационной гидродинамики с теплопереносом и кинетикой термоядерного горения. — М.: Препринт ИТЭФ, 1986. № 145, С. 58.
42. Физические величины. Справочник. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
43. *Шаталов Г.Е. (ред.)* Основы концепции демонстрационного термоядерного реактора ДЕМО-С / РНЦ «Курчатовский институт» ИЯС, Москва. 2000.
44. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерностей в механике. — М.: ГИТТЛ, 1954.
45. Group-6. (1981, April). MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. / LA-7396-m Revised, LANL.
46. *Алексеев Н.Н., Кошкарёв Д.Г., Шарков Б.Ю.* Нелинвиливское накопление ядер углерода в ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. вып. 3. С. 149 152.51
47. *Vikhrev V.V., Ivanov V.V.* Propagation of high temperature plasma along a Z-pinch // Sov. Phys. Dokl. 1985. V. 30. P. 492.
48. *Linhart J.G., Bilbao L.* Z-pinch spark of an axial detonation in D-T // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 941.

Глава 5

ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ НА ОСНОВЕ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Харитонов В.В.

5.1. Введение

В данной главе приведен краткий обзор экономических оценок некоторых проектов электростанций на основе инерциального термо-ядерного синтеза (ИТС) с лазерным и ионным драйверами. Приведены также оценки ряда экономических параметров ИТС с тяжелоионным драйвером, полученные в МИФИ с применением программного пакета Project Expert [1], разработанного отечественной фирмой «Про-инвест консалтинг» для анализа инвестиционных проектов.

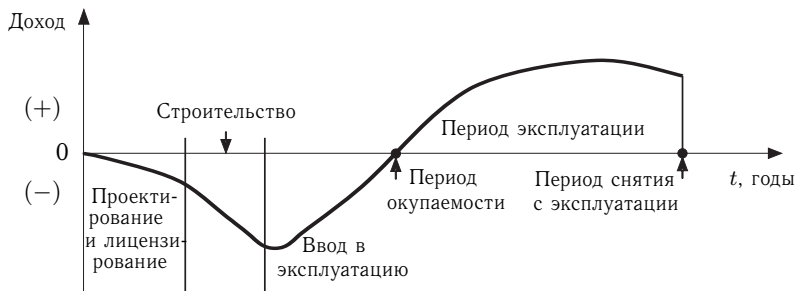


Рис. 5.1. Схема жизненного цикла установки в координатах «доходность (нарастающим итогом) — время».

Надежность экономических оценок зависит от полноты и точности учета всех основных факторов, влияющих на расходные и доходные параметры. Причем, как правило, все факторы являются функциями времени с заметной составляющей случайного (статистического) характера [2]. В последнее время все большее внимание в экономических исследованиях уделяется анализу всего жизненного цикла изделия (или установки): от зарождения в голове исследователя (конструктора) до снятия изделия с эксплуатации и его утилизации (рис.5.1).

При экономическом анализе энергетических объектов приходится учитывать и такие критерии, как безопасность, надежность, воздействие на окружающую среду, доступность обслуживания, переработка отходов, возможность легко и эффективно изменять выходную мощность, приемлемость для общественности и др. Важно отметить, что при оценках экономичности тепловых электростанций, в отличие от ядерных, многие из этих параметров не принимаются во внимание.

5.2. Ключевые параметры электростанции на основе ИТС

Для приближенных оценок энергетических и экономических параметров электростанций на основе ИТС воспользуемся следующими общепринятыми обозначениями:

- N_t — полная тепловая мощность установки (станции);
- N_1 — тепловая мощность реакторного модуля;
- N_{br} — электрическая мощность брутто;
- N_e — электрическая мощность нетто;
- N_s — расходы электроэнергии на вспомогательные собственные нужды;
- N_d — мощность, расходуемая на питание драйвера;
- n — количество реакторных модулей;
- G — коэффициент усиления мишени;
- M — коэффициент усиления энергии в бланкете;
- f — частота повторения взрывов в реакторе;
- f_d — частота импульсов драйвера;
- η_d — КПД драйвера;
- η_t — КПД теплового (термического) цикла;
- E_d — энергия драйвера (импульса).

Из анализа энергетического баланса электростанции с одним драйвером и несколькими (n) реакторными модулями следуют такие взаимосвязи ключевых параметров [3]:

$$N_t = n N_1 = f_d E_d G M, \quad (5.1)$$

$$f_d = n f, \quad (5.2)$$

$$N_d = f_d E_d / \eta_d, \quad (5.3)$$

$$N_e = \eta_t N_t - N_s - N_d. \quad (5.4)$$

В последнем выражении учтено, что электрическая мощность нетто N_e меньше электрической мощности брутто $\eta_t N_t$ на величину расходов

электроэнергии на вспомогательные собственные нужды и на питание драйвера. При проектировании электростанций обычно задается установленная электрическая мощность (нетто) N_e , а тепловая мощность N_t и электрическая мощность (брутто) N_{br} связаны с мощностью нетто выражением

$$N_{br} = N_e / (1 - \varphi - 1/(\eta_t \eta_d GM)). \quad (5.5)$$

Где $\varphi = N_s/N_e$ — коэффициент, характеризующий долю расходов электроэнергии на вспомогательные собственные нужды. Можно ожидать, что $\varphi \leq 5\%$. На существующих тепловых и ядерных (деления) электростанциях различие электрических мощностей брутто (на клеммах генератора) и нетто (отпущенная потребителю) не превышает 10%. Как следует из (5.5), электрическая мощность брутто термоядерных реакторов при малых КПД драйвера может превышать мощность нетто в несколько раз из-за больших расходов энергии на питание драйвера.

Поскольку коэффициент усиления G в мишени существенно зависит от энергии драйвера E_d , то и тепловая мощность реактора и электрическая мощность брутто согласно (5.5) существенно могут зависеть от энергии драйвера. По данным японских авторов [6] в диапазоне энергий лазера $E_d = (0,5-12)$ МДж зависимость $G(E_d)$ для центрального поджига изменяется от $100 (E_d/4)^{1/3}$ — пессимистическая оценка, до $150 (E_d/4)^{1/3}$ — оптимистическая оценка. Для быстрого поджига $G(E_d)$ изменяется от $150 E_d^{1/3}$ — пессимистическая оценка, до $300 E_d^{1/3}$ — оптимистическая оценка.

В качестве примера в табл. 5.1 приведен диапазон ключевых параметров для японского проекта электростанции на основе лазерного драйвера «КОУО» [6].

Таблица 5.1. Диапазон основных параметров электростанции с лазерным драйвером

Ключевой параметр	Диапазон изменений	Требования к конструкции
Коэффициент усиления мишени	100–150 при $E_d = 1-6$ МДж (центральный поджиг) 100–500 при $E_d = 0,5-2$ МДж (быстрый поджиг)	— число пучков — 100, — неоднородность облучения мишени — 1 %, — ультравысокая интенсивность лазерного излучения, — высокая световая нагрузка фокусирующей оптики,

Таблица 5.1 Продолжение

Энергия термоядерного микровзрыва	100–1000 МДж (центральный поджиг) 50–1000 МДж (быстрый поджиг)	— защита первой стенки, — время эвакуации (для лазерных пучков и инъекции мишеней),
Частота взрывов в реакторе	1–10 Гц (жидкая стенка) 5–30 Гц (сухая стенка)	— радиус камеры реактора $R = 5–10$ м, — нейтронная нагрузка стенки
Тепловая мощность реактора	500–5000 МВт	— защита фокусирующей оптики.
Энергия лазера	1–6 МДж	— стоимость лазера (материалы, система накачки, система охлаждения, оптика), — эффективность ключевых компонентов — компенсация тепловых эффектов в оптике.
КПД лазера	8–12 %	
Частота лазерных импульсов	3–30 Гц	
Число реакторных модулей	1–10	— переключение (перенаведение) пучков и оптики.

5.3. Аналитические оценки стоимости электроэнергии

В качестве простейшей (полезной для понимания) экономической модели стоимости электроэнергии, производимой термоядерным реактором, воспользуемся широко распространенной моделью, оперирующей с понятием «ежегодные приведенные затраты» Z (руб/год или доллар/год), которые учитывают капитальные затраты на сооружение электростанции K (рубль или доллар) и текущие расходы (эксплуатационные издержки) Y (руб/год или доллар/год) [3]. Разделение затрат на *капитальные и текущие* — это не более чем формулирование удобной для оценок экономической модели. В этой модели электростанция (включающая драйвер, один или несколько реакторных модулей, теплообменное оборудование и циркуляционные насосы, паровые или газовые турбины и электрогенераторы, фабрику мишеней, вакуумную систему и др. оборудование) создается «мгновенно» посредством капиталовложений K , то есть «импульсных затрат», и затем длительное время работает в неизменном режиме, требуя теперь уже «*длящихся*» (не импульсных, а текущих) затрат. Капитальные вложения нужны

для создания электростанции, эксплуатационные затраты — для поддержания ее работы. Для приведения разновременных затрат к одному моменту времени (например, текущему или начальному) необходимо задать период окупаемости капитальных вложений τ (с учетом дисконтирования, инфляции и т.п.). Тогда приведенные затраты можно представить суммой

$$Z = (K/\tau) + Y. \quad (5.6)$$

В энергетике развитых стран срок окупаемости капиталовложений τ обычно составляет 8–15 лет. Величину $1/\tau$ называют годовым (нормативным) коэффициентом эффективности капиталовложений. Соответственно $1/\tau = (0,07\text{--}0,13)$ 1/год.

Стоимость отпускаемой электроэнергии обычно определяют как отношение приведенных годовых затрат Z к *среднегодовой* электрической мощности (нетто) электростанции N_e :

$$C = Z/N_e = ((K/\tau) + Y)/N_e, \text{ (руб/Дж)}. \quad (5.7)$$

Чаще размерность стоимости электроэнергии выражают в коп/кВт·ч или цент/кВт·ч (кВт·ч = $3,6 \cdot 10^6$ Дж). В английской транскрипции вместо C используют обозначение COE (cost of electricity).

Среднегодовая электрическая мощность меньше установленной электрической мощности из-за аварийных остановок или остановок на ремонт, на перегрузку топлива, замену изношенного оборудования и т.п. Их отношение называют коэффициентом использования установленной мощности (КИУМ). На отечественных АЭС величина КИУМ составляет 0,7–0,8. На лучших зарубежных АЭС этот коэффициент близок к 0,9. (На отечественных АЭС ставится задача увеличить средний КИУМ с 0,7 до 0,8 за 5 лет, что эквивалентно введению двух блоков мощностью по 1000 МВт).

Капитальные затраты. При оценке капитальных затрат учитывается, что капитальные затраты на строительство реактора и теплоэнергетического оборудования пропорциональны полной тепловой мощности, а капитальные затраты на строительство драйвера зависят от энергии и мощности драйвера [4, 7]. Оценки основных составляющих капитальных затрат для термоядерного реактора КОУО с лазерным драйвером приведены в табл. 5.2. Составляющие капитальных затрат для термоядерного реактора LIBRA с ионным драйвером приведены на рис. 5.2. Зависимость составляющих капитальных затрат от энергии драйвера, влияющего на усиление в мишени, для проекта реактора с тяжелоионным драйвером Osiris показана на рис. 5.3. Прямые затраты минимальны в окрестности энергии драйвера 2 МДж. Происхождение минимума связано с тем, что затраты на драйвер растут с ростом энергии драйвера, а остальные — падают, поскольку растет КПД

Таблица 5.2. Оценки стоимости для оборудования лазерного термоядерного реактора KOYO [6]

Оборудование	Скейлинг для оценки стоимости оборудования, млрд. йен ¹⁾
Здания	
Оборудование участка	$7,9 (N_t/3420)^{0,5}$
Здание реактора	$38 (N_t/7920)$
Здание лазерного комплекса	$7,76 (E_d/4,0)$
Турбинный зал	$3,83 (N_e/1100)^{0,5}$
Другие здания	$3 (N_t/3420)^{0,5}$
Реакторное оборудование	
Конструкция реактора	$61,38 (N_t/7920)$
Первая стенка и бланкет	$53,21 (N_t/7920)$
Корпус камеры, защита	$8,17 (N_t/7920)$
Теплообменники	$40 n (N_t/n/2450)^{0,7}$
Система извлечения трития	$6 (N_t/3300)$
Система инъекции мишеней	n (количество модулей)
Оборудование по обращению с радиоактивными отходами	$10 (N_t/3300)^{0,67}$
Вентиляция	$20,1 (N_t/7920)^{0,5}$
Ремонтное оборудование	$12,2 (N_t/7920)^{0,5}$
Другое реакторное оборудование	$6,8 (N_t/3420)^{0,5}$
Турбинное оборудование	$240 (N_e/n/1100)^{0,8}$
Электрооборудование	$35 (N_e/1100)^{0,4}$
Непредвиденные расходы	0,03
Лазерная система	$47,41 E_d + 0,0981 N_d$
Лазерная оптика	
Оптические материалы	$11 E_d$
Лазерный контроль	$0,00264 N_d$
Охлаждение	$0,0106 N_d$
Лазерные диодные системы	
Диодные компоненты	$34,1 E_d$
Охлаждение	$0,044 N_d$
Аккумуляторы энергии	$0,033 N_d$
Другое оборудование	$0,037 N_d$
Инженерные конструкции	0,21

¹⁾ Курс Японской йены (JPY) к доллару США (USD) и рублю России на 27.05.2004 г. таковы: 1 USD = 111,74 JPY, 100 JPY = 25,94 руб.



Рис. 5.2. Составляющие полных капитальных затрат для термоядерного реактора LIBRA (в млн. долларов США, 1988 г.). Прямые капитальные затраты — 2843 \$/кВт, полные прямые расходы — 941 млн.\$ [7]

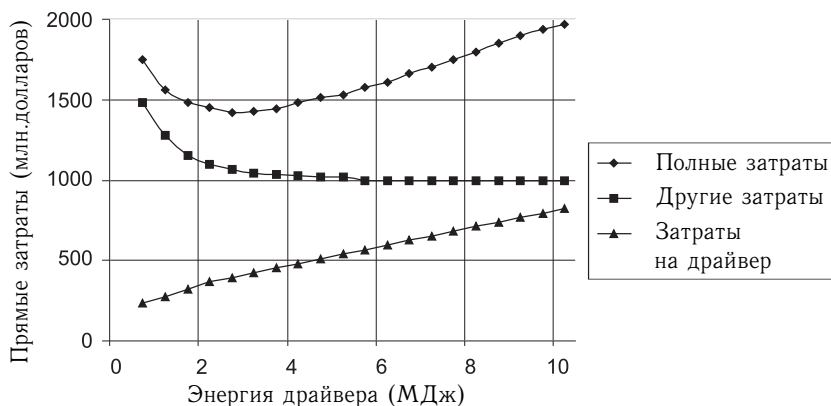


Рис. 5.3. Зависимость прямых капитальных затрат от энергии тяжелоионного драйвера для проекта Osiris электрической мощностью 1000 МВт [4]

(нетто) и уменьшается тепловая мощность реактора, необходимая для выработки заданной электрической мощности (нетто). Капитальные затраты резко возрастают при уменьшении величины $\eta_d G$ (произведение КПД драйвера на усиление в мишени) в области значений $\eta_d G$ менее 8–10. В области $\eta_d G > 10$ капитальные затраты слабо уменьшаются с ростом этого произведения. При КПД тяжелоионного драйвера 25 %

достаточно усиление в мишени около 40. Для лазерного драйвера с КПД менее 10% необходимо усиление мишени более 100. Капитальные затраты для ряда проектов термоядерных реакторов различного типа (до 1990 года) показаны на рис 5.4.

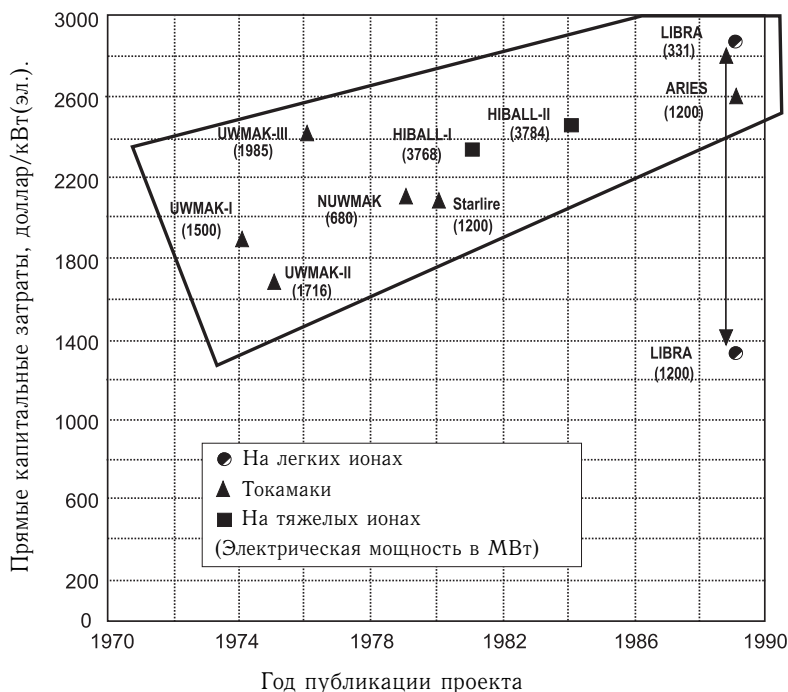


Рис. 5.4. Прямые капитальные затраты для ряда термоядерных реакторов, спроектированных в 1970–1990 годах. Вертикальная стрелка справа — эффект экономии за счет масштабного фактора (увеличение единичной мощности) [7]

Текущие расходы. Текущие расходы (эксплуатационные издержки) Y в ряде проектов ИТЯР учитывают в виде суммы трех слагаемых: эксплуатационно-ремонтные расходы $Y_{эр}$, расходы на топливо Y_t , включая изготовление и доставку мишеней, и расходы на замену первой стенки и бланкетных элементов Y_6 . Например, для проекта с тяжелоионным драйвером Osiris получен скейлинг

$$Y_{эр} \text{ (млн. \$)} = 70 (N_e/1200)^{0.5}, \quad (5.8)$$

где размерность N_e выражена в МВт(эл.).

При стоимости дейтерия менее 3500 \$/кг величина Y_t не превышает 1 млн.\$/год для реактора электрической мощностью 1000 МВт.

Стоимость электроэнергии. На рис. 5.5, 5.6 приведены стоимости электроэнергии как функции энергии драйвера. Важно отметить, что эти зависимости довольно чувствительны к форме кривой $G(E_d)$, т.е. к зависимости усиления в мишени от энергии драйвера.

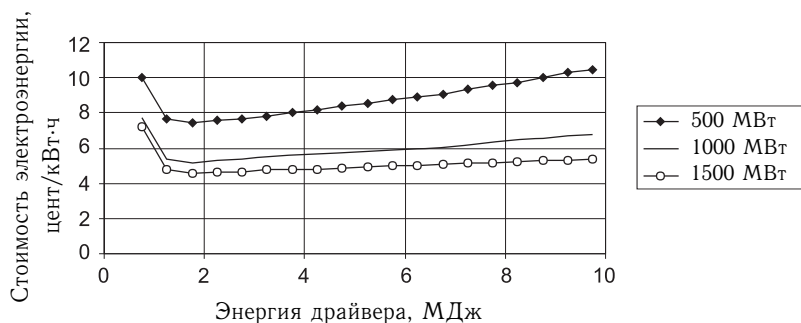


Рис. 5.5. Стоимость электроэнергии термоядерного реактора Osiris с тяжелоионным драйвером в зависимости от энергии драйвера и электрической мощности нетто [4]

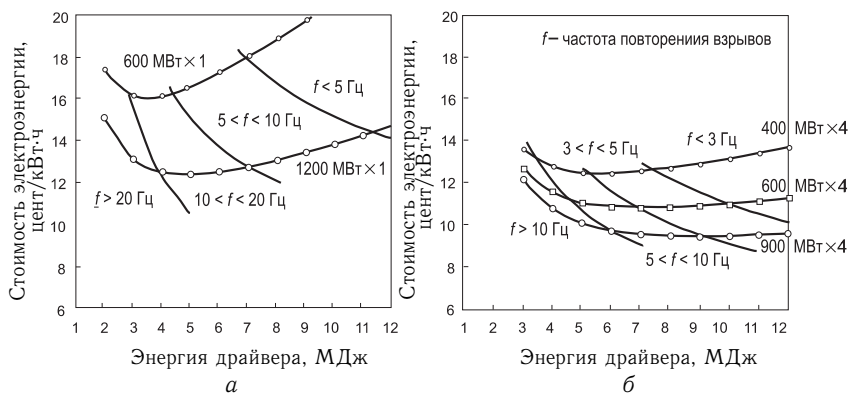


Рис. 5.6. Стоимость электроэнергии термоядерного реактора КОУО с лазерным драйвером в зависимости от энергии драйвера (МДж), электрической мощности нетто (МВт), числа реакторных модулей и частоты повторения взрывов (Гц). а — 1 реакторный модуль; б — 4 реакторных модуля. Для справки: курсы Японской йены (JPY) к доллару (USD) и рублю России на 27.05.2004 г. таковы: 1 USD = 111,74 JPY, 100 JPY = 25,94 руб. [4]

Резкое увеличение стоимости электроэнергии при уменьшении энергии драйвера (менее 2 МДж) связано с резким снижением усиления в мишени и соответствующим ростом расходов энергии на питание драйвера и увеличением тепловой мощности реактора. Как следует из рис. 5.5, стоимость электроэнергии уменьшается с ростом отпускаемой

электрической мощности в интервале от 500 до 1500 МВт. Это связано с тем, что с ростом N_e уменьшается доля стоимости драйвера. Рис. 5.6 иллюстрирует эффект снижения стоимости электроэнергии с увеличением числа реакторных модулей, работающих с одним драйвером. Кроме того, увеличение числа модулей позволяет уменьшить оптимальную частоту повторения взрывов в реакторе.

В табл. 5.3 приводится сравнение экономических параметров термоядерных реакторов с ядерным реактором типа PWR (реакторы с водой под давлением типа отечественных ВВЭР) по данным японских авторов.

Таблица 5.3. Сравнение экономических параметров термоядерных реакторов и ядерного реактора типа PWR [4]

№ п/п	Параметр	Капитальные затраты, йен/1000 МВт (эл.)		
		КОУО 2840 МВт (эл.)= 710·4 реакторных блока (2000 г.)	Токамак 1080 МВт (эл.) 1991 г.	PWR 1100 МВт (эл.) 1988 г.
1	Реакторное оборудование	98	321	116
2	Лазер или магниты	81	176	—
3	Балансовая стоимость	123	190	144
4	Полные прямые затраты (сумма пп. 1; 2; 3)	302	687	260
5	Полные капиталь- ные затраты	370	864	310
Стоимость электроэнергии и ее составляющие, йен/кВт.час				
6	Капитальная составляющая	6,2	14,4	5,2
7	Эксплуатационно- ремонтная составляющая	2,6	4,0	1,4
8	Топливная составляющая	0,25	1,7	2,0
9	Стоимость электроэнергии (сумма пп. 6; 7; 8)	9,05	20,1	8,6

На рис. 5.7 приводится сравнение стоимости электроэнергии для различных источников первичной энергии. По имеющимся стоимостным оценкам термоядерные реакторы дают сопоставимые с другими источниками стоимости электроэнергии.



Рис. 5.7. Сравнение стоимости электроэнергии (и ее составляющих) для улучшенного ядерного реактора типа IPWR-1200 МВт, угольной теплоэлектростанции COAL-600 МВт, термоядерного реактора с тяжелоионным драйвером Osiris-1200 и термоядерного реактора с лазерным драйвером Sombrego-1200 [4]

5.4. Численное финансовое моделирование термоядерной электростанции

Финансовое моделирование динамики вложения и расходования средств на создание термоядерной электростанции с тяжелоионным драйвером выполнено с использованием программного пакета Project Expert. На рис. 5.8 приведена упрощенная принципиальная схема термоядерной электростанции.

Как видно из рис. 5.8 электростанцию можно представить состоящей из следующих частей: драйвер-ускоритель, мишенная фабрика и несколько (по числу реакторов) блоков, каждый из которых состоит из реактора, теплофизической части и различных коммуникационных объектов. Также в состав электростанции входят административные и другие вспомогательные здания и сооружения, а в составе капитальных затрат, кроме затрат на строительство и оборудование всех

объектов, присутствуют и такие как покупка земли, проектно-исследовательские работы, затраты на обучение и подготовку персонала и т.п. Некоторые из этих затрат слабо зависят от количества реакторов (например, капитальные затраты на строительство ускорителя), другие же прямо пропорциональны числу реакторов (например, затраты на строительство самих реакторов).

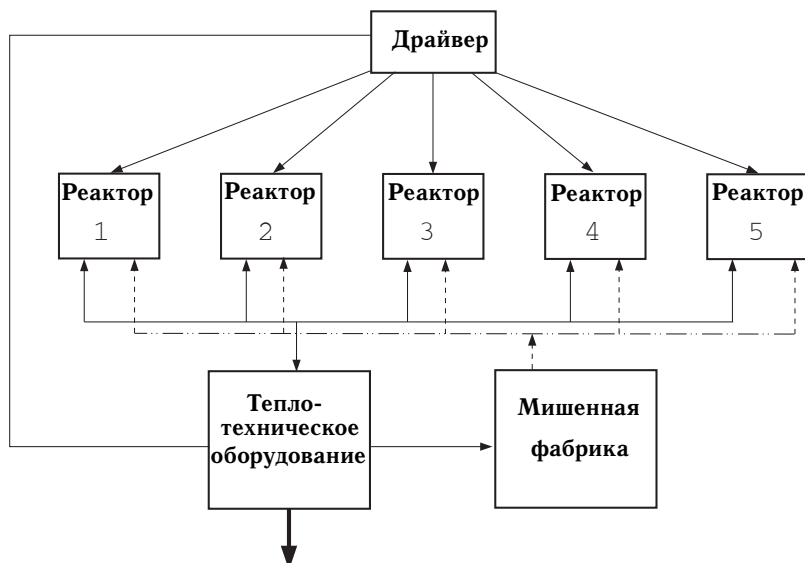


Рис. 5.8. Схематичное изображение структуры термоядерной электростанции с 5-ю реакторами. Теплотехническое оборудование включает в себя все части термоядерной электростанции, кроме ускорителя, реакторов и мишенной фабрики, то есть те части, которые не являются специфическими для проектов инерциального синтеза, а являются общими для всех АЭС.

Таблица 5.4. Исходные данные для расчета затрат на строительство и эксплуатацию электростанции (в пересчете на 2001 г.)

Количество реакторов	Общая стоимость инвестиционных затрат, млн.\$	Стоимость эксплуатационных затрат, млн.\$/год	Суммарная электрическая мощность, МВт	Суммарная тепловая мощность, Гкал/час
Один	3 375	167	350	350
Три	4 775	215	1050	1050
Пять	5 900	241	1750	1750
Десять	8 650	337	3500	3500

Поскольку ни один проект подобного рода в мире еще не реализован, а для рассматриваемого проекта еще нет полной технологической схемы, которую можно было бы использовать для расчета сметы, все данные по проекту носят приблизительный характер (см. таблицу 5.4). Источники информации: участники группы разработчиков данного проекта, а также литература по различным проектам подобного рода, разрабатываемым в мире. Величина ошибки около 20 %. Этот вывод можно сделать исходя из того, что расхождения между рассмотренными аналогичными проектами также не превышают 20 %.

Ниже приведены условия, являющиеся для проекта внешними. Некоторые из них могут вызвать вопрос. Подобный набор внешних факторов (кроме цен на продукцию) является стандартом при рассмотрении и анализе проектов в энергетике. Цена на продукцию подобрана таким образом, чтобы для базового проекта (завод с пятью реакторами) выполнялось условие возвращения инвестиций со скоростью 15 % в год. В следующих разделах проводится анализ чувствительности проекта ко многим параметрам, а также анализ альтернативных вариантов, который дает представление о том, как выглядел бы проект при изменении внешних условий.

Внешние условия проекта:

период рассмотрения проекта — 37 лет;
ставка дисконтирования — 6 %;
инфляция (темпы роста цен) — 3 %;
ставка рефинансирования — 3 %;
цена на электроэнергию — 0,10 \$ за кВт·ч;
цена на тепло — 50 \$ за Гкал;
налоги (см. табл. 5.5).

Таблица 5.5. Структура налогов и принятых отчислений

№	Н а л о г	Б а з а н а л о г о - о б л о ж е н и я	Н о р м а о т ч и с л е н и й, %
1.	Прибыль	Прибыль	35,0
2.	Налог на имущество	Стоимость внеоборотных активов	2,0
3.	Единый социальный налог	Ф О Т	36,0
4.	Транспортный налог	Ф О Т	1,0
5.	Прочие налоги	Ф О Т	4,5
6.	Местные налоги	Объем продаж	2,5
7.	Отчисления в фонды Концерна	Объем продаж	2,5
8.	Страхование	Объем продаж	1,0

Приведем результаты расчетов основных интегральных показателей (табл. 5.6).

Таблица 5.6. Результаты расчета основных интегральных показателей базового варианта проекта

Показатель	
Ставка дисконтирования, %	6,00
Период окупаемости (PB), мес.	144
Дисконтированный период окупаемости (DPB), мес.	169
Средняя норма рентабельности (ARR), %	24,36
Чистый приведенный доход (NPV), млн. \$	11 650
Индекс рентабельности (PI)	3,12
Внутренняя норма рентабельности (IRR), %	15,35
Модифицированная внутренняя норма рентабельности (MIRR), %	9,14

В том виде, в котором был представлен базовый вариант проекта, он выглядит привлекательным для инвестора, вкладывающего деньги в среднесрочные и долгосрочные проекты. Все интегральные показатели находятся в рекомендуемых рамках, внутренняя норма рентабельности, равная 15 %, является хорошим показателем для проекта атомной энергетики.

На рис. 5.9 отражён баланс денежных средств в процессе выполнения проекта. Первые семь лет посвящены проведению проектно-конструкторских работ, строительству, подготовке и вводу в эксплуатацию. Далее на протяжении 30 лет электростанция работает, принося прибыль, и окупается чуть менее чем через семь лет с момента ввода

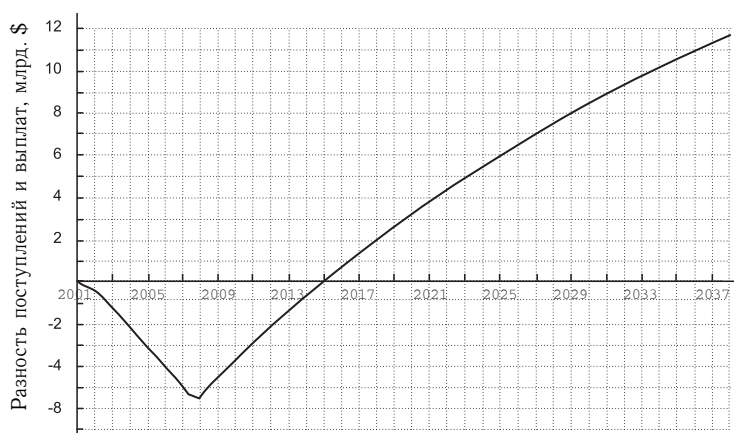


Рис. 5.9. Дисконтированный денежный поток по проекту (баланс наличности на конец периода)

в эксплуатацию. В течение всего этого срока ежемесячно производятся отчисления в фонд капитальных ремонтов и снятия с эксплуатации, а так же начисляется амортизация.

Дисконтированный денежный поток показывает денежные поступления и выплаты нарастающим итогом, связанные с основными статьями доходов и затрат, с учетом дисконтирования (приведения разновременных поступлений и выплат к одному моменту времени).

Результаты анализа чувствительности проекта к вариации некоторых исходных данных показаны на рисунках 5.10–5.13.

График на рис. 5.10 дает представление о том, что было бы, если бы для проекта была принята другая ставка дисконтирования. Ставке дисконтирования базового проекта (6%) соответствует величина чистого приведенного дохода, равная примерно 12 млрд. \$. Если принять ставку дисконтирования равной 9%, доход упадет почти в 2,5 раза, а при ставке 12% — еще в 2,5 раза. Если же, наоборот, уменьшить ставку дисконтирования до 3%, то сумма чистого приведенного дохода более чем вдвое превзойдет базовую и составит 25 млрд. \$. Здесь следует оговориться, что рассматривать ставки дисконтирования ниже 3% не имеет смысла, так как модель проекта учитывает так же и инфляцию (3%), то есть рост всех цен, а, следовательно, и рост прибыли. Трехпроцентный дисконт компенсирует трехпроцентную инфляцию, превращая участок графика денежных поступлений с момента ввода в эксплуатацию и до конца рассматриваемого периода в прямую.

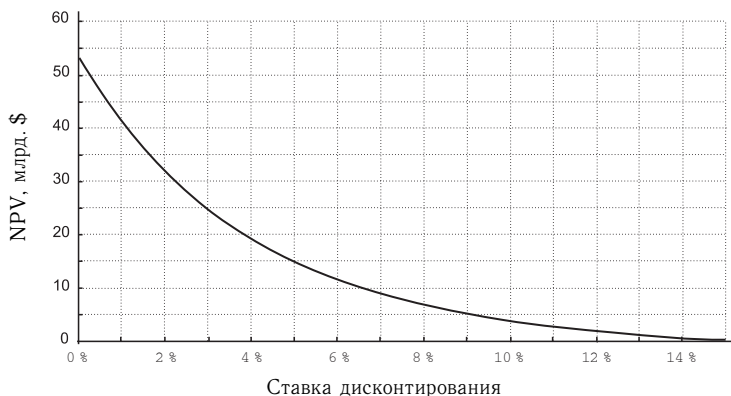


Рис. 5.10. Зависимость между выбранной величиной ставки дисконтирования и величиной чистого приведенного дохода на конец проекта

На графике рис. 5.11 сила влияния выбранной ставки дисконтирования на проект видна не так хорошо. Это результат экспоненциального воздействия дисконта на кривую денежного потока. В первые годы сила этого воздействия не так заметна, как в последующие. Именно поэтому снижение ставки дисконтирования до 3%, приводящее к более чем дву-

кратному увеличению чистого приведенного дохода, уменьшает дисконтированный период менее чем на год, то есть даже не на одну седьмую. Та же зависимость справедлива и для ставок дисконтирования, больших чем принятая в базовом проекте, но лежащих в пределах 12%.

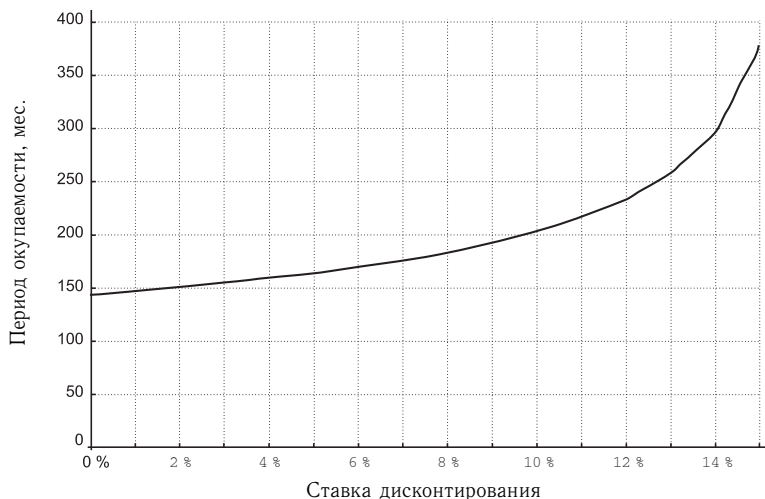


Рис. 5.11. Зависимость между ставкой дисконтирования и периодом окупаемости проекта (в месяцах)

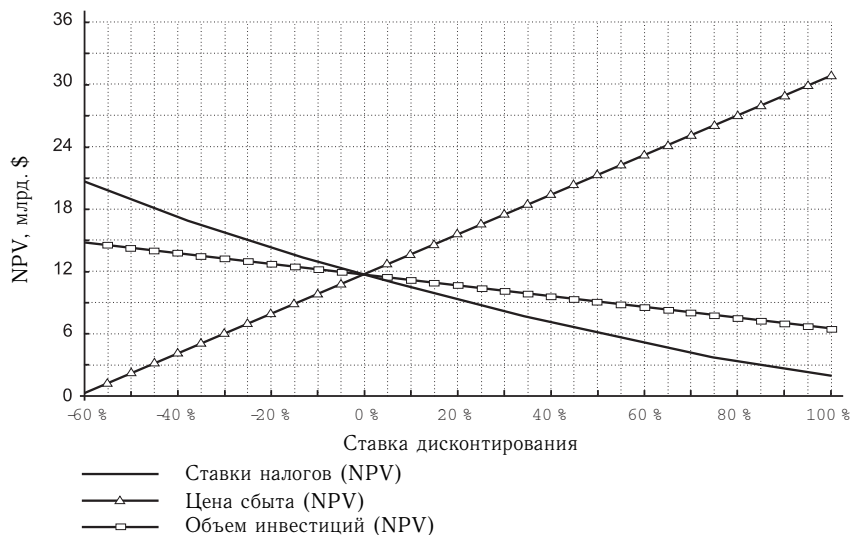


Рис. 5.12. Зависимость чистого приведенного дохода на конец проекта от изменения следующих величин: ставки налогов, цены сбыта и капитальных затрат

График на рис. 5.12 дает однозначный ответ на вопрос, к какому из вышеперечисленных параметров проект имеет наибольшую чувствительность. Влияние цены сбыта на данный проект превосходит суммарное влияние величины ставки налогов и объема капитальных затрат, а также (не представленных на графике) эксплуатационных затрат, суммарная величина которых за все 30 лет эксплуатации составляет порядка 4 млрд. \$. Наименьшую чувствительность из всех параметров, представленных на графике, проект имеет к величине капитальных затрат. Далее этот вопрос будет рассмотрен более подробно.

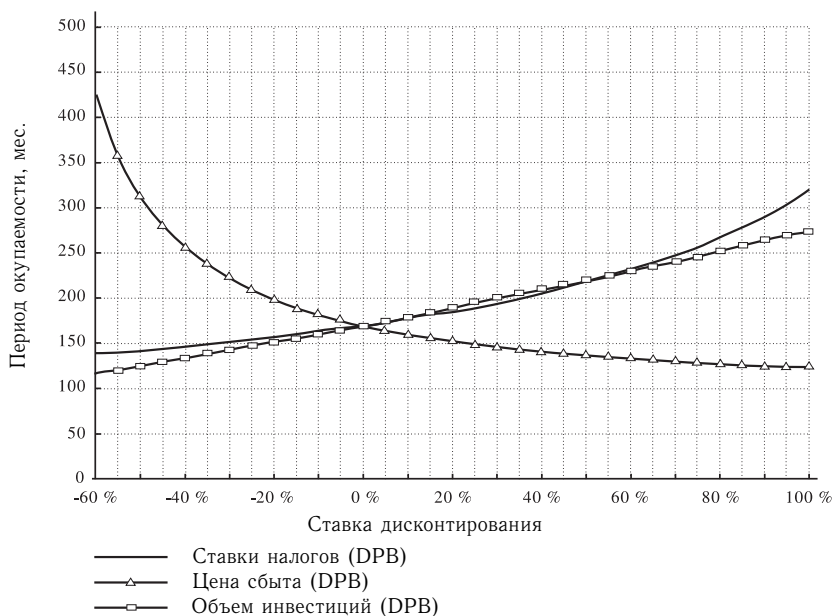


Рис. 5.13. Зависимость дисконтированного периода окупаемости проекта от изменения следующих величин: ставки налогов, цены сбыта и капитальных затрат

Графики на рисунках 5.12 и 5.13 показывают крайне высокую чувствительность проекта к цене сбыта. Интересно отметить, что на промежутке от -60 % до +55 % чувствительность величины дисконтированного периода окупаемости к величине ставки налогов меньше, чем к величине капитальных затрат. Это результат того, что до точки окупаемости проекта величина налогов меньше, нежели после, поскольку пока проект не окупил себя, то он не приносит прибыли, с которой платится часть налогов. Кроме того зависимость от ставки налогов носит все тот же экспоненциальный характер, о котором говорилось ранее, тогда как связь между величиной чистого приведенного дохода и величиной капитальных затрат довольно проста: насколько меньше капитальные затраты, настолько выше NPV. (Следует также

учесть влияние налогов, подробнее об этом в следующем разделе). Этот пример подтверждает мнение о том, что NPV является более информативным показателем.

5.5. Сравнительный анализ различных вариантов проекта

Сравним различные варианты проекта с базовым (с пятью реакторами).

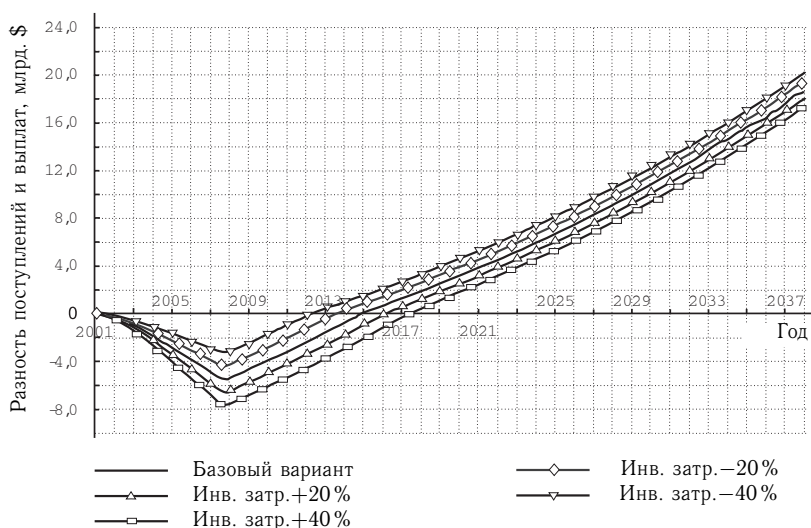


Рис. 5.14. Денежный поток для пяти вариантов проекта с различным объемом инвестиционных затрат, включая базовый

Подтверждением мысли, высказанной в предыдущем разделе, служит график, представленный на рис. 5.14. Он показывает, что разница в чистом приведенном доходе двух проектов равна абсолютному значению разницы в величине капитальных затрат минус величина налогов, выплачиваемых с прибыли (за период между их точками окупаемости). С начала восьмого года и до момента, когда окупится первый из проектов, а также начиная с момента, когда окупится последний, линии параллельны. Эта связь нарушается лишь на промежутке от точки окупаемости первого проекта до точки окупаемости последнего, потому что в этот период в тех проектах, которые уже начали приносить прибыль, выплачиваются с нее налоги, а в остальных — нет. Этот график наглядно показывает, что путь улучшения инвестиционной привлекательности проекта через уменьшение инвестиционных затрат малоперспективен, и выигрыш от этого в чистом приведенном доходе

будет даже меньше суммы, на которую удастся уменьшить капитальные затраты.

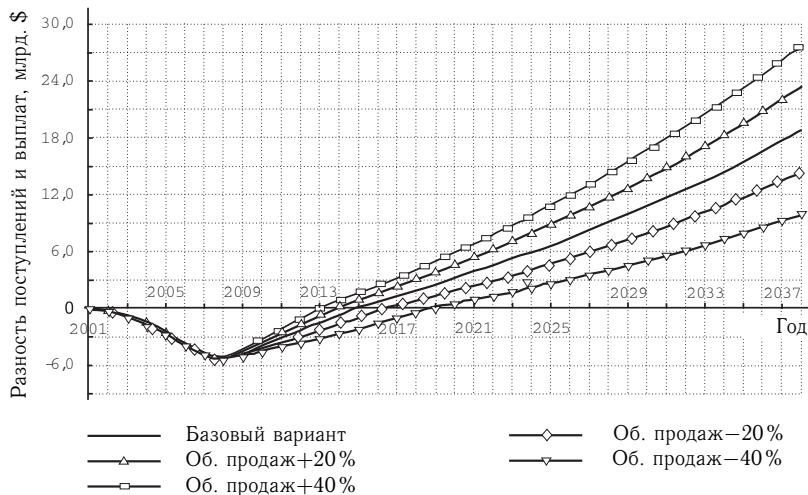


Рис. 5.15. Денежный поток для пяти вариантов проекта с различной величиной объемов продаж/цены сбыта, включая базовый

График на рис. 5.15, пожалуй, представляет наибольший интерес из всех, поскольку проект имеет наибольшую чувствительность именно к изменению цены сбыта. Экономическая компьютерная модель проекта была построена таким образом, что этот график отражает как чувствительность к цене сбыта, так и объему продаж. Другими словами, график показывает чувствительность к произведению цены продукции на объем продаж. То есть, если например, уменьшить цену продукта на 10%, а его объем продаж увеличить на 10%, величина чистого приведенного дохода останется прежней. Таким образом, если принять во внимание тот факт, что в базовом варианте проекта доля тепла в общих поступлениях от продаж составляет ровно одну треть, графики на рисунках 5.12, 5.13 и 5.15 могут служить универсальным инструментом для анализа всей политики производства и сбыта. Например: отказ от продаж тепла эквивалентен уменьшению объема (или цены) продаж на 33%; увеличение КПД турбины с 38% до 42% при неуменьшении объемов производства тепла приведет к десятипроцентному увеличению объемов продаваемой электроэнергии, то есть к (6–7)-процентному увеличению продаж. Данные графики позволяют однозначно расставить приоритеты среди дальнейших направлений работ с целью улучшения инвестиционной привлекательности проекта.

Поскольку такой показатель, как ставка налогов, является для проекта внешним, график на рис. 5.16 носит скорее информативный характер, отвечая на вопрос о поведении проекта при внезапном изменении внешних условий, или при его реализации в условиях другого государства.

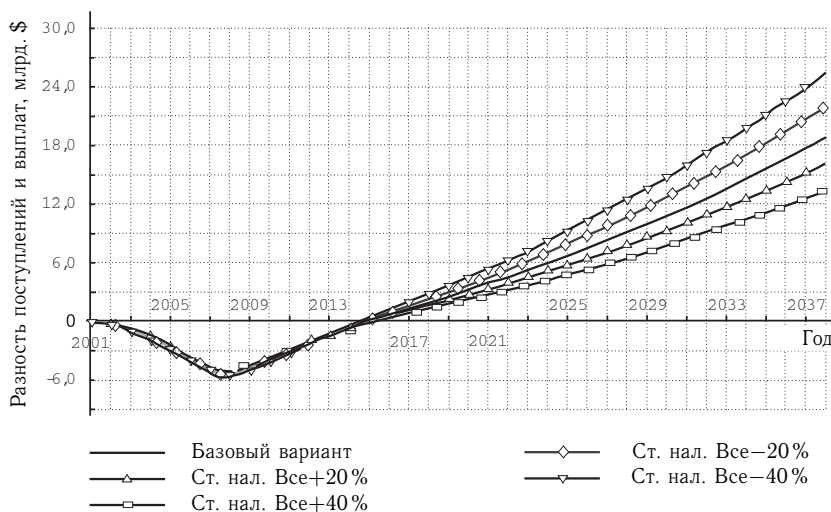


Рис. 5.16. Денежный поток для пяти вариантов проекта с различной величиной ставки налогов, включая базовый

5.6. Сравнение вариантов проекта с разным количеством реакторов

В качестве описания каждого из ряда следующих вариантов проекта приводятся основные интегральные показатели, а также график окупаемости от начала проекта до того года, в котором проект начинает приносить прибыль. Цифры на всех следующих графиках приведены в долларах, без учета дисконтирования.

Рассмотрим следующие варианты: с одним реактором (табл. 5.7 и рис. 5.17), с тремя реакторами (табл. 5.8 и рис. 5.18) и с десятью реакторами (табл. 5.9 и рис. 5.19)

Таблица 5.7. Параметры проекта электростанции с одним реактором

Показатель	
Ставка дисконтирования, %	6,00
Период окупаемости (РВ), мес.	233
Дисконтированный период окупаемости (DPB), мес.	385
Средняя норма рентабельности (ARR), %	8,83
Чмстый приведенный доход (NPV), млн. \$	403
Индекс рентабельности (PI)	1,13
Внутренняя норма рентабельности (IRR), %	6,82
Модифицированная внутренняя норма рентабельности (MIRR), %	6,18

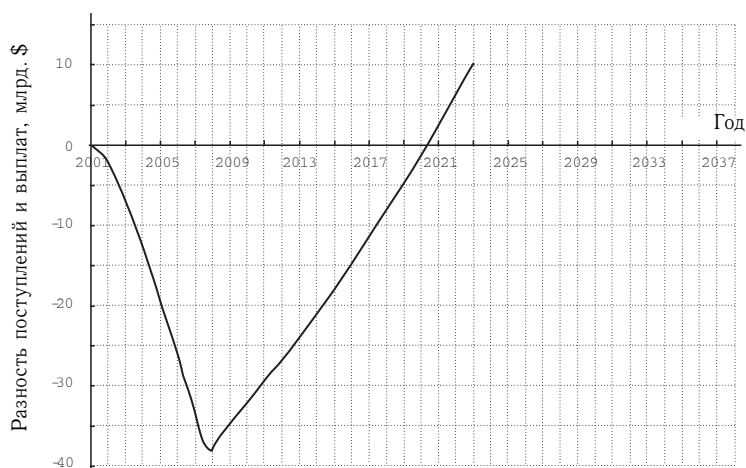


Рис. 5.17. График окупаемости электростанции с одним реактором

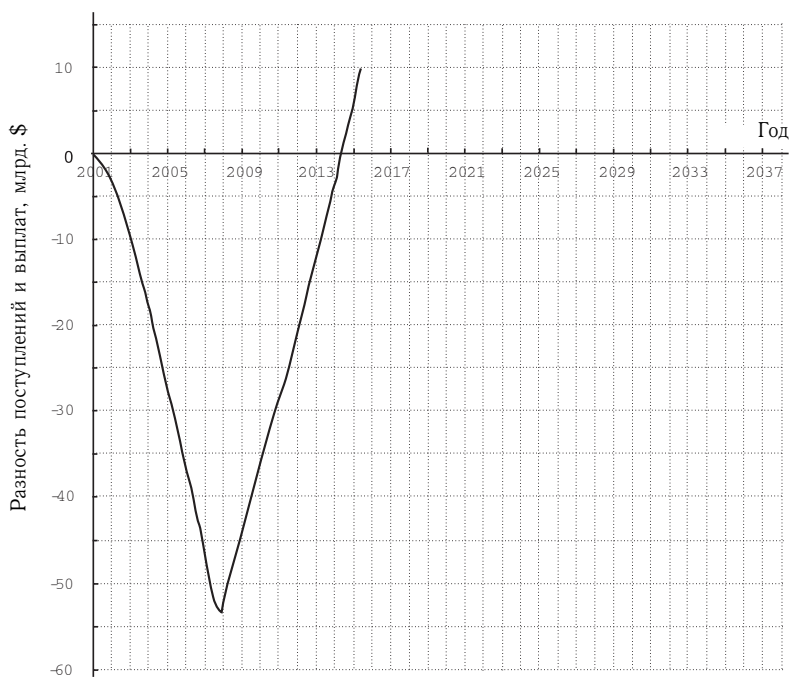


Рис. 5.18. График окупаемости электростанции с тремя реакторами

Таблица 5.8. Параметры проекта электростанции с тремя реакторами.

Показатель	
Ставка дисконтирования, %	6,00
Период окупаемости (PB), мес.	162
Дисконтированный период окупаемости (DPB), мес.	202
Средняя норма рентабельности (ARR), %	18,38
Чистый приведенный доход (NPV), млн. \$	5 949
Индекс рентабельности (PI)	2,35
Внутренняя норма рентабельности (IRR), %	12,62
Модифицированная внутренняя норма рентабельности (MIRR), %	8,31

Таблица 5.9. Параметры проекта электростанции с десятью реакторами.

Показатель	
Ставка дисконтирования, %	6,00
Период окупаемости (PB), мес.	129
Дисконтированный период окупаемости (DPB), мес.	145
Средняя норма рентабельности (ARR), %	32,82
Чистый приведенный доход (NPV), млн. \$	25 892
Индекс рентабельности (PI)	4,21
Внутренняя норма рентабельности (IRR), %	18,61
Модифицированная внутренняя норма рентабельности (MIRR), %	10,03

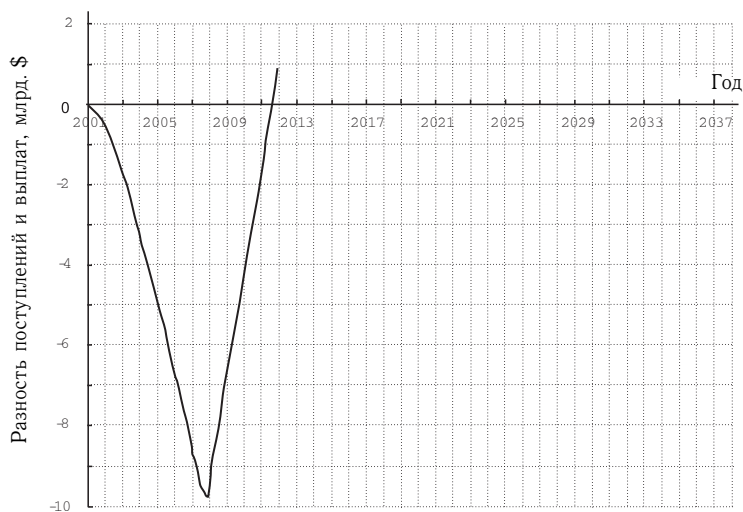


Рис. 5.19. График окупаемости электростанции с десятью реакторами

Сравним все варианты проекта (рис. 5.20).

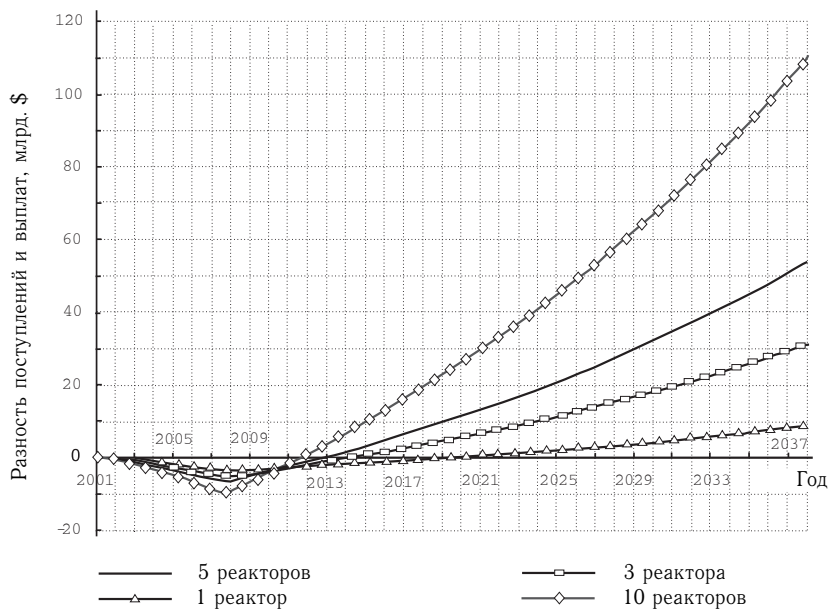


Рис. 5.20. Денежный поток для четырех вариантов проекта с разным количеством реакторов

Графики на рис. 5.20 подтверждают вывод о том, что одним из перспективнейших способов увеличения инвестиционной привлекательности проекта является увеличение числа реакторов, работающих от одного драйвера. Нижеприведенные цифры дают ответ на вопрос о причинах такого положения вещей. Капитальные затраты (млн. \$), приходящиеся на один МВт(эл) мощности, составляют:

- для электростанции с одним реактором — 9,6;
- для электростанции с тремя реакторами — 4,5;
- для электростанции с пятью реакторами — 3,4;
- для электростанции с десятью реакторами — 2,5;
- в пределе, при неограниченном числе реакторов, — 1,6.

Основной причиной такого разброса цифр является то, что довольно значительной составляющей в капитальных затратах на строительство электростанции является строительство драйвера, цена которого мало зависит от частоты повторения взрывов, а количество продаваемой энергии прямо пропорционально числу реакторов. Отсюда следует, что чем больше число реакторов, тем на большее количество частей разделены капитальные затраты на его строительство, тем меньше доля капитальных затрат на строительство реактора в цене на энергию, производимую каждым реактором. Однако после увеличения количества

реакторов до определенного предела, эта часть капитальных затрат теряет свою значимость, поэтому значительная часть превосходства десятиреакторного варианта проекта перед базовым состоит в больших объемах производства, следовательно больших доходах.

5.7. Заключение

Экономика электростанций с инерциальными термоядерными реакторами весьма чувствительна к ключевым энергетическим параметрам и их взаимосвязям.

Неопределенность в экономических оценках может уменьшиться по мере более тщательной проработки (и экспериментального освоения) реакторных камер и драйверов, работающих в импульсно-периодическом режиме.

Несмотря на некоторую неопределенность в величине усиления мишени, стоимости лазерных усилителей, ионных ускорителей и реакторных модулей, электростанция с термоядерным инерциальным реактором может рассматриваться в качестве кандидата на определенную нишу в структуре энергетики.

Наиболее привлекательными вариантами электростанции представляются многомодульные конструкции, когда один драйвер обслуживает несколько реакторных модулей.

При дальнейших разработках проекта необходимо уделить внимание выполнению ряда условий.

Рассмотренные в численной компьютерной экономической модели цены 0,10 \$ за кВт·ч и 50 \$ за Гкал (тепло) являются завышенными, как минимум, вдвое для центрально-европейской части России. Кроме того, 60 % от суммы чистого приведенного дохода базового варианта проекта обеспечивается продажами тепла, то есть чуть меньше 18 % вырабатываемой тепловой мощности продается в виде тепла. При анализе конкретных вариантов реализации проекта следует предусмотреть наличие рядом крупных потребителей тепла и электроэнергии.

Проект практически полностью теряет инвестиционную привлекательность при небольшом (1–3) количестве реакторов, что также является ограничивающим фактором, не позволяющим строить электростанцию ниже какой-то определенной мощности, что тоже накладывает ограничения на место будущего строительства. С другой стороны, если проблема ограничения числа реакторов на одной площадке будет решена, то перспективы строительства (5–10)-реакторного завода выглядят приемлемо. Особенно, если будет составлен последовательный поэтапный план инвестиций и ввода в строй мощностей, который позволит финансировать строительство новых блоков за счет поступлений от уже работающих. Подобный шаг, как показывает практика, позволяет значительно, по некоторым критериям более чем вдвое, улучшить интегральные показатели проекта.

Главный вопрос, на который предстоит ответить: в чем экономическое преимущество подобной технологии перед традиционной атомной энергетикой? При этом необходимо тщательно взвесить все особенности, достоинства и недостатки обеих энергетических технологий.

Литература

1. Project Expert. Руководство пользователя. — М.: «Про-инвест Консалтинг», 1998. — 433 с.
2. Шевелев Я.В., Клименко Ф.В. Эффективная экономика ядерного топливно-энергетического комплекса. — М.: РГГУ, 1996. — 736 с.
3. Кокорев Л.С., Харитонов В.В. Теплогидравлические расчеты и оптимизация ядерных энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 248 с.
4. Meier W.R., Hogan W.J., Kosaki Y., Kharitonov V. V. Economics and other figures of merit. / Energy from inertial fusion. Vienna, IAEA. 1995. P. 391–412.
5. Hoffman M.A., Lee Y.T. Performance and cost of the HYLIFE-11 balance of plant. // Fusion technology. 1992. V. 21. P. 1557–1568.
6. Kozaki Yasuji. Condition of Laser Fusion Reactor Design. / Workshop on Fusion Reactor Design. Osaka University. 2000.
7. Kulcinski G.L., Peterson R.R., Moses G.A. et al. Evolution of light ion driven fusion power plants leading to the LIBRA-SP design. Report CONF-940630 // Fusion Technology. 1994. V. 26.
8. Marbach G., Cook I., Dolan T. et al. // Association Euratom–Tekes Annual Report VTC-2003.

Глава 6

ПРЕИМУЩЕСТВА ИТС, ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

*Орлов Ю.Н., Смирнов В.П., Субботин В.И., Феоктистов Л.П.,
Шарков Б.Ю.*

В числе новых перспективных путей развития энергетики в настоящее время можно указать три основных направления: ядерная энергетика деления тяжелых элементов с замкнутым топливным циклом на природном ^{238}U , ядерная энергетика синтеза легких элементов и солнечная энергетика. К сожалению, широкомасштабное использование солнечной энергии затруднено вследствие малых значений плотности световой энергии и требует создания эффективных систем аккумуляции энергии. АЭС с реакторами на быстрых нейтронах пока менее конкурентоспособны по сравнению с энергоустановками на тепловых нейтронах. Переход к ядерной энергетике на быстрых нейтронах будет также определяться тем, насколько успешно будут решаться проблемы безопасной эксплуатации реакторов-бридеров и их воздействия на окружающую среду. Разработки энергетике УТС с магнитным удержанием достигли уровня, когда решается вопрос о строительстве реактора масштаба пилотной энергоустановки (реактор ИТЭР). Однако для окончательного определения конструктивной схемы промышленного реактора потребуется пройти достаточно долгий путь исследований и опытно-конструкторских работ. Поэтому имеет смысл выявить особенности и потенциальные преимущества ИТС как возможной части ядерной энергетики будущего.

Энергетический баланс. Основным и главнейшим параметром, определяющим энергетические показатели ядерной электростанции, является коэффициент полезного действия η , равный отношению электрической мощности N_e к тепловой мощности N_t , выделяющейся в результате ядерных реакций в мишени и бланкете, $\eta = N_e/N_t$. Принципиальное отличие электростанции ИТС от АЭС состоит в том, что в энергоустановках ИТС имеются дополнительные затраты энергии на питание драйвера, так что $\eta = (N_e - N_d)/N_t$. Снижение КПД за счет этих затрат в разрабатываемых схемах электростанций не превышает 0,03–0,05. Если КПД передачи мощности драйвера в мишень равен η_d , то коэффициент усиления мишени $G = N_t/(\eta_d \cdot N_d)$. Отсюда следует,

что для конкурентоспособности «чистых» электростанций ИТС необходимо, чтобы произведение $\eta_d G$ было не меньше отношения N_t/N_d , т.е. $\eta_d G > 25\text{--}33$. Расчетно-теоретические работы с применением суперкомпьютеров и эксперименты на мощных лазерах показывают возможность получения значительных коэффициентов усиления энергии в мишени ($G \geq 100$), хотя реальные результаты еще предстоит получить. Существенным резервом повышения энергетической эффективности электростанции ИТС является увеличение верхней температуры теплового цикла. Для этого потребуются новые материалы и решения в конструировании камеры реактора.

Воздействие на окружающую среду. Экологический критерий имеет два аспекта: воздействие на биосферу в процессе работы реактора и утилизацию отходов. При работе реактора надо принимать во внимание наведенную радиоактивность в конструкционных материалах установки и тепловое загрязнение. Диапазоны допустимого радиоактивного излучения составляют от 50 мкЗв/год (США) до 100 мкЗв/год (Италия) в жидкости и 100–1000 мкЗв/год в атмосфере. Для термоядерных реакторов годовой вклад в общий радиационный фон с учетом диффузии трития за пределы установки не будет превосходить 45 мкЗв/год [1–3]. По сравнению с действующими реакторами типа ВВЭР, у которых на 1 ГВт(эл) приходится эффективная эквивалентная доза в 1,5 мкЗв/год (на расстоянии 1 км), для реактора ИТС [3] этот показатель составляет 0,25 мкЗв/год.

Для реакций синтеза отсутствуют долгоживущие радиоактивные или высокотоксичные отходы, связанные с добычей и транспортировкой ядерного топлива, а также наработкой продуктов деления в ядерном реакторе. В реакторе ИТС за счет выбора материалов может быть обеспечен минимум наведенной радиоактивности и практически исключены долгоживущие компоненты. Преимущества реакторов ИТС по активации конструкционных материалов по сравнению с реакторами деления показаны на рис. 4.10 (гл. 4), где приведена зависимость от времени остаточной активности реактора, остановленного после 30 лет эксплуатации. Из рисунка следует очень важный вывод: остаточное радиоактивное заражение от реактора ИТС приблизительно в 100 раз меньше, чем от реактора деления.

Выбросы тепла непосредственно связаны с тепловой эффективностью установки и их оценка по электрической мощности N_e и КПД η имеет вид $N_e (1 - \eta) / \eta$. Поскольку энергоустановки ИТС при одинаковых температурах подогрева теплоносителя уступают АЭС по КПД на 3–4%, то тепловое загрязнение от ИТС будет, соответственно, выше.

Безопасность. Работа ядерных реакторов деления принципиально происходит в критических условиях, т.к. первоначальная загрузка топлива составляет 32 т для БН-600, 169 т — для водо-водяного и 204 т — для водо-графитового реакторов. Реакторы ИТС не имеют этого недостатка, и возможные аварии могут сопровождаться только

выбросом трития. При этом важным достоинством реактора ИТС, с точки зрения его безопасности, является малое содержание трития (менее 1 г в свободном виде и ~ 100 г в материалах blankets) в горячих аварийно-опасных зонах установки. Оценка воздействия выброса 100 г трития (активность 10^6 Ки) на окружающую среду [2] дает максимальную дозу в радиусе 2 км (при скорости ветра 5 м/с) не выше 5 мкЗв. Впрочем, отсутствие стендового образца не позволяет объективно судить о степени опасности установки, но, по-видимому, она все же существенно ниже, чем для АЭС.

Запасы горючих материалов. Непосредственно запасы дейтерия в окружающей среде очень велики и превосходят 10^{20} т н. э. при его полной утилизации (т.е. на 8 порядков выше, чем для урана). Тритий, не встречающийся в природе, воспроизводится в blankets реактора согласно реакциям $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$, $\text{Li}^7(n, 2n)\text{Li}^6$, $\text{Li}^7(n, \alpha)\text{T}$. Таким образом, лимитирующим фактором является литий. Установка с электрической мощностью 1 ГВт будет сжигать около 100 кг дейтерия и 300 кг лития в год [5]. Если предположить, что все термоядерные электростанции будут производить $20 \cdot 10^{18}$ Дж в год, т.е. половину сегодняшней потребности в электроэнергии, то общее годовое потребление дейтерия и лития составит, соответственно, 60 и 180 тонн. При таком потреблении содержащегося в воде дейтерия (0,015 %) хватит на миллионы лет. По данным из работы [3], разведанные рудные запасы лития составляют $(8-10) \cdot 10^6$ тонн, и при таком потреблении их хватит на 75 тысяч лет. Следует отметить, что запасов руды делящихся материалов хватит на 2000 лет, при условии включения ^{238}U в замкнутый топливный цикл.

Экономические показатели. Сравнивать непосредственно стоимость производства электроэнергии на несуществующем реакторе ИТС с реально действующими энергетическими установками не вполне корректно. Оценки показывают, что капитальные затраты на единицу установленной мощности для установок деления почти вдвое меньше, чем для установок синтеза [6]. Значительная доля в капитальных затратах относится к устройствам, осуществляющим поджиг мишени (лазеры, ускорители). Она может быть снижена, если будут найдены способы улучшения энергетических характеристик мишени. В стоимости электроэнергии электростанций ИТС отсутствуют затраты на долгосрочное хранение отходов. Экономический анализ, проведенный различными исследовательскими группами, показывает, что себестоимость электроэнергии, произведенной с помощью ИТС, становится конкурентоспособной, когда один драйвер с частотой 10 Гц работает на 5 реакторов с тепловой мощностью каждого реактора ~ 1 ГВт [3]. При этом себестоимость 1 кВтч электроэнергии по прогнозам сопоставима с показателями для МТС и ТЭС [4], но, однако, превосходит их. В этом случае темп развития исследований в области ядерного синтеза может

стать определяющим фактором при формировании тенденций развития мировой энергетики в XXI веке.

Основные проблемы построения энергетики на базе ИТС. Сегодня, в отличие от ядерной энергетики деления, не существует действующих энергетических установок ИТС, а в отличие от систем УТС с магнитным удержанием, нет пока экспериментального достижения $G \geq 1$ в лабораторных условиях. Тем не менее, привлекательность и экономическая конкурентоспособность термоядерной энергетики в будущем связана с высоким физическим уровнем безопасности и экологической чистоты реактора. Рост стоимости добычи углеводородного сырья и делящихся материалов, а также стоимости хранения и утилизации отходов, будет стимулировать исследования и разработки в области УТС. При этом ИТС в составе будущей термоядерной энергетики несомненно найдет значительное место благодаря достоинствам взаимосогласованной системы драйвер — мишеный узел — реакторная камера, которые подробно обсуждались в гл. 4.

В настоящее время очевидно, что однократное зажигание термоядерного топлива с массой ≤ 1 мг в лабораторных условиях будет достигнуто в ближайшее десятилетие с помощью мощных лазеров или мощного импульсного электрического разряда (Z-пинча). Достижение условий порога зажигания с $G \geq 1$ с приемлемым энергетическим выходом — абсолютно необходимый этап для получения экспериментальных данных о требуемых параметрах драйвера. Также необходимо эффективно использовать имеющийся запас времени для последовательной и систематической проработки проблем, непосредственно связанных с построением основ энергетики ИТС.

К важнейшим проблемам относятся:

- поиск оптимальных конструкций мишеней, удовлетворяющих условиям облучения в реакторе и обеспечивающих достижение высоких значений коэффициента термоядерного усиления G ;

- разработка инженерно-физической концепции драйвера для реактора, совместимого с требованиями к транспортировке энергетического потока на мишень и к особенностям фокусирующих систем, а также с ограничениями со стороны взаимосогласованной системы драйвер — мишеный узел — реакторная камера;

- обеспечение достаточного ресурса драйвера в частотном режиме с высоким КПД ($\eta_d \geq 20\%$);

- обеспечение эффективной утилизации энергии микровзрывов в камере реактора при импульсной нагрузке с частотой следования импульсов 1–10 Гц;

- обеспечение экологически и экономически конкурентоспособных показателей энергетического цикла.

Как было показано, тяжелоионный драйвер имеет важнейшее преимущество перед другими типами драйверов, т.к. его КПД ($\eta_d \sim 25\%$) позволяет выдвигать наиболее реалистические требования к коэффициенту усиления мишени G , т.е. сконструировать мишени с $G \approx 100$.

Поэтому разработка эффективных ускорителей-драйверов, а также мишеней, обеспечивающих наибольший коэффициент термоядерного усиления G при наименьшей возможной энергии драйвера, являются ключевыми задачами ИТС.

Международная кооперация в области ИТС. В настоящее время наблюдается последовательное развитие как расчетно-теоретических, так и экспериментальных работ в области ИТС в Европе, России, Китае, Японии и США. В последние годы, особенно после существенного снижения в середине 90-х гг. в России и в США уровня секретности работ по мишеням ИТС, наметилась тенденция к углублению международного сотрудничества как в рамках двусторонних связей, так и в рамках действительно многосторонних международных проектов. Примером последнего рода является поддерживаемый МАГАТЭ Координированный исследовательский проект IAEA CRP F1/30/08/2001, объединяющий специалистов по проблеме согласования драйвера с реакторной камерой ИТС.

В России накоплен бесценный опыт и научный потенциал в области ИТС. Основой для его высокой востребованности международным сообществом являются достижения и оригинальные работы российских ученых в области ИТС, которые ведутся в крупных научных центрах, располагающих значительной экспериментальной базой. К таким центрам относятся: ВНИИЭФ (Саров) — крупнейшие в Европе лазеры Искра-5; ЛУЧ — мощные установки на основе магнитных гидродинамических систем; ТРИНИТИ (Троицк) — установка Ангара-5, мощные лазеры; РНЦ КИ — установка С-300; ИТЭФ (Москва) — тяжелоионный ускорительно-накопительный комплекс ИТЭФ-ТВН. В работах по ИТС активно принимают участие ФИ РАН, ИОФ РАН, ВНИИТФ (Снежинск), ИТЭС ОИВТ РАН и др. Работы именно из этих научных центров наиболее активно поддерживаются грантами международных агентств ISTC, INTAS, CRDF, IAEA и др.

Все больше российских ученых принимают участие в экспериментальных и расчетно-теоретических работах в зарубежных научных центрах, где имеются крупные лазерные установки: GEKKO-XII в ILE (Осака, Япония), VULKAN — в Резерфордской лаборатории в Великобритании, PALS — в Праге. Центром международной кооперации в области тяжелоионного ИТС стал институт GSI в Дармштадте (Германия), где находится наиболее мощный тяжелоионный ускоритель SIS-18 и разрабатывается проект нового ускорителя SIS-100/200. Активный научный обмен происходит между ТРИНИТИ, РНЦ КИ и Национальной лабораторией Sandia (США) по тематике мощных Z-пинчей.

Мировым сообществом ИТС регулярно созывается ряд международных конференций. К наиболее представительным относятся IFSA (Инерциальный Синтез — Наука и Приложения), ECLIM (Европейская конференция по лазерному ИТС), BEAMS (Конференция по мощным импульсным разрядам), NIF (Симпозиум по тяжелоионному ИТС).

К стратегическим целям международной кооперации по ИТС можно отнести организацию единого международного проекта, в рамках которого усилия должны быть сконцентрированы на разработке и проектировании экспериментального реактора ИТС (по примеру проекта ИТЭР или МКС-Альфа).

Перспективное планирование. Единое долгосрочное планирование работ по ИТС в России в настоящее время отсутствует. Существуют лишь не связанные между собой перспективные программы развития мощных лазеров, Z-пинчей и тяжелоионных ускорителей в Минатоме РФ. Поэтому, в качестве примера планирования работ по ИТС, конечным результатом которых является создание демонстрационного реактора ИТС в 2025 г, приведем описание программы, представленной американским сообществом ИТС в министерство энергетики США (DOE) [8].

Работы разделены на три основные фазы, которым предшествуют «концептуальные разработки» по частотным Z-пинчам, прямому сжатию мишеней с помощью тяжелых ионов, непрямому сжатию с помощью лазеров и исследования концепции «быстрого поджига».

На первой фазе (фаза проверки принципов) параллельно ведутся разработки на трех важнейших, наиболее перспективных направлениях развития частотных драйверов — лазера K_rF, твердотельного лазера с диодной накачкой и тяжелоионного ускорителя. Одновременно развиваются технологии и дизайн эффективных мишеней ИТС. Фаза рассчитана на 5 лет с уровнем финансирования около 50 млн. \$/год. Конечным результатом фазы 1 является техническое обоснование предстоящего интегрированного исследовательского эксперимента, где в одну систему будут объединены драйвер, камера реактора, система инжекции мишеней, а также технология изготовления мишеней. На этом этапе предполагается выбрать наиболее перспективный для реактора тип драйвера.

Фаза 2, продолжительностью 8–9 лет, нацелена на проведение экспериментов по достижению термоядерного зажигания на лазере NIF и, параллельно, на проведение интегрированного исследовательского эксперимента. В результате будет получено научно-техническое обоснование для создания инженерной тест-установки в срок до 2012 г. Уровень финансирования работ 80–120 млн. \$/год.

В период 2012–2025 гг. (фаза 3) будет разработана и создана инженерная тест-установка, которая призвана продемонстрировать способность эффективного отбора энергии термоядерного микровзрыва камерой реактора. При тепловой мощности реактора 100–300 МВт стоимость установки оценивается в 2 млрд. \$. Успешная работа тест-установки позволит после 2025 г. перейти к созданию демонстрационного реактора ИТС, способного производить электроэнергию для потребителей с конкурентоспособными экономическими показателями.

Таким образом, в этом разделе представлен анализ современного состояния ИТС и основных направлений его развития в России и

в мире, показана не только перспективность этой области физики высоких энергий, в плане достижения планируемого научного результата, но и, что не менее важно, востребованность и реальная возможность его практического применения в большой энергетике, хотя для последнего необходимо пройти еще очень долгий, но вполне преодолимый, путь.

Литература

1. *Bourque R.F., Meier W.R. & Mousler M.J.* Overview of the Osiris IFE Reactor Conceptual Design. // *Fusion Technology*. 1992. V. 21. P. 1465.
2. *Moir R.W.* Liquid wall inertial fusion energy power plants. // *Fusion Engineering and Design*. 1996. V. 32–33. P. 93.
3. *Hogan W.J., (ed).* Energy From Inertial Fusion. 1995. IAEA. Vienna.
4. *Bock R.* Inertialfusion mit Schwerionenstrahlen. / Preprint GSI 2001–32.
5. *Путвинский С.В.* Возможна ли будущая мировая энергетика без ядерного синтеза // *УФН*. 1988. Т. 168. № 11. С. 1235.
6. *Delene J.G.* Advanced Fission and Fossil Plant Economics – Implications for Fusion // *Fusion Technol.* 1994. V. 26. Nov. P. 1105.
7. *Sharkov B.* Status of heavy ion fusion // *Plasma Phys.Control.Fusion*. 2001. A229-A235.
8. *Bangerter R.* The heavy ion fusion program in the USA // *NIM A*. 2001. 464. P. 17.

Приложение А

СХЕМА РЕАКТОРА ИТС С Z-ПИНЧЕВЫМ ДРАЙВЕРОМ И ПЛАЗМЕННЫМИ ТРАНСПОРТИРУЮЩИМИ ЛИНИЯМИ

Недосеев С.Л.

Основной целью нашего концептуального анализа является поиск путей решения ключевой проблемы импульсного термоядерного реактора с Z-пинчевым драйвером — обеспечение возможности работы реакторной камеры и драйвера в частотном режиме.

Проведенный в предыдущих разделах анализ показывает, что необходимым условием успешного применения Z-пинчевого драйвера для реакторных целей является разработка и создание плазменных транспортирующих линий (ПТЛ) для дистанционной передачи и концентрации электромагнитного импульса от генератора на Z-пинч — мишень. Такое решение проблемы предлагается нами впервые. Поэтому должны быть сформулированы физико-технические принципы плазменных транспортирующих линий, обеспечивающих транспортировку на Z-пинчевый мишенный узел, на расстояние 1–2 м от генератора, импульса тока со следующими характеристиками: ток в импульсе ~ 50 МА, напряжение ~ 5 МВ, длительность импульса 100–200 нс. Физические особенности транспортировки электромагнитного импульса по линиям с магнитной самоизоляцией (в том числе и по ПТЛ) требуют одновременного решения проблемы защиты выходных устройств генератора электромагнитного импульса, сообщающихся с реакторной камерой, от воздействия термоядерного микровзрыва. Эти же условия требуют решения проблемы быстрого вывода из камеры продуктов воздействия микровзрыва на конструкционные элементы, для обеспечения частотного режима работы указанных систем.

Для того, чтобы сформулировать свойства ПТЛ, необходимо прежде всего дать представление о физических основах работы вакуумных линий с магнитной изоляцией с металлическими электродами.

А.1. Принципы магнитной самоизоляции

Условие существования магнитной самоизоляции. Пусть имеет-ся дисковая линия в вакууме, по которой напряжение V передается от генератора к нагрузке. При достижении напряженности электрического

поля, равной $\sim 0,1-1$ МВ·см⁻¹, на поверхности проводника в вакууме происходит взрывная эмиссия электронов с отрицательного электрода линии; в зазоре «катод–анод» возникает электронный ток утечки и тем самым нарушается вакуумная изоляция зазора. Но если по линии течет ток, то в междуэлектродном зазоре возникает магнитное поле. Тогда электроны могут дрейфовать в скрещенных электрическом и магнитном полях, описывая в зазоре циклоидальную траекторию, и при определенных условиях их траектории не будут достигать анодного электрода — наступит магнитная самоизоляция зазора. Условие магнитной самоизоляции, основанное на парапотенциальной теории движения электронов в зазоре магнитно самоизолированного диода, следующее:

$$I_{\min}(h/r) > 10^4 \gamma \ln \left\{ \gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2} \right\},$$

где h — величина межэлектродного зазора (см), r — текущий радиус, γ — релятивистский фактор ($\gamma = 1 + eV/(mc^2)$), V — напряжение на зазоре (МВ), e — заряд электрона, $mc^2 = 0,5$ МэВ — масса покоя электрона, I_{\min} — минимальный ток самоизоляции (А).

Режим установления магнитной самоизоляции. В разомкнутой вакуумной линии весь ток будет протекать в виде утечек на конце, занимая область длиной в несколько межэлектродных зазоров. Если линия нагружена на некоторое сопротивление R_n , то часть тока линии I_n будет протекать через нагрузку, а при $I_n > I_{\min}$ в линии установится магнитная самоизоляция и на нагрузку переключится весь ток. Для индуктивной нагрузки в начале импульса напряжения на ней ее импеданс велик: $R_n = L_n(dI_n/dt)/I_n$. Так что линия является фактически разомкнутой, ток через нагрузку мал и он практически весь определяется утечками. С течением времени импеданс индуктивной нагрузки стремится к нулю, так как $dI_n/dt \rightarrow 0$, утечки прекращаются, и весь ток замыкается через индуктивность. Для определения тока и напряжения на линии применяются телеграфные уравнения, которые при учете собственной индуктивности МИВТЛ сводятся к одному уравнению:

$$L \frac{\partial I_{\min}(V)}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} = 0,$$

здесь z — координата, вдоль которой распространяется волна магнитной самоизоляции. Это уравнение совместно с граничными условиями на входе и выходе магнитно изолированной вакуумной транспортирующей линии (МИВТЛ) позволяет определить ее электродинамические характеристики.

А.2. Топология и конструкции реальных концентраторов тока на МИВТЛ

В значительной мере выбор топологии и основных параметров концентратора и реакторной камеры существующих экспериментальных

аппаратов («Ангара-5-1», «Z») определяется конструкцией и параметрами генератора сверхтераваттной мощности.

Концентратор установки «Z». В системе «Z» имеется общий бассейн, где размещены модульные генераторы с водяной изоляцией, и токи от модульных генераторов собираются на общий коллектор, расположенный в воде. Внутрь вакуумной реакторной камеры суммированный импульс тока подается по коническим электродам с большим углом раствора. Конические электроды изолированы друг от друга кольцевыми изоляторами, диаметр которых равен диаметру вакуумной реакторной камеры (ВРК). В вакууме между коническими электродами устанавливается магнитная самоизоляция. Для уменьшения полной индуктивности вакуумного тракта использованы 4 конических МИВТЛ. Они включены параллельно, а для переключения всей системы на двухэлектродный диод — лайнерный узел используется трехмерная конволюция. Технически она выполнена в виде нескольких равнорасположенных по азимуту штырей, соединяющих 4 заземленных конических электрода и пронизывающих два высоковольтных конических электрода, которые тоже соединены между собой. Конволюция устроена вблизи лайнерного узла. Серьезным техническим усложнением топологии концентратора «Z» является необходимость применения разделительных изоляторов в виде колец большого диаметра. Для концентратора «Z» они имели диаметр около 3 м.

Топологическая схема концентраторов установки «Ангара-5-1». Особенностью концентратора «Ангара-5-1» является наличие отдельных вакуумных вводов энергии от каждого из модульных генераторов и суммирование токов на общем коллекторе, находящемся в вакууме. Каждый вакуумный ввод энергии начинается от водо-вакуумного интерфейса-изолятора, отделяющего коаксиальную передающую линию (ПЛ) с водяной изоляцией соответствующего модульного генератора от вакуумного участка транспортировки, и соединяется со своей МИВТЛ. Каждая МИВТЛ имеет вид длинного коаксиального кабеля с вакуумным зазором (1–3 см), малым по сравнению с радиусом (15 см). Оси всех восьми коаксиальных МИВТЛ горизонтальны и ориентированы на общую вертикальную ось симметрии концентратора мощности (КМ). По этой причине в каждой МИВТЛ необходима топологическая конволюция — переход с коаксиальной геометрии на плоскую, ориентированную так, чтобы стало возможным подсоединение МИВТЛ к электродам коллектора, имеющего вертикальную ось симметрии.

Во всяком случае реальные концентраторы сверхтераваттной мощности на МИВТЛ представляют собой сложные материалоемкие и, следовательно, весьма дорогие конструкции. Это делает невозможным их работу в частотном режиме, поскольку значительная часть концентратора разрушается при взрыве. Мы говорили об этом в предыдущих разделах.

А.3. Плазменная транспортирующая линия (ПТЛ) с магнитной самоизоляцией

Предложение плазменной транспортирующей линии с магнитной самоизоляцией для дистанционного безэлектродного питания Z-пинча сверхтераваттной мощности основывается на следующих положениях.

1. Плазменные токонесущие слои реализованы в эксперименте. Более того, при погонных плотностях тока, превышающих ~ 1 МА/см, и при темпе нарастания тока, соответствующем параметрам Z-пинча сверхтераваттной мощности, поверхностный токонесущий слой металлического электрода взрывается, образуя плазму, куда и переходит ток.

2. Хорошо известны крупномасштабные эксперименты с плазменными фокусами микросекундной длительности, в которых формируются осесимметричные плазменные токонесущие оболочки большой длины, и по которым многомегаамперный ток может быть доставлен на нагрузку, расположенную в приосевой зоне [1]. Эксперименты на установке ПФ-3 в РНЦ Курчатовский институт показывают, что создание сильноточных плазменных оболочек метрового размера, способных доставить собственный ток $\sim 2,5$ МА на лайнер сантиметрового радиуса, — техническая реальность.

3. Средства современной электрофизики позволяют создать профилированный по времени импульс питания, обеспечивающий сначала создание ПТЛ (микросекундный диапазон длительности), а затем включение основного (субмикросекундного) импульса.

4. Экспериментально показано, что собственно Z-пинч может быть заключен внутрь мишенного узла с магнитно самоизолированным кольцевым вводом мультимегаамперного тока. Тем самым внешние элементы мишенного узла одновременно могут быть и электродами пинча, и защитным бланкетом — поглотителем части энергии термоядерного микровзрыва. Учитывая, что длина релаксации энергии быстрого нейтрона составляет несколько сантиметров, а длина ПТЛ — метр или более, можно считать мишенный узел сравнительно малым элементом системы транспортировки и концентрации энергии инициирования.

5. Плазменные электроды, конечно, не будут иметь столь резко очерченную границу токонесущего слоя, которая характерна для металлических электродов МИВТЛ. Поэтому весьма вероятно, что в межэлектродном пространстве ПТЛ также будет находиться некоторое количество плазмы, которая может шунтировать ток, передаваемый от генератора к нагрузке. Эту шунтирующую плазму нужно будет разорвать, чтобы ток пошел в нагрузку. На принципе разрыва плазменного тока работают плазменные размыкатели, хорошо известные в электрофизике сверхвысоких мощностей. На установке «Ангара-5-1» экспериментально показано, что в плазменном прерывателе тока (ППТ) плазма с электронной плотностью $10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$ может быть в течение 100 нс разорвана током 4 МА с плотностью тока $\sim 1 - 2$ кА·см $^{-2}$.

При этом на нагрузке — многопроволочном лайнере получен фронт нарастания тока 30 нс.

Оценка ионных утечек в диоде с плазменными электродами.

Вакуумный диод с двумя плоскими плазменными электродами с резкой границей, отстоящими друг от друга на расстоянии d , может служить простейшей моделью ПТЛ с магнитной самоизоляции хорошего качества, потому что в таком диоде нет внутренней остаточной плазмы. Оценим ионные токи утечки в ПТЛ, пользуясь представлениями об электронных и ионных диодах.

Плотность электронного тока по Чайлду–Ленгмюру (нерелятивистский случай) имеет вид

$$J_{eChL} = 2^{1/2} I_0 U_a^{3/2} / (9\pi d^2),$$

где $I_0 = mc^3/e = 17$ кА, $U_a = e V_a/mc^2$, $mc^2 = 0,5$ МэВ.

Плотность электронного тока по Чайлду–Ленгмюру (ультрарелятивистский случай) имеет вид

$$J_{eChL} = I_0 U_a / 2\pi d^2.$$

Учет влияния объемного заряда ионов на плотность тока электронов дает $J_e = 1,86 J_{eChL}$. Для биполярного зарядоограниченного режима и в пренебрежении влиянием магнитного поля имеем выражение для плотности ионного тока:

$$J_{iChL} = J_e (Z/1836A)^{1/2} \cdot (1 + U_a/2)^{1/2} \text{ кА} \cdot \text{см}^{-2},$$

где A — атомный вес иона. Скорость ионов $v_i = 1,4 \times 10^9 (ZV_a/A)^{1/2} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Пусть имеем диод из двух плоско-конических электродов с внешним радиусом r_{\max} и с аксиальным электронным током I_e внутри радиуса r_0 . Межэлектродный зазор $d(r) = d_0 + qr$ возрастает к периферии диода. Электронный ток в таком диоде замагничен, и электроны движутся по эквипотенциалам. По парapotенциальной модели электронный ток будет равен

$$I_e(r) = I_0 r (g_a^2 - 1)^{1/2} / (2d(r)), \quad g_a = 1 + U_a.$$

Ток ионов не подвержен действию магнитного поля из-за их большой массы и может быть оценен по Чайлду–Ленгмюру:

$$J_{iChL}(r) = I_0 U_a (1 + U_a)^{1/2} (Z/1836A)^{1/2} / (2\pi d^2(r));$$

$$I_{iChL}(r) = \int_{r_0}^r J_{iChL}(r) 2\pi r dr.$$

По другой модели (модель «горячего» потока электронов с током ионов Гольдштейна и Ли) ионный ток оценивается по формулам:

$$J_i(r) = I_e(r) v_i / (2\pi r d(r) c),$$

$$I_i(r) = \int_{r_0}^r J_i(r) \cdot 2\pi r \, dr.$$

Результаты расчета показывают, что при парапотенциальном токе электронов 1,8 МА, ток двузарядных ионов ксенона достигает 0,4 МА, а ток ионов дейтерия — 2,4 МА. Отсюда следует вывод: при выборе тяжелого плазмообразующего газа ионные утечки пренебрежимо малы. В случае легкого газа ионный ток близок к парапотенциальному электронному току. Казалось бы, это не позволяет использовать плазму легких ионов для плазменных электродов ПТЛ. Но в схеме реактора в качестве нагрузки ПТЛ мы используем Z-пинч, а не электронный пучок. Ток Z-пинча при 5 МВ на входе в ПТЛ по крайней мере на порядок превышает ток электронного пучка. Напомним, что в опытах на установке «Z» он достигает 20 МА при ~ 2 МВ. Так что даже для легкоионной плазмы, образующей плазменные электроды ПТЛ, ионные утечки, рассчитанные по моделям вакуумных диодов, не существенны. И тем не менее, влияние плазмы может оказаться не столь уж малым, если проанализировать (хотя бы качественно) другие физические модели ПТЛ.

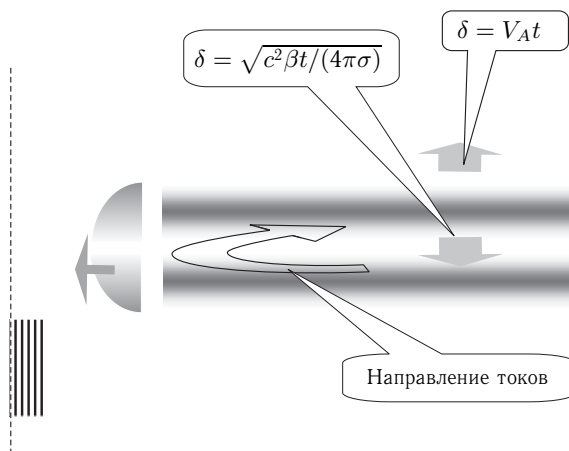


Рис. А.1. Физическая схема ПТЛ

Качественная физическая модель ПТЛ. Физическая схема ПТЛ показана на рис. А.1. Медленно (за десяток микросекунд) нарастающий ток, направление которого показано на рисунке стрелкой, формирует и перемещает плазменную токонесущую оболочку как в плазменном фокусе, скажем, «филипповской» модели. По мере радиального продвижения плазменной оболочки к нагрузке, расположенной на оси симметрии, плазменная оболочка также раздвигается в аксиальном

направлении. Скорость такого аксиального расширения токового контура в первом приближении может быть оценена как альфвеновская. С другой стороны, плазма диффундирует в зазор. Диффузионное расширение может быть оценено по формуле $\delta = \sqrt{c^2 \beta t / (4\pi\sigma)}$, где β — отношение газокINETического давления плазмы к магнитному давлению, а σ — электропроводность плазмы. Эти конкурирующие процессы приведут к некоторому распределению плотности плазмы в зазоре. Плазма в зазоре препятствует прохождению основного, быстрого, импульса. Возможно, что разрыв плазмы при включении будет происходить по модели плазменного размыкателя тока. В результате на пинчевой нагрузке произойдет сложение медленного и быстрого токов.

В заключение повторим, что физика этих процессов, более или менее разработанная в некоторых частных случаях, в комплексе для ПТЛ никак не разработана и не обсуждалась. Тем не менее, считаем необходимым отметить, что развитие расчетно-теоретических и экспериментальных модельных исследований может оказаться весьма полезным не только для проблем ИТР с драйвером на Z-пинче.

Вообще говоря, совместное действие микросекундного плазменного фокуса и быстрого сверхтераваттного генератора — это новый подход в электрофизике сверхвысоких электрических мощностей. Он позволяет, в принципе, сложить на Z-пинчевой нагрузке два тока. Один из них нарастает медленно, за микросекунды, пока токовая оболочка продвигается к приосевой зоне. Другой, длительностью в сотню наносекунд, включается, когда токовая оболочка пришла в соприкосновение с внешней поверхностью Z-пинчевой нагрузки, расположенной на оси. Пинч будет формироваться и сжиматься под действием суммарного тока.

Воздействие быстрого импульса на плазму, предварительно созданную в результате прохождения токовой оболочки плазменного фокуса, может дать новые возможности для плазменных размыкателей тока, на которых строится принципиальная схема установки «Байкал».

А.4. Схемы реактора с драйвером на Z-пинче с ПТЛ

С учетом сказанного может быть представлена схема реактора с драйвером на Z-пинче с ПТЛ. Основные элементы схемы показаны на рис. А.2. Масштабы в схеме не соблюдены. Размеры мишенного узла и реакторной камеры, конкретная геометрия ПТЛ, плотность и другие термодинамические параметры плазмы ПТЛ будут предметом последующих проработок. Здесь же укажем на основные принципы схемы: габариты мишенного узла с взрывающимся бланкетом определяются длиной релаксации энергии ДТ-нейтронов; в бланкете должен быть кольцевой зазор, на который приходит токовый слой ПТЛ; масштаб величины зазора — сантиметры; основной материал мишенного узла совместим с жидкометаллическим слоем на дне реакторной камеры.

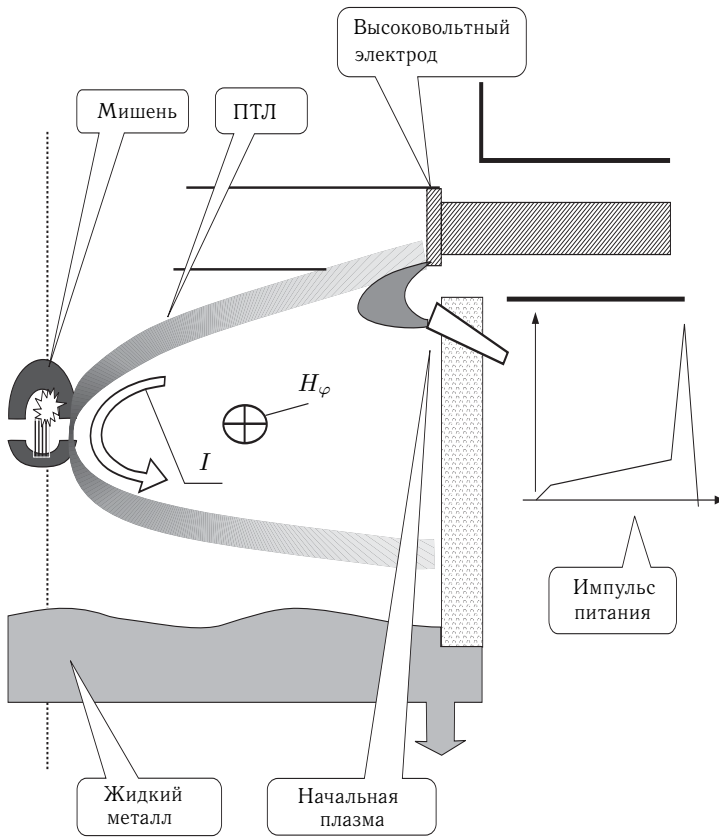


Рис. А.2. Принципиальная схема реактора с драйвером на Z-пинче с ПТЛ

Литература

1. Scholz M., Karpinski L., Stepnevski W. et al. Foam liner driven by a plasma focus current sheath // Phys.Lett. A. 1999. V. 262. P. 453.
2. Батюнин А.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д. Исследование сверхбыстрого дейтериевого Z-пинча на установке «Ангара-5-1» // Физика плазмы. 1990. Т.16, Вып. 9. С. 1027.

Приложение Б

АНАЛИЗ СХЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННО-ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА (ИПЯР) С НЕЙТРОННЫМ ИСТОЧНИКОМ НА ОСНОВЕ Z-ПИНЧА

Недосеев С.Л.

Б.1. Введение

Основные проблемы ИТР, как уже ясно из предыдущего анализа, заключаются в том, что импульсному характеру энерговыделения в термоядерной мишени противопоставляется стационарная система энергопотребления. Тем самым создается набор трудноустраняемых противоречий.

1. Исключительно высокие параметры вещества в термоядерном микровзрыве не используются для преобразования термоядерной энергии в электрическую или в какую-нибудь другую форму потребляемой энергии (о специальных приложениях здесь мы говорить не будем).

2. Современные представления о минимальной энергии инициирования микровзрыва с достаточным энергоусилением в термоядерной реакции (порядка сотни и более) дают следующую оценку: $E_i \sim \sim 5\text{--}10$ МДж для инициирующего импульса и $E_f \sim 500\text{--}1000$ МДж для энергии взрыва в реакторных системах с использованием термоядерных микровзрывов, повторяющихся с частотой ~ 1 Гц. Около 80 % энергии ДТ-микровзрыва уносится в коротком, наносекундном, нейтронном импульсе, который может быть удержан только в бланкете с достаточно толстым слоем конденсированного вещества ($\sim 10 \text{ г} \times \text{см}^{-2}$).

При малых размерах такого бланкета (удаление от микровзрыва $\sim 0,1\text{--}1,0$ м) он взрывается, производя мощный фугасный эффект, который сопоставим со взрывом химической взрывчатки (1 ГДж выделяется при взрыве примерно 250 кг ТНТ). Такой взрыв чреват разрушением внутрикамерных конструктивных элементов и систем транспортировки и концентрации на мишень энергии от драйвера. В реакторной камере образуется большое количество дисперсной конденсированной фазы, которая мешает прохождению следующего инициирующего импульса и которую трудно удалить за доли секунды, необходимые для подготовки к следующему микровзрыву.

При больших размерах защитного бланкета (удаление от микро-взрыва $\sim 5\text{--}10$ м) он не взрывается, но импульсные термоудары в объеме конденсированного вещества, из которого он состоит, разрушают конструкции, порождают отколы и также могут привести к выбросу дисперсной конденсированной фазы в объем реакторной камеры.

Дальнейшее удаление первой конденсированной стенки существенно затрудняет возможность транспортировки энергии инициирования. Для драйвера на быстром Z-пинче, использующего транспортировку и концентрацию энергии по электродам с магнитной самоизоляции, транспортировка становится невозможной в принципе.

Схемы с многотонными динамическими бланкетами из расплавов металлов или солей, которые восстанавливаются за доли секунды к следующему микровзрыву, выглядят с инженерной точки зрения весьма надуманно и непривлекательно. То же самое можно сказать и о восстанавливаемых транспортирующих линиях с магнитной самоизоляцией.

С учетом всего вышесказанного попытаемся проанализировать в этом разделе схему импульсной энергетической установки гигаваттного масштаба с предельно уменьшенной термоядерной составляющей. Рассмотрим схему импульсного реактора на Z-пинчевом драйвере с композитным бланкетом, содержащим уран и обладающим большим (порядка тысяч) коэффициентом энергетического усиления за счет деления урана, что обеспечило бы существенно меньшие требования к Z-пинчу как к источнику термоядерной энергии и сняло бы некоторые из упомянутых проблем. Понимая, что при этом энергетическая часть термоядерного энергоусиления становится малой, будем называть эту схему Импульсным плазменно-ядерным реактором (ИПЯР). Идеология подкритической сборки, обладающей большим коэффициентом размножения нейтронов, предложена в работе [1]. Наше рассмотрение мы проведем в полном соответствии с основными принципами этой работы.

Б.2. Схема импульсного плазменно-ядерного реактора (ИПЯР)

Суть схемы состоит в том, что Z-пинчевый драйвер помещается внутри подкритической сборки, выделяющей энергию за счёт реакции деления с большим коэффициентом умножения. Принципиальная схема ИПЯР показана на рис. Б.1.

В предлагаемой схеме реактор состоит из трех основных частей, вложенных одна в другую:

- 1) импульсный источник ДТ-нейтронов (ИН) на основе Z-пинча;
- 2) бланкет — размножитель быстрых нейтронов (БРБН);
- 3) бланкет энергетический на медленных нейтронах (БЭМН).

При этом естественно, что, как оба бланкета (БРБН и БЭМН), так и композитная система, состоящая из этих бланкетов, должны быть подкритичными.

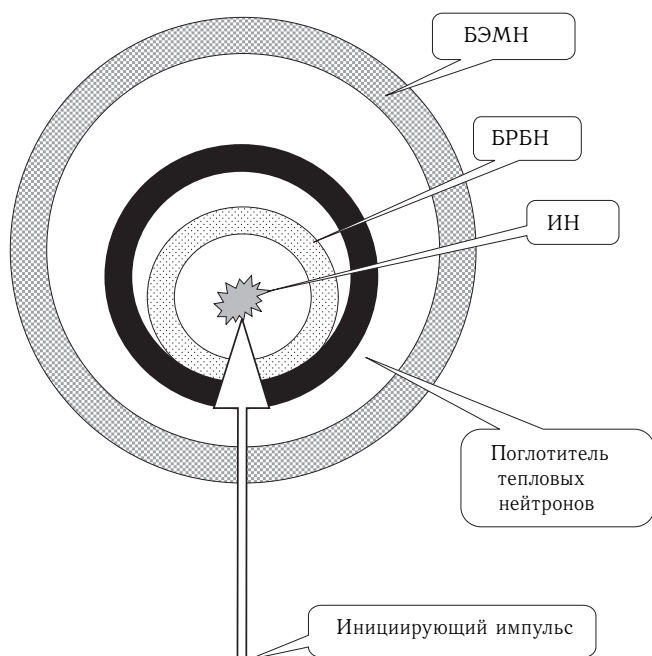


Рис. Б.1. Схема импульсного плазменно-ядерного реактора (ИПЯР) с нейтронным источником на основе Z-пинча. ИН — импульсный источник DT-нейтронов на основе Z-пинча; БРБН — бланкет-размножитель быстрых нейтронов; БЭМН — бланкет энергетический на медленных нейтронах

Коэффициент критичности реактора в целом. Композитная система, содержащая две подкритических сборки БРБН и БЭМН, сама должна быть подкритичной. Решение этой проблемы не тривиально, так как обратный нейтронный поток БРБМ \leftarrow БЭМН создает опасность перехода в сверхкритическое состояние. Обратимся поэтому к оценке коэффициента критичности всей системы, используя простейшие предположения о каждом из блоков и об их взаимном расположении. Блоки будем считать концентрическими сферическими слоями. Величины радиусов обозначим, соответственно, через r_{1m} и r_{2m} для БРБН и r_{1e} , r_{2e} для БЭМН.

Для БРБН пренебрежём замедлением и будем считать, что деление ядер осуществляется только быстрыми, надрезонансными, нейтронами. Относительно БЭМН будем, наоборот, предполагать, что деление происходит только за счёт тепловых нейтронов. Очень существенно, что попадание тепловых нейтронов, вылетающих с внутренней поверхности БЭМН во внутренний блок, содержащий сильно обогащённый уран, совершенно недопустимо ввиду сильного возрастания обратной связи.

В связи с этим возникает необходимость поместить в пространство между блоками поглотитель тепловых нейтронов. В дальнейшем мы будем считать, что в БРБН попадают только либо быстрые нейтроны (нейтроны деления), либо ДТ-нейтроны. При этом для обоих блоков будем предполагать, что судьба влетающих нейтронов полностью совпадает с судьбой нейтронов, возникающих внутри блоков вследствие деления ядер. Обозначим через p_m^f вероятность того, что влетевший в БРБН нейтрон или возникший в нём вследствие деления ядра, вызовет деление, а через p_m^o — вероятность покинуть блок через его внешнюю поверхность. Будем считать, что размер ИН мал, так что нейтроны, покидающие БРБН через его внутреннюю поверхность, возвращаются обратно.

Для БЭМН необходимо раздельно рассматривать быстрые и тепловые нейтроны. Мы будем предполагать, что поглотитель тепловых нейтронов нанесён тонким слоем на внешнюю поверхность БРБН, так что при расчёте коэффициента критичности изолированного внешнего блока БЭМН можно считать, что все летящие снаружи нейтроны при пересечении поверхности с радиусом $r = r_{2m}$ исчезают. Обозначим через p_e^i и p_e^o вероятность для быстрого нейтрона покинуть БЭМН, соответственно, через его внутреннюю и внешнюю поверхность, а через p_e^f — вероятность произвести деление (после замедления до тепловой энергии). Обозначим через $C_m = \nu_f p_m^f$ и $C_e = \nu_t p_e^f$ коэффициенты критичности для каждого из блоков ($\nu_f = 2,6$ и $\nu_t = 2,44$ — числа вторичных нейтронов, появляющихся, соответственно, при делении быстрым и тепловым нейтроном).

Введём обозначения: q_t — для числа ДТ-нейтронов в импульсе, q_m — для быстрых нейтронов, покидающих БРБН, и q_e^i — для нейтронов, покидающих БЭМН через его внутреннюю поверхность. Таким образом, число нейтронов, влетающих за импульс в БЭМН, равно q_m . Если, далее, обозначить через w_{em} вероятность для нейтрона, вылетевшего через внутреннюю поверхность БЭМН, попасть в БРБН, то число быстрых нейтронов, вылетающих за импульс из БЭМН и попадающих в БРБН, равно $q_e^m = w_{em} q_e^i$.

Просуммировав по всем поколениям нейтронов, получим для числа актов деления за импульс, соответственно, в БРБН и БЭМН, выражения:

$$n_m = [p_m^f / (1 - C_m)] (q_t + q_e^m), \quad (\text{Б.1})$$

$$n_e = [p_e^f / (1 - C_e)] q_m. \quad (\text{Б.2})$$

Аналогичные уравнения получим для q_m и q_e^i :

$$q_m = [p_m^o / (1 - C_m)] (q_t + q_e^m), \quad (\text{Б.3})$$

$$q_e^i = [p_e^o / (1 - C_e)] q_m. \quad (\text{Б.4})$$

Совместное решение уравнений (Б.3) и (Б.4) позволяет выразить q_m и q_e^i через интенсивность источника ДТ-нейтронов:

$$q_m = \{p_m^o / [(1 - C_m)(1 - C_e)]\} q_t, \quad (\text{Б.5})$$

$$q_e^i = \{p_m^o p_e^i / [(1 - C_m)(1 - C_e)(1 - C_{int})]\} q_t, \quad (\text{Б.6})$$

где через

$$C_{int} = p_m^o p_e^m / [(1 - C_m)(1 - C_e)] \quad (\text{Б.7})$$

обозначен коэффициент взаимодействия блоков, существенно зависящий от их взаимного расположения; $p_e^m = p_e^i w_{em}$ — вероятность того, что нейтрон, влетевший в БЭМН или родившийся в нём, попадёт в БРБН. Величину

$$K_m = p_m^o / (1 - C_m) \quad (\text{Б.8})$$

назовём коэффициентом размножения БРБН. Она определяет отношение числа нейтронов, вылетающих через внешнюю поверхность БРБН, к числу ДТ-нейтронов в отсутствие внешнего блока. Если пренебречь сечением захвата быстрого нейтрона в БРБН, то

$$p_m^o \cong 1 - p_m^f = 1 - C_m / \nu_f. \quad (\text{Б.9})$$

Таким образом, коэффициент размножения зависит в основном от того, насколько сильно коэффициент критичности БРБН отличается от единицы. При C_m , выбранном (из соображений безопасности) равным, например, 0,95 или 0,97, величина K_m равна, соответственно, 13 или 21. Заметим также, что

$$p_e^m = C_{int}(1 - C_e) / K_m. \quad (\text{Б.10})$$

Подставив q_m и q_e в (Б.1) и (Б.2), получим выражения для интенсивности столкновений, приводящих к делению:

$$n_m = \{p_m^f / [(1 - C_m)(1 - C_{int})]\} q_t, \quad (\text{Б.11})$$

$$n_e = \{p_m^o p_e^f / [(1 - C_m)(1 - C_e)((1 - C_{int}))]\} q_t. \quad (\text{Б.12})$$

Величина энерговыделения на импульс в каждом из блоков формально зависит только от C_m , C_e и C_{int} , выбираемых из соображений безопасности. Если коэффициенты критичности для блоков выбрать равными 0,95 и расположить блоки так, чтобы величина C_{int} также была равна 0,95 (при этом $p_e^m \cong 0,0037$), то, считая энергию, выделяемую при каждом делении, равной $\varepsilon = 200$ МэВ, получим для энерговыделения в блоках, рассчитанного на каждые 10^{17} ДТ-нейтронов $E_m = 0,146$ ГДж — для БРБН и $E_e = 6,33$ ГДж — для БЭМН. Если же блоки настолько разделены, что w_{em} и C_{int} малы, то увеличение C_m и C_e даже до 0,97 позволяет получить только $E_m = 0,0124$ ГДж и $E_e = 0,887$ ГДж. Таким образом, при величине C_{int} , сравнимой с коэффициентами критичности блоков, появляется возможность снизить частоту импульсов почти на порядок, либо сократить число нейтронов в импульсе и, следовательно, уменьшить тепловую нагрузку. В следующем разделе будет предпринята попытка получить некоторое представление о размерах блоков и оценить влияние БЭМН на БРБН, а также термонагрузку на материал блоков.

Оценка размеров блоков. Начнём с оценки параметров внешнего блока (БЭМН), вносящего основной вклад в энерговыделение. Прикидочные расчёты будем проводить в предположении о гомогенности блока и отсутствии отражателя. Как уже отмечалось, будем считать, что энерговыделение в блоке происходит за счёт тепловых нейтронов. Для нахождения связи между коэффициентом критичности C_e и геометрическим параметром B используем соотношение Ферми [2]

$$C_e = \eta f p \cdot \exp(-B^2 \tau) / (1 + B^2 L_t^2). \quad (\text{Б.13})$$

В выражении (Б.13) имеют место общепринятые обозначения :

$$\eta = \nu_t \Sigma_{ft} / \Sigma_{at}(U), \quad (\text{Б.14})$$

где Σ_{ft} и $\Sigma_{at}(U)$ — макроскопические сечения деления и поглощения теплового нейтрона ураном в веществе бланкета, содержащем замедлитель;

$$f = \Sigma_{at}(U) / \Sigma_{at}, \quad (\text{Б.15})$$

f — коэффициент использования тепловых нейтронов; τ — возраст нейтронов при замедлении до тепловой области; $L_t^2 = D_t / \Sigma_{at}$ — квадрат длины диффузии (D_t — коэффициент диффузии, Σ_{at} — суммарное сечение поглощения). При вычислении p (вероятности избежать резонансного поглощения) использовалась известная [2], экспериментально полученная зависимость эффективного резонансного интеграла $I_{\text{эф}}$ от σ_s (сечения рассеяния в замедляющей смеси, приходящегося на ядро урана):

$$I_{\text{эф}} = 3,8 \sigma_s^{0,42} \quad (\text{Б.16})$$

($I_{\text{эф}}$ и σ_s измеряются в барнах).

С целью получить ориентировочные представления о параметрах БЭМН были выполнены расчёты для графитовой сборки, содержащей слабообогатенный уран. Расчёты проводились для обогащения урана c_5 в интервале 1–3 %. При этом для каждого значения c_5 отношение объема, занимаемого графитом, к объему, занимаемому ураном (обозначаемое как k_{CU}^V), выбиралось так, чтобы значение геометрического параметра B было максимальным. Расчёты проводились в предположении, что $C_e = 0,95$.

При известном значении геометрического параметра можно вычислить утечку быстрых нейтронов из блока,

$$p_e = 1 - \exp(-B^2 \tau), \quad (\text{Б.17})$$

а также, выбрав величины C_m и C_{int} , оценить параметры относительного расположения блоков. Будем приближённо считать, что вероятность вылета быстрого нейтрона через его внешнюю или внутреннюю поверхность пропорциональна площади поверхности, то есть

$p_e^o/p_e^i \cong r_{2e}^2/r_{1e}^2$. Кроме того будем считать, что величина w_{em} приближённо равна r_{2m}^2/r_{1e}^2 . Тогда, принимая во внимание, что

$$p_e = p_e^o + p_e^m, \quad (\text{Б.18})$$

получим приближённое выражение для отношения внешних поверхностей блоков (соответствующего выбранному значению коэффициента взаимодействия C_{int}):

$$r_{2e}^2/r_{2m}^2 \cong p_e^o/p_e^m = (p_e - p_e^m)/p_e^m. \quad (\text{Б.19})$$

В рамках принятого упрощенного способа расчёта, при $c_5 = 0,011$, имеем: $1/B = 0,9$ м, $p_e = 0,017$ и $\eta_{em} = 1,9$. При обогащении до 3 % получим: $1/B = 0,27$ м, $p_e = 0,17$ и $\eta_{em} = 6,7$.

При оценке толщины блока возникают существенные трудности в постановке граничного условия на внутренней поверхности. В пределе малых размеров БРБН по сравнению с БЭМН практически все нейтроны, покидающие БЭМН через его внутреннюю поверхность, возвращаются обратно, так что полный ток через поверхность, $r = r_{1e}$, равен нулю, и при решении уравнения

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0, \quad (\text{Б.20})$$

для скалярного потока Φ граничное условие имеет вид

$$\Phi(r_{1e})' = 0. \quad (\text{Б.21})$$

В противоположном пределе, когда

$$r_{1e} - r_{2m} \ll r_{1e}, \quad (\text{Б.22})$$

то есть всё пространство внутри БЭМН заполнено поглотителем, на внутренней поверхности выполняется условие, обычно используемое на границе реактора с вакуумом,

$$\Phi(r_{1e} - 2\lambda/3) = 0, \quad (\text{Б.23})$$

где λ — длина пробега. Максимальное значение λ (около двух сантиметров) достигается вне тепловой области энергии и области резонансов урана и определяется столкновениями нейтронов с ядрами углерода. Поскольку на внешней поверхности блока выполняется условие, аналогичное (Б.23), для толщины блока $\Delta_e = r_{2e} - r_{1e}$ можно получить максимальную оценку:

$$\Delta_e^{\max} = \pi/B - 4\lambda/3. \quad (\text{Б.24})$$

Использование такой оценки пригодно только вблизи порога величины обогащения в предположении очень малого зазора между блоками. При $c_5 = 0,011$ получим $\Delta_e = 2,8$ м и $r_{2e} = \Delta_e/(1 - \eta_{em}^{-1}) = 5,9$ м, то есть $r_{2m} \cong r_{2e} = 3,1$ м.

Отметим, что полученное значение r_{2e} является наименьшим из допустимых (при данной величине обогащения вблизи порога), при

увеличении зазора (точнее, при уменьшении w_{em}) величина r_{2e} возрастает.

При относительно большом обогащении величина w_{em} и поток через внутреннюю поверхность блока малы. При этом толщина блока уменьшается примерно вдвое по сравнению с выражением (Б.24). Для $c_5 = 0,03$ положим $\Delta_e = 0,4$ м. В то же время выбор размера блока — r_{2e} (в сторону его увеличения) при достаточно высоком обогащении неограничен. Для блока с $r_{2e} = 5$ м имеем $r_{1e} = 4,6$ м и, поскольку $\eta_{em} = 0,15$, получим $r_{2m} = 0,75$ м, и $w_{em} = 0,027$.

Поскольку в приведенных результатах не учтено наличие конструкционных материалов и теплоносителя, их ценность весьма ограничена. Тем не менее, они могут дать некоторое общее представление о параметрах реактора. Ниже, в табл. Б.2, представлены результаты оценки геометрических параметров БРБН, точнее его толщины, поскольку величина r_{2m} определена выбором коэффициента взаимодействия блоков C_{int} и параметров БЭМН. Расчёты выполнены для металлического урана при двух значениях обогащения c_5 , равных 10 и 20%. Заметим, что вследствие оценочного подхода к материальным свойствам блока, расчётная толщина подкритической сборки очень близка к критической.

Таблица Б.2. Зависимость толщины БРБН и его массы от величины обогащения урана при $C_m = C_e = C_{int} = 0,95$ и соответствующих значениях внешнего радиуса

c_5 , БРБН	c_5 , БЭМН	Внешний радиус r_{2m} , см	Толщина критической сборки Δ_c , см	Толщина БРБН Δ_e , см	Масса БРБН, т
0,10	0,011	310	13,6	13,0	281
0,10	0,03	75	14,8	14,1	15,4
0,20	0,011	310	9,0	8,5	186
0,20	0,03	75	9,6	9,0	10,5

Б.3. Плазменный источник нейтронов на основе быстрого Z-пинча

Б.3.1. Введение. Прежде всего заявим, что Z-пинч в ДТ-смеси представляет собой наилучший драйвер для ИПЯР, так как при потребном нейтронном выходе $10^{16} - 10^{17}$ ДТ-нейтронов/имп. он не нуждается в сложной оболочечной мишени, без которой нельзя обойтись, используя для ИПЯР лазерный, легко- или тяжелоионный, драйвер. Нынешние электрофизические параметры установки «Z», обеспечива-

ющей разрядный ток в 20 МА, делают реальным достижение на ней критерия Лоусона по прямой схеме Z-пинча в DT-смеси и без использования хольраумных мишеней. Действительно, в соответствии с критерием Лоусона, энергия, произведенная в пинче за счет термоядерных реакций, должна быть равной энергии, вложенной в плазму пинча. Энергосодержание плазмы пинча E при разрядном токе в 20 МА равно $E = 750 I_{[MA]}^2 = 3 \cdot 10^5$ Дж·см⁻¹. Это значение соответствует 10^{17} реакций DT-синтеза за импульс с одного сантиметра длины пинча, которые мы посчитали значением, представляющим интерес для плазменно-ядерного реактора с нейтронным источником.

В качестве источника нейтронов в нашей схеме рассмотрим быстрый аксиально неоднородный Z-пинч. Мы проанализируем свойства такого пинча, опираясь на результаты модельного эксперимента, проведенного на установке «Ангара-5-1» [3], а затем экстраполируем эти результаты на полномасштабный источник нейтронов для ИПЯР.

Возможности быстрых (субмикросекундных) Z-пинчей позволили реализовать новый подход к классической проблеме генерации нейтронов в Z-пинчах. Высокая скорость нарастания тока в таких пинчах позволяет уменьшить начальные размеры сжимаемой плазмы и создавать сложные, пространственно неоднородные конфигурации пинчей, оптимизированные по различным целевым параметрам. Примером такой оптимизации служит аксиально неоднородный дейтериевый Z-пинч — источник нейтронов. В экспериментах с таким пинчем на установке «Ангара-5-1» удалось получить нейтронный выход $3 \cdot 10^{12}$ DD-нейтронов за импульс при разрядном токе ~ 2 МА [3].

Б.3.2. Принципиальная схема источника нейтронов на основе аксиально неоднородного дейтериевого Z-пинча. В основе рассматриваемой физической схемы источника нейтронов лежит плазменная композиция, состоящая из виртуального ионного диода, создающего поток ускоренных ионов, и Z-пинча — мишени, на которую этот ионный поток самосфокусируется. Диод и мишень возникают при разряде в одном и том же разрядном промежутке, диод — у анода, пинч — у катода. Через них последовательно протекает один и тот же продольный ток, так что и в диоде и в пинче есть единая ось, на которой азимутальное поле тока обращается в нуль. Виртуальный ионный диод и пинч-мишень возникают в совпадающие моменты времени в результате пропускания импульса тока через дейтерий-третиевое газовое облако, создаваемое на катоде и имеющее значительный аксиальный градиент плотности. Для создания дейтериевого облака в модельных исследованиях по производству нейтронов из Z-пинча высокой плотности на установке «Ангара-5-1» был разработан и использовался действующий газовый клапан со сверхзвуковым соплом, обеспечивающий аксиально неоднородное заполнение межэлектродного зазора дейтерием.

Б.3.3. Экспериментальные результаты. Энергетический спектр нейтронов, полученных в модельных опытах [3], анизотропен. Спектр нейтронов, выходящих в радиальном направлении, имеет максимум $\sim 2,45$ МэВ, что соответствует энергии нейтронов реакции $d(d, n)^3\text{He}$. Полуширина этого распределения составляет 250–300 кэВ. Энергетический спектр нейтронов, выходящих вдоль оси от катода к аноду, смещен в сторону меньших энергий и его максимум от опыта к опыту оказывается в диапазоне от 1,8 до 2,0 МэВ. Полуширина этого распределения ~ 600 кэВ.

Как и энергетический спектр, полный выход нейтронов Y_t также различен вдоль двух направлений наблюдения.

Пространственная анизотропия нейтронного выхода и анизотропия энергетического спектра нейтронов фактически определяют их ускорительное происхождение. Расчеты показывают, что полученные нейтронные спектры могут быть обусловлены взаимодействием потока дейтонов, ускоренных до энергии 200–500 кэВ, имеющего «продольную температуру» ~ 200 кэВ и «поперечную» ~ 20 –50 кэВ, с плотной дейтонной мишенью, ионная температура которой $T_i \leq 1$ кэВ. Анализ анизотропии выхода Y_t , выполненный с учетом энергетических и угловых зависимостей сечения DD-реакции, показал, что росту полного нейтронного выхода соответствует увеличение энергии ускоренных дейтонов, которая достигает $\sim 0,3$ МэВ при максимальных Y_t . Зона ускорения дейтонов — виртуальный ионный диод в прианодной области.

Анализируя условия возникновения такого потока, отметим прежде всего, что низкая «поперечная» эффективная температура потока быстрых дейтонов означает, что они ускорены и движутся в зоне, где магнитное поле пинча сравнительно мало, то есть вблизи оси симметрии пинча. По самому построению аксиально неоднородного пинча естественно допустить, что зона ускорения дейтонов находится над плотной частью пинча в прианодной зоне, где по условиям неоднородного заполнения зазора газом погонное число частиц и начальная плотность малы.

Результаты расчетов тока дейтонного пучка, необходимого для производства 10^{12} нейтронов за импульс, показывают, что экспериментальным значениям параметров [3] соответствует ионный ток 0,2–0,3 МА, то есть при длительности нейтронного импульса 50 нс полное число быстрых ионов, вошедших в пинч-мишень, должно достигать $\sim 5 \cdot 10^{16}$.

Численный анализ траекторий проведен для дейтонов, эмитированных с анода на различных расстояниях от оси пинча с нулевой начальной энергией. Плотность тока считалась не зависящей от радиуса в каждом аксиальном сечении пинча. Считалось также, что напряжение $V(t)$ приложено главным образом к ускоряющему промежутку размера d вблизи анода, а напряженность электрического поля E вычислялась как отношение V/d . Геометрическая форма плазменной колонны соответствовала изображению пинча в мягком рентгеновском

излучении, полученному в экспериментах с помощью камеры-обскуры. По результатам расчета ионы, покидая анод, дрейфуют в радиальном направлении в скрещенных аксиальном электрическом и азимутальном магнитном полях, пока не достигнут приосевой зоны, где магнитное поле мало, а затем ускоряются электрическим полем вдоль оси пинча. Поверхность, с которой происходит сбор ионов, может быть существенно больше поперечного сечения плотного пинча, так как редкая плазма вблизи анода не испытывает эффективного сжатия в течение всего процесса пинчевания.

Свойство неоднородного Z-пинча собирать ускоренные дейтоны на оси системы и направлять их движение главным образом от анода к катоду является причиной большого нейтронного выхода, наблюдаемого в экспериментах [3]. Оно объясняет его пространственную анизотропию, а также анизотропию энергетического спектра нейтронов. Этот эффект способствует увеличению количества быстрых дейтронов, попадающих в плотную плазму-мишень, повышая, в конечном счете, эффективность производства нейтронов в Z-пинчах.

Таким образом, в опытах на «Ангаре-5-1» в аксиально неоднородном дейтериевом Z-пинче получен нейтронный выход до $3 \cdot 10^{12}$ DD-нейтронов/имп. при полном разрядном токе 2 МА. Показано, что выход нейтронов обусловлен генерацией пучка дейтонов в прианодной зоне пинча и самофокусировкой их на пинч-мишень в прикатодной зоне. Пучок дейтонов имеет ток $\sim 0,2$ МА при плотности ионного тока ~ 10 МА·см⁻². Следует отметить, что в работах [4–6] для этого эксперимента предложены и другие интерпретации.

Б.3.4. Экстраполяция полученных результатов на параметры полномасштабного источника DT-нейтронов для ИПЯР. Прежде всего напомним, что для полномасштабного источника нейтронов в ИПЯР нужен нейтронный выход $Y = 10^{16} - 10^{17}$ DT-нейтронов/импульс. В опытах [3] получено до $3 \cdot 10^{12}$ DD-нейтронов/импульс при токе пинча 2 МА. Полагая, как это принято, отношение $Y_{DD}/Y_{DT} \sim 1/100$, будем считать, что эквивалентное значение выхода для DT-нейтронов, полученное на «Ангаре-5-1», будет $\sim 10^{14}$ DT-нейтронов/имп. Следовательно, для полномасштабного источника на основе аксиально неоднородного быстрого Z-пинча требуется увеличение нейтронного выхода в $\sim 100-1000$ раз более достигнутого. Для термоядерных нейтронов принят скейлинг, в соответствии с которым выход нейтронов пропорционален четвертой степени тока. Однако в опытах [3] нейтроны имели ускорительное происхождение, поэтому скейлинг $Y \sim I^4$ нельзя принимать без соответствующего обоснования.

Простейшую, оптимистическую, оценку скейлинга для аксиально неоднородного пинча можно получить из нижеследующих соображений.

В модели аксиально неоднородного пинча, представляющего собой суперпозицию виртуального ионного источника с пинчем-мишенью,

выход нейтронов

$$Y \propto G_i P, \quad P = t_{\text{эф}}/t_{\text{яд}},$$

где G_i — полное число ионов, попавших в пинч-мишень, $t_{\text{яд}} \propto n_i$ — время жизни быстрого дейтона, по ядерным столкновениям с дейтонами мишени с концентрацией n_i . Значение $t_{\text{эф}}$ выбирается минимальным из двух характерных времен задачи $t_{\text{эф}} = \min\{t_{\text{кул}}, t_{\text{прол}}\}$, где $t_{\text{кул}} \propto T_e^{3/2}/n_i$ — время жизни быстрого дейтона по кулоновским столкновениям, а $t_{\text{прол}} = h/V_i$ — время пролета быстрым дейтоном, движущимся со скоростью V_i пинча-мишени длиной h . Для сравнительно холодной плотной плазмы пинча-мишени определяющим будет время кулоновской релаксации энергии быстрых дейтонов. Для пинча-мишени из относительно горячей плазмы определяющим станет время пролета быстрого дейтона через пинч-мишень.

Если определяющим фактором является время кулоновской релаксации, а параметры плазмы пинча-мишени определяются условием Беннета, $NT^{3/2} \sim I^2$, где N — погонное число ионов пинча-мишени, то, полагая постоянными все коэффициенты пропорциональности, получим:

$$G_i \propto I, \quad T \propto I^2, \quad T^{3/2} \propto I^3.$$

Так что вновь получаем скейлинг $Y \propto I^4$. Таким образом, в этом случае, независимо от того, термоядерный или ускорительный механизм генерации нейтронов действовал в опытах [3], для получения требуемого выхода $Y_{\text{дт}} = 10^{17}$ ДТ-нейтронов/имп, потребовалось бы увеличить ток в $10^{3/4}$ раз, то есть поднять его до 11–12 МА. Напомним, что на установке «Z» в пинчевых опытах достигнут ток в 20 МА, следовательно, скейлинг выглядит достаточно оптимистично.

Вышеприведенный скейлинг был бы достаточно надежным, если бы не опасение, что с повышением температуры пинча-мишени длина пробега быстрого дейтона значительно превысит длину пинча-мишени. Тогда полученный оптимистический скейлинг перестает работать и на первое место выходит скейлинг, определяемый временем пролета быстрого дейтона через пинч-мишень. Проанализируем особенности этой ситуации.

Б.3.5. Оценка параметров оптимального пинча-мишени. При прочих равных условиях максимальное значение P будет у мишени, толщина которой h будет порядка длины пробега быстрого иона по кулоновским столкновениям. Будем называть такую мишень толстой мишенью. В горячей мишенной плазме дейтоны теряют свою энергию E_i (главным образом из-за кулоновских столкновений) по закону

$$dE_i/dt = -E_i/t_{\text{кул}}, \quad t_{\text{кул}[c]} = 5 \cdot 10^{12} T_e^{3/2}_{[\text{кэВ}]} / n_{e[\text{см}^{-3}]}. \quad (\text{Б.25})$$

Полный пробег дейтона при этом законе замедления составит

$$L_{[\text{см}]} = 2v_{i[\text{см/с}]} \cdot t_{\text{кул}[\text{с}]}, \quad v_{i[\text{см/с}]} = 3,1 \cdot 10^7 E_i^{1/2} [\text{кэВ}]. \quad (\text{Б.26})$$

Так как $dP = n_i \sigma(E_i) dx$, $n_i = n_e$ в дейтериевой плазме, где $\sigma(E_i)$ — зависимость сечения реакции синтеза от энергии дейтонов, а тормозящая сила $dE_i/dx \propto E_i^{1/2}/t_{\text{кул}}$, то окончательное выражение для P в случае толстой мишени не зависит от плотности и для заданных E_i и $\sigma(E_i)$ зависит только от ее температуры:

$$P \propto T_e^{3/2} \int \sigma(E_i)/E_i^{1/2} dE_i.$$

Таким образом, для достижения успеха мишень должна быть и толстой, и горячей. Например, для дейтонов с энергией 500 кэВ, падающих на толстую дейтериевую мишень, $1 \cdot 10^{-4} < P < 5 \cdot 10^{-4}$, при $1 < T_e < 3$ кэВ.

Однако в случае быстрого Z-пинча трудно удовлетворить одновременно требованию высокой температуры и достаточной толщины мишени. Действительно, из вышеприведенных соотношений можно, исключая n , получить зависимость длины кулоновского торможения дейтона от температуры и тока разряда, $L_{\text{кул}} \propto T^{5/2} r^2/I^2$, из которой следует, что при заданных значениях тока и радиуса пинча-мишени его необходимая длина (толщина мишени) резко возрастает с температурой. С другой стороны, электротехнические параметры импульсного генератора, питающего пинч, не позволяют создавать пинчи большой длины из-за ограничений на индуктивность нагрузки.

Из возможных выходов, приемлемых для реакторного приложения, обсудим один — аксиально неоднородный Z-пинч с осциллирующими ионами (ПОИ). Осциллирующие ионы проходят высокотемпературную пинч-мишень многократно, увеличивая тем самым ее эффективную толщину до размеров порядка $L_{\text{кул}}$.

Б.3.6. Принципиальная схема ПОИ. Принципиальная схема ПОИ показана на рис. Б.2. ПОИ представляет собой два аксиально неоднородных пинча, зеркально отраженных относительно плоскости катода. На оси симметрии в плоскости катода создано плазменное облако, плотность которого резко убывает к анодным областям. Ток, поступающий от генератора на катодный электрод, растекается к анодам, образуя два Z-пинча на вертикальной оси симметрии. Две прианодных зоны создают два встречных потока ускоренных ионов, которые, пройдя сквозь мишень, будут вновь отражаться на нее противоположными анодами, пока не прореагируют ядерной реакцией синтеза или не отдадут свою энергию мишени из-за кулоновских столкновений. Конечно, для этого напряжение на катоде должно существовать достаточно долго, а радиальная компонента скорости должна быть не слишком большой. Если число осцилляций s , то эффективная толщина мишени

возрастает примерно в $2s$ раз, так как за каждую осцилляцию ион проходит мишень дважды.

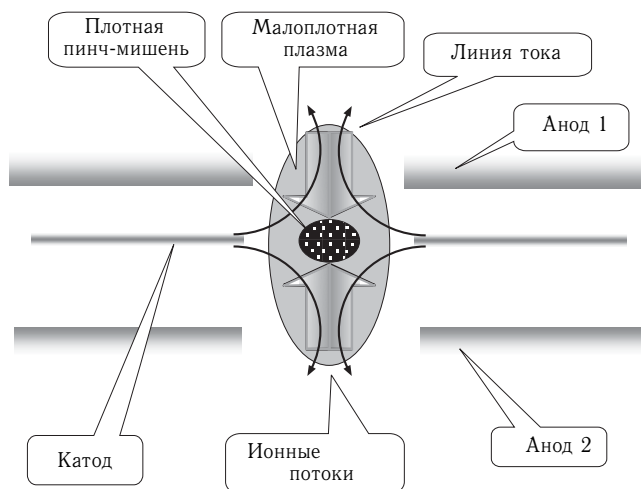


Рис. Б.2. Принципиальная схема пинча с осциллирующими ионами (ПОИ)

Б.3.7. Оценка периода осцилляции. Для грубой оценки периода осцилляции предположим, в одномерном приближении, что между двумя прианодными зонами ускорения-торможения дейтонов, имеющими толщину δ , расположена зона дрейфа, мишень толщиной Δ . В прианодных зонах дейтоны ускоряются до скорости v_i , а в мишени движутся без замедления. Тогда период осцилляции дейтона оценивается как

$$T_{\text{осц}} = 4t_a + 2t_d = (8\delta + 2\Delta)/v_i,$$

где $t_a = 2\delta/v_i$ — время ускорения или замедления, $t_d = \Delta/v_i$ — время дрейфа дейтона сквозь мишень. Движение дейтона в прианодных зонах приводит к значительному увеличению периода осцилляции. В случае, когда число осцилляций m определяется отношением времени существования напряжения на разряде $T_{\text{разр}}$ к периоду осцилляции $T_{\text{осц}}$, увеличение числа N возможно в результате уменьшения δ . В частности, при $\delta = 0,5$ см, $\Delta = 1,5$ см, $v_i = 6 \cdot 10^8$ см/с, $T_{\text{разр}} = 50$ нс имеем $T_{\text{осц}} = 10$ нс, $n = 5$, что примерно на порядок может увеличить эффективную толщину мишени. Для получения более точных результатов необходимо учесть нестационарность напряжения на разряде, влияние кулоновского торможения ионов в мишени, неоднородность их движения в пинче и в зонах ускорения, так как сильное влияние на траекторию движения дейтонов оказывает магнитное поле пинча. Эта задача сложна и должна составить предмет отдельного исследования.

Б.3.8. Замечания о температуре мишени в ПОИ. Из предыдущего следует, что температура мишени является определяющим фак-

тором для увеличения нейтронного выхода, если, конечно, соблюдено условие $T_{\text{разр}} \gg T_{\text{осц}}$, а мишень толстая. Оценим баланс мощностей нагрева и потерь в мишени ПОИ полагая, что нагрев мишенной плазмы производится коротким потоком осциллирующих ионов с энергией E_i , током I_i и длительностью $t_i \ll t_{\text{кул}}$. Мощность нагрева N_i определяется временем кулоновской релаксации ионов потока: $N_{i[\text{кэВ/с}]} = E_{i[\text{кэВ}]} I_{i[\text{А}]} t_{i[\text{с}]} / (2e_{[\text{Кл}]} t_{\text{кул}[\text{с}]})$.

Используя формулу (Б.25) и соотношение Беннета, эту формулу можно записать в виде

$$N_{i[\text{кэВ/с}]} = 7,8 \cdot 10^{11} E_{i[\text{кэВ}]} I_{i[\text{А}]} \{I_{1/2[\text{А}]} / r_{[\text{см}]} \}^2 \cdot \{t_{i[\text{с}]} / T_{e[\text{кэВ}]}^{5/2} \},$$

где $I_{1/2} = I/2$, а I — ток разряда, r — радиус плазмы.

Для оценки мощности потерь рассмотрим магнитную конфигурацию, создаваемую двумя токами, растекающимися от катода по направлению к двум анодам ПОИ. На оси симметрии и в плоскости катода азимутальное поле токов равно нулю. Азимутальные поля растекающихся токов образуют своеобразный азимутальный антипробокотрон с магнитной щелью в плоскости катода. В любом направлении от центра, исключая ось и плоскость симметрии — катод, магнитное поле возрастает к периферии, обеспечивая выполнение принципа « $\min B$ ». Так что потери тепла в основном будут происходить из-за электронной теплопроводности через узкий канал с малым полем вдоль оси симметрии и через магнитную щель в плоскости симметрии на катод. Можно считать магнитную щель основной причиной потерь тепла из мишени ПОИ.

Пусть d — ширина магнитной щели в экваториальной плоскости симметрии ПОИ, а r — соответствующий радиус. Тогда мощность потерь энергии через щель за счет электронной теплопроводности будет равна

$$N_{l[\text{кэВ/с}]} = 6 \cdot 10^{28} T_{e[\text{кэВ}]}^{7/2} \cdot (2\pi r_{[\text{см}]} \cdot (d_{[\text{см}]} / l_{[\text{см}]})),$$

где l — характерный размер, определяющий градиент электронной температуры.

Приравняв мощность потерь из-за электронной теплопроводности через магнитную щель к мощности нагрева мишени потоком осциллирующих дейтонов и полагая $l \sim r$, получим оценку для стационарной плазмы мишени, удерживаемой азимутальным магнитным полем протекающего через нее тока:

$$T_{e[\text{кэВ}]} = 1,1 \cdot 10^{-3} \{I_{i/2[\text{А}]} / r_{[\text{см}]} \}^{1/3} \cdot \{E_{i[\text{кэВ}]} I_{i[\text{А}]} t_{i[\text{с}]} / d_{[\text{см}]} \}^{1/6}.$$

Естественно предположить, что ширина магнитной щели для электрона по порядку величины равна его удвоенному ларморовскому радиусу вблизи экваториальной плоскости симметрии щели. Отсюда

$$d_{[\text{см}]} = T_{e[\text{кэВ}]}^{1/2} / H_{[\text{Гс}]},$$

где H — напряженность магнитного поля на радиусе r . Учитывая слабую зависимость $T_e(d)$, можно положить $H \sim 0, 2I_{1/2}/r$. Тогда получим

$$T_{e[\text{кэВ}]} \sim 3, 5 \cdot 10^{-4} \{I_{i/2[A]}/r_{[\text{см}]} \}^{1/2} \cdot \{E_{i[\text{кэВ}]} I_{i[A]} t_{i[\text{с}]} \}^{1/6}.$$

Таким образом, учет электронной теплопроводности приводит (в случае ПОИ) к сравнительно слабой зависимости электронной температуры от тока $T_e(I)$: $T_e \sim I^{1/2}$.

Б.3.9. Заключительные замечания о скейлингах. Прежде всего напомним, что в оптимистическом скейлинге выхода нейтронов для одиночного аксиально неоднородного пинча, не учитывающего охлаждения электронов, мы имели весьма сильную зависимость $T_e(I)$: $T_e \sim I^2$, так что общий скейлинг был $Y \propto I^4$. В скейлинге для ПОИ, учитывающем вышеприведенные механизмы нагрева и охлаждения электронов, $T^{3/2} \propto I^{3/4}$, общий скейлинг гораздо хуже, $Y \sim I^2$, но зато обеспечен намного больший путь движения дейтронов через плазму пинча-мишени. При этом в обоих случаях не принимался во внимание нагрев плазмы пинча-мишени током и магнитным сжатием, который может быть гораздо более существенным фактором при высоких электронных температурах, чем нагревы из-за кулоновских рассеяний электронных и ионных потоков. Не учитывалась и динамика пинча-мишени, его инерциальность при коротких временах процесса. Поэтому вопрос о скейлинге, сводящийся к тому, какой ток необходим для получения $10^{16} - 10^{17}$ ДТ-нейтронов/имп, остается открытым.

Литература

1. Феоктистов Л.П., Климов В.В. Подкритические системы с произвольным энерговыделением // Математическое моделирование. 2000. Т. 12. № 2. С. 27.
2. Вейнберг А., Вигнер Е. Физика ядерных реакторов — ИЛ. 1969.
3. Батюнин А.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д.. Исследование сверхбыстрого дейтериевого Z-пинча на установке «Ангара-5-1» // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 9. С. 1029.
4. Яньков В.В. Z-пинчи // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 5. С. 521.
5. Sethian J. The quest for a Z-pinch based fusion energy source — a historical perspective // AIP Conf. Proc. 409./ Dense Z-pinch /4th Intern. Conf. Vancouver, Canada. 1997. P. 3.
6. Имшенник В.С. Негидродинамическая модель плазменного фокуса и нейтронный выход в пинчевом режиме на установке «Ангара-5-1» // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 6. С. 673.

Приложение В

КОНЦЕПЦИЯ РЕАКТОРА НА ОСНОВЕ Z-ПИНЧА С ВОССТАНАВЛИВАЕМОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИЕЙ

Недосеев С.Л.

В последние годы в НЛ Сандия, США, на установке «Z», которая обеспечивает до 20 МА тока в Z-пинчевой нагрузке, достигнут выдающийся прогресс. Получено ~ 280 ТВт излучаемой мощности в рентгеновском диапазоне в импульсе длительностью 4 нс, полный выход излучения составил $\sim 1,8$ МДж. Проведены успешные модельные эксперименты по сжатию сферических мишеней в двухпинчевом и динамическом хольраумах. Нынешняя цель термоядерной программы на установке «Z» — продемонстрировать одноразовые термоядерные микровзрывы с высоким выходом. Расчеты показывают, что импульсный генератор, доставляющий на Z-пинч 55–60 МА, может обеспечить термоядерный микровзрыв с энергovyходом, превышающим 0,5 ГДж. Техника генерирования сверхвысоких импульсных электрических мощностей не дорога и не слишком сложна, по крайней мере, она существенно дешевле, чем драйверы на тяжелых ионах или лазерах. Эта техника эффективна: $\sim 15\%$ энергии, запасаемой в накопителе, переводится в рентгеновское излучение. Она хорошо бы подходила для целей инициирования инерциального синтеза, но необходим частотный режим ее работы. На установках малого масштаба способность работы импульсных генераторов в частотном режиме продемонстрирована.

Основная проблема ИТР с Z-пинчевым драйвером состоит в том, что микровзрыв разрушит часть вакуумной транспортирующей линии с магнитной самоизоляцией, доставляющей энергию к Z-пинчу. Вследствие этого, до недавнего времени считалось, что эта схема годится лишь для однократных экспериментов. Однако на фоне достигнутых на установке «Z» экспериментальных результатов разработка реакторных схем с драйвером на основе Z-пинча стала неизбежной.

Концепция ИТР с Z-пинчевым драйвером, предлагаемая НЛ Сандия, опирается на предполагаемые преимущества перехода к микровзрывам с большим термоядерным выходом (несколько ГДж) и низкой частотой их повторения ($\sim 0,1$ Гц). Основой концепции является предположение о возможности создания рециклируемой транспортирующей линии (РТЛ) из твердых конструкционных материалов. Уничтоженная

часть РТЛ должна заменяться после каждого импульса. Концептуальная схема рабочей камеры импульсного термоядерного реактора «ЗР-3» с драйвером на базе Z-пинча, предлагаемая НЛ Сандия [1], приведена на рис. В.1. Схема является первой концептуальной проработкой, использующей результаты, полученные на установке «Z», в применении к реакторным проблемам. РТЛ должна быть изготовлена из твердых материалов, которые можно легко отделить от жидкого теплоносителя реактора, и для которых возможна рефабрикация с целью изготовления последующих РТЛ. Для энергии термоядерных микровзрывов от 1 до 3 ГДж с частотой повторения порядка 0,3–0,1 Гц рассмотрена система удержания энергии, обеспечивающая поглощение ударных нагрузок.

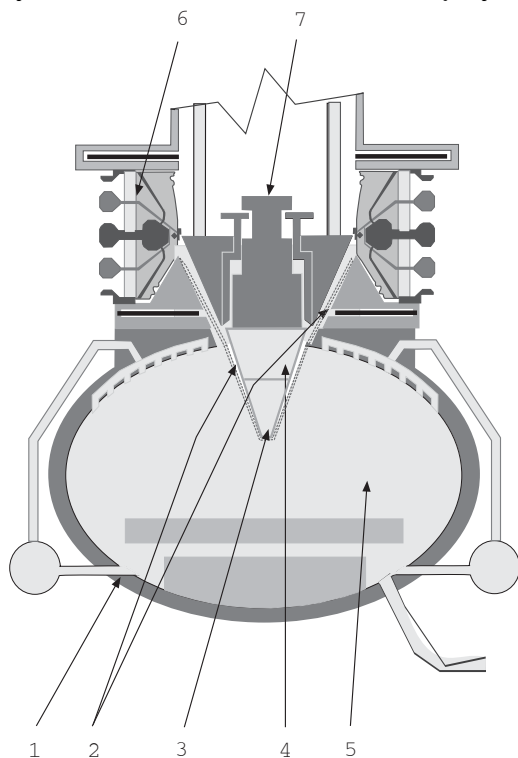


Рис. В.1. Схема реакторной камеры ИТР с драйвером на Z-пинче (НЛ Сандия, США). 1 — корпус реакторной камеры, 2 — РТЛ, 3 — место расположения термоядерной мишени, 4 — защитная пробка, 5 — жидкосолевая защита, 6 — проходной изолятор, 7 — затвор

Концептуальная схема использует механически заменяемый блок РТЛ, изготавливаемый вне реакторной камеры. Предложены: конструкция встроенной в РТЛ защитной пробки для поглощения энергии термоядерного микровзрыва, производство блоков РТЛ из рециклируемых

материалов, технология замены блоков РТЛ для обеспечения рабочего цикла реактора. Проанализируем некоторые проблемные свойства этой концепции.

С точки зрения механической и электрической прочности, наиболее слабым местом рабочей камеры ИТР с драйвером на базе Z-пинча является проходной изолятор, отделяющий вакуумный объем рабочей камеры от транспортирующей линии источника электромагнитного иницирующего импульса. Поверхность изолятора, обращенная внутрь камеры, в вакуум, имеет электрическую прочность, не превышающую 100 кВ/см. Для пропускания иницирующего импульса с напряжением 5 МВ полная высота кольцевого изолятора должна быть не менее 1 м. Радиус кольцевого изолятора (~ 4 метра) определяется электрофизическими характеристиками источника иницирующего электрического импульса. Поэтому РТЛ, соединяющая нагрузку (Z-пинч) с электродами, проникающими через изолятор, должна представлять собой крупногабаритную массивную конструкцию. Для уменьшения массы РТЛ предлагается изготавливать ее из металла толщиной в десятки микрон с тем, чтобы полная масса РТЛ не превышала нескольких десятков килограмм. Несомненно, изготовление таких линий и операции с ними, рассматриваемые в [1, 2], при работе реактора составляют сложный и дорогой технологический процесс.

В рассматриваемой схеме РТЛ проходной изолятор защищается от потока продуктов микровзрыва затвором — массивной конической пробкой, которая одновременно является внутренним электродом вакуумной линии с магнитной самоизоляцией РТЛ. При DT-микровзрыве с энерговыделением в 1–3 ГДж выход нейтронов составляет $\sim (0,3-1) \cdot 10^{21}$ 1/имп. Простые оценки показывают, что нейтронный поток, который поглощает коническая пробка, выполняя свою защитную функцию, переводит ее значительную часть в плазму с плотностью, равной плотности твердого тела при температуре в несколько тысяч К. Взрывная волна, возникающая при этом, производит механический эффект, эквивалентный действию взрыва нескольких килограмм взрывчатки. Жизнеспособность проходного изолятора, равно как и некоторых функциональных элементов затвора, представляется в этих условиях сомнительной.

Литература

1. Rochau G.E., Morrow Ch. W., Pankuch P.J. A concept for containing inertial fusion energy pulses in a z-pinch driven power plant // Fusion science and technology. May 2003. V. 43. P. 286.
2. Slutz S.A., Olson C.L., Peterson Per. Low mass recyclable transmission line for Z-pinch driven inertial fusion // Physics of Plasmas. February 2002. V. 10, № 2. P. 429.

Приложение Г

ПРЕДЛОЖЕНИЕ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ МОЩНОГО ТЯЖЕЛОИОННОГО ДРАЙВЕРА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ ДЕЛЕНИЯ С ИНЕРЦИОННЫМ УДЕРЖАНИЕМ

Кошкарев Д.Г.

В данной работе исследована возможность создания с помощью мощного тяжелоионного драйвера критических условий для небольшого количества делящегося вещества с целью создания ядерной энергетики взрывного типа [1, 2].

Так как при заданном сечении реакции деления σ_f пробег нейтрона до размножения $\lambda_f = 1/n_f \sigma_f$ падает с ростом концентрации n_f делящихся ядер, то увеличение плотности делящегося вещества приводит к уменьшению критического размера системы как $\rho^{-1} (R_k \sim \lambda_f \sim 1/\rho)$ и связанной с ним критической массы как $\rho^{-2} (M_k \sim \rho \lambda_f^3 \sim \rho^{-2})$. При рассмотрении имплозии цилиндрических мишеней прямого действия в схеме тяжелоионного инерциального термоядерного синтеза [3] тяжелая оболочка «пушера», сделанная из Au или из Pb, разгоняется к оси цилиндрической мишени до скоростей $v \geq 3 \cdot 10^7$ см·с⁻¹ за счет газодинамического давления вещества поглотителя, нагретого пучком тяжелых ионов. Конструкция термоядерной мишени, использованная в работе [3], показана в разрезе на рис. Г.1. В момент стагнации (максимального сжатия, когда выравнивается давление «пушера» и сжимаемой DT-смеси) плотность DT-слоя увеличивается в 500 раз (от начального значения 0,2 г·см⁻³ до 100 г·см⁻³), а вещество «пушера» достигает плотности $\rho \approx 10^3$ г·см⁻³. Существенным является то, что с помощью ионного пучка с небольшим количеством энергии ≈ 5 МДж в режиме квази-изэнтропического сжатия получается сильно сжатое вещество мишени с массой $M \approx 1$ г.

Таким образом, при замене вещества «пушера» из термоядерной мишени на делящееся вещество появляется возможность с помощью интенсивных пучков тяжелых ионов создавать физические условия для протекания взрывного деления малого количества делящегося вещества.

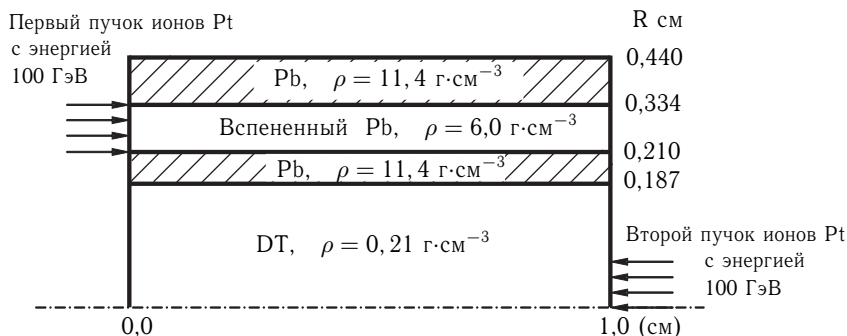


Рис. Г.1. Схема термоядерной мишени [3]

Уравнение нейтронного баланса для сферы объемом V и радиусом R в упрощенной форме можно представить в виде

$$\frac{d \int n dV}{dt} = \mu \sigma_f n_f \int n v dV - \frac{1}{4} \int n v dS, \quad (\text{Г.1})$$

где t — время, n — среднее по сфере значение плотности нейтронов, v — величина средней скорости нейтронов, S — поверхность сферы радиуса R , n_f — плотность сжатого вещества мишени, μ — величина эффективного размножения нейтронов в веществе мишени.

Заметим, что для ^{239}Pu величина $\mu = 2,03$, а $\sigma_f = 2$ барна [4].

При получении (Г.1) предполагалось, что плотность нейтронов внутри сферы постоянна, а вне сферы равна нулю.

Интегрируя (Г.1), находим количество нейтронов — $N(t)$, содержащихся в сфере с радиусом R к моменту времени t :

$$N(t) = N_0 \exp(\alpha \cdot t), \quad (\text{Г.2})$$

$$\text{где } \alpha = \left(\mu n_f \sigma_f - \frac{3}{4R} \right) \cdot v, \quad (\text{Г.3})$$

а N_0 — начальное количество «затравочных» нейтронов, созданное в объеме мишени с помощью дополнительного внешнего устройства, представляющего собой линейный ускоритель протонов.

Так как произведение vt есть виртуальный пробег нейтрона за всё время процесса, то величина $x = vt/\lambda_f$ есть число нейтронных поколений. Тогда полное число нейтронов (в зависимости от начального количества и от числа поколений) находится из соотношения

$$N(t) = N_0 \mu^x. \quad (\text{Г.4})$$

Комбинируя соотношения (Г.2), (Г.3) и (Г.4), получим выражение для «разгонного» радиуса ядерной капли — R_b в виде

$$R_b = \frac{0,75\lambda_f}{\mu - \ln \mu}. \quad (\text{Г.5})$$

Подставляя в (Г.5) значение $\mu = 2,03$, для R_b получим простое соотношение

$$R_b = 0,567\lambda_f.$$

При получении соотношения (Г.5) предполагалось выполнение следующей системы неравенств:

$$\tau_i < \tau_b < \tau_{st}, \quad (\text{Г.6})$$

где τ_i — время ввода «затравочных» нейтронов, τ_b — время «разгонной» реакции деления ядерной материи, τ_{st} — время разлёта самой мишени (время стагнации).

Сценарий достижения с помощью пучка тяжелых ионов положительного энергетического выхода из сжатого делящегося вещества почти полностью повторяет известный сценарий для сжатия термоядерной мишени. Интенсивный ионный пучок концентрируется на торце цилиндрической мишени, выделяя около 5 МДж энергии в цилиндрическом слое поглотителя.

Временной профиль вложения энергии и конструкция мишени подбираются так, чтобы при движении к оси цилиндра энтропия сжимаемого вещества оставалась минимальной. В таком режиме холодного сжатия [5] время стагнации составляет ≈ 2 нсек. Параметры энергетических систем для четырех случаев с различной степенью объемного сжатия (300, 400, 500 и 600) приведены в табл. Г.2.

Т а б л и ц а Г.2. Параметры энергетических систем

Параметр	№1	№2	№3	№4
Объемное сжатие	300	400	500	600
Линейное сжатие	17,3	20	22,4	24,5
Плотность ($\text{г} \times \text{см}^{-3}$)	6000	8000	10000	12000
Количество атомов ($10^{25} \times \text{см}^{-3}$)	1,5	2	2,5	3
Разгонный радиус мишени ($\mu\text{м}$)	189	141,7	113,4	94,5
Масса делящегося вещества (мг)	170	95	61	42
Выделяемая энергия (ГДж)	4,2	2,4	1,5	1,0
Коэффициент усиления энергии в мишени — G	840	480	300	200
Частота работы ускорителя-драйвера (Гц)	2,4	4,2	6,7	10

При расчётах коэффициента усиления энергии G предполагалось, что энерговыделение не зависит от массы сжимаемого ядерного топлива и выгорание ядерного топлива $\approx 30\%$. Частота работы ускорителя-драйвера подобрана так, чтобы установка имела среднюю тепловую мощность 10 ГВт и электрическую ≈ 4 ГВт. Количество реакторов, облучаемых от одного драйвера, зависит от средней тепловой мощности поглощаемой системой охлаждения реактора. Если эта мощность составляет 2,5 ГВт, то для любого варианта из таблицы, очевидно, потребуются четыре реактора.

За ≈ 1 нс до момента наибольшего сжатия мишени (наибольшего схождения по радиусу) на ось мишени направляется короткий во времени (длительностью $\tau_i = 0,1$ нс) пучок протонов с энергией $\approx 0,5$ ГэВ и с интенсивностью 10^9 протонов за импульс. Простейший способ получения столь мощного (1 ГВт) протонного пучка состоит в 50-кратной продольной компрессии пучка с током ≈ 40 мА на выходе из линейного ускорителя. Воздействуя на сжатую мишень, такой пучок обеспечит в реакциях срыва генерацию «затравочных» нейтронов в количестве $N_0 \approx 10^{10}$. Тогда, в соответствии с формулой (Г.4), время разгона меняется от $\approx 0,6$ нс для варианта № 1 до $\approx 0,3$ нс для варианта № 4. Видно, что условие (Г.6) достаточно хорошо выполняется для всех четырёх вариантов: $\tau_i \approx 0,1$ нс, $\tau_b \approx 0,5$ нс, $\tau_{st} \approx 2$ нс.

Для дальнейшего уменьшения массы делящегося вещества можно применить эффект отражения нейтронов внутрь объема от внешних, легких, слоев конструкции мишени, имеющих большое сечение отражения. В наилучшем случае можно вернуть около четверти от потока уходящих нейтронов, и тогда уравнение (Г.1) примет следующий вид:

$$\frac{d \int n dV}{dt} = \mu \sigma_f n_f \int n v dV - \frac{3}{16} \int n v dS.$$

Соответственно, величина R_b примет значение

$$R_b = 0,56\lambda_f/\mu - \ln \mu,$$

а после подстановки величины $\mu = 2,03$, получим

$$R_b = 0,42\lambda_f.$$

Для наработки делящегося материала по схеме реактора-бридера внешний стабилизирующий слой мишени должен делаться из природного урана ^{238}U . Под действием быстрых нейтронов в нём происходит наработка плутония ^{239}Pu , обеспечивающая естественное воспроизводство делящегося материала. Основные достоинства предложенного метода производства энергии:

- 1) полное исключение неконтролируемого развития взрывного процесса, обусловленное ограниченностью массы делящегося вещества;
- 2) большая скорость протекания процесса приводит к малому количеству нарабатываемых старших актиноидов (^{243}Am , ^{247}Cm).

Литература

1. Кошкарёв Д.Г., Шарков Б.Ю. Заявка на изобретение № 2002100801 с приоритетом от 8 января 2002 г.
2. Кошкарёв Д.Г., Шарков Б.Ю. Ядерное деление с инерционным удержанием // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. Вып. 7. С. 371.
3. Кошкарёв Д.Г., Чуразов М.Д. Инерционный термоядерный синтез на базе тяжёлоинного ускорителя-драйвера и цилиндрической мишени // Атомная энергия. 2001. Т. 91. Вып. 1. С. 47.
4. Физика деления атомных ядер. / Приложение № 1 к журналу Атомная энергия за 1957 г. — М.: Атомиздат. 1957.
5. Сидоров А.Ф. // ДАН. 1991. Т. 318. № 3. С. 548.

Приложение Д

МЕТОДЫ НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Диденко А. Н.

Как известно, особенностью термоядерной электростанции (ТЯЭС) является то, что она не может быть построена на малую энергию.

Если раньше предполагалось, что энергия ТЯЭС будет использоваться крупными потребителями энергии, то сейчас, в изменившейся обстановке, необходимо учитывать тот факт, что таких потребителей, по-видимому, не будет, и поэтому, рассматривая проблему сооружения ТЯЭС, необходимо обратить внимание и на тот факт, как использовать большую энергию ТЯЭС в новых условиях, когда резко сокращается количество больших потребителей энергии, и резко возрастает число мелких потребителей. В этой связи приобретает большое значение проблема накопления и проблема эффективной доставки энергии от ТЯЭС к большому количеству мелких потребителей.

К настоящему времени хорошо известен метод накопления энергии путем закачки воды на определенную высоту в часы наименьшего потребления, с целью использования этой энергии в часы пик.

По-видимому, этот метод мало пригоден для накопления энергии применительно к термоядерным электростанциям, поскольку главная проблема для них — не различие энергопотребления в разное время суток, а накопление энергии для использования ее большим числом малых потребителей. Для этих целей не подходит и метод накопления энергии в сверхпроводящих магнитах, который интенсивно развивается в последнее время.

Рассмотрим те методы накопления энергий, которые могут быть использованы для накопления энергии от ТЯЭС с целью последующего использования большим числом мелких потребителей.

Д.1. Использование энергии ТЯЭС для опреснения воды и получения водорода

Наиболее просто использовать тепло и электроэнергию ТЯЭС для получения пресной воды. Поскольку для испарения 1 литра воды требуется 2,27 МДж и 2,27 ГДж для испарения одной тонны, то это значит, что если тепловая мощность равна 2 ГВт, то за один час можно испарить $7,2 \cdot 10^{12} / 2,27 \cdot 10^9 = 3,1 \cdot 10^3$ тонн воды, а за сутки — $7,5 \cdot 10^4$ тонн = $7,5 \cdot 10^7$ литров. Если предположить, что для одного человека достаточно 100 литров в сутки, то это значит, что такая станция может обеспечить водой город с населением в 750 тыс. человек. Такой способ использования энергии атомных станций известен и использовался, например, в городе Шевченко для водоснабжения города.

Обычно электрическую энергию доставляют к потребителю с помощью линий электропередачи. Однако известно, что потери в линиях электропередачи растут с увеличением расстояния, и поэтому, если в окрестности электростанции нет большого числа потребителей или если потребление энергии неравномерно в течение суток, то избыток энергии целесообразно использовать для получения водорода.

Известно, что для получения 1 м³ водорода при электролизе требуется примерно 5 кВт·ч ($1,8 \cdot 10^7$ Дж) электроэнергии. Поскольку масса водорода — 90 г·м⁻³, а в одном литре воды содержится 11,2% водорода, то это означает, что при электролизе 1 литра воды можно получить 1,24 м³ водорода, затратив на это 6,2 кВт·ч ($2,6 \cdot 10^7$ Дж) электрической энергии. Это достаточно энергоемкий процесс. Поэтому, для получения водорода используют еще метод сжигания или метод разложения метана. Естественно, применительно к нашей проблеме необходимо использовать только метод электролиза, но желательно со значительно меньшей затратой электрической энергии. В последнее время были проведены работы, которые показывают, что это сделать можно на основе неравновесной плазмы.

Водородная энергетика интенсивно развивается в последнее время. Перспективность ее зависит от того, как энергия используется для получения водорода в различных технологических процессах, т.е. от эффективности данного процесса. С этой точки зрения большой интерес представляет использование для этих целей неравновесной плазмы, т.е. плазмы, в которой энергия электрического поля передается сначала электронам слабоионизированной плазмы, затем нейтральным частицам, которые стимулируют определенные атомно-молекулярные превращения, что приводит к резкому увеличению скорости определенных химических реакций. В течение длительного времени неравновесные плазмохимические процессы исследовались в тлеющих разрядах пониженного давления. На этой основе были получены весьма существенные результаты при обработке низкотемпературной плазмой

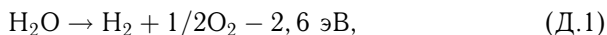
различных поверхностей и в их полимеризации. В последнее время неравновесные химические процессы все больше исследуются или в несамостоятельных разрядах, поддерживаемых ультрафиолетовым излучением, или пучками релятивистских электронов, или в ВЧ и СВЧ-разрядах.

Механизмы, по которым в неравновесных условиях осуществляются химические реакции, характеризуются большим разнообразием. В зависимости от степени ионизации, электронной температуры, давления и удельной энергонапряженности разряда один и тот же процесс может играть различную роль и иметь существенно отличающуюся эффективность. Проведенные исследования позволили выявить важную роль колебательного возбуждения молекул электронным ударом большинства неэлектроотрицательных молекул, таких как H_2O , CO_2 , N_2 . Это приводит к достаточно большой скорости колебательного возбуждения таких молекул. При этом основная доля энерговклада локализуется именно в колебательных степенях свободы, что обеспечивает селективность и высокую энергетическую эффективность таких процессов. В наиболее благоприятных условиях в колебательных степенях свободы сосредотачивается до 80 % всей вложенной в разряд энергии. Такая эффективность не может быть достигнута в других каналах плазмохимических реакций.

Необходимо отметить, что для плазмохимических реакций возможно использовать и квазиравновесную плазму, которая получается с помощью мощных дуговых плазмотронов. С использованием квазиравновесной плазмы успешно решаются такие важные научные и практические задачи, как получение ацетилена из метана, конверсия угля, синтез тугоплавких соединений и др. Однако свойственная квазиравновесной плазме равномерность вклада энергии во все степени свободы не позволяет получить на этой основе селективные химические реакции с высокой энергетической эффективностью. Рассмотрим преимущества неравновесной СВЧ-плазмы на примере получения водорода для водородной энергетики.

Особенности неравновесных плазмохимических систем определяют большую удельную производительность, низкую металлоемкость и малые весогабаритные характеристики таких реакторов. Пока экспериментальные исследования таких реакторов немногочисленны. До последнего времени эти исследования были связаны с разложением углеводородов в тлеющем разряде и характеризовались очень низкой эффективностью. И только в последнее время в экспериментах по прямому разложению воды в СВЧ-разрядах получена достаточно высокая эффективность [1].

Процесс прямого разложения водяного пара и получения водорода в плазме,



может обеспечиваться различными механизмами. Но наиболее высокий КПД разложения следует ожидать в таких системах, где температура электронов недостаточна для интенсивного возбуждения электронных состояний и основная доля вкладываемой в разряд энергии сосредотачивается на возбуждении колебательных степеней свободы, а также на диссоциативном прилипании электронов к молекулам H_2O .

Зависимость доли энергии, локализуемой в различных каналах электрон-молекулярного взаимодействия, от энергии электронов, рассчитанная приближенно в предположении максвелловской функции распределения электронов по энергиям, приведена на рис. Д.1. Видно, что при $T_e < 1,5$ эВ разложение должно определяться в основном колебательным возбуждением, а при более высокой температуре существенным оказывается диссоциативное прилипание. Как следует из расчетов, разложение паров воды и получение водорода в плазме может осуществляться с КПД 50–70 %.

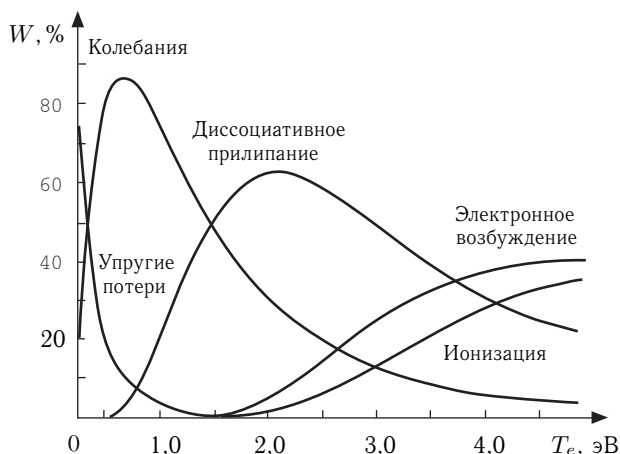


Рис. Д.1. Распределение энергии, теряемой электронами в H_2O , по различным каналам возбуждения [1]

Однако для достижения столь высокой эффективности к разряду предъявляются достаточно жесткие требования. Основным ограничением, как при разложении H_2O через колебательно-возбужденные состояния реагентов, так и через диссоциативное прилипание, является достаточно высокая степень ионизации. Необходимо, чтобы электронная концентрация n_e была бы больше $3 \cdot 10^{-4}$ мол. H_2O , что при $T_e = 1\text{--}3$ эВ представляется достаточно сложным для экспериментальной реализации в системах умеренного давления.

Отмеченные жесткие ограничения параметров разряда в парах H_2O затрудняют экспериментальную реализацию вышерассмотренных высокоэффективных режимов разложения. Поэтому, например, в тлеющем разряде предельный КПД составил $\sim 12\%$. Достижение необходи-

мой степени ионизации при $T_e = 1-3$ эВ требует при умеренном и повышенном давлении, по-видимому, применения несамостоятельных объемных разрядов, поддерживаемых сильноточными релятивистскими электронными пучками, либо плазменного радиолiza осколками ядерного деления. К настоящему времени наиболее высокая энергетическая эффективность плазмохимического разложения воды ($\sim 40\%$) достигнута в неравновесном СВЧ-разряде.

Схема СВЧ-реактора приведена на рис. Д.2. СВЧ-излучение мощностью до 1,7 кВт на частоте 2400 МГц поступало в прямоугольный волновод сечением 72×34 мм². Реактором служила кварцевая трубка диаметром 38 мм, пересекающая волновод перпендикулярно широкой стенке. Мощность, вкладываемая в плазму, измерялась калориметрической нагрузкой и направленным ответвителем, фиксирующим отраженную от разряда мощность.

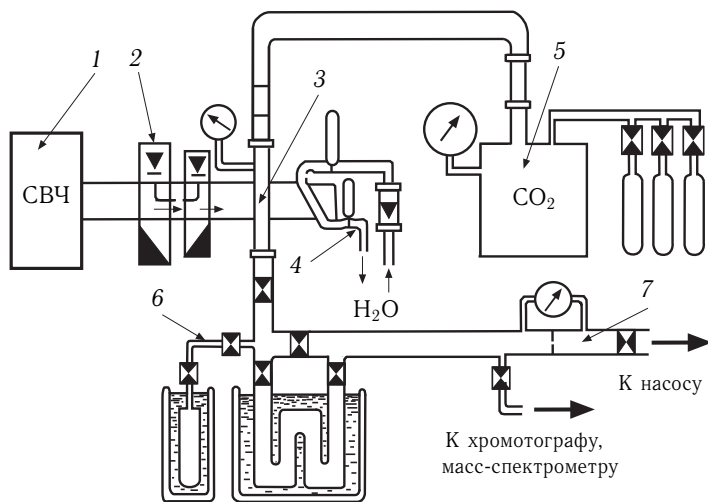


Рис. Д.2. Принципиальная схема стационарной плазмохимической СВЧ-установки: 1 — магнетрон; 2 — направленные осветители; 3 — реактор; 4 — согласованная калориметрическая нагрузка; 5 — система подачи исходного газа; 6 — пробоотборник; 7 — расходная шайба [1]

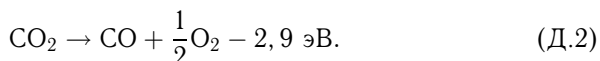
Поток паров воды, поступавших из испарителя в реактор, изменялся в пределах от 0,35 до 1,6 л·атм/с. Верхняя граница значения этого потока лимитировалась производительностью испарителя, а нижняя — срывом разряда на выходе из реактора. Для уменьшения температуры продуктов реакции на выходе из реактора был установлен водяной теплообменник. Разряд стабильно горел в диапазоне давлений от 35 до 60 Торр. Вкладываемая в разряд СВЧ-мощность измерялась калориметрически с помощью водяной нагрузки и составляла 1,2–1,7 кВт.

Анализ продуктов производился масс-спектрометрически и хроматографически. Продукты реакций представляли собой водород и кислород в стехиометрическом состоянии.

Тот факт, что достигнутый в описанном эксперименте предельный КПД ($\sim 40\%$) все же ниже теоретически рассчитанного максимального, можно объяснить тем, что степень ионизации в системе, по видимому, была недостаточно высока.

Прямое разложение паров H_2O в неравновесной плазме сталкивается с ограничениями, связанными со степенью ионизации и с действием радикала OH . Оба эти ограничения существенно смягчаются при добавлении в систему CO_2 и продукта его разложения CO . Наличие в системе окиси углерода приводит к снижению концентрации свободных радикалов OH за счет практически беспороговой реакции $\text{OH} + \text{CO} \rightarrow \text{H} + \text{CO}_2$. С другой стороны, CO и CO_2 обладают на два порядка большим сечением колебательного возбуждения электронным ударом, чем H_2O , что позволяет существенно снизить требования к степени ионизации. По сути дела, CO_2 может выполнять роль физического катализатора для процесса получения H_2 из H_2O в плазме и, не расходуясь, снимать трудности, возникающие при разложении чистого водяного пара.

Образование водорода в смеси $\text{CO}_2\text{--H}_2\text{O}$ может идти по следующему механизму. Сначала имеет место разложение CO_2 до CO по схеме



В экспериментах с квазиравновесной плазмой электродуговых плазмотронов эффективность данного процесса не превышала 15% . Существенно лучшие результаты можно получить в СВЧ-плазме. Проведенные расчеты позволили определить зависимость эффективности разложения CO_2 от степени ионизации и от удельного энерговклада для различных процессов. Оказалось, что КПД диссоциации молекул CO_2 сильно зависит от степени ионизации (см. рис. Д.3). Видно, что при фиксированном энерговкладе ($\sim 0,5$ эВ/моль) КПД возрастает с увеличением степени ионизации.

Зависимость КПД от энергетического вклада при фиксированной степени ионизации изображена на рис. Д.4. Из графика на рис. Д.4, во-первых, видно, что в однетемпературном расчете, который справедлив для равновесной плазмы, КПД ниже, чем для двухтемпературного расчета. Во-вторых, КПД зависит от степени ионизации. При высокой степени ионизации ($\lg(n_e/n_0) = -5,5$ и выше, кривая I) КПД оказывается максимальным.

При промежуточной степени ионизации (кривая II) КПД уменьшается и будет совсем мал при малой степени ионизации, когда релаксация превалирует над колебательной накачкой (кривая III). Из расчетов следует, что самую высокую эффективность ($\sim 80\%$) можно получить

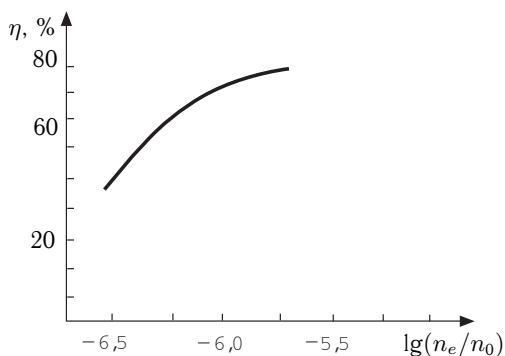


Рис. Д.3. Зависимость КПД диссоциации молекул CO_2 от степени ионизации [1]

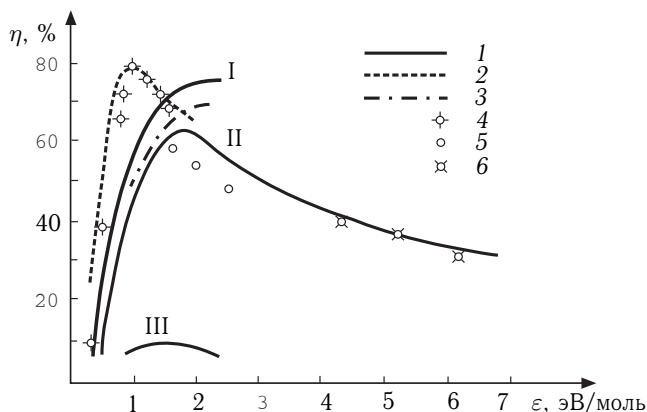
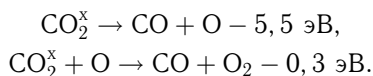


Рис. Д.4. Зависимость релаксационного КПД диссоциации CO_2 от удельного энерговклада: 1 — однотемпературный расчет: I, II, III — режимы по степени ионизации; 2 — двухтемпературный расчет; 3 — численный расчет полного КПД в однотемпературном приближении; 4 — эксперименты с СВЧ-разрядом; 5 — ВЧЕ разряд; 6 — ВЧН-разряд [1]

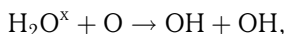
в СВЧ-разряде. Эксперименты по разложению CO_2 были проведены на установке, изображенной на рис. Д.2. Газ подавался в реактор через газораспределитель, который создавал продольную, относительно оси реактора, скорость. Разряд был оторван от стенок, имел форму цилиндра с диаметром 20 мм и высотой 30 мм. Исследования проводились в диапазоне давлений от 50 до 200 мм рт. ст. при расходах газа (0,25–0,5) л·атм./с, что соответствовало энерговкладам в разряд (1,4–0,7) эВ/моль CO_2 .

Эффективность разложения была максимальной при 100 мм. рт. ст. Как видно из рис. Д.4, КПД $\sim 80\%$ получается при энерговкладе

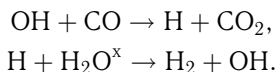
~ 1 эВ/моль CO_2 . При уменьшении энерговклада до $0,2$ эВ/моль CO_2 КПД резко уменьшался. Достижение такой высокой эффективности связано с осуществлением процесса разложения CO_2 через колебательные возбуждения молекул по схеме



В смеси $\text{CO}_2\text{--H}_2\text{O}$ основная доля атомарного водорода вступает в реакцию с молекулами CO_2 . Однако часть из них реагирует с парами воды,



и инициирует цепной процесс восстановления молекулярного водорода по схеме



При определенных условиях происходит интенсивное образование водорода. Недостатком колебательного возбуждения смеси $\text{CO}_2\text{--H}_2\text{O}$ является возможность образования побочных продуктов. В оптимальном режиме КПД может достигать 60% при энергозатратах ~ 5 эВ/моль H_2 .

Наиболее высокая эффективность разложения CO_2 ($\sim 80\%$) была достигнута в неравновесном СВЧ-разряде умеренного давления (50–200 мм рт. ст.), когда энергозатраты составляли $\sim 3,7$ эВ/моль. Необходимо отметить, что если для разложения CO_2 использовать несамостоятельный разряд, поддерживаемый сильнооточным пучком релятивистских электронов, то реакция может идти и при повышенных давлениях ($\sim 1\text{--}3$ атм), но при этом предельный КПД не превышает 14%. Эффект плазменного катализа может быть использован для получения водорода и путём разложения метана с образованием водорода и углерода: $\text{CH}_4 \rightarrow 2\text{H}_2 + \text{C}$ [2].

Экспериментальная установка состояла из нагревателя газа, в котором метан при атмосферном давлении нагревался до температуры $400\text{--}600^\circ\text{C}$ и подавался в камеру СВЧ-плазмотрона, в котором плазма создавалась с помощью четырех магнетронов непрерывного действия. Разряд сообщал газу дополнительный энерговклад, отношение которого к тепловому энерговкладу не превышало 20%.

Было показано, что использование СВЧ более перспективно по сравнению с обычным термokatализом. Причиной процесса ускорения конверсии метана в водород при СВЧ-воздействии является или нагрев газа до более высоких температур, что приводит к более быстрому разложению метана, или генерация плазмой активных частиц, способствующих разложению метана.

На рис. Д.6 приведены проанализированные полные энергозатраты на разложение метана в зависимости от СВЧ-затрат. Видно, что СВЧ-затраты малы ($\sim 0,2\text{--}0,4$ эВ/моль), но они ускоряют процесс.

Процесс получения водорода по этой схеме состоит из трех термохимических реакций:

бунзеновской реакции при температуре $T \approx 100^\circ\text{C}$,
реакции термического разложения HI при $T \approx (200 - 700)^\circ\text{C}$,
реакции термического разложения H_2SO_4 при $T \approx 800^\circ\text{C}$.

В этом процессе йод (I_2) и диоксид серы (SO_2), используемые для получения водорода, находятся в состоянии непрерывного рециркулирования, т.е. выполняют роль катализаторов. Сейчас в JAERI ведутся работы. В стадии сооружения находится реактор на 50 л. в час. В случае успеха данная работа позволит эффективно использовать для получения водорода не электрическую, а тепловую энергию ТЯЭС.

Д.2. Автономные источники электричества на основе топливных элементов

Полученный по вышеуказанным схемам водород может использоваться для получения электричества в электрохимических генераторах.

Первые топливные элементы (ТЭ) были продемонстрированы У.Р. Гроувом в 1839 году [5]. Он показал, что процесс электролиза — расщепления воды на водород и кислород под действием электрического тока — обратим. Это значит, что кислород и водород могут быть соединены химическим путем с образованием электричества.

После того, как это было продемонстрировано, многие ученые начали изучать ТЭ, но изобретение двигателя внутреннего сгорания и развитие инфраструктуры добычи запасов нефти во второй половине девятнадцатого века приостановило развитие ТЭ. Еще больше сдерживала развитие ТЭ их высокая стоимость.

Топливные элементы в значительной степени до сих пор являются экспериментальной технологией. За последние 10 лет были достигнуты значительные успехи в области коммерческой технологии ТЭ.

Топливные элементы похожи на аккумуляторные батареи — они вырабатывают электричество в результате химических реакций, в отличие от двигателей внутреннего сгорания, которые сжигают топливо и таким образом вырабатывают тепло, которое затем преобразуют в механическую энергию. КПД двигателя внутреннего сгорания довольно низкий. Ожидается, что КПД топливных элементов, при использовании в транспортном средстве, выше КПД современных типичных двигателей на бензине, используемых в автомобиле, более чем в два раза. Хотя и аккумуляторы, и топливные элементы вырабатывают электричество химическим путем, они выполняют две совершенно разные функции. Батареи — устройства с накопленной энергией: электричество, которое они вырабатывают, является результатом химической реакции вещества, которое уже находится внутри них. Топливные элементы не хранят энергию, а преобразуют часть энергии топлива,

поставляемого извне, в электричество. В этом отношении топливный элемент похож на обычную электростанцию.

Существует несколько различных типов топливных элементов (см. рис. Д.7).

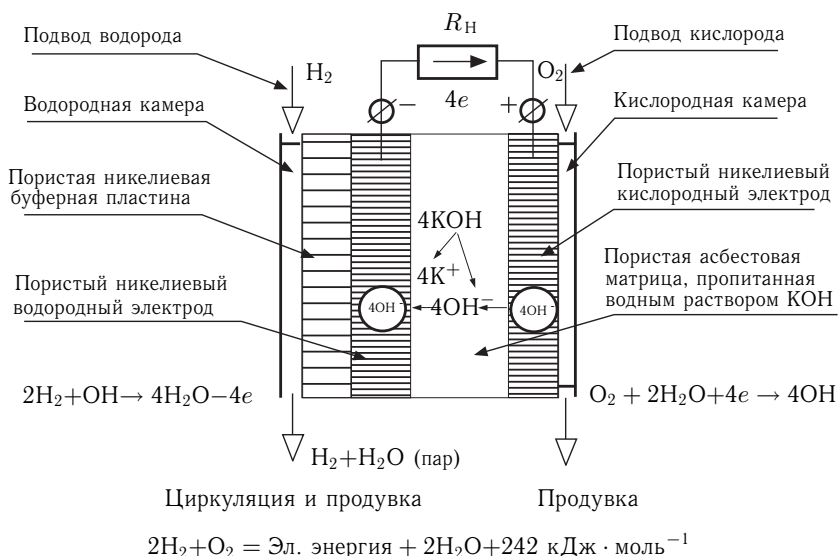


Рис. Д.7. Схема водородно-кислородного топливного элемента [4].

Простейший топливный элемент состоит из специальной мембраны (электролита). По обе стороны мембраны нанесены порошкообразные электроды. Такая конструкция — электролит, окруженный двумя электродами, — представляет собой отдельный элемент. Водород поступает на одну сторону (анод), а кислород — на другую (катод). На каждом электроде происходят разные химические реакции. На аноде водород распадается на смесь протонов и электронов. В некоторых топливных элементах электроды окружены катализатором, обычно выполненным из платины или других благородных металлов, которые способствуют диссоциации:



Здесь H_2 — двухатомная молекула водорода (форма, в которой водород присутствует в виде газа), H^+ — ионизированный водород, т. е. протон, e^- — электрон.

В мировой инженерной практике наибольшее распространение получили пять видов топливных элементов:

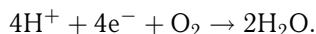
- 1) низкотемпературные щелочные ТЭ,
- 2) низкотемпературные ТЭ с твердополимерной мембраной,
- 3) среднетемпературные кислотные (фосфорнокислые) ТЭ,

4) высокотемпературные ТЭ с расплавленным карбонатным электролитом,

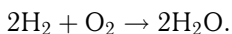
5) высокотемпературные ТЭ с твердоокисным электролитом.

Топливные элементы различаются как по виду электролита, так и по рабочим температурам, что предопределяет различия в их эффективности и областях применения. В табл. Д.1 приведены сведения о различных топливных элементах с указанием электролитов и происходящих на аноде и катоде реакций. Стрелки в 3-м столбце указывают направление движения иона. В табл. Д.2 приведены сведения о достигнутых и прогнозируемых мощностях и КПД электрохимических генераторов на основе различных топливных элементов.

Работа топливного элемента основана на том, что электролит пропускает через себя протоны (по направлению к катоду), а электроны – нет. Электроны двигаются по внешнему проводящему контуру. Это движение электронов и есть электрический ток, который может быть использован для приведения в действие внешнего устройства, присоединенного к топливному элементу, такого как электродвигатель или лампочка. С катодной стороны топливного элемента протоны (которые прошли через электролит) и электроны (прошедшие через внешнюю нагрузку) «воссоединяются» и вступают в реакцию с подаваемым на катод кислородом с образованием воды, H_2O :



Суммарная реакция на топливном элементе записывается так:



По отдельности топливные элементы производят от 0,7 до 1,0 В каждый. Чтобы увеличить напряжение, элементы собираются в «каскад», т.е. последовательное соединение. Чтобы создать большой ток, наборы каскадных элементов соединяются параллельно. Если соединить каскады топливных элементов с установкой подачи воздуха и охлаждения, а также — с системой управления, то получится двигатель на топливных элементах. Этот двигатель может приводить в действие транспортное средство, стационарную электростанцию или переносной электрический генератор.

Двигатели на топливных элементах бывают разных размеров, в зависимости от назначения, типа топливного элемента и используемого топлива. Впервые энергетические установки на основе ТЭ были применены на космических кораблях — в США на Gemini, Apollo, Shuttle и в СССР — на орбитальном корабле советской лунной экспедиции и многоразовом пилотируемом космическом корабле «Буран». В СССР для этих целей в 1967–1972 годах в РКК «Энергия» совместно с уральским электрохимическим комбинатом, являющимся разработчиком электрохимических генераторов, была разработана, изготовлена и

Таблица Д.1. Наиболее важные сведения о различных топливных элементах

Топливный элемент (ТЭ)	Топливо (анод)	Электролит	Окислитель (катод)
Щелочной ТЭ, $T_{\text{раб.}} = 80 - 100\text{ }^{\circ}\text{C}$	$\text{H}_2 + 2\text{OH}^- \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + 2e$ Пористый никелевый водородный электрод, активированный драгоценными металлами (Ft, Pd и др.)	$\leftarrow \text{OH}^-$ Водный раствор гидроокиси калия КОН (30–45 %), пропитывающий матрицу из асбеста	$\text{O}_2 + 2\text{H}_2\text{O} + 4e \rightarrow 4\text{OH}^-$ пористый никелевый кислородный электрод активированный драгоценными металлами (Pt, Pd и др.)
ТЭ с твердо-полимерной мембраной, $T_{\text{раб.}} = 60 - 80\text{ }^{\circ}\text{C}$	$\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}^+ + 2e$ пористый электрод	H^+ твёрдо-полимерная мембрана	$\text{O}_2 + 4\text{H}^+ + 4e \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ (воздух) пористый электрод
Кислотный ТЭ, $T_{\text{раб.}} = 180 - 230\text{ }^{\circ}\text{C}$	$\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}^+ + 2e$ пористый электрод	H^+ Водный раствор фосфорной кислоты H_3PO_4 (98 %), пропитывающий матрицу из карбида кремния	$\text{O}_2 + 4\text{H}^+ + 4e \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ (воздух) пористый электрод
ТЭ с расплавленным карбонатом, $T_{\text{раб.}} = 500 - 800\text{ }^{\circ}\text{C}$	$\text{H}_2 + \text{CO}_3^{--} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + 2e$ сплав Ni-Cr	CO_3^{--} смесь расплавленных карбонатов щелочных металлов 68 % Li_2CO_3 /32% K_2CO_3	$\text{O}_2 + 2\text{CO}_2 + 4e \rightarrow 2\text{CO}_3^{--}$ (воздух) пористая литированная окись никеля $\text{Li}_x\text{Ni}_{(1-x)}\text{O}$
Твердооксидный ТЭ $T_{\text{раб.}} = 900 - 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$	$\text{H}_2 + \text{O}^{--} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + 2e$ $\text{CO} + \text{O}^{--} \rightarrow \text{CO}_2 + 2e$ $\text{CH}_4 + 4\text{O}^{--} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + 8e$ пористая металлокерамика 35 % Ni-ZrO ₂ /Y ₂ O ₃	$\leftarrow \text{O}^{--}$ керамика ZrO ₂ стабилизированная Y ₂ O ₃	$\text{O}_2 + 4e \rightarrow 2\text{O}^{--}$ (воздух) $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (0, 1 < x < 0, 15)

Таблица Д.2. Достигнутые и прогнозируемые мощности и КПД различных электрохимических генераторов

Топливный элемент (ТЭ)	Достигнутая мощность (кВт) опытный образец/ коммерческий образец	Достигнутый КПД электрический	Ожидаемая мощность, кВт транспортный вариант/ стационарный вариант	Прогнозируемый КПД электрический/ суммарный
Щелочной ТЭ	250/25	30–38 (50–65 на водороде)	20–200/20–200	35–40 (50–70 на водороде)
ТЭ с твердо-полимерной мембраной	100/10	30–37 (50–65 на водороде)	30–300/10–1000	35–40 (50–70 на водороде)
Кислотный ТЭ	11000/200	37–42 (75–85 суммарный)	30–1000/20000	41–43/80–85
ТЭ с расплавленным карбонатом	2000	45	десятки и сотни МВт	50–58/80–90
Твердооксидный ТЭ	20–25	46–55	десятки и сотни МВт	60–70/80–90

испытана для лунного корабля энергоустановка с электрохимическими генераторами (ЭХГ) мощностью 4,5 кВт на основе щелочных ТЭ, а в 1977–1990 годах для космического корабля «Буран» с электрохимическими генераторами мощностью 10 кВт [6]. В этих энергоустановках использовалось криогенное хранение водорода и кислорода. Несмотря на ряд преимуществ (высокий КПД и низкие рабочие температуры), электрохимические генераторы со щелочными ТЭ имеют недостаток, связанный с необходимостью применять катализаторы из драгоценных металлов (платина, палладий, серебро). С этой точки зрения высокотемпературные ТЭ имеют преимущества, поскольку для их работы не требуются дорогие катализаторы и именно на их основе можно создать мощные энергоустановки с высоким КПД.

В России основоположником таких работ является Институт высокотемпературной электрохимии РАН (г. Екатеринбург). За границей бесспорным лидером в разработке высокотемпературных ТЭ является американская фирма Westinghouse. Этой фирмой созданы модули мощностью 25 кВт и ведутся полевые испытания энергоустановок мощностью (100–200) кВт. Фирма Siemens Westinghouse Power Corporation проводит испытание установки с твердокислыми ТЭ на мощность 300 кВт с КПД 58 % [7].

Необходимо отметить, что в последние 10–15 лет во всем мире проявляется повышенный интерес к энергоустановкам с электрохимическими генераторами. Во многих странах (США, Япония, Германия, Китай, Южная Корея и др.) имеются национальные программы развития водородной энергетики. Это связано с высоким КПД таких установок и их улучшенными экологическими показателями.

Наибольшие успехи достигнуты в разработке энергоустановок на основе щелочных и твердополимерных ТЭ. Последние готовятся к использованию на автомобильном транспорте. Во многих городах Европы и США уже проходят испытания такси на ТЭ. На основе высокотемпературных ТЭ предполагается решить проблему создания мощных энергоустановок [8].

Основным препятствием для широкого внедрения энергоустановок с электрохимическими генераторами является их высокая стоимость, превосходящая сейчас примерно в 10 раз стоимость единицы установленной мощности обычных тепловых электростанций. Именно поэтому во многих странах правительства создают определенные льготы фирмам, занимающимся водородной энергетикой.

В своей работе топливные элементы обычно используют водород и кислород из воздуха. Однако водород может подаваться не непосредственно, а путем выделения его из внешнего источника топлива, такого как природный газ, бензин или метанол, которые необходимо химически преобразовать в водород. Этот процесс называется реформингом. Водород можно также получить из аммиака, альтернативных ресурсов (таких как газ из городских свалок и от станций очистки сточных вод). В настоящее время большинство технологий топливных элементов, применяемых на транспорте, используют метанол. Для реформинга топлива с целью получения водорода для топливных элементов были разработаны разные средства. Министерство энергетики США разработало топливную установку внутри машины для реформинга бензина с тем, чтобы обеспечивать подачу водорода на автономный топливный элемент.

Исследователи из Тихоокеанской северо-западной национальной лаборатории США разработали топливную установку по реформингу величиной в одну десятую размеров блока питания. Американская энергокомпания Northwest Power Systems и Национальная лаборатория Сандия продемонстрировали топливную реформинговую установку, которая преобразует дизельное топливо в водород для топливных элементов [7].

Из выше сказанного следует, что исследования по топливным элементам и электрическим генераторам интенсивно ведутся как за рубежом, так и в России. Таким образом, работы по получению водорода и его использованию в ЭХГ позволяют эффективно использовать электрическую и тепловую энергию ТЯЭС для обеспечения теплом и электричеством большого количества мелких потребителей.

Литература

1. Русанов В.Д., Фридман А.А., Шолин Г.В. Физика химически активной плазмы с неравновесным колебательным возбуждением молекул // УФН. 1981. Т. 134. № 2. С. 185.
2. Русанов В.Д., Этиван К., Бабаритский А.Н. и др Эффект плазменного катализа на примере диссоциации метана на водород и углерод // ДАН. 1997. Т. 354. № 2. С. 213.
3. Диденко А.Н. СВЧ-энергетика. Теория и практика. — М.: Наука. 2003.
4. Saburo Shimizu. Hydrogen Production Technology for Future Clean Energy Atomic Energy Research Institute News. Japan. 2000. № 3. Р. 4.
5. Коровин Н.В. Электрохимические генераторы. — М.: Энергия. 1974.
6. Соколов Б.А., Худяков С.А. Топливо будущего // Наука в России. 2004. № 5. С. 15.
7. Raymond George, Klaus Hassman. What? How? When? // Siemens Power Journal. 2001. № 1, Р. 5.
8. Пономарев-Степной Н.Н. Атомная водородная энергетика // Атомная энергия. 2004. Т. 96. Вып. 6. С. 411.

Приложение Е

**СОСТОЯНИЕ И ТЕНДЕНЦИИ
РАЗВИТИЯ ЭНЕРГЕТИКИ В РОССИИ
И В МИРЕ В XXI ВЕКЕ**

Орлов Ю. Н.

Согласно Энергетической стратегии Российской Федерации на период до 2020 г., утвержденной Правительством РФ в 2003 г., основными приоритетами энергетической политики являются сохранение энергетической независимости и безопасности России, снижение удельной энергоемкости экономики, оптимизация структуры топливно-энергетического комплекса (ТЭК) страны, минимизация влияния деятельности ТЭК на окружающую среду. Политика в энергетическом секторе экономики России предусматривает как совершенствование структуры топливно-энергетического баланса (ТЭБ), методов и технологий поиска и разработки месторождений топливных ресурсов, так и развитие фундаментальной науки в энергетическом секторе и разработку принципиально новых эффективных энергетических технологий, в том числе термоядерных. В связи с этим представляется важным провести сравнительный анализ одного из наиболее перспективных направлений энергетики будущего — термоядерного синтеза — с другими видами топливно-энергетических ресурсов (ТЭР), как традиционных, так и некоторых, так называемых, альтернативных. Для полноценного сравнения необходимо учитывать не только объективные данные о современном состоянии научных разработок и технологий в области термоядерного синтеза, но и тенденции развития ТЭК в целом.

В этом разделе приводятся данные по мировым и российским запасам топлива и состоянию ТЭК России, а также анализируются тенденции развития мировой и региональной энергетики. Проведенный анализ позволяет сделать вывод о значительных преимуществах (энергетических, экономических и экологических) энергетики на базе термоядерного синтеза, по сравнению с процессами утилизации других энергетических ресурсов, и необходимости интенсификации исследований в этой области.

Е.1. Мировые энергетические ресурсы

Общие закономерности развития мировой энергетики. Основной чертой последнего десятилетия в развитии мировой энергетики является стабилизация и некоторое снижение удельного потребления энергии в мире в расчете на одного человека (см. таблицу Е.1). Это экономия энергоресурсов в развитых странах, внедрение энергосберегающих технологий и увеличение количества энергетических установок малой мощности на основе использования нетрадиционных возобновляемых источников энергии (НВИЭ) — Солнца, ветра, геотермальной энергии, приливов и др. Подчеркнем, что экономия вызвана не нехваткой ресурсов, а высоким уровнем технологий, который и был достигнут благодаря предшествовавшему росту удельного потребления. Это означает, что в настоящее время человечество находится в состоянии повышения коэффициента полезного использования (КПИ) уже освоенных энергоресурсов. В то же время одним из основных критериев прогресса в энергетике является повышение удельной потенциальной мощности [1, 2], извлекаемой из окружающей среды, т.е. рост производства энергоресурса при одних и тех же трудозатратах. Поэтому НВИЭ, как энергосберегающие технологии, для большой энергетики неперспективны. Перечисленные выше нетрадиционные источники обладают относительно низкой концентрацией энергии, а экономия характеризуется режимом насыщения, когда сэкономить больше, чем произведено первичных ТЭР, невозможно. Поэтому в будущем прогресс связан с освоением не только нового, но и мощного энергетического ресурса. Таким ресурсом в настоящее время является энергия атомного ядра, освобождаемая в процессах деления или синтеза.

Анализ экономической и энергетической ситуации в мире, проводимый такими организациями как Министерство энергетики США (DOE), Международное энергетическое агентство (IEA), Европейская комиссия (ЕС) и рядом других аналитических центров, базируется на постоянной инвентаризации имеющихся ресурсов и способов их утилизации и направлен в основном на оптимизацию действующего энергетического комплекса. Основным параметром такой оптимизации является экономическая целесообразность деятельности, в которой учитываются также и затраты на восстановление экологии в рамках некоторых условно установленных норм (например, предельно допустимых концентраций, ПДК). Разрабатываются сценарии необходимого развития энергетики на основе предположений о росте потребностей, обеспечиваемых экономическим прогрессом. Однако возможность реализации требуемой энергетической поддержки такого прогресса почти не обсуждается, и основной задачей считается наращивание мощностей и улучшение экономических показателей. При составлении же долгосрочных прогнозов надо учитывать не только реальную ограниченность многих видов топлив, но и распределение самих людских ресурсов

по отраслям народного хозяйства, экологический и демографический факторы, а также планировать использование имеющихся мощностей для освоения новых источников энергии. В этом разделе мы исследуем значимость ядерного ресурса для энергетики России в ближайшие десятилетия на фоне общемировых тенденций. Приведем сначала некоторые общие данные, важные для нашего анализа.

Рост потребления энергии человечеством обусловлен одновременным действием трех факторов: увеличением собственно численности населения, повышением КПИ уже освоенных энергоресурсов, а также освоением более калорийных видов топлива. Эти тенденции иллюстрируются данными табл. Е.1. Пока технология добычи и утилизации ресурса развивается медленно, удельное потребление энергии почти постоянно. Освоение нового ресурса связано с появлением более совершенных технологий, которые находят применение и в других отраслях народного хозяйства. В этом случае удельное энергопотребление резко возрастает, закон роста полного энергопотребления от численности населения становится близок к квадратичному [3, 4]. Затем, по мере освоения ресурса, опять происходит стабилизация удельного энергопотребления, но на более высоком уровне. При этом замечено [4], что увеличение удельного энергопотребления с определенного момента в некоторых странах (в основном европейских) начинает отрицательно влиять на прирост численности населения в целом, однако насколько долгосрочной и всеобъемлющей является такая тенденция, сказать пока затруднительно. Некоторые данные мы обсудим ниже в разделе «Энергетика и демография».

Таблица Е.1. Динамика удельного энергопотребления в мире (сводные данные [3, 5])

Год	Население, N , млрд чел.	Потребляемая энергия E , ГВт·год	Отношения:	
			E/N^2	E/N
1850	1,13	680	532	602
1870	1,3	790	467	608
1890	1,49	1000	450	671
1910	1,7	1600	553	941
1930	2,02	2200	558	1129
1950	2,51	3300	523	1314
1970	3,62	8400	638	2320
1990	5,32	13200	466	2481
2000	6,22	13300	356	2138
2001	6,29	13400	338	2130
2002	6,37	13700	337	2150
2003	6,45	14100	339	2186

В начале XIX века основным ресурсом (99%) была древесина и мускульная сила животных, и только 1% приходился на уголь [5]. В начале XX века уголь составлял уже 60% ТЭБ, 30% оставалось

за древесиной, а оставшаяся доля приходилась на нефть (5 %), газ (2 %) и гидроэнергетику (3 %) [6]. В дальнейшем, к середине XX века, угольную эру сменила нефтяная. Максимум доли использования нефти (47 % в 1975 г.) совпал с развитием атомной энергетики и освоением крупнейших газовых месторождений. Последний фактор, с учетом улучшения технологии извлечения газа, привел к снижению и последующей стабилизации доли нефти и продолжающемуся росту доли газа. По-видимому, эта тенденция будет определять развитие мировой энергетики и в первой четверти XXI века (см. рис. Е.1).

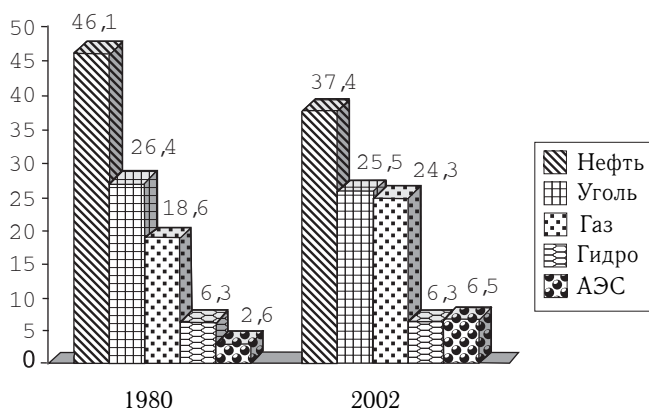


Рис. Е.1. Удельный вклад энергоресурсов в мировое энергопроизводство, %

Освоение новых энергоресурсов сопровождалось приобретением нового качества ТЭБ — диверсификацией производства энергии, что объективно повышало устойчивость системы в целом. При этом использование прежних менее калорийных ресурсов не прекращалось полностью, а снижалось до некоторого относительно стабильного порога, обусловленного региональной спецификой (с учетом конкурентного равновесия с новым базовым ресурсом).

Структура мирового топливного баланса. В начале XXI века в мире потреблялось 3,4 млрд. т. угля, 3,5 млрд. т. нефти, 2,4 трлн. куб. м газа [8]. В энергетическом эквиваленте это составляет около 400 квадриллионов британских тепловых единиц (QBTU) или 420 ЭДж ($1 \text{ ЭДж} = 10^{18} \text{ Дж}$). Удельное годовое потребление энергии на одного жителя Земли в начале XXI века составляло 67 ГДж или 2,1 кВт полезно потребляемой мощности. Эта величина примерно в 20 раз превосходит мощность системы термогенеза человека, и в 200 раз — мощность системы фотосинтеза растений (максимальная мощность фотосинтеза, развиваемая отдельными видами растений, оценивается в 10 Вт). Таким образом, хотя полное производство энергии человечеством почти в сто тысяч раз меньше, чем энергия, которая

поступает на Землю с солнечным излучением (около $2 \cdot 10^7$ ЭДж), но развиваемая при его производстве мощность чрезвычайно высока. Это обуславливает большое локальное влияние на окружающую среду: плотность производства энергии (Вт/км^2) такова, что его отходы, даже просто в виде теплового излучения, в отдельных местах значительно превосходят равновесный фон. Поэтому использование топлив и технологий, минимизирующих такое влияние, является приоритетным направлением развития энергетики в мире.

Из диаграммы на рис. Е.1 следует, что потребление газа за последние 20 лет имело наибольший абсолютный прирост в энергетических единицах, а доля угля и нефти снижалась. Наибольший относительный прирост (в 2,5 раза) был достигнут в использовании атомной энергии. Оптимальность использования ТЭР с точки зрения устойчивого развития и энергетической безопасности зависит от величины запасов, стоимости их добычи и перевозки, а также от удельной калорийности топлив. Основные характеристики ТЭР, на которых строятся оценки эффективности ТЭК и прогнозируются тенденции развития энергетики, приведены ниже в табл. Е.2. В графе удельной калорийности показана теплота полного сгорания углерода, а в скобках — средняя калорийность добываемого угля. Удельная мощность добычи приведена на одного человека, занятого в этой отрасли. Годовой темп потребления указан по состоянию на 2001 г. Заметим, что для АЭС на тепловых нейтронах время исчерпания топлива сопоставимо с наступлением углеводородного дефицита, хотя для «быстрых» реакторов этот срок удлинится примерно в 30–40 раз.

Таблица Е.2. Основные характеристики добычи и потребления ТЭР

	Удельная калорийность, МДж/кг	Удельная мощность добычи, МВт/чел	Доказанные мировые запасы, тнэ	Годовой темп потребления, % от запасов
Дрова	7	0,1	$7 \cdot 10^{11}$	0,01
Уголь	33 (25)	0,5	$6 \cdot 10^{11}$	0,26
Нефть	44	4,3	$3,4 \cdot 10^{11}$	0,70
Газ	$39 [\text{МДж} \cdot \text{м}^{-3}]$	5,2	$1,4 \cdot 10^{11}$	1,52
Деление U	$8 \cdot 10^7$	10^6	$3,4 \cdot 10^{12}$	0,88
DT-синтез	$3,4 \cdot 10^8$	—	—	—

Из табл. Е.2 следует, что традиционные топлива имеют как невысокую удельную мощность добычи на одного человека, так и ограниченные запасы. Мировые потребности составляют $1,1 \cdot 10^{10}$ тонн условного топлива в год (т у.т.) и растут на 2–4 % в год. Это означает,

что доказанных запасов ископаемого топлива хватит максимум на 200 лет (по углю), а нефть и газ закончатся через 50 лет. Прогнозные ресурсы традиционного топлива оцениваются величиной $12,8 \cdot 10^{12}$ т у.т. (1 т у.т. составляет примерно 29 ГДж), что в 10 раз больше доказанных. Другие ресурсы не имеют в настоящий момент определяющего значения, хотя их вклад в развитие отдельных регионов может быть решающим. Однако необходимо учесть, что развитие промышленности и экономический рост в целом обусловлены главным образом не ростом потребления энергии вообще, а потреблением ее в наиболее удобной форме — электрической. Именно с электроэнергетикой связаны все перспективы развития ядерной, а в дальнейшем и термоядерной энергетики.

Мировая электроэнергетика. Доля электроэнергии в общей структуре мирового производства энергии в последние десятилетия примерно постоянна и составляет 23–26 %. Само же производство за четверть века удвоилось с 7,4 трлн. кВт·ч в 1980 г. до 14,7 трлн. кВт·ч в 2003 г. Структура потребления первичных ТЭР для выработки электроэнергии за это время значительно изменилась в основном за счет увеличения доли газа и ядерной энергетики, хотя главным топливом здесь по-прежнему остается уголь (рис. Е.2). Так, в 2003 г. на ГЭС и АЭС выработано по 2,6 трлн. кВт·ч, 9,3 трлн. кВт·ч произведено на ТЭС в результате сжигания ископаемого топлива и только 0,2 трлн. кВт·ч получено с использованием НВИЭ.

Потребление первичных ТЭР в мировой электроэнергетике составляет около 3 млрд. т у.т., из которых 11 % приходится на нефть, 29 % — на газ, и 60 % — на уголь. Важной характеристикой структуры ТЭБ является коэффициент использования данного топлива в производстве электричества. В настоящее время на выработку электроэнергии идет 8 % нефти, 26 % добываемого газа и 30 % угля (рис. Е.3). Однако, как следует из рис. Е.2, соответствующие пропорции выработанной на их основе электроэнергии существенно иные.

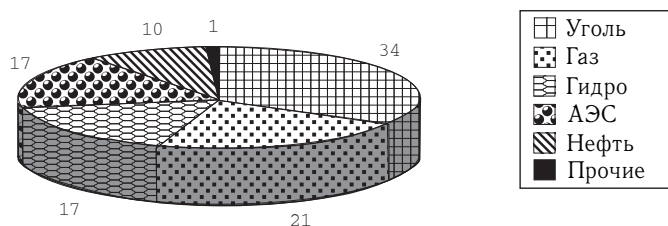


Рис. Е.2. Вклад различных энергоресурсов в мировое производство электроэнергии, (% произведенных кВт·ч)

По сравнению с другими топливами только для газа доля товарной добычи, используемая для выработки электроэнергии, больше, чем доля электроэнергии, получаемая от его сжигания. Это означает, что газовая отрасль больше, чем остальные добывающие отрасли, ориентирована на производство электричества. Но из табл. Е.2 следует, что газ закончится раньше остальных ресурсов, поэтому его доля должна быть уменьшена в пользу угольной и ядерной составляющих. В то же время экологические показатели ограничивают использование угля, а большие тепловые потери при выработке электроэнергии на АЭС и проблема радиоактивных отходов сдерживают развитие ядерной энергетики. Таким образом, первоочередными задачами являются повышение эффективности утилизации топлив и создание научной и технологической базы для перехода к новым видам энергоресурсов, на которых может существовать большая энергетика. Мы вновь приходим к выводу о необходимости термоядерной энергетики как стратегически обоснованного направления будущего развития.

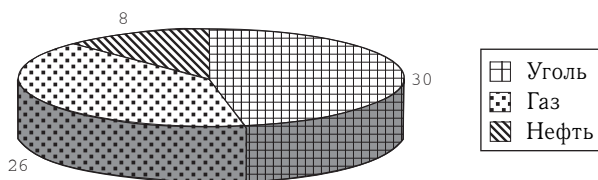


Рис. Е.3. Доля от добычи первичных ТЭР (% т. у.т.), используемых для производства электроэнергии

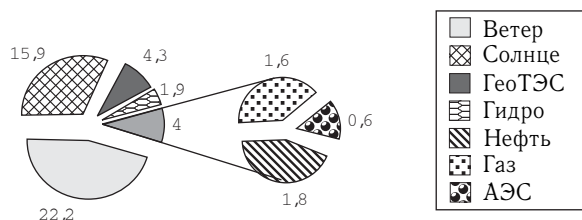


Рис. Е.4. Средние мировые тренды развития энергетики по типу ресурса (рост мощности, % в год) за последнее десятилетие XX века

Современный этап развития, характеризующийся повышением к.п.и., отражен на рис. Е.4. Максимальными темпами развивается сейчас ветроэнергетика, несколько меньшими — гелиоэнергетика. Но нужно учесть, что НВИЭ из-за низкого потока мощности ограничены в использовании и потому будут развиваться в режиме с насыщением потребностей. Наиболее оптимистические оценки их роли составляют 1–2% от общего уровня потребления энергии.

Использование ТЭР по секторам деятельности. Оптимальность использования энергетических ресурсов в значительной степени зависит от возможности их потребления в различных областях деятельности (рис. Е.5). Данные за последнее десятилетие [5] показывают увеличение спроса на относительно небольшие по мощности автономные источники энергии, что связано с ростом энергопотребления в личном секторе. Этим же обусловлены и тенденции развития мировой энергетики на рубеже тысячелетий (рис. Е.4).

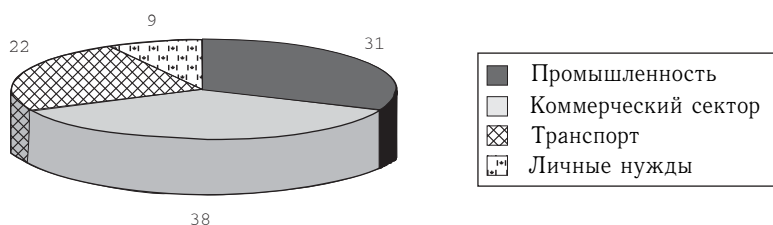


Рис. Е.5. Мировое потребление энергии в 2002 г. (в процентах) по секторам деятельности

Ядерная энергетика. Несмотря на значительный рост исследований в области НВИЭ, основной прирост выработки электроэнергии в последние годы был получен на АЭС. По данным МАГАТЭ, приведенным в [5], мировое потребление урана в 2002 г. составило 67 тыс. тонн, добыча — 36 тыс. тонн. Остальной уран был получен из вторичных источников. В табл. Е.3 приведены атомные мощности стран мира на 2001 г., ранжированные по доле АЭС в производстве электроэнергии. Энергетические ядерные реакторы установлены в 31 стране, их парк насчитывает 451 единицу, суммарная установленная мощность — 371 ГВт.

На рис. Е.6 приведены суммарные данные табл. Е.3 по выработке электроэнергии на АЭС (укрупнено по регионам).

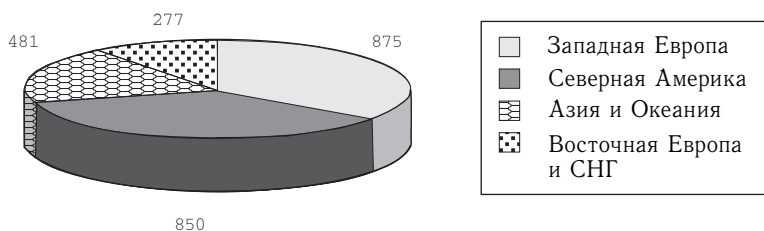


Рис. Е.6. Выработка электроэнергии на АЭС в регионах мира, млрд. кВт·ч

Таблица Е.3. Распределение мощностей АЭС по странам мира в 2001 году

Страна	Число энерго-блоков	Установленная мощность, ГВт(эл)	Производство электроэнергии, млрд. кВт·ч	Доля в производстве электроэнергии в стране, %
Литва	2	3,0	11,36	80,1
Франция	57	62,4	400,90	78,0
Бельгия	7	5,8	44,03	57,3
Словакия	6	2,6	16,25	54,7
Болгария	6	3,7	18,24	47,3
Украина	13	11,8	71,67	45,7
Швеция	11	9,8	65,75	45,7
Словения	1	0,6	5,04	40,7
Армения	1	0,4	1,99	40,5
Швейцария	5	3,2	25,47	39,5
Южная Корея	16	13,7	106,53	38,6
Венгрия	4	1,8	13,42	36,1
Япония	53	45,9	303,35	34,5
Германия	19	21,9	162,64	29,9
Финляндия	4	2,4	21,66	29,8
Испания	9	7,4	60,52	25,8
Чехия	4	1,7	14,01	24,5
Тайвань	6	5,1	34,09	22,5
Великобритания	33	14,6	85,61	22,4
США	104	102,1	768,83	20,3
Россия	30	22,2	125,36	16,0
Канада	21	15,8	72,86	12,3
Румыния	1	0,7	5,04	10,3
Аргентина	2	1,0	6,54	7,2
ЮАР	2	1,9	10,72	5,9
Мексика	2	1,3	8,29	4,1
Нидерланды	1	0,5	3,78	4,0
Бразилия	2	1,9	14,27	4,0
Индия	14	3,2	18,23	3,7
Пакистан	2	0,4	1,98	2,8
Китай	3	2,2	16,68	1,4

Дальнейшее развитие ядерной энергетики сталкивается с противодействием целого ряда факторов, главные из которых следующие.

Во-первых, основу современной ядерной энергетики составляют реакторы на тепловых нейтронах, в которых можно утилизировать всего 1–2 % природного урана [9, 10], тогда как будущее — за реакторами на быстрых нейтронах с замкнутым топливным циклом. Единственная в мире АЭС (Белоярская) с реактором на быстрых нейтронах БН-600 была пущена в Советском Союзе в 1980 г. Другие страны, использующие ядерную энергетику, не имеют надежных технологий для создания аналогичных реакторов, что является серьезным препятствием на пути

становления ядерной энергетики как базовой в производстве электроэнергии.

Во-вторых, ее развитие сдерживается возможностью нанесения значительного экологического ущерба при тяжелых авариях с разрушением активной зоны реактора. Имеются также трудности с длительным хранением и переработкой отходов ядерного топлива. Например, согласно нормативам Управления по защите окружающей среды (УЗОС США), хранить отходы следует не менее 10 тысяч лет, что может представить в будущем не только экологические, но и экономические трудности.

Таким образом, в настоящее время нет достаточных оснований рассматривать энергетику на основе деления тяжелых ядер в качестве базовой. Отметим также, что и прогноз МАГАТЭ [5] дает некоторое снижение выработки электроэнергии за счет АЭС в ближайшие 20 лет. При возрастании общего потребления электроэнергии это означает, что роль АЭС в первой четверти XXI века будет снижаться. В то же время долгосрочной альтернативы этому виду топлива нет, в силу ограниченности углеводородных запасов. Поэтому необходимо уже сейчас искать пути преодоления будущего энергетического кризиса, предпосылки которого становятся все более явными.

Взаимосвязь энергетики и демографии в долгосрочных прогнозах. В тесной увязке с энергетикой находится также и демографическая ситуация в мире. Основная трудность прогнозирования численности населения состоит в том, что зависимость рождаемости и смертности от времени реализуется через интегральные характеристики общества, главным образом через энергопотребление и его распределение по социальным сферам, которое, в свою очередь, определяется стратификацией общества по очень многим показателям, взаимосвязь которых в настоящее время изучена довольно слабо.

В течение последних двух десятилетий для мирового населения в целом характерно снижение рождаемости. Падение рождаемости на фоне стабилизовавшегося энергопотребления особенно заметно именно в развитых странах, где текущая фертильность почти в два раза ниже порога простого воспроизводства (в среднем 2,15 детей на женщину). Возможно, в дальнейшем эта тенденция изменится, но в настоящее время она служит естественным демпфером энергетического кризиса. Впрочем, надо заметить, что более корректным в демографическом плане является показатель воспроизводства поколения, т.е. число рожденных детей всеми женщинами, родившимися в данном году, в течение всей их жизни. В России эта величина близка к 1,8, что все же меньше 2, но положение уже не выглядит столь катастрофическим.

Потребление энергии в различных странах мира весьма неравномерно. На рис. Е.7 приведена функция распределения населения по удельному потреблению энергии [11]. Участки графика с приблизительно постоянным наклоном отвечают принятому в [3] разделению

стран по уровню энергопотребления: граница между развитыми и развивающимися странами отвечает уровню 0,4 кВт/чел, средние имеют более 3 кВт/чел, а богатые — более 7 кВт/чел. Отметим, что уровень энергопотребления в России — около 3 кВт/чел, но связано это в основном с холодными климатическими условиями.

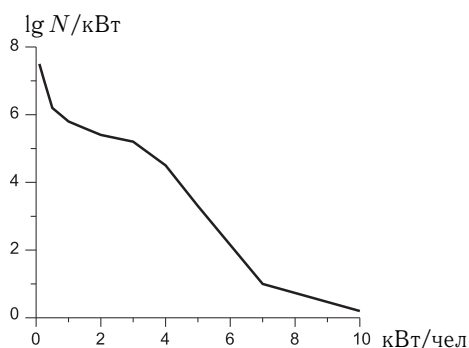


Рис. Е.7. Функция распределения численности мирового населения по удельному энергопотреблению.

По-видимому, урбанизация как следствие миграционного роста населения в местах концентрации энергетических источников снимает многие проблемы, связанные с выживанием в неблагоприятных внешних условиях, что приводит как к снижению смертности, так и к снижению рождаемости. Данные о демографическом положении в различных странах и регионах мира за последние десятилетия показывают

[3, 4, 5], что критическим следует признать уровень энергопотребления в 4 МВт-ч на человека в год (чему отвечает мощность 0,45 кВт/чел, примерно разделяющая население планеты на «бедных» и «остальных», как следует из рис. Е.7), по достижении которого рождаемость в большинстве стран начинает падать ниже уровня простого воспроизводства. Возможно, что именно такая мощность является в среднем характерной для решения основных проблем собственно выживания людей. По-видимому, снижение численности населения с ростом энергопотребления будет продолжаться в развитых странах и в XXI веке.

В докладе ИААА [12] приведен прогноз мирового спроса на энергоресурсы (рис. Е.8).

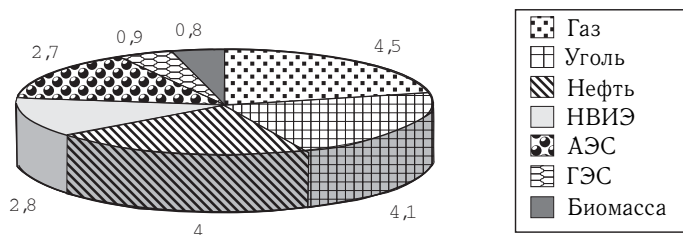


Рис. Е.8. Прогноз мировых потребностей в энергоресурсах к 2050 г, 10^9 т н.э.

Этот прогноз показывает удвоение энергопотребления за 50 лет. Следовательно, для устойчивого развития, т.е. для удовлетворения растущих потребностей и поддержания постоянных темпов экономического роста, в перспективе необходимо развивать энергетику, использующую практически неограниченный ресурс, безопасную в эксплуатации и достаточно чистую в экологическом плане.

Особенности России в контексте мировых тенденций. Для России, обладающей значительной ресурсной базой, проблемы нехватки ресурсов могут показаться не особенно актуальными. Однако из-за больших расстояний, на которые нужно передавать энергию, проблемы транспортировки топлива или произведенной энергии выходят на первый план. Поскольку в России большая часть производимой энергии потребляется в тепловой форме и передача непосредственно тепла сопровождается такими потерями, которые делают невозможным его транспортировку на большие расстояния, то приходится перевозить большие объемы топлива, что требует постоянно растущих затрат. Кроме того, сжигание ископаемого топлива вблизи мегаполисов приводит к ухудшению и без того не очень хорошей экологической обстановки. Поэтому переход на экономичный и относительно чистый вид топлива в будущем неизбежен. Анализ перспектив развития энергетики России на основе имеющихся данных о ресурсах и уровне технологий, проводимый в этом разделе, показывает, что требования достаточности ресурса, экономичности его утилизации, безопасности и экологической чистоты работы энергетических установок плохо совместимы. Из рассматриваемых в перспективе возможностей этим требованиям в наибольшей степени отвечает термоядерная энергетика, поэтому необходима значительная интенсификация исследований в этой области. Однако эксперименты по ядерному синтезу очень дороги и энергоемки, поэтому наличие «излишков» первичных ресурсов является фундаментом, на котором может быть построена энергетика будущего. Такие излишки могут образоваться как в силу повышения экономичности использования ТЭР, так и в связи с уменьшением темпов роста численности населения.

Основные тенденции изменения структуры населения России за последние десятилетия повторяют наблюдаемые процессы в большинстве европейских стран и состоят в уменьшении рождаемости при незначительном уменьшении смертности [13–16]. Особенность России (возможно, негативная в смысле прироста населения) — небольшая иммиграция, не позволяющая восполнить естественную убыль населения.

В предположении долгосрочного сохранения текущих тенденций, учитывающих незначительные колебания фертильности, к 2050 г. численность населения России будет составлять 95 млн. человек, с тенденцией увеличения темпа депопуляции [17]. К этому времени завершится формирование «обращенной» возрастной пирамиды, вершина которой находится в младших возрастах, а основание — в возрасте

около 67 лет (рис. Е.9, Е.10). Примерно еще через 10 лет (к 2060 г.) эта диспропорция сгладится, и доля трудоспособного населения резко повысится. Заметим, что ориентировочно к этому времени, согласно данным табл. Е.2, произойдет исчерпание доказанных запасов нефти и газа (или их добыча станет нерентабельной). Можно предположить, что если к этому времени будет создана база для развития новой энергетики, то возможны резкое увеличение производства и связанный с ним общий экономический подъем государства, что может повлиять в лучшую сторону и на демографическое положение.

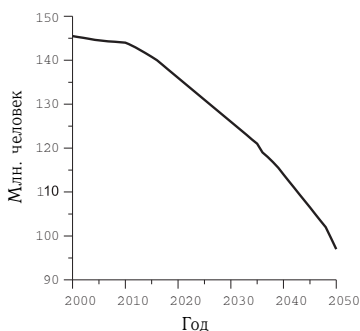


Рис. Е.9. Прогноз динамики численности населения России

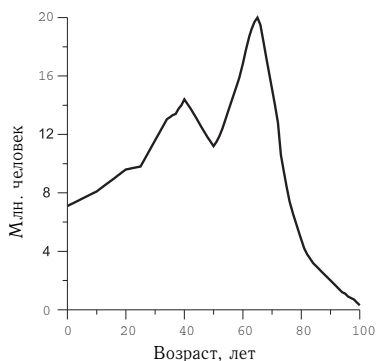


Рис. Е.10. Прогноз распределения населения России по возрастам к 2050 г.

Учет демографического фактора приобретает особое значение при долгосрочных прогнозах, поскольку удельные показатели производства ВВП, первичных ТЭР, электроэнергии могут правильно характеризовать тенденции в развитии экономики и ТЭК только в предположении относительно стабильной численности населения. При составлении прогнозов развития энергетики надо учитывать, что рост потребности внутреннего использования ТЭР будет тормозиться снижением людских ресурсов. По-видимому, этот процесс будет сопровождаться абсолютным увеличением личного энергопотребления, что, возможно, приведет к еще большему спаду рождаемости. Таким образом, для поддержания устойчивого развития в мире новые принципы и технологии в энергетике могут быть востребованы уже в ближайшем будущем.

Е.2. Состояние и прогнозы развития ТЭК России

Из 13,5 трлн. кВт мировых мощностей производства энергетических ресурсов на долю России приходится около 10 % (1,4 трлн. кВт) [1–5]. Внутреннее потребление составляет 860 ГВт или 61 % произведенной энергии. По оценкам [18–20] в России, занимающей 10 % территории Земли, сосредоточено 22 % леса, 33 % мировых запасов природного

газа, 13 % нефти, 23 % угля и 14 % урана. К настоящему времени извлечено 12 % имеющегося ресурса нефти и 3 % газа, что в сравнении с аналогичными мировыми показателями (соответственно 18 % и 13 %) показывает ее высокую потенциальную обеспеченность топливом.

Производственный потенциал ТЭК РФ включает 133,5 тыс. эксплуатационных нефтяных скважин, 6,4 тыс. газовых скважин, нефтеперерабатывающие заводы суммарной мощностью 260 млн. т в год, 800 компрессорных и нефтеперекачивающих станций, 151 угольную шахту и 75 угольных разрезов суммарной мощностью 336,5 млн. т в год. Для обеспечения энергоснабжения в РФ функционируют магистральные трубопроводы: нефтяные — протяженностью 46,8 тыс. км, газовые — протяженностью 151 тыс. км, нефтепродуктовые — протяженностью 20 тыс. км. Протяженность ЛЭП — 2554 тыс. км.

Однако использование ископаемого топлива сопровождается большими потерями вследствие невысокого уровня технологий. Кроме того, в настоящее время плотность потока извлечения энергии из ископаемых ресурсов стабилизировалась, тогда как мощности и технологии производства энергии для источника с большей плотностью — ядерной энергии — еще не достигли необходимого уровня, чтобы его можно было считать базовым. Это приводит к необходимости выбора перспектив развития: либо использовать имеющиеся запасы, что связано с увеличением стоимости добычи, либо развивать потенциал ядерной энергетики, для чего потребуются, по-видимому, гораздо больше инвестиций, поскольку в цену реактора необходимо закладывать и стоимость утилизации и хранения отходов. Третий путь состоит в увеличении роли научных исследований в области нетрадиционной энергетики, включая термоядерную. От принятия соответствующих решений зависит не только долгосрочная перспектива развития, но и ближайшее экономическое состояние России, поскольку в ТЭК производится 40–45 % доходной части бюджета (30 % объема промышленного производства или 20 % ВВП) и обеспечивается 45–50 % валютных поступлений. В табл. Е.4–Е.6 приведены основные показатели, характеризующие значение ТЭК в экономике России.

Внутреннее потребление первичных ТЭР в России составляет в настоящее время почти 1 млрд. т у.т. Распределение производства и потребления ТЭР по видам топлив представлено на рис. Е.11. Энергоемкость ВВП России составляет 1,44 т у.т./10³\$ (или 12,3 кВт·ч/\$), электроемкость ВВП — 5,1 МДж/\$ (или 1,4 кВт·ч/\$), теплоемкость ВВП — 9,9 ГДж/\$. Эти показатели в 3 раза выше, чем в США, в 4 раза выше, чем в среднем по Европе и в 6 раз выше по сравнению с лучшими показателями (Германия, Япония). Высокая энергоемкость ВВП России обусловлена рядом объективных причин, среди которых основными являются большая средняя дальность транспортировок ТЭР (в среднем 1500 км против 200 км в Европе и 500 км в Канаде) и затраты на обогрев (в среднем 500 кВт·ч/м² для зданий в России

Таблица Е.4. Основные показатели макроэкономического развития РФ (данные [1, 21])

Показатель	2000	2001
ВВП, трлн. руб.	8,60	9,04
Удельный ВВП, тыс. руб./чел./год	59,3	62,3
Прирост ВВП, % в год	-0,2	5,0
Индекс промышленного производства, %	112	105
Внутреннее потребление первичных ТЭР, млн. т у.т.	898	910
Электроемкость ВВП, кВт·ч/\$	1,37	1,39
Теплоемкость ВВП, Гкал/\$	2,37	2,35
Энергоемкость ВВП, т у.т./тыс. \$	1,44	1,42
Инфляция, % в год	20,2	19,1

Таблица Е.5. Состояние ТЭК России в начале XIX в (данные [1, 21])

Показатели работы ТЭК	Производство энергии и добыча топлива		Процент основных фондов, подлежащих замене
	1999 г.	2001 г.	
Электроэнергия, млрд. кВт·ч,	845	888	50
из них:			
ТЭС	562	576	
ГЭС	161	175	
АЭС	122	137	
Отпущенное тепло, млн. Гкал	1430	1497	80
Добыча топлива:			
Нефть, млн. т	295	348	
Газ, млрд. куб. м	591	581	
Уголь, млн. т	249	269	

Таблица Е.6. Индексы промышленного производства в РФ (данные [1, 19, 21])

	1999	2000	2001
Вся промышленность	111	112	105
Электроэнергетика	99	102	102
Топливная промышленность,	102	105	106
в том числе:			
нефтедобывающая	100,5	106	108
нефтеперерабатывающая	102	102	103
газовая	102	102	100
угольная	110	105	105

против 200 кВт·ч/м² в Европе). Кроме того, велика сама доля ТЭК в ВВП. Однако большой удельный расход топлива в производстве электроэнергии (370 грамм у.т./кВт·ч против среднемирового 200 грамм у.т./кВт·ч) показывает низкую эффективность утилизации энергоресурсов.

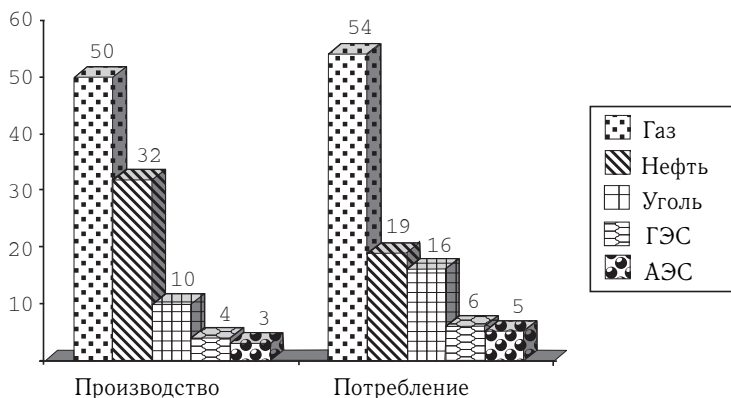


Рис. Е.11. Структура (в процентах) производства (1,5 млрд. т у.т.) и потребления (0,95 млрд. т у.т.) ТЭР в России в 2001 г. (данные [21])

Удельное потребление электроэнергии в России составляет 5,83 кВт·ч, а тепла — 6,13 т у.т. на человека. Примерно 70 % ископаемых ресурсов идет на производство тепла. По-видимому, с освоением нефтегазовых месторождений на шельфе северных морей эта доля будет возрастать, в связи с увеличением энергозатрат на создание рабочих мест для добычи топлива в труднодоступных местах. При этом затраты на собственно добычу очень незначительны и составляют $(3-5) \cdot 10^{-4}$ % от калорийности добываемого топлива.

Одна из основных проблем, затрудняющих развитие ТЭК, состоит в том, что в России в среднем только 15 % установленного оборудования отвечает мировому технологическому уровню в топливодобывающих отраслях. Хотя доля капиталовложений в ТЭК возрастает, общий их объем по сравнению с 1990 г. снизился в 2000 г. более чем в 2 раза (а во всем народном хозяйстве — в 3,4 раза), поэтому повышается риск техногенных катастроф и связанных с ними затрат энергии на восстановительные работы. Кроме того, растет доля изношенного оборудования и основных фондов, требующих замены (см. табл. Е.5). Для компенсации выбывающих мощностей на электростанциях ежегодно должно вводиться 6 ГВт, а после 2005 г. — 8 ГВт, тогда как сейчас ввод не превышает 2 ГВт. Отсюда следует, что прогнозы значительного роста производства и потребления энергии в среднесрочной перспективе вряд ли можно считать реалистичными.

По нашим оценкам (см. [17]), сокращение населения России в среднем на 700 тыс. человек в год приведет к снижению энергопотребления

на 1 ГВт-год. Если же допустить декларируемый реальный рост ВВП хотя бы на 2 % в год, половину которого обеспечивает рост производительности труда, то ввод дополнительных мощностей должен составить около 6 ГВт (или 5 ГВт с учетом сокращения людских ресурсов). Вместе с заменой выходящих из строя мощностей это составит уже 11 ГВт. Если ввод будет составлять 2 ГВт, то дефицит мощности — 9 ГВт. Из этих оценок следует, что при сохранении текущего уровня обновления мощностей к 2010 г. в электроэнергетике останется 88,1 ГВт (вместо 97,8 ГВт в 2000 г.). Для сохранения текущего состояния отрасли необходимо ежегодно вводить не менее 5 ГВт. Если же учитывать также и последствия от аварий и снижения производства энергии в связи с износом оборудования в топливобывающей промышленности, то спад может принять катастрофический характер. В связи с этим прогнозы, представленные в Энергетической стратегии (табл. Е.7), нужно скорее считать желаемыми декларациями, в которых отражены потенциальные возможности отраслей, а не предсказанием реальных трендов.

Основные генерирующие мощности электростанций Российской Федерации сосредоточены в Европейской части страны (включая Урал) — 72 % общей установленной мощности. По региональной структуре установленной мощности наибольшая доля приходится на тепловую генерацию: 74 % — в Европейской части страны (включая Урал), 55 % — в Сибири и на Дальнем Востоке. Доля ГЭС в этих укрупненных регионах составляет 11 % и 45 %, соответственно. Мощности АЭС сосредоточены в основном в Европейской части страны, где их доля составляет 15 % от установленной мощности в этом регионе.

Т а б л и ц а Е.7. Ретроспективный прогноз отраслевого энергопотребления, выполненный ИНЭИ РАН для ЭС-2020, млн. т у.т. В скобках приведено потребление электроэнергии, млрд. кВт·ч (данные [1])

Показатель	1990	1995	2001	2005	2010	2015	2020
Потребление ТЭР, всего	1257 (1073)	937 (840)	949 (888)	970 (895)	995 (975)	1020 (1062)	1045 (1156)
Промышленность и строительство	548 (560)	355 (394)	318 (383)	331 (406)	335 (444)	340 (484)	350 (529)
Транспорт	217 (89)	161 (65)	154 (63)	159 (66)	161 (73)	163 (80)	167 (87)
Коммунально- бытовой сектор	257 (182)	249 (186)	268 (205)	272 (217)	276 (237)	278 (259)	286 (287)
Сельское хозяйство	62 (67)	41 (53)	30 (41)	32 (44)	35 (49)	37 (55)	39 (60)

Перейдем к более детальному описанию состояния ТЭК России по типам ТЭР.

Производство электроэнергии. Суммарная установленная мощность всех электростанций России составляет 213,3 ГВт. Основные генерирующие мощности российской электроэнергетики размещены на 432 электростанциях общего пользования с установленной мощностью 196,2 ГВт, в том числе 334 ТЭС мощностью 131,0 ГВт, 98 ГЭС мощностью 44,0 ГВт и 10 АЭС мощностью 22,2 ГВт (см. также диаграммы на рис. Е.12; Е.13). Остальные 16,1 ГВт относятся к электростанциям и генерирующим установкам промышленных предприятий и прочих организаций. По данным [18], 60 тыс. км ЛЭП (25 %) находятся в эксплуатации более 30 лет, непригодны к эксплуатации 14 % ВЛ (312 тыс. км) и 12 % подстанций. В электрических сетях происходит 90 % всех нарушений в работе энергосистем, что связано с износом сетевого оборудования.

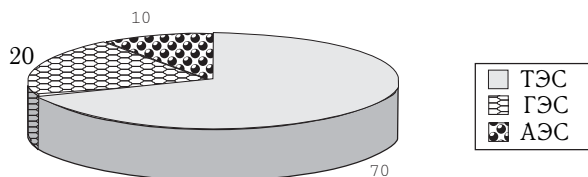


Рис. Е.12. Структура установленных мощностей в электроэнергетике России, %.

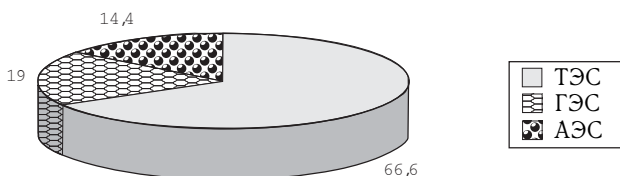


Рис. Е.13. Производство электроэнергии в процентах от выработанной мощности.

Сравнение рис. Е.12 и Е.13 показывает, что наиболее эффективно в последние годы происходила выработка электроэнергии на АЭС. Это связано с большим износом генерирующих мощностей в остальных двух секторах.

Рассмотрим вклад различных ТЭР в производство электроэнергии.

1. Сжигание углеводородного топлива. В настоящее время для производства электроэнергии используется 30 % (по калорийности) добываемых топлив, которые и составляют основу (около 70 %) выработки электричества. Коэффициент конвертируемости ка-

лорийности т у.т. в кВт·ч электроэнергии равен $k_Q = 0,25$. Наиболее высок коэффициент конвертируемости для газа. Так, 134 млрд. м³ газа, поставляемого в электроэнергетику России, дают 447 млрд. кВт·ч электроэнергии, т.е. 53 % от всей выработки, тогда как доля газа по топливу составляет 64 % из 238 млн. т у.т., сжигаемых на ТЭС. Таким образом, 1 м³ газа, эквивалентный 1,13 кг у.т., производит 3,33 кВт·ч (или 0,4 кг у.т. в топливных единицах) электроэнергии, т.е. по газу $k_Q = 0,35$. Однако среднемировой коэффициент по всем видам топлив составляет $k_Q = 0,46$, что почти в 2 раза выше, чем в России. Таким образом, улучшение показателей для ТЭК России означает фактически создание новых технологий (т.к. отставание от развитых стран слишком велико), и потому развитие технологий для альтернативной энергетики имеет равный статус с традиционными подходами. Поскольку же инвестирования в ТЭК составляют 5 % ВВП, что приблизительно в три раза меньше необходимой суммы для сохранения существующего положения, а остальные средства должны изыскиваться внутри отрасли или с привлечением независимых инвесторов, то, как следует из анализа, проведенного в [1, 18, 22], существенного улучшения в ближайшие десятилетия ожидать не приходится, и тогда исследования в области альтернативной энергетики, в том числе термоядерной, имеют преимущество.

2. Гидроэнергетика. Производство электроэнергии на ГЭС относительно невелико и, видимо, существенно увеличено не будет, хотя Россия обладает значительным гидропотенциалом. Ведущими странами по потенциалу гидроэнергетики являются: Китай — 1,28 ТВт·ч/год (используется 15 % ресурса), Россия — соответственно 0,82 (20 %) и Бразилия — 0,77 (39 %). В то же время лидерами в использовании имеющихся гидроресурсов являются: США — 0,40 ТВт·ч/год (95 %), Норвегия — 0,15 ТВт·ч/год (98 %), Япония — 0,15 ТВт·ч/год (98 %) и Франция — 0,12 ТВт·ч/год (98 %). Эффективность использования гидропотенциала России оценивается в [23] на уровне 600 ТВт·ч/год. Теоретический потенциал малой гидроэнергетики составляет 30 % всех гидроресурсов страны. По расчетам [24], энергетический потенциал малых рек страны, использование которого возможно доступными средствами и экономически выгодно, составляет 493 ГВт·ч/год.

3. Ядерная энергетика. В отличие от гидроэнергетики, использование АЭС имеет большой потенциал развития при условии создания надежных и экологически чистых технологий. В настоящий момент имеется 25 законсервированных площадок новых АЭС, развернутых в период 1970–1980 гг. Ситуация с износом основных фондов в ядерной энергетике лучше, чем в остальных энергетических отраслях. В то же время доля АЭС в общем производстве энергии невелика и находится на уровне использования гидропотенциала.

В России в 2002 г. работали 30 ядерных реакторов на 10 АЭС суммарной установленной мощностью 22,2 ГВт. В настоящее время 54 %

атомной энергии производится реакторами типа РБМК, около 43 % — реакторами типа ВВЭР. Остальная часть выработана реакторами типа БН и ЭГП. В 2000 году КИУМ АЭС России составил 70 % при проектном 75–80 % (на лучших зарубежных АЭС КИУМ достиг 85–90 %), а в 2003 г. — уже 76,3 %. К 2010 году планируется доведение КИУМ до 80 %, к 2020 году — до 85 %. Производство атомной энергии географически неоднородно. В Центральной России, включая Москву, доля АЭС в производстве электроэнергии составила 25 %, на Северо-Западе — 50 %, на Северо-Западе Чукотского автономного округа — 60 %, на Кольском полуострове — до 70 %, в Центрально-Черноземном районе — до 80 %. АЭС обеспечивают электроснабжением 35 из 89 субъектов РФ.

Почти все действующие энергоблоки АЭС построены и введены в эксплуатацию в период с 1971 г. по 1993 г. Из них 12 энергоблоков (первое поколение) суммарной электрической мощностью 5,8 ГВт разработаны и построены до выхода основных нормативных документов по безопасности атомной энергетики. Они находятся в эксплуатации в среднем 25 лет. Для них предусмотрена программа поэтапной модернизации и замены части оборудования, выработавшего технический ресурс, с целью повышения безопасности и продления срока службы на 10 лет. Энергоблоки второго поколения — 17 энергоблоков суммарной электрической мощностью 15,5 ГВт спроектированы и построены в соответствии с нормативными требованиями безопасности, введенными в 1982 и 1988 гг. Эти блоки находятся в эксплуатации в среднем 15 лет. В 2001 г. введен в эксплуатацию первый блок Волгодонской (Ростовской) АЭС с реактором ВВЭР-1000. В течение пяти лет предполагается ввод еще четырех энергоблоков.

Диапазон оценок масштаба развития ядерной энергетики России зависит от инвестиционной политики и стратегии государства в области топливодобычи. Возможно существенное увеличение доли АЭС при замещении мощностей ТЭС, сжигающих газ: 3 млрд. куб. м газа эквивалентны электрической мощности АЭС в 1,5 ГВт. Базовый вариант прописан в «Энергетической стратегии России», согласно которому к 2010 г. планируется увеличение мощности до 29 ГВт, а к 2020 г. — до 40 ГВт. Эти расчеты были выполнены с учетом вывода из эксплуатации оканчивающих срок службы блоков АЭС и сооружения реакторов нового поколения. Следует отметить, что вывод АЭС из эксплуатации повлечет значительные изменения в структуре потребления ТЭР. Например, планируемое закрытие к 2009 г. Игналинской АЭС в Литве, вырабатывающей там 80 % всей электроэнергии, приведет к полной перестройке энергосистемы, и оценивается на первом этапе в 250 млн. \$. Из табл. Е.3 видно, что во многих европейских странах атомная энергетика играет основную роль в выработке электроэнергии. Поэтому решения, связанные с заменой ядерного топлива на углеводородное, которые могут быть приняты в ряде этих стран, приведут скорее всего к негативным последствиям в экономическом развитии.

В связи с этим возможен рост заинтересованности европейского и мирового сообщества в целом в скорейших разработках экологически чистой и достаточно мощной электроэнергетики, что не может не стимулировать развитие проектов в области НВИЭ, включая и термоядерный синтез.

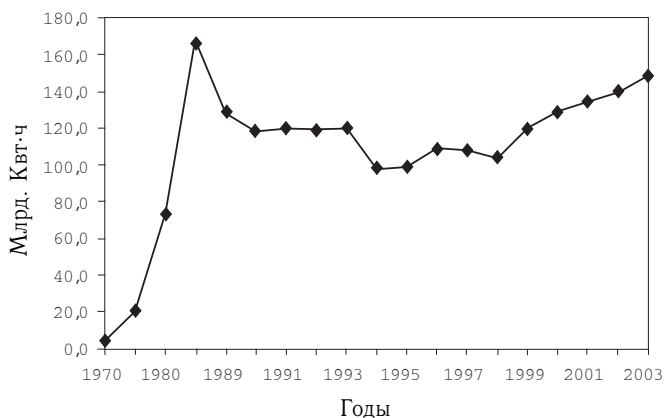


Рис. Е.14. Выработка электроэнергии атомными электростанциями России.

В последние годы основной прирост выработки электроэнергии осуществляется за счет атомной энергетики (рис. Е.14).

Инвестиционная Программа развития атомной энергетики России на период до 2010 года, утвержденная в 1998 г., включает более 120 крупномасштабных инвестиционных объектов, имеющих различную степень готовности. Каждый инвестиционный проект Программы требует значительных капиталовложений и характеризуется различной длительностью реализации. В нее входят краткосрочные проекты длительностью от 3 до 5 лет, находящиеся в заключительной стадии реализации и имеющие высокую степень научно-технической и ресурсной готовности. К ним, в частности, относятся проекты достройки блоков на имеющихся площадках АЭС, среднесрочные проекты (от 5 до 10 лет), связанные со строительством новых АЭС на основе готовых технических проектов, а также с продлением срока службы и выводом из эксплуатации энергоблоков действующих АЭС. Долгосрочные проекты по реализации инновационных технологий атомной энергетики, включающие все этапы жизненного цикла — от проведения фундаментальных и прикладных исследований до строительства серийных объектов, продолжительностью более 10 лет. Реализация Программы создаст предпосылки для роста ресурсного потенциала за счет обновления действующего парка и активного ввода новых мощностей. Однако даже в оптимистическом варианте атомные мощности составят не более 25 % от потребностей в электроэнергии.

4. НВИЭ. Согласно оценкам [25–28], возможное использование НВИЭ значительно перекрывает современные мировые потребности, равные примерно 13 ТВт-годам, но соответствующая технология пока слабо разработана. Например, если использовать 1% суши для аккумуляции солнечной энергии при 20% КПД ее утилизации, то это даст выработку порядка 50 ТВт-год, однако отторжение больших площадей и отсутствие эффективной аккумуляции низкопотенциального тепла делает широкомасштабное ее извлечение в настоящее время невозможным. Сжигание биомассы с 10% суши (леса занимают 30% суши) при КПД 1% даст 25 ТВт-год, но приведет к изменению климата и значительному загрязнению атмосферы. Термальная энергия океана при 2% ее поглощения и 2% КПД даст 9 ТВт-год. Энергия ветра оценивается в 1 ТВт-год. Остальные виды (приливы, геотермальная энергия и т.д.) дают меньше 1 ТВт-год. Хотя потенциал НВИЭ Земли очень велик, все эти виды обладают одним важным недостатком — малой плотностью потоков энергии. Удельная мощность потока солнечной энергии на поверхности Земли не превышает $1 \text{ кВт}\cdot\text{м}^{-2}$, плотность мощности воздушного потока при скорости $7 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ составляет около $150 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$, океанская волна высотой 5 м развивает мощность $10 \text{ кВт}\cdot\text{м}^{-2}$ колеблющейся площади. Это означает, что для получения от НВИЭ сколько-нибудь заметных мощностей необходимо собирать энергию с весьма больших площадей, что требует создания больших и дорогостоящих установок. Дадим более подробную характеристику основным из этих ресурсов, чтобы их можно было сравнить с возможностями термоядерного синтеза, также пока относящегося к нетрадиционным способам получения энергии. Потенциальные возможности использования НВИЭ в России приведены в табл. Е.8.

Таблица Е.8. Ресурсы нетрадиционных возобновляемых источников энергии России

Ресурсы	Валовой потенциал, млн. т у.т./год	Технический потенциал, млн. т у.т./год	Экономический потенциал, млн. т у.т./год
Малая гидроэнергетика	360,4	124	65
Геотермальная энергия			115
Энергия биомассы	$10 \cdot 10^3$	53	35
Энергия ветра	$26 \cdot 10^3$	2000	10
Солнечная энергия	$2,3 \cdot 10^6$	2300	12
Низкопотенциальное тепло	525	115	36
Итого по НВИЭ	$2,3 \cdot 10^6$	4592	273

Солнечная энергия пригодна либо для производства низкопотенциального тепла, либо для производства электроэнергии. В первом случае применяются плоские солнечные коллекторы, в которых теплоносителями могут быть вода, воздух или антифризы. В зависимости от условий инсоляции в коллекторах теплоноситель нагревается на 40–50 °С выше, чем температура окружающей среды. Электроэнергия от светового потока может производиться двумя путями: путем прямого преобразования в фотоэлектрических установках либо за счет нагрева теплоносителя, который производит работу в том или ином термодинамическом цикле. КПД при этом крайне мал, а это означает большое локальное рассеяние собранной энергии, и в больших масштабах использования приводит к тем же экологическим проблемам, что и для использования традиционных энергоресурсов.

Геотермальная энергия, строго говоря, не является возобновляемой, поскольку речь идет не об использовании постоянного потока тепла, поступающего из недр к поверхности (в среднем $0,03 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$), а об использовании тепла, запасенного жидкими или твердыми средами, находящимися на определенных глубинах. В большинстве мест геотермальная ступень, определяемая тепловым потоком и теплопроводностью пород, составляет не более $3^\circ/100 \text{ м}$. Однако в местах молодого вулканизма, вблизи разломов земной коры геотермальная ступень повышается в несколько раз, и уже на глубинах в несколько сот метров (иногда в несколько километров) имеются либо сухие горные породы, нагретые до 100 °С и более, либо запасы воды или пароводяной смеси такой температуры.

Сегодня для получения тепла или для производства электроэнергии используются исключительно термальные воды или парогидротермы. Существующие геотермальные электростанции (ГеоТЭС) представляют собой одноконтурные системы, в которых геотермальный пар непосредственно работает в паровой турбине, или двухконтурные с низкокипящим рабочим телом во втором контуре. Наиболее распространены ГеоТЭС в Италии, Исландии, Японии и США. Единичная мощность таких ГеоТЭС составляет единицы (иногда десятки) МВт. ГеоТЭС на парогидротермах географически «привязаны» к районам парогидротермальных месторождений (в России это Камчатка и Курильские острова). Поэтому в целом в энергетике России этот вид ГеоТЭС не может играть значительной роли, но для указанных районов они могут почти полностью удовлетворить потребности в электроэнергии. В этих районах ГеоТЭС уже сейчас имеют коммерческую привлекательность с учетом высокой стоимости привозного топлива. Гораздо большее распространение в электроэнергетике России могут получить ГеоТЭС не на парогидротермах, а на термальной воде с температурой 100–200 °С, месторождения которой значительно более распространены. Такая ГеоТЭС должна быть двухконтурной, с низкокипящим рабочим телом во втором контуре. Однако эти ГеоТЭС, в отличие от парогидро-

термальных, требуют опытно-промышленного освоения для отработки этой технологии и достижения коммерческой привлекательности.

Ветровая энергия используется для производства механической или электрической энергии. Наиболее распространены ветроэнергостановки (ВЭУ) единичной мощностью 100–500 кВт, хотя построены и эксплуатируются агрегаты единичной мощностью в несколько МВт. Малые ВЭУ (мощностью менее 100 кВт) обычно предназначаются для автономной работы. Более крупные установки создаются как сетевые. Как правило, на одной площадке устанавливается достаточно большое количество ВЭУ, образующих так называемую ветровую ферму. На одной ферме может быть размещено около тысячи ВЭУ, так что суммарная установленная мощность фермы достигает 100 МВт. Практическое развитие ветроэнергетики в России находится на начальном этапе. Установлены и находятся в опытно-промышленной эксплуатации до 10 ВЭУ мощностью 250 кВт и одна мощностью 1 МВт. В стадии проектирования находится несколько ветроэлектростанций (ВЭС). Однако, в отличие от ГеоТЭС, прогнозы масштабов развития ВЭС содержат существенный элемент неопределенности. Незавершенность стадии опытно-промышленных испытаний созданных ВЭУ, отсутствие достаточного опыта эксплуатации многоагрегатных ВЭС затрудняют ответ на вопрос, могут ли разработанные ВЭУ являться серийными образцами или требуется их существенная доработка. От этого в значительной степени будут зависеть перспективы и масштабы применения ВЭС. Кроме того, расчетный анализ показывает, что технико-экономические показатели ВЭС еще не являются удовлетворительными, и требуется поиск условий и видов применения ВЭУ и ВЭС, которые могут обеспечить их конкурентоспособность.

Биомасса представляет собой весьма широкий класс энергоресурсов и включает древесину, отходы промышленные (лесной и деревообрабатывающей промышленности), сельскохозяйственные и бытовые. Энергетическое использование биомассы возможно через сжигание, газификацию и пиролиз, биохимическую переработку с получением спиртов или биогаза. В России леса занимают около 70 % всей ее территории, равной 1690 млн. га. Рубка лесов в 2000 г. составила 130 тыс. га, а их восстановление — 1 тыс. га. Однако вряд ли этот ресурс может вновь обрести промышленное значение, особенно если учесть, что вырубка лесов приведет даже без учета сжигания к значительным экологическим изменениям.

Малые гидроэлектростанции (МГЭС) с единичной мощностью агрегата от 0,1 до 10 МВт и суммарной мощностью до 30 МВт также обычно относят к НВИЭ. В конце 90-х гг. в России оставалось в эксплуатации 55 МГЭС суммарной мощностью 545 МВт. Практически все эти МГЭС находятся в Европейской части России.

Приливные электростанции (ПЭС) стоят несколько особняком от других НВИЭ. Если ГеоТЭС, ВЭС и СЭС являются по преимуществу модульными, мощность их относительно невелика и может наращи-

ваться постепенно, то мощность предполагаемых к созданию в России ПЭС исключительно велика (проектируемые Тугурская ПЭС на Охотском море мощностью 7800 МВт, Мезенская на Белом море мощностью 19200 МВт), а число их агрегатов исчисляется сотнями. Огромная мощность этих ПЭС требует чрезвычайно больших капитальных вложений как непосредственно в строительство ПЭС, так и в мероприятия, необходимые для адаптации в энергосистеме ПЭС с переменной мощностью в суточном цикле. Сроки строительства этих гигантских сооружений также весьма велики. Все это отодвигает создание указанных ПЭС в России по крайней мере до того времени, когда экономика страны позволит приступить к проектам такого масштаба.

В целом по странам — членам Международной энергетической ассоциации — бюджетные ассигнования на исследования в сфере НВИЭ составляют в настоящее время 8 % общего объема государственного финансирования в энергетическом секторе. Приоритетной статьей расходов в структуре государственного финансирования в этой сфере на протяжении многих лет остаются расходы на развитие солнечной энергетики, доля которых составляет 67,5 % [27, 28].

Помимо экономических, для развития НВИЭ существуют и технические ограничения. Так, при подключении к энергосистеме нетрадиционных электростанций с нерегулируемой мощностью (ВЭС, СЭС, ПЭС, в некоторой мере МГЭС), для сохранения стабильности параметров энергосистемы их доля (по мощности) не должна превышать величины, оцениваемой в 10–15 %. Для нетрадиционных электростанций, присоединяемых к крупным энергосистемам, это ограничение не актуально, поскольку доля их мощности не скоро сможет приблизиться к указанному пределу, но для изолированных энергоузлов оно должно учитываться. Этих технических ограничений нет у геотермальных электростанций. ГеоТЭС на парогидротермах имеют постоянную мощность и могут быть системообразующими.

Важной чертой существующей энергетической системы России является ее высокая централизация. Небольшое число крупных угольных, нефтяных и газовых месторождений обеспечивают почти всю добычу органического топлива. Практически все города и значительная часть деревень присоединены к линиям магистрального газопровода. Около 90 % общего количества электроэнергии производится крупными электростанциями мощностью в несколько ГВт. Около 87 % населения получают электроэнергию централизованно. Теплоснабжающая система России также высоко централизована. Только в малых городах и деревнях существуют индивидуальные отопительные системы, использующие природный газ, пропан-бутан, уголь, угольные брикеты, дрова. Около 10 млн. населения, живущего на северных территориях, не присоединены к электрическим сетям. Для этой категории жизненно необходимо скорейшее решение проблемы использования НВИЭ. Однако полное количество энергии, производимой за счет НВИЭ, сегодня в общем энергетическом балансе страны пренебрежимо мало. Энерге-

тическая стратегия развития России на 2020 г. также предусматривает всего лишь 1 % энергии, которая будет производиться НВИЭ.

Производство тепла. Как уже говорилось выше, выработка тепла — основная задача для российской энергетики, вызванная суровостью природных условий. Достаточно сказать, что 58 % территории нашей страны находится в зоне вечной мерзлоты, а пахотные земли занимают всего 8 %. Около 2/3 потребности страны в тепле и 1/3 потребности в электроэнергии обеспечиваются за счет теплофикации и централизованного теплоснабжения. По суммарной величине отпускаемого тепла, масштабам комбинированного производства тепловой и электрической энергии, по протяженности тепловых сетей Россия, совместно с другими государствами СНГ, превосходит все остальные страны мира, вместе взятые. Установленная электрическая мощность тепловых электростанций (ТЭС) составляет 70 % генерирующих мощностей страны. На ТЭС вырабатывается 68 % электроэнергии. Централизованное теплоснабжение крупных городов и промышленных предприятий на основе совместного производства электрической и тепловой энергии является главным направлением в электроэнергетике. Сегодня в России комбинированное производство электроэнергии и тепла осуществляется в основном на крупных теплоэлектроцентралях (ТЭЦ) общего пользования и на промышленных ТЭЦ, работающих в составе предприятий с частичным отпуском тепла в городские тепловые сети.

В целом производство тепла характеризуется стабильностью (см. табл. Е.9), однако износ системы теплоснабжения составляет 63 %, а 32 % оборудования полностью требуют замены. В России построено и эксплуатируется более 260 тыс. км водяных теплосетей диаметром 50–1400 мм. Состояние большинства сетей неудовлетворительное. Потери тепла в сетях эквивалентны сжиганию почти 50 млн. т у.т., что в 2 раза превышает экономию от комбинированного производства тепла и электроэнергии.

Таблица Е.9. Динамика производства тепла в России, млн. Гкал (данные [21])

Показатели	1997	1998	1999	2000	2001
Отпуск тепла — всего	1500	1436	1430	1468	1497
В том числе:					
электростанции	677	645	644	662	675
из них:					
АЭС	3,4	3,2	3,2	3,3	3,4
промышленные котельные	752	720	718	736	750
электрокотельные	8,9	9,4	10,1	10,5	10,8
теплоутилизация	62	61	58	60	61
потери	36,7	37,1	37,3	37,0	37,1

Теплоэнергетика России характеризуется высоким удельным весом электростанций на газовом топливе, неравномерной концентрацией мощности ТЭС по территории и различием видов используемого угольного топлива. В европейской части страны, включая Уральский регион, сосредоточено 77 % мощностей тепловых электростанций России — 102 млн. кВт, из которых более 80 % запроектированы и работают на газомазутном топливе. На долю ТЭС европейской части приходится 78 % всего топлива, в том числе 97 % природного газа, 86 % мазута и 34 % угля, при этом почти две трети используемого угля на ТЭС европейской части составил дальнепривозной уголь — кузнецкий и экибастузский. В восточных регионах страны 80 % установленной мощности ТЭС запроектировано для работы на твердом топливе, природный газ используется в основном лишь для улучшения экологической обстановки некоторых городов. В расходе топлива ТЭС восточных регионов страны доля угля составляет 86 %, газа — 6 %, мазута — 7 %. Всего электростанции РАО «ЕЭС России» потребляют 242,6 млн. т у.т., в том числе: природного газа — 136 млрд. куб. м, угля — 132,1 млн. т, мазута — 9,3 млн. т. Удельный вес газа в общем расходе топлива в условных единицах равен 64 %, угля — 30,8 %, мазута — 5,2 % (см. рис. Е.15).

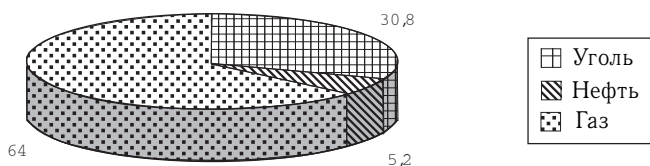


Рис. Е.15. Потребление первичных ТЭР в теплофикации (в процентах)

Основным видом ТЭЦ в России являются паротурбинные, единичной мощностью 80–250 МВт. Более 50 ТЭЦ имеют мощность 300–1000 МВт и выше. Из 163 тепловых электростанций количество ТЭЦ с давлением пара 9 МПа и более составляет 123. Эти ТЭЦ имеют следующее распределение по мощностям (табл. Е.10):

Таблица Е.10. Распределение ТЭЦ РФ по установленным мощностям на 2001 год

Мощность ТЭЦ, МВт (эл)	50–100	101–200	201–500	501–750	751–1000	> 1000
Количество ТЭЦ	3	11	79	19	3	8
Суммарная мощность, МВт (эл)	267	1932	28617	11229	2505	10280

Наибольшую суммарную мощность имеют ТЭЦ с единичной мощностью от 200 до 750 МВт (98 станций). Большое значение для электро- и теплоснабжения регионов представляют также 11 крупнейших ТЭЦ с мощностью около 1 ГВт (эл). Из общей установленной электрической мощности ТЭС, равной 1315 ГВт, мощность теплофикационных турбин составляет около 660 ГВт, или 50 %.

В настоящее время в Российской Федерации работают свыше 30 тепловых электростанций, мощность которых превышает миллион киловатт. В их числе Сургутская ГРЭС с блоками по 0,8 ГВт (мощность 4,8 ГВт) и Рефтинская ГРЭС с блоками по 0,5 ГВт (мощность 4 ГВт). Крупнейшая единичная мощность агрегата тепловой электростанции составляет 1,2 ГВт.

По сравнению с этими крупнейшими станциями прогнозируемые термоядерные реакторы выглядят еще более значительно: экономически обоснованы проекты с единичной мощностью энергоблока от 1,5 ГВт (тепловых). Следовательно, одним из важнейших направлений дальнейших исследований в этой области является разработка экономических технологий по утилизации тепловой энергии.

Добывающие отрасли ТЭК. Дадим краткую характеристику добывающим отраслям ТЭК РФ, опираясь на Государственный доклад «О состоянии минерально-сырьевой базы РФ на конец 2000 г.». [29], ежегодно составляемый Министерством природных ресурсов РФ, Министерством экономического развития и торговли РФ, а также Министерством энергетики РФ. Баланс добычи первичных ТЭР на 2000 г. приведен на рис. Е.16.

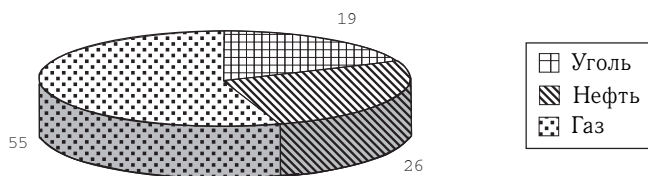


Рис. Е.16. Добыча первичных ТЭР в России (в процентах т. у. т.) на конец 2000 г.

1. *Нефть.* Перспективные и прогнозные ресурсы нефти в России составляют 13 % мировых. Более 80 % всех прогнозных ресурсов нефти приходится на Сибирь, Дальний Восток и прилегающие к ним шельфовые акватории. Суммарные прогнозные ресурсы российского шельфа, включая южные и дальневосточные моря, оцениваются в 15,5 млрд. т. Государственным балансом запасов учтено более 2350 нефтяных, газонефтяных и нефтегазоконденсатных месторождений. Около двух третей разведанных запасов нефти сосредоточено в 150 крупных и уникальных объектах, причем более четверти добычи осуществляется на 10 гигантских месторождениях. После непродолжительного спада

в начале девяностых годов (см. рис. Е.17) к двухтысячному году намечалась положительная динамика добычи нефти.

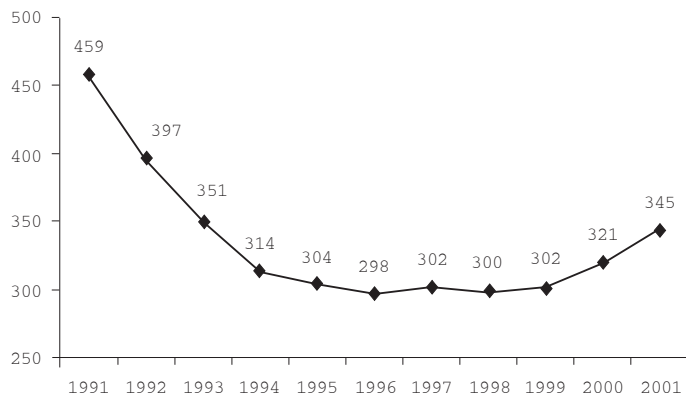


Рис. Е.17. Динамика добычи нефти и газового конденсата в России, млн. т.

По валовому потреблению нефти Россия в 2001 г. занимала пятое место в мире и второе в Европе (после Германии), однако потребление нефти на душу населения составило всего 0,84 т (см. рис. Е.18), что значительно меньше как потребления в индустриальных странах, так и душевого потребления 1991 г.

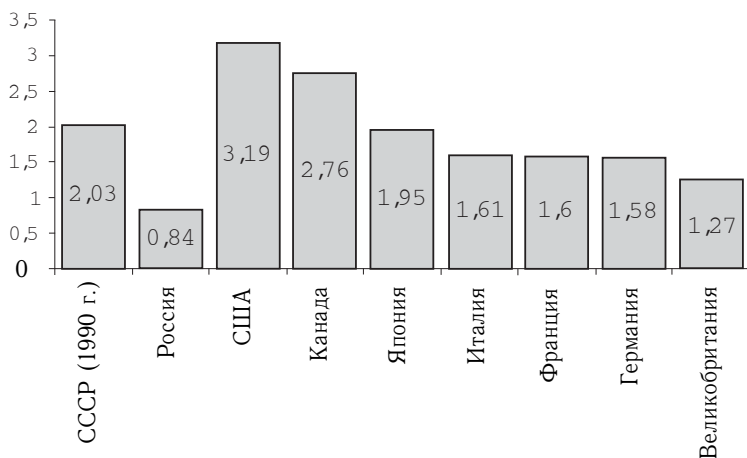


Рис. Е.18. Удельное потребление нефти в 2001 г., т/чел.

В техническом и технологическом отношении нефтедобывающая промышленность России все еще находится на недостаточно высоком уровне. Коэффициент извлечения нефти на многих российских месторождениях ниже 30 %, тогда как среднемировой составляет около 50 %. Низким остается и среднесуточный дебит промысловых скважин. Если в 1975 г. он составлял 29,4 т, то в 1990 г. уже 11,6 т, к

2000 г. снизился до 7,5 т, а в 2003 г. составил 10,5 т. В ведущих нефтедобывающих странах мира этот показатель измеряется десятками и сотнями тонн. Это связано прежде всего с тем, что основные объемы нефти добываются на месторождениях, работающих уже десятки лет. Кроме того, в настоящее время от 4 до 35 млн. т. нефти (оценки различных организаций сильно не совпадают между собой [30]) и от 6 до 50 млрд. куб. м газа теряются ежегодно из-за утечек и загрязняют окружающую среду, около 18 млрд. куб. м попутного газа сжигается на нефтяных скважинах [31]. Потери при добыче и транспортировке нефти составляют 3–7 % от добываемого объема, тогда как принятый мировой стандарт 1 %.

К числу негативных особенностей следует отнести также и то, что около 80 % запасов нефти разведано в удаленных и северных районах. Это сильно осложняет добычу и удорожает транспортировку сырья к перерабатывающим предприятиям и конечным потребителям. В освоенных же регионах значительная часть запасов (40–50 % в Урало-Поволжье, 36 % на юге Западной Сибири, 10 % в республике Коми, 71 % на Северном Кавказе) заключена в мелких месторождениях, поэтому дополнительные расходы на создание промышленной инфраструктуры увеличивают себестоимость сырой нефти. Кроме того, около трети разведанных запасов нефти приходится на высокосернистую, высоковязкую и тяжелую нефть, что также осложняет добычу и переработку сырья и снижает цену российской нефти на мировом рынке.

Таким образом, долгосрочный прогресс в нефтяной промышленности связан с внедрением современных технологий, что потребует значительных капиталовложений, а также с увеличением инвестиций в разведку и подготовку месторождений к разработке.

2. Газ. В структуре разведанных запасов газа в России (см. рис. Е.19) на долю высокоэффективных (рентабельно извлекаемых) приходится менее 28 %, в том числе около 17 % — на так называемый «сухой» газ в освоенных районах Надым-Пур-Тазовского междуречья (Ямало-Ненецкий АО), к добыче которого приспособлена существующая инфраструктура. Газ более глубоких горизонтов содержит зна-

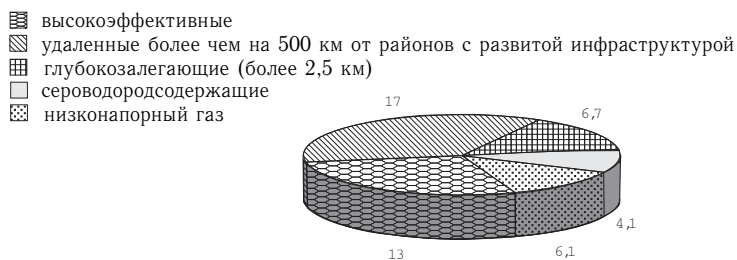


Рис. Е.19. Структура разведанных запасов свободного газа России по сложности освоения, трлн. куб.м.

чительный процент конденсата и требует особой технологии извлечения и переработки. На европейские районы страны приходится около 10 % разведанных запасов свободного газа.

Из открытых в России 828 газовых месторождений в разработку вовлечено 360. Более 70 % запасов сосредоточено в 24 крупнейших месторождениях (балансовые запасы газа в каждом — более 500 млрд. куб.м), что позволяет эффективно развивать добычу. Только 3 % разведанных запасов приходится на многочисленные мелкие и средние месторождения. Почти 90 % природного газа, добытого в 2001 г., было извлечено на месторождениях Ямало-Ненецкого автономного округа.

Однако в газовой отрасли имеются те же проблемы, что и в нефтяной. Средний дебит по скважинам, находящимся в эксплуатации, снижается со среднегодовым темпом на 3–4 %, выбытие производственных мощностей опережает их ввод на 1,5–2 %, а себестоимость добычи природного газа увеличивается с 1995 г. ежегодно на 2–3 % (см. также рис. Е.20).

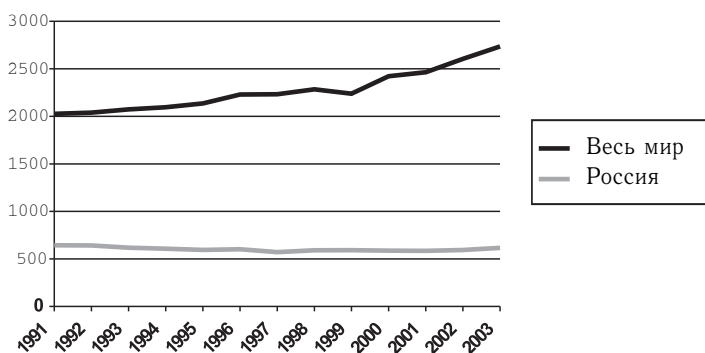


Рис. Е.20. Добыча природного газа в России и в мире в 1991–2003 гг., млрд. куб. м.

Согласно работе [19], в период 2001–2020 гг. потребуется замена 23 тыс. км. линий магистральных газопроводов и строительство 27 тыс. км. новых — преимущественно диаметром 1420 мм на давление 7,5–10 МПа. Из имеющихся 148,7 тыс. км. магистральных газопроводов 13 % эксплуатируется свыше 30 лет, 33 % — свыше 20 лет, 77 % — свыше 10 лет. Средний возраст газопроводов — 22 года.

Замене и модернизации подлежат также газоперекачивающие агрегаты (ГПА), обеспечивающие мощность, равную 25 ГВт. Всего с 1975 г. установлено 4,2 тыс. ГПА при проектном моторесурсе 15 лет. Из них свыше 25 лет эксплуатируется 15 % ГПА, 30 % — свыше 15 лет, 75 % — свыше 10 лет. Всего 10 % ГПА работают менее 5 лет.

По масштабам потребления газа резко обособлены Россия и США, где душевое потребление составляет 2550 и 2200 куб.м, т.е. соответственно в 6 и 5,5 раза больше, чем среднемировой уровень. У

России имеется значительный потенциал энергосбережения — около 450 млн. т у.т., это почти 50 % общего расхода ТЭР. В то же время недостаточные капитальные вложения будут приводить к устойчивому падению добычи топлива и еще большему проценту потерь. Это означает, что основной задачей является проведение грамотной инвестиционной политики, учитывающей как текущие потребности, так и перспективы дальнейшего развития. Инвестиционные потребности газовой отрасли в период до 2020 г. оцениваются по Энергетической стратегии РФ в 170–180 млрд. \$.

3. *Уголь*. Прогнозные ресурсы углей всех типов в России составляют 3,9 трлн. т (четвертое место в мире), из них 95 % приходится на восточные районы страны и лишь 5 % — на европейскую часть и Урал. Разведанные запасы угля в России составляют 198 млрд. т (второе место в мире после США). Балансовые запасы углей учитываются по 1300 месторождениям. На действующих предприятиях разведанные запасы составляют 24,6 млрд. т, из них на шахтах — 10,6 млрд. т, на разрезах — 13,6 млрд. т. Динамика добычи угля показана ниже на рис. Е.21.

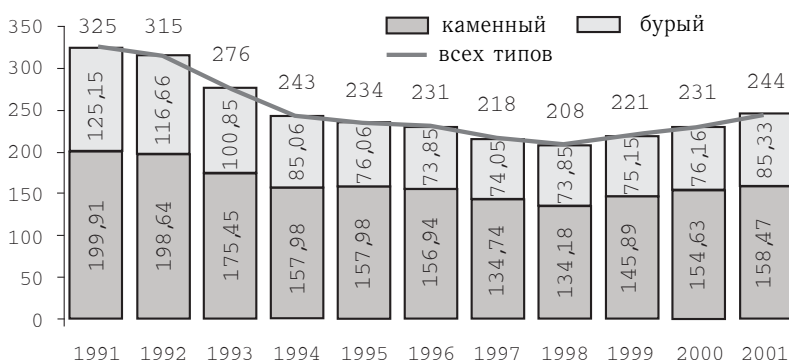


Рис. Е.21. Добыча угля в России в 1991–2001 гг., млн. т.

Таким образом, обеспеченность России разведанными запасами угля составляет сотни лет. Однако обеспеченность рентабельными запасами угледобывающих предприятий при существующем и проектном уровнях добычи очень неравномерна и колеблется от 3–5 до нескольких десятков лет.

Преимущества энергетики, работающей на угольном топливе, состоят в том, что соответствующие энергетические установки имеют более высокую надежность, а также — в доступности ресурсов и их больших количествах. Но значительные транспортные издержки и экологически несовершенные технологии утилизации сводят эти преимущества на нет. По оценкам, приводимым в [22], для обеспечения энергетической безопасности государства необходимо иметь долю угля в общем объеме добываемых ТЭР не ниже 25 %, чему отвечает добыча

450 млн. т. Однако выйти на этот уровень, с учетом состояния отрасли и недостатка инвестиций, в ближайшие десятилетия не удастся. Только 18 шахт (12%) имеют срок службы менее 20 лет, а основная часть фонда была введена в эксплуатацию более 60 лет назад, причем 70% из них не реконструировались и имеют очень низкие экономические показатели. Все это показывает глубокий кризис в добывающих отраслях.

Экологические же требования смещают акцент использования ТЭР в сторону газа. В результате перевода ТЭС с угля на газ, а также из-за износа шахт и нерентабельности добычи за последнее десятилетие было закрыто 157 угольных предприятий из 377. Для увеличения роли угля в энергетике, наряду с заменой выбывающих фондов, необходимо внедрение новых технологий, позволяющих утилизировать метан, который выбрасывается в атмосферу системами дегазации в количестве до 2 млрд. куб. м в год, а также повысить рентабельность подземной газификации углей; развивать углехимию и создавать технологию производства экологически чистого водоугольного топлива. В условиях нехватки инвестиций трудно ожидать кардинального изменения сложившейся ситуации.

Таким образом, основные проблемы ТЭК связаны с модернизацией основных фондов и повышением эффективности утилизации топлива. Общая сумма инвестиций, требуемых на полную реализацию Энергетической стратегии 2001–2020 гг. оценивается величиной 550–700 млрд. \$, из которых в отрасли ТЭК 480–600 млрд. \$. До 2010 года в европейской части России необходимо замещение 30–35 ГВт отслуживших срок мощностей ТЭС, а также продление срока службы энергоблоков АЭС суммарной мощностью 6,7 ГВт, для чего потребуется около 50 млрд. \$. Наиболее экономически выгодным является замещение выбывающих мощностей посредством расконсервации уже имеющихся площадок АЭС.

Приведенные данные показывают, что огромные потребности ТЭК в инвестициях для выхода из кризисной ситуации не могут быть полностью удовлетворены. В то же время часть этих средств, направленная на разработку новых технологий, могла бы решить проблему энергообеспечения государства в будущем.

Е.3. Воздействие ТЭК на окружающую среду

Приведем оценки влияния работы тепловых и атомных станций на окружающую среду. Характерные показатели такого влияния следующие: выбросы в атмосферу в виде неуловимой пыли и газов, твердые отходы, тепловые низкопотенциальные выбросы, электромагнитные поля ЛЭП, шумовое воздействие, повышение радиационного фона. Факторы воздействия на литосферу весьма многообразны: изменение профиля местности, нарушение устойчивости грунта работой механизмов, изъятие территорий, загрязнение отходами, изменение альбедо поверх-

ности, изменение термического режима. Характерной чертой предшествующего развития человечества являлось незначительное увеличение КПД энергоустановок при большом росте объемов утилизируемого топлива. Это означает, что, начиная с некоторого момента, влияние деятельности человека начнет приводить к глобальным экологическим изменениям, и потому первоочередной задачей является повышение эффективности утилизации энергии. Характерные изменения окружающей среды в результате действия антропогенного фактора следующие:

1. Сокращение площади естественных экосистем со среднемировой скоростью 0,5 % в год. В России в этом плане ситуация наиболее благоприятная, т.к. на ее территории сохранился крупнейший в мире сплошной массив земель с ненарушенной экосистемой площадью 10 млн. м², или около 60 % площади страны.

2. Опустынивание земель со средней скоростью 6 млн. га в год. В мире уже потеряно 4,5 млрд. га (35 % суши). В России опустынены 50 млн. га. На сухих территориях проживает 15 % населения Земли в 80 странах мира.

3. Снижение биоразнообразия. В течение XX века исчезли 25 тыс. видов высших растений и 1 тыс. видов позвоночных животных.

4. Рост выбросов парниковых газов: диоксид углерода, оксид азота, метан, фреоны, водяной пар.

На долю ТЭК приходится 55 % загрязнения отходами (табл. Е.11) и 70 % теплового загрязнения атмосферы. Хотя тепловое влияние всей деятельности человечества не превосходит 0,02 % от мощности солнечного излучения на поверхности Земли, и потому может не приниматься во внимание при глобальном рассмотрении, локально же вблизи энергетических установок возникают довольно значительные зоны с измененным микроклиматом. В общем загрязнении атмосферы отходами производства ТЭС выбросы по пыли составляют 20 %, по диоксиду серы — 50 %, по окислам азота — 30 %. На долю теплоэнергетики приходится 60 % производства окислов азота (от полного их производства промышленностью), 45 % — окислов серы, 38 % — золы.

Т а б л и ц а Е.11. Показатели воздействия ТЭК России на окружающую среду (данные [32])

Показатель	Электроэнергия	Уголь	Нефть (добыча и переработка)	Газ
Общий выброс, млн. т., в том числе:	4,43	0,535	2,12	2,35
твердых отходов	1,24	0,07	0,05	—
жидких отходов	3,19	0,465	2,10	2,35
Степень очистки, %	95	18	32	67

Поступление в окружающую среду металлов с золами в результате работы ТЭС превышает их мировое промышленное производство во много раз [32]: мышьяк — в 6 раз, германий — в 2550 раз, висмут — в 3 раза, бериллий — в 80 раз, скандий — в 600 раз, кобальт — в 12 раз, галлий — в 5000 раз, уран — в 70 раз. Представляется особенно важным, что выбросы урана с золами от сжигания каменного и бурого углей в мире составляют около 200 тыс. т. в год. Поэтому среднее влияние на радиационный фон при работе ТЭС значительно превосходит вклад АЭС в безаварийном режиме (последний состоит в основном в выбросах инертных радиоактивных газов (ИРГ) и составляет около 20 Ки за сутки, или 1 % принятых норм ПДК).

Выбросы CO_2 при работе ТЭС не считаются токсичными и составляют около 10 % от его природного выделения. Наиболее токсичным является сернистый ангидрид SO_2 , составляющий 99 % всех сернистых выбросов ТЭС, накопление которых происходит в Мировом океане. Окислы азота NO_2 приводят к разрушению озонового слоя: одна тонна NO_2 разрушает 1000 тонн озона. Наконец, нарушение режимов горения приводит к неполному сгоранию топлива и образованию полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), обладающих канцерогенным действием (бензапирен). Характерные выбросы крупных ТЭС мощностью 1–3 ГВт приведены ниже в табл. Е.12.

Таблица Е.12. Характерные выбросы ТЭС мощностью 2 ГВт (данные [32, 33])

Показатель	Уголь	Мазут	Газ
Теплота сгорания, МДж/кг	22	40	39 МДж/м ³
Зольность, %	23	0,07	–
Содержание серы, %	1,2	2	–
Расход топлива, т/ч	440	250	2,98·10 ⁵ м ³ /ч
Зола из топок и бункеров, т/ч	94,4	–	–
Окислы азота, т/ч	3,9	2,5	2,7
Оксид углерода, г/кВт·ч	0,048	0,0185	–
Зола и недожог топлива, т/ч	0,83	0,146	–
Диоксид серы, т/ч	14,2	9,6	–
Бензапирен, кг/ч	1,4·10 ^{–3}	1,4·10 ^{–3}	1,2·10 ^{–4}
Пятиокись ванадия, кг/ч	4,2	62,5	–

Исследования процесса самоочищения атмосферы от твердых частиц показывают, что частицы размером более 10 мкм быстро опускаются на землю, частицы 4–10 мкм поднимаются с дымом на высоту около 1 км и перемещаются вдоль поверхности на расстояния порядка 2–3 тыс. км. Частицы менее 4 мкм плохо осаждаются с каплями дождя и достигают поверхности земли с высоты 1 км в течение года. Фильтры хорошо удерживают более крупные частицы, но именно в мелких фракциях удельное содержание микроэлементов выше. Характерные значения содержания примесей показаны в табл. Е.13.

Таблица Е.13. Типичные примеси, содержащиеся в угольных золах, г/т (данные [32])

Pb	As	V	Cr	Zn	U	Mo	Ge
20–200	10–100	20–100	20–100	60–200	5–20	2–10	10–70

Приведем данные [32] по радиационному загрязнению окружающей среды. Контроль радиационного фона на территории РФ осуществляется путем непосредственного измерения мощности экспозиционной дозы гамма-излучения на местности, анализа проб атмосферных выпадений и аэрозолей, а также посредством отбора и анализа проб атмосферных осадков, поверхностных вод, суши, морской воды. Воздействие радиации складывается из следующих составляющих: атомная энергетика — 0,03 %; авиатранспорт — 0,1 %; использование радиолюминесцентных товаров — 0,1 %; ядерные испытания — 0,77 %; естественный фон — 23 %; медицина — 34 %; облучение продуктами распада радона в помещениях — 42 %, из них: природный газ — 4 %; вода — 5 %; окружающий воздух — 13 %; стены и грунт под зданием — 20 %. Медицинская норма уровня радиационного облучения составляет 20 мкр/ч (микрорентген в час).

ПДК радиоактивных изотопов (Бк/м³) в воздухе значительно различаются в зависимости от радионуклида и составляют, например, 10^{–2} для Cf²⁴⁹, 10⁴ для Ca⁴⁵, 10⁵ для Т. Годовая эффективная коллективная эквивалентная доза, создаваемая космическим излучением, составляет 28 мбэр, при медицинской норме предельно допустимой годовой дозы в 100 мбэр. Удельная активность естественного фона излучения почвы варьируется в зависимости от местности и составляет 100–700 Бк/кг по K⁴⁰, 10–50 Бк/кг по U²³⁸ и Th²³².

Активность нуклидов, выбрасываемых в атмосферу в результате деятельности ТЭС, зависит от их концентрации в углях: 10–70 Бк/кг для K⁴⁰, 3–520 Бк/кг для U²³⁸, 3–320 Бк/кг для Th²³² (табл. Е.14, Е.15). Кроме того, на нее влияют зольность углей, температура сжигания, тип фильтрующих систем. Глобальная плотность радиоактивного загрязнения почвы в результате сжигания углей на 4–7 порядков ниже норм ПДК.

Таблица Е.14. Средняя удельная активность нуклидов в золе, Бк/кг

K ⁴⁰	U ²³⁸	Ra ²²⁶	Ra ²²⁸	Pb ²¹⁰	Po ²¹⁰	Th ²³²	Th ²²⁸
265	200	240	130	930	1700	70	110

Сравним эти показатели с воздействием предприятий атомной промышленности. Хотя непосредственно радиоактивное влияние от АЭС очень мало, загрязнение территории в результате предшествующей деятельности 22 предприятий Минатома по производству ядерных

Таблица Е.15. Активность нуклидов в годовых выбросах в атмосферу летучей золы, МБк/ГВт(эл)

Нуклиды	K ⁴⁰	U ²³⁸	Ra ²²⁶	Pb ²¹⁰	Po ²¹⁰	Th ²³²
Россия	20 000	2000	2000	8100	7400	2000
В среднем по миру	4000	1500	1500	5000	5000	1500

материалов составляет около 170 тыс. га. Почти вся эта площадь (168 тыс. га) принадлежит ПО «Маяк» (Челябинск). По данным [34], в поверхностных хранилищах, специальных бассейнах, открытых водоемах накоплены радиоактивные отходы с суммарной активностью 10^9 Ки. В глубинные горизонты (до 400 м) на Сибирском химическом комбинате (СХК) (Томск) и Горно-химическом комбинате (ГХК) (Красноярск) закачано $5 \cdot 10^7 \text{ м}^3$ жидких радиоактивных отходов (ЖРО) с активностью $8 \cdot 10^8$ Ки. Большая часть радиоактивных отходов на СХК представляет собой ЖРО радиохимического завода, в которых содержится до 200 кг плутония в химических соединениях. На полигоне Северный под Красноярском закачано около 4 млн. м^3 ЖРО с общей активностью $7 \cdot 10^8$ Ки. Эти примеры показывают, что развитие относительно чистой энергетики может быть сопряжено со значительным загрязнением окружающей среды в результате работы сопутствующих ей производств.

Ниже в табл. Е.16 приведены данные по установленной электрической мощности АЭС России на 2001 г. и их воздействию на окружающую среду.

При непосредственной работе АЭС годовая средняя коллективная доза на 1 ГВт(эл) составляет 0,02 % от среднего уровня естественного фона. Она складывается из следующих составляющих: непосредственно из рудника поступает 20 ТБк Rn²²²; с перерабатывающего завода — 0,9 ТБк; из хвостохранилища — 1 ТБк (терабеккерель). Кроме того, на этих стадиях выделяется 0,0016 ТБк изотопов U, Th, Ra, Pb, Po. В воздух выбрасывается 10^5 ТБк радиоактивных инертных газов, $3 \cdot 10^3$ ТБк продуктов активации, 550 ТБк трития, 0,74 ТБк C¹⁴, 0,46 ТБк I¹³¹ и 0,056 ТБк продуктов деления U²³⁸ в виде радиоактивных аэрозолей, основными из которых являются изотопы Xe¹³³, Xe¹³⁵ (96 %). Кроме того, имеются жидкие радиоактивные отходы с суммарной активностью 5,7 ТБк. Эти дополнительные источники приводят к суммарной коллективной эквивалентной дозе на все население мира около 570 чел.-бэр/ГВт(эл), что составляет менее $5 \cdot 10^{-3}$ % от естественного радиоактивного фона.

Таким образом, атомная энергетика является наиболее благополучной из остальных отраслей ТЭК России (меньший износ оборудования, экологическая чистота, коэффициент преобразования тепла в электрическую энергию выше, чем в среднем по ТЭК). Если удастся

решить проблему замкнутого топливного цикла для реакторов на быстрых нейтронах, то вероятно, что к середине XXI века атомная энергетика будет претендовать на роль базовой. Поэтому сравнение энергетических возможностей ядерных реакторов деления и синтеза имеет большое значение для определения будущих путей развития энергетики.

Таблица Е.16. Выбросы ИРГ и заполненность отходами хранилищ при АЭС России

АЭС	Тип реактора	Расчетная мощность, МВт	Кол-во блоков	Выброс ИРГ (% от нормы)	Емкость хранилища, 10 ³ м ³ (заполнение, %)	
					ТРО	ЖРО
Балаковская	ВВЭР-1000	4000	4	0,02	18,7 (51,3)	3,6 (48)
Калининская	ВВЭР-1000	2000	2	0,18	8,8 (84,4)	2,3 (71)
Кольская	ВВЭР-440	1760	4	0,28	19,9 (39,4)	8,5 (80)
Ново-воронежская	ВВЭР-440+	880+	2+	0,29	40,2 (74,1)	17,9 (40)
	ВВЭР-1000	+1000	+1			
Белоярская	БН-600	600	1	0,008	23,7 (60,6)	6,4 (85)
Курская	РМБК-1000	4000	4	2,2	21,7 (99,7)	63 (63)
Смоленская	РМБК-1000	3000	3	3,4	15,1 (75,8)	19,4 (61)
Билибинская	ЭГП-6Р	48	4	4,0	31,5 (77,5)	0,7 (68)
Ленинградская	МБК-1000	4000	4	0,02	27,8 (71,1)	13,8 (88)
Волгодонская	ВВЭР-1000	1000	1	0,01	–	–

Е.4. Достоинства и недостатки ядерных реакторов деления и синтеза

Проведенный в п. Е.2 обзор состояния ТЭК России показывает, что отрасль находится в глубоком кризисе, выход из которого связан не столько с экономией ресурсов, сколько с увеличением инвестиций в обновление основных фондов, т.е. сегодня инвестиционная проблема является основной. Второй по степени актуальности является проблема истощения относительно дешевого ископаемого топлива, что также

приводит к необходимости распределения инвестиций — но уже в разработку новых перспективных путей развития энергетики. На эту роль в настоящее время могут претендовать три основных направления: ядерная энергия деления тяжелых элементов, ядерная энергия синтеза легких элементов и солнечная энергия. Как уже говорилось, широкомасштабное использование солнечной энергии невозможно без создания эффективных аккумуляторов, и пока нет основополагающих идей, в принципе разрешающих эту проблему. Поэтому далее мы будем сравнивать энергетические установки на базе ядерного деления и синтеза. Критерии, по которым проводится сравнение, можно разбить на группы с учетом иерархии признаков по степени их важности.

1. Энергетический баланс. Этот критерий является основным, т. к. если нет положительного энергетического выхода, то нет и предмета обсуждения. Исследуемой величиной является коэффициент усиления энергии $G^{F,S} = E_{out}^{F,S} / E_{in}^{F,S}$, где верхние индексы относятся, соответственно, к делению F и синтезу S , который должен быть больше единицы. Здесь $E_{in}^{F,S}$ — энергия, которую необходимо затратить на единицу массы топлива, чтобы создать условия для протекания реакции, а $E_{out}^{F,S}$ — энергия, выделившаяся в реакции. Чтобы энергетическая установка была оправдана экономически, требуется $G \approx 100$. Несмотря на то, что удельная калорийность DT-топлива выше, чем у актиноидов (в 4 раза), G синтеза значительно уступает делению. Это связано с тем, что энергетические затраты при производстве энергии на АЭС в основном связаны с добычей и переработкой исходного сырья, а непосредственно затраты на осуществление реакции деления отсутствуют (не считая расходов на собственные нужды станции, составляющие в среднем 5% от выработанной энергии). Для реакций синтеза ситуация противоположная: добыча дейтерия относительно недорогая, тритий производится «сам собой» в бланкете реактора, но создание условий эффективного протекания реакции синтеза чрезвычайно энергоемки, и, хотя теоретические оценки показывают возможность получения значительных коэффициентов термоядерного усиления энергии, практические шаги в этом направлении еще предстоит осуществить. В конечном итоге преимущество синтеза перед делением в чисто энергетической области может быть обусловлено большими запасами топлива, что имеет значение для развития энергетики в будущем.

2. Воздействие на окружающую среду. Экологический критерий имеет два аспекта: воздействие на биосферу в процессе работы реактора и на стадии утилизации отходов. При работе реактора надо принимать во внимание наведенную радиоактивность в конструкционных материалах установки и тепловое загрязнение. Диапазоны допустимого радиоактивного влияния составляют от 40 мкЗв (в США) до 100 мкЗв (в Италии) в жидкости и 100–1000 мкЗв в атмосфере. Значения годовой дозы естественного фона на Земле колеблются в зависимости от места измерения от 1,5 до 15 мЗв, достигая в отдельных местах 50 мЗв.

Среднее значение индивидуальной дозы, полученной персоналом на разных АЭС за 2001 год, находится в диапазоне 0,75–4,30 мЗв/год. Среднее значение годовой дозы жителя мегаполиса составляет около 3 мЗв с флуктуациями примерно 30 %.

Существуют два основных фактора возможного радиационного воздействия АЭС на окружающую среду: газоаэрозольные выбросы через систему воздушной вентиляции и сбросы отработанной воды в водоемы-охладители. Максимальная годовая индивидуальная доза населения в районах АЭС, обусловленная газоаэрозольными выбросами, при самых неблагоприятных условиях находится в диапазоне от 1 до 10 мкЗв (в зависимости от типа реактора). Фактические значения годовых индивидуальных доз облучения населения в районах АЭС России за прошедший год по самым консервативным оценкам не превысили в среднем: 0,1 мкЗв для АЭС с реакторами типа ВВЭР-1000; 0,5 мкЗв для АЭС с реакторами ВВЭР-440; 2 мкЗв для АЭС с реакторами типа РБМК.

Отходы производства образуются на двух стадиях: при добыче и транспортировке топлива, а также при работе энергетической установки. Для реакций синтеза долгоживущие радиоактивные или высокотоксичные отходы отсутствуют. При штатной работе ИТР основной вклад в радиационный фон вносит диффузия трития. Активность 1 г трития составляет 360 ТБк (или $0,97 \cdot 10^4$ Ки). Поэтому эмиссия 1 мг трития в день при нормальной работе ИТР приводит к годовой дозе облучения 5,5 мкЗв. Для различных вариантов ИТР, рассмотренных в предыдущих главах, эмиссия трития в штатном режиме варьируется от 4 до 9 мг в день [35]. Эти величины совпадают с оценками [36], согласно которым годовой вклад в общий радиационный фон с учетом диффузии трития за пределы ИТР не превосходит 3 % (45 мкЗв).

3. Безопасность. Работа ядерных реакторов деления принципиально происходит в критических условиях, т.к. первоначальная загрузка топлива составляет 32 т для БН-600, 169 т — для водо-водяного и 204 т — для водо-графитового реакторов. Термоядерные реакторы не имеют этого недостатка, т.к. возможные аварии могут сопровождаться только выбросом трития. В результате аварийного выброса 1 г трития результирующая эквивалентная доза составит 0,7–2,5 мЗв. Эта оценка получена по различным моделям распространения трития в атмосфере при характерной высоте станции 100 м и радиусе зоны отчуждения 1 км. Оценка воздействия выброса 100 г трития (активность 10^6 Ки) на окружающую среду [36] дает максимальную дозу в радиусе 2 км при скорости ветра $5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ не выше 5 мкЗв. Впрочем, отсутствие стендового образца не позволяет объективно судить о степени опасности установки, но, по-видимому, она все же ниже, чем для АЭС.

4. Запасы расходных материалов. Запасы дейтерия в окружающей среде очень велики, и превосходят 10^{20} т н.э. при его полной утилизации (т.е. на 8 порядков выше, чем для урана). Тритий, не встречающийся в природе, возобновляется вblankете реактора со-

гласно реакциям $\text{Li}^6(\text{n},\alpha)\text{T}$, $\text{Li}^7(\text{n},2\text{n})\text{Li}^6$, $\text{Li}^7(\text{n},\alpha)\text{T}$. Таким образом, лимитирующим фактором является литий. Установка с электрической мощностью 1 ГВт будет сжигать около 100 кг дейтерия и 300 кг лития в год [11]. Если предположить, что все термоядерные электростанции будут производить 20 ЭДж в год, т.е. половину сегодняшней потребности в электроэнергии, то общее годовое потребление дейтерия и лития составит соответственно 60 и 180 тонн. При таком потреблении содержащегося в воде дейтерия (0,015 %) хватит на миллионы лет. По оценке [37], разведанные рудные запасы лития составляют $(8-10) \cdot 10^6$ тонн, и при таком потреблении их хватит на 75 тысяч лет.

5. Экономические показатели. Сравнивать непосредственно стоимость производства электроэнергии на несуществующем ИТР с реально действующими энергетическими установками не вполне корректно, а экономическая конкурентоспособность реактора синтеза в будущем связана со стоимостью исчезающих запасов топлива, предсказать которую сейчас вряд ли возможно. Однако можно сделать некоторые качественные оценки. Затраты на единицу мощности для установок деления и синтеза практически одинаковы [38], но для реактора синтеза отсутствуют затраты на долгосрочное хранение отходов. Большие затраты в энергетике синтеза ожидаются при амортизации устройств, создающих условия для протекания реакции (лазеров, ускорителей), но это представляется все же решаемой проблемой, если будут созданы условия для выполнения энергетического критерия $G \approx 100$. В этом случае темп развития научных исследований в области ядерного синтеза будет являться определяющим фактором при формировании тенденций развития мировой энергетики в XXI веке.

Литература

1. Энергетическая политика России на рубеже веков. Т. 1. — М.: «Папирус ПРО», 2001. — 992 с.
2. Макаров А.А. Крайние стратегии долгосрочного развития энергетики. // Экономика и математические методы. 1987. № 1. С. 21.
3. Каница С.П. Общая теория роста человечества. — М.: Наука, 1999. — 190 с.
4. Holdren J. Population and the energy problem // Population and Environment: J. Interdiscipl. Stud. 1991. V. 12, № 3. P. 231.
5. International Energy Outlook — 2004. DOE/EIA — 0484(2004) / Washington. DC. January 2004.
6. Накиценович Н., Грицевский А., Грюблер А., Риакки К. Мировые перспективы природного газа. R&C Dynamics. Ижевск. 2001. — 84 с.
7. Макаров А.А., Фортков В.Е. Тенденции развития мировой энергетики и энергетическая стратегия России // Вестник РАН. 2004. Т. 74, № 3. С. 195.

8. International Energy Outlook — 2000. DOE/EIA — 0484(2000) / Washington. DC. January 2000.
9. *Субботин В.И.* Размышления об атомной энергетике. / СПб. 1995. 110 с.
10. *Головнин И.С.* Оценка реальных и возможных путей развития долгосрочной ядерной энергетике. // Атомная энергия. 1999. Т. 86. № 2. С. 83.
11. *Путвинский С.В.* Возможна ли будущая мировая энергетика без ядерного синтеза? // УФН. 1988. Т. 168, № 11. С. 1235.
12. Global Energy Perspectives. / IASA Summary Report. 1999.
13. Демографический ежегодник России. — М.: Госкомстат, 2002. — 397 с.
14. Россия в окружающем мире: 1998 г. — М.: МНЭПУ, 1999. — 324 с.
15. Население России 2000. — Информационное издание «ЮНФПА», 2001. — 176 с.
16. Население России 2001. / Девятый ежегодный демографический доклад. — М.: ИНП РАН. ЦДЭЧ. 2002. — 216 с.
17. *Орлов Ю.Н., Суслин В.М.* Кинетические уравнения для некоторых моделей демографии. // Мат. мод. 2003. Т. 15, № 3. С. 43.
18. *Бушцев В.В., Воронай Н.И., Мастепанов А.М. и др.* Энергетическая безопасность России. — Новосибирск: Наука. Сиб. Изд. Фирма РАН. 1998. — 302 с.
19. Безопасность России. — М.: МГФ «Знание», 2000. — 304 с.
20. *Фаворский О.Н.* Энергообеспечение России в ближайшие 20 лет. // Вестник РАН. 2001. Т. 71, № 1. С. 3.
21. Российский статистический ежегодник. — М.: Госкомстат. 2002. — 531 с.
22. Топливная политика в электроэнергетике. — М.: НТС РАО «ЕЭС России», 2000. — 218 с.
23. *Зотов В.М., Новоженин В.Д., Фаин И.И.* Гидроэнергетика России. // Электрические станции. 2000. № 1. С. 76.
24. *Садовский С.И.* Пути развития малой гидроэнергетики России. // Гидротехническое строительство. 1997. № 9. С. 1.
25. *Кондратьев К.Я.* Глобальные изменения на рубеже тысячелетий. // Вестник РАН. 2000. Т. 70, № 9. С. 788.
26. *Субботин В.И.* Энергоисточники в XXI веке. // Вестник РАН. 2001. Т. 71, № 12. С. 1059.
27. *Асланян Г.С., Молодцов С.Д.* Возобновляемые источники энергии на мировой сцене. // Энергия. 1997. № 3. С. 2.
28. *Шпильрайн Э.Э.* Нетрадиционные возобновляемые источники энергии. // Энергия. 1997. № 5. С. 6.
29. Государственный доклад «О состоянии минерально-сырьевой базы Российской Федерации» — М.: Министерство природных ресурсов, 2001. — 326 с.

32. *Красноярский Г.А.* Новое время угольной энергетики. — М.: ЦНИ-ЭИуголь, 2000. — 87 с.
33. Стратегия развития газовой промышленности России. — М.: Энергоатомиздат, 1997. — 344 с.
34. *Носков А.С., Савинкина М.А., Анищенко Л.Я.* Воздействие ТЭС на окружающую среду и способы снижения наносимого ущерба. — Новосибирск, 1990. — 86 с.
35. Теплотехника. — М.: Высшая школа, 2000. — 671 с.
36. *Владимиров В.А., Измалков В.И.* Катастрофы и экология. — М.: Центр стратегических исследований МЧС, 2000. — 380 с.
37. *Weyrich K., Hoffmann D.H.H.* Environmental aspects of tritium and active waste — a comparison of four inertial confinement fusion reactor concepts. // *Fusion Eng. and Des.* 1996. V. 32–33. P. 127.
38. HYLIFE-II Progress Report. / Ed. Moir R.W. /Rep. UCID-21816. LLNL. CA. 1991.
39. *Niu K.* Nuclear Fusion. / Cambridge University Press. Cambridge. 1989.
40. *Delene J.G.* Advanced fission and fossil plant economics — implications for fusion. // *Fusion techn.* 1994. V. 26. P. 1105.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Баско Михаил Михайлович (р. 1947 г.) окончил МФТИ в 1971 г., д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ ИТЭФ.

Гуськов Сергей Юрьевич (р. 1950 г.) окончил МИФИ в 1973 г., д. ф.-м. н., профессор, ведущий научный сотрудник ФИ РАН.

Диденко Андрей Николаевич (р. 1932 г.) окончил Томский государственный университет в 1955 г., член-корреспондент РАН, д. ф.-м. н., профессор, советник РАН, зав. отделом ИТЭС РАН.

Забродин Алексей Валерьевич (р. 1933 г.) окончил МГУ в 1956 г., член-корреспондент РАН, д. ф.-м. н., профессор, зам. директора ИПМ РАН.

Имшенник Владимир Сергеевич (р. 1928 г.) окончил МГУ в 1951 г., член-корреспондент РАН, д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник ГНЦ РФ ИТЭФ.

Кошкарев Дмитрий Георгиевич (р. 1932 г.) окончил МИФИ в 1955 г., д. ф.-м. н., главный научный сотрудник ГНЦ РФ ИТЭФ.

Масленников Михаил Валерианович (р. 1931 г.) окончил МГУ в 1953 г., д. ф.-м. н., профессор, начальник отдела ИПМ РАН.

Медин Станислав Александрович (р. 1935 г.) окончил МФТИ в 1959 г., д. т. н., профессор, зав. лабораторией ИТЭС ОИВТ РАН.

Недосеев Сергей Леонидович (р. 1937 г.) окончил МФТИ в 1961 г., д. ф.-м. н., зав. лабораторией ТРИНИТИ.

Орлов Юрий Николаевич (р. 1964 г.) окончил МФТИ в 1987 г., к. ф.-м. н., доцент, старший научный сотрудник ИПМ РАН.

Смирнов Валентин Пантелеймонович (р. 1937 г.) окончил МФТИ в 1961 г., академик РАН, д. ф.-м. н., профессор, директор ИЯС РНЦ КИ.

Субботин Валерий Иванович (р. 1919 г.) окончил Бакинский индустриальный институт в 1942 г., академик РАН, д. ф.-м. н., профессор, советник Президиума РАН, главный научный сотрудник ИПМ РАН.

Феокистов Лев Петрович (1928–2002) окончил МГУ в 1950 г., академик РАН, д. ф.-м. н., профессор, работал начальником отдела ФИ РАН.

Харитонов Владимир Витальевич (р. 1945 г.) окончил МИФИ в 1969 г., академик РАЕН, д. ф.-м. н., профессор, проректор МИФИ.

Чуразов Михаил Дмитриевич (р. 1928 г.) окончил МИФИ в 1954 г., к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ ИТЭФ.

Шарков Борис Юрьевич (р. 1950 г.) окончил МИФИ в 1973 г., д. ф.-м. н., профессор, зам. директора ГНЦ РФ ИТЭФ.

Научное издание

**ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ С ИНЕРЦИОННЫМ УДЕРЖАНИЕМ.
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ
ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ**

Редактор *М.Б. Козинцова*
Оригинал-макет: *Т.Н. Савицкая*
Оформление переплета: *А.Ю. Алехина*

Подписано в печать 13.09.05. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,5. Уч.-изд. л. 18,1. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
<http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ОАО «Ивановская областная типография»
153008, г. Иваново, ул. Типографская, 6
E-mail: 091-018@adminet.ivanovo.ru

ISBN 5-9221-0619-8



9 785922 106191