

**МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)**

С.Л.НЕДОСЕЕВ

**ЭНЕРГИЯ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА.
КОНЦЕПЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ДРАЙВЕРОМ НА ОСНОВЕ
Z-ПИНЧА**

Учебно-методическое пособие для студентов IV курса Кафедры физики и химии плазмы
ФМБФ МФТИ по лекционным курсам «Экспериментальная физика плазмы» и «Методы
создания экспериментальных аппаратов»

Утверждено кафедрой физики и химии плазмы
Электронная копия возможна по запросу на адрес
nedos@triniti.ru

Москва

2004

1. ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ С ИНЕРЦИОННЫМ УДЕРЖАНИЕМ (ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ПЕРСПЕКТИВЫ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ)

Привлекательность использования управляемой реакции синтеза легких ядер для целей экологически чистой, безопасной и экономически выгодной энергетики будущего привлекла внимание физиков–ядерщиков около 50 лет назад.

Аргументы в пользу управляемого термоядерного синтеза (УТС):

- наивысшая калорийность DT-смеси как топлива ($\sim 3,4 \cdot 10^{14}$ Дж/кг)
- практическая неисчерпаемость запасов дейтерия в природе,
- весьма умеренные уровни радиоактивных отходов по сравнению с энергетическими циклами на основе реакций деления урана или плутония.

Известно, что для протекания энергетически выгодной реакции синтеза в объеме термоядерного топлива необходимо:

- нагреть плазму до термоядерных температур (~ 10 кэВ для DT -смеси) ;
- удерживать её достаточно долго, так чтобы выделившаяся энергия синтеза превзошла бы энергию, затраченную на нагрев и удержание.

Численный критерий, соответствующий этим условиям, известен как **критерий Лоусона**:

$$N \tau \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с},$$

где N – концентрация частиц 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 двумя способами:

- с помощью удержания плазмы в стационарном состоянии в сильном магнитном поле (токамак, стелларатор, адиабатическая ловушка и др.);
- с использованием силы инерции, которая препятствует быстрому разлету плазмы и позволяет прореагировать достаточному количеству вещества в импульсном режиме

В этом учебном пособии мы сосредоточим внимание на втором способе, который называют Инерциальным Термоядерным Синтезом (ИТС), и рассмотрим возможности его использования для целей энергетики. Реализуемость принципа инерциального удержания была доказана экспериментально при создании термоядерного оружия 1951–1953 гг. Однако для целей энергетики требуется уменьшить массу топлива до таких масштабов, чтобы термоядерную энергию, выделяющуюся в виде повторяющихся

термоядерных микровзрывов можно было бы удержать и утилизировать в камере реактора с реалистическими размерами и характеристиками.

Если предположить что будущий импульсный термоядерный реактор (ИТР), работающий на микровзрывах, повторяющихся ежесекундно, имеет усредненную во времени тепловую мощность ~ 1000 МВт, то получается, что в результате каждого микровзрыва должно выделяться около 1 ГДж (10^9 Дж) энергии. Известно, что ~ 1 ГДж выделяется при взрыве около 250 кг химического ВВ. При калорийности термоядерного топлива $\sim 3 \cdot 10^{11}$ Дж/г и степени его выгорания при взрыве $\sim 30\%$, для каждого взрыва необходимо использовать около 10 мг термоядерного топлива.

Несомненно, реакторная камера, способная обеспечить режим многолетней работы в условиях, когда в ней ежесекундно производится взрыв с энергетическим эквивалентом, равным 250 кг взрывчатки, и при этом выделяется $\sim 10^{21}$ нейтронов, представляет собой сооружение, фантастически сложное, если исходить из установившихся к настоящему времени физико-технических представлений. Тем не менее, исследования инерциального термоядерного синтеза ведутся в крупнейших странах мира и притом, весьма интенсивно.

Сегодня мало сомнений в том, что однократное зажигание термоядерного топлива с массой ≤ 1 мг в лабораторных условиях может быть достигнуто в ближайшее десятилетие с помощью систем инициирования, **драйверов**, в виде мощного лазера или мощного импульсного электрического разряда (Z-пинча). Однако, для энергетических систем этого недостаточно. Необходимо решить целый ряд проблем, непосредственно связанных с построением основ энергетики ИТС. Назовем основные:

- 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 – 0,1 Гц;
- обеспечение воспроизводства термоядерного топлива;
- обеспечение экологически и экономически конкурентоспособных показателей теплового цикла.

2. ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ.

В этом разделе приведем лишь минимальные сведения о термоядерных мишенях, необходимые для понимания основных проблем ИТР. Детальные расчеты термоядерных мишеней – одни из самых объемных и сложных в современной прикладной физике.

В соответствии с общей схемой термоядерной мишени, DT топливо помещается в сферическую капсулу, которая сжимается до колоссальных плотностей в $\rho \sim 1000 \text{ г/см}^3$ за счет импульса давления, обеспечиваемого внешним источником энергии – драйвером. В момент наибольшего сжатия достигаются необходимые условия по плотности и температуре вещества, и начинается горение 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 при торможении выделяют энергию в топливе, содействуя дальнейшему его подогреву. Для этого необходимо, чтобы «оптическая толщина» сжатого топлива ρR (ρ – плотность термоядерной взрывчатки, г/см^3 . R – радиус сжатого топлива, см) превосходила бы пробег α -частиц с энергией 3,5 МэВ. Это важное для ИТС условие хорошо выполняется при $\rho R \geq 1 \text{ г/см}^2$. 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 времена $\sim 10^{-10}$ с должно прореагировать $\sim 30\%$ массы DT.

Оценим минимальную энергию, необходимую для инициирования термоядерного микровзрыва. Мы будем пользоваться простейшими представлениями, понимая, что в реальности задача много сложнее. Пусть имеем шарик из криогенной DT-смеси с радиусом R. Плотность твердой DT-смеси при криогенных температурах $\rho_0 \sim 0,3 \text{ г/см}^3$. Полагая, что зажигание термоядерного горения возможно, если $\rho R \geq 0,3 \text{ г/см}^2$, получим, что необходимый для этого размер шарика из замороженной DT-смеси $R_0 \sim 1$ см. Предположим, что каким-то способом нам удалось мгновенно и объемно нагреть этот шарик, так что температура смеси достигла значения $T \sim 10$ кэВ, а шарик еще не успел разлететься. Учитывая, что скорость разлета термоядерной взрывчатки при $T \sim 10$ кэВ равна примерно $V \sim 10^8 \text{ см/с}$, получаем критерий мгновенности нагрева $\tau_0 < R_0/V \sim 10 \text{ нс}$.

Энергосодержание 1 грамма DT-смеси, в котором содержится примерно $2,5 \cdot 10^{23}$ атомов, при термоядерной температуре составляет $\varepsilon \sim 10^8 \text{ Дж/г}$. В шаре с радиусом R из такого вещества содержится энергия $E \sim (4/3)\pi R^3 \rho \varepsilon$. Тогда для подрыва шарика из криогенной DT-смеси, потребуется $E_0 > 100 \text{ МДж}$ энергии. Учитывая критерий мгновенности, получим требуемую мощность для этой цели $W_0 \sim E_0/\tau_0 > 10^{16} \text{ Вт}$. Как видим, требуемые значения величин E_0 и W_0 в совокупности далеко уходят за рамки возможного даже при самых оптимистических предположениях. К тому же, масса такого

шарика превышает 1 г, так что энергия его взрыва достигнет ~100 ГДж, что эквивалентно ~25 тоннам химической взрывчатки. В реакторной камере такой взрыв не удержать.

Выход из создавшегося положения состоит в применении предварительного сжатия, **имплозии**, исходной DT-смеси. Сожмем шарик по радиусу в $\xi=R_0/R$ раз, тогда его плотность возрастет в ξ^3 раз. Вспомним условие зажигания $\rho R=\rho_0 R_0=\text{const} \sim 1\text{г/см}^2$. После этого перепишем выражение для энергии инициирования следующим образом:

$$E \sim (4/3)\pi R^3 \rho \varepsilon = \varepsilon (4/3)\pi (\rho R)^3 / \rho^2 = \varepsilon (4/3)\pi (\rho_0 R_0)^3 / (\rho_0 \xi^3)^2 = E_0 / \xi^6$$

Как видим, предварительная имплозия термоядерной взрывчатки радикально изменяет ситуацию: достаточно сжать шарик из DT-смеси в $\xi \sim 10$ раз по радиусу! Напомним, что это всего лишь иллюстрация. На практике все далеко не так просто и далеко не так эффективно. Но в целом **важность применения имплозии переоценить невозможно.**

Сжатие сферической мишени осуществляется реактивной силой, возникающей при абляции ее поверхности под воздействием мощного потока лазерного или мягкого рентгеновского излучения. Почти все время сжатия оно должно быть дозвуковым, иначе высоких степеней сжатия не получить.

Требование сильного сжатия термоядерного топлива обусловлено необходимостью получения значительного коэффициента выгорания топлива и большого коэффициента термоядерного усиления энергии. Ключевой является проблема равномерности сжатия топлива. Требования к симметрии обжатия сферической топливной капсулы весьма жесткие – допускается неравномерность в пределах $\leq 1\%$. Такая задача решается двумя способами:

1) За счет прямого воздействия множества лазерных или ионных пучков на капсулу со всех сторон – **мишени прямого действия**. При этом число пучков достигает ~ 100, что, несомненно, усложняет конструкцию камеры реактора;

2) С помощью преобразования энергии драйвера в рентгеновское излучение. При этом капсула с DT топливом помещается внутри специального объема, **«хольраума»**, **заполняемого рентгеновским излучением** с характерной температурой планковского спектра ~300 эВ. Излучение возникает в результате

- воздействия **лазера** на внутреннюю стенку хольраума,
- нагрева **ионным пучком** вещества конверторов, расположенных внутри хольраума,

-нагрева стенок хольраума с помощью сильноточного самосжатого разряда, **Z-пинча**.

Для уменьшения потерь энергии оболочка хольраума делается из тяжелого металла. Требуемая симметризация достигается за счет многократного переизлучения рентгеновских квантов 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 капсулы.

Наиболее важным параметром, характеризующим эффективность мишени, является коэффициент термоядерного усиления Q , равный отношению выделившейся термоядерной энергии к энергии драйвера, затраченной на сжатие и поджиг топлива. Численные расчеты показывают, что для обеспечения типичного для энергетических систем коэффициента усиления $Q \sim 100$ требуется энергия драйвера в ≥ 5 МДж. Если учесть, что энергия должна выделяться драйвером за время $\sim 10^{-8}$ с, 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. Первый драйвер обеспечивает адиабатическое сжатие холодного топлива. В момент наибольшего сжатия поступает очень короткий ($\sim 10^{-10}$ с) и мощный ($\sim 10^{15}$ Вт) импульс от фемтосекундного лазера, который мгновенно повышает температуру сжатого топлива до необходимых 5 – 10 кэВ, обеспечивая условия зажигания.

В результате термоядерного DT-микровзрыва энергия выделяется в виде потока быстрых нейтронов $E_n \leq 14,1$ МэВ (до $\sim 80\%$), рентгеновского излучения ($\sim 10 - 15\%$), а также потока заряженных частиц плазмы и макро частиц - осколков конструкции мишени ($\sim 5 - 10\%$).

В этой работе мы рассмотрим концептуальную схему ИТР с драйвером на основе сверхмощного самосжатого электрического разряда, Z-пинча. Такие разряды являются предметом исследования в ряде лабораторий, к которым кафедра физики и химии плазмы имеет самое непосредственное отношение.

3. ДРАЙВЕРЫ НА ОСНОВЕ Z-ПИНЧА КИЛОТЕРАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ

Драйвер ИТС на основе Z-пинча 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 10 -15 МДж, длительностью импульса ~100 нс, так что импульсная мощность генератора находится в пределах 100 -1000 ТВт. Предложены три основных способа транспортировки и концентрации СВЭМ на узел, содержащий термоядерную мишень, с использованием:

- сильноточных пучков релятивистских электронов (РЭП),
- пучков легких ионов (ПЛИ) ,
- быстрого Z-пинча килотераваттной мощности с применением магнитно самоизолированных вакуумных транспортирующих линий (МИВТЛ).

Интенсивное исследование этих драйверов привело к тому, что 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. Проекты полномасштабных драйверов кило-тераваттной мощности для инициирования разовых повторяющихся термоядерных микровзрывов разрабатываются в настоящее время в США (X-1) и в России по программе “Байкал”. Работа по этой программе возможна для студентов кафедры.

Схема мишенных узлов с Z-пинчевым драйвером показана на Рис.1. (Здесь и ниже для иллюстраций будут использованы рисунки, опубликованные в научных докладах Национальной лаборатории Сандия (США), РНЦ «Курчатовский институт» и ГНЦ РФ ТРИНИТИ.)

Z-pinch-driven-hohlraums have similar topology to laser-driven-hohlraums, but larger scale-size

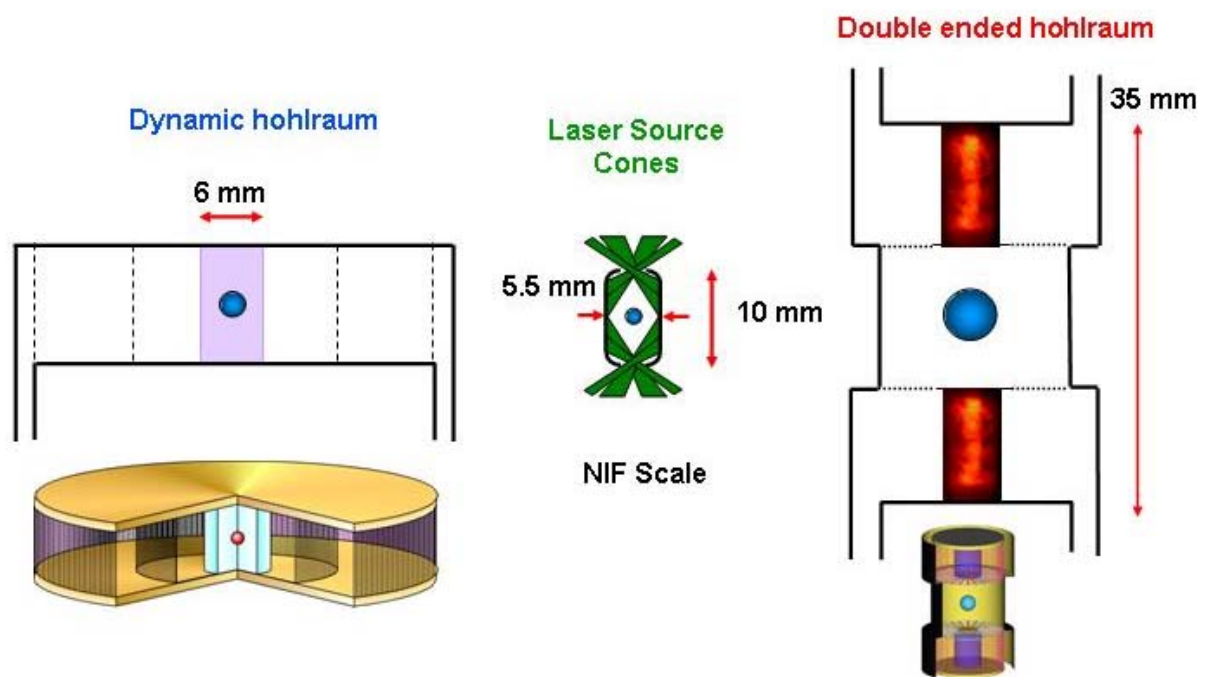
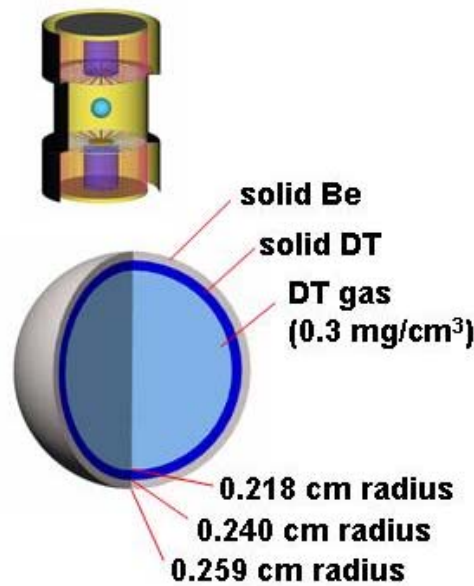


Рис.1

The baseline DEH capsule yields 380 MJ with an ignition margin similar to a NIF capsule

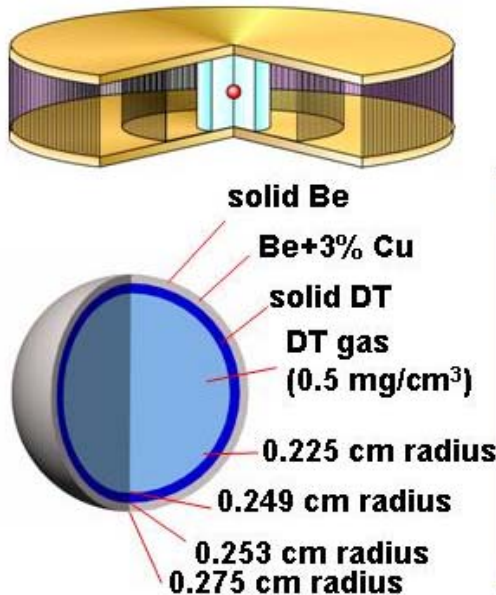


Capsule Performance Parameters

| | |
|------------------------|------------------------|
| Peak drive temperature | 223 eV |
| In-flight aspect ratio | 37 |
| Implosion velocity | 2.9×10^7 cm/s |
| Convergence ratio | 36 |
| Total RT growth factor | 420 |
| Peak density | 750 g/cm ³ |
| Total rr | 3.15 g/cm ² |
| Driver energy | 16 MJ |
| Absorbed energy | 1.12 MJ |
| Yield | 380 MJ |
| Burnup fraction | 31% |

J.H. Hammer, et al., Phys Plasmas 6, 2129

The initial dynamic hohlraum high yield integrated target design produces a 527 MJ yield at 54 MA



Capsule Performance Parameters

| | |
|------------------------|------------------------|
| Peak drive temperature | 350 eV |
| In-flight aspect ratio | 48 |
| Implosion velocity | 3.3×10^7 cm/s |
| Convergence ratio | 27 |
| DT KE @ ignition | 50% |
| Peak density | 444 g/cm ³ |
| Total rr | 2.14 g/cm ² |
| Driver energy | 12 MJ |
| Absorbed energy | 2.3 MJ |
| Yield | 527 MJ |
| Burnup fraction | 34% |

J.S. Lash et al., *Inertial Fusion Sciences & Apps* 99, p583

На Рис.2 показаны расчетные параметры мишенных узлов для двухпинцевого и динамического хольраумов. Как видим, энерговыделение термоядерного микровзрыва в этих схемах составляет 380 -527 МДж при величине инициирующего импульса драйвера 12-16 МДж. Для того чтобы генерировать такое количество рентгеновского излучения, разрядный ток Z-пинча должен превышать 50 МА. Длительность токового импульса должна быть порядка 100-200 наносекунд. Мощность генератора таких токов должна достигать 1000 ТВт. Хотя названные цифры представляются фантастическими, принципы, на которых создаются такие генераторы, достаточно хорошо разработаны в настоящее время, а ток в 20 МА получен и используется в опытах на установке “Z” НЛ Сандия. Схема этой установки показана на Рис.3. В ГНЦ ТРИНИТИ, Россия, работает установка «Ангара-5-1», производящая импульсы тока 5 МА при мощности до 5 ТВт. (Участие в исследованиях по проблемам ИТС и по другим программам на этой установке возможно для студентов кафедры).

Marx generator/ water line driver technology is used on Saturn and Z/ZR

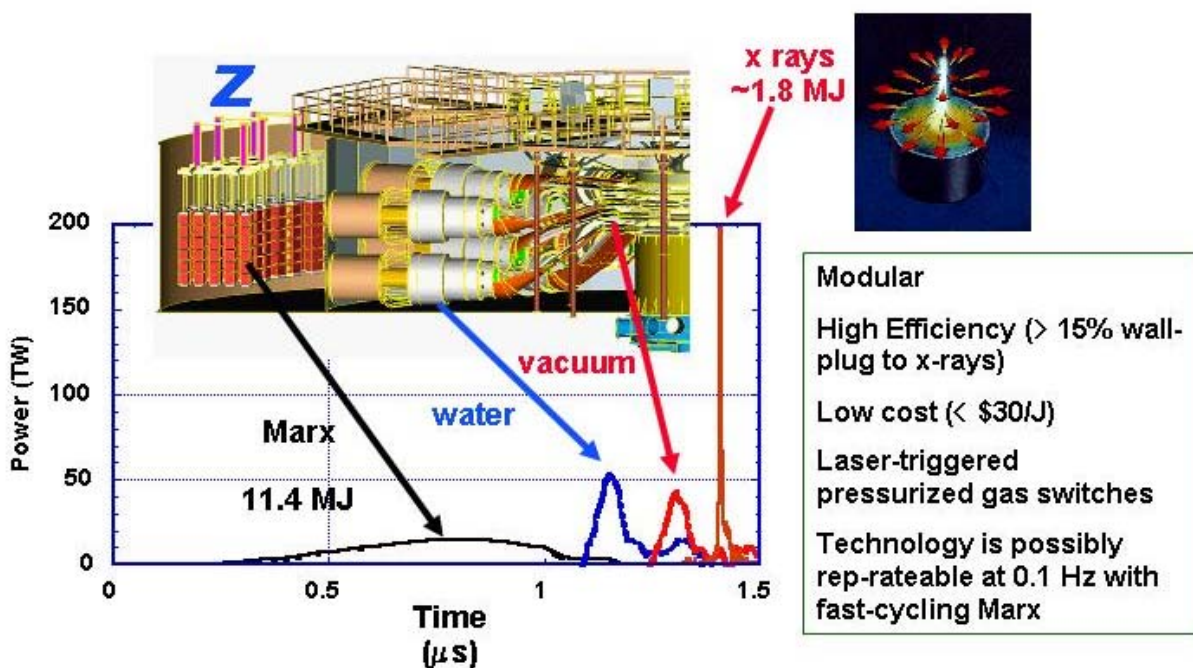
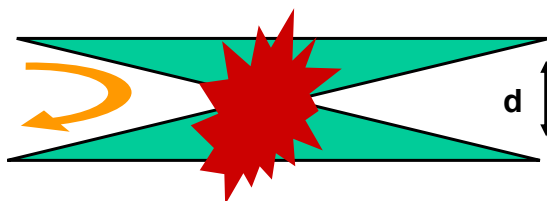


Рис.3

Эти установки, равно как и разрабатываемые установки следующего поколения, например, «Байкал», способны выдавать разовые импульсы, повторяющиеся, как минимум, через несколько часов. Для реакторных приложений импульсы субмикросекундной длительности с мощностью в сотни тераватт должны повторяться через каждые несколько секунд. В принципе, это также решаемая задача, хотя и весьма не простая, если учесть что в составе энергетического реактора такой генератор должен непрерывно работать многие годы.

С точки зрения реакторных приложений, сегодня гораздо более сложной представляется проблема обеспечения связи между генератором и мишенным узлом, использующим Z-пинч в качестве источника иницилирующего импульса энергии. Все дело в том, что разрядный ток от генератора к Z-пинчу подводится по электродам. Система токоподводов достаточно массивна, конструктивно сложна, так как по ней должны транспортироваться и фокусироваться на мишенный узел сотни тераватт электромагнитной мощности. Для транспортировки сверхмощных электромагнитных импульсов используется вакуумная магнитная самоизоляция токонесущих электродов. При каждом микровзрыве токоподводы будут уничтожаться, так что для следующего микровзрыва их нужно будет заменять новыми. Решение именно этой проблемы является критической точкой всей проблемы создания ИТР с драйвером на Z-пинче (**ИТР(Z)**).

Ключевая проблема ИТР(Z)



- $L = d \sim 10 \text{ cm}$, $I \sim 50 \text{ MA} \Rightarrow E \sim 12.5 \text{ MJ}$
- **Смена разрушаемой транспортирующей линии**
↓
- **Низкая частота повторения микровзрывов,
плохая экономика**

Низкая частота повторения

- Большая энергия микровзрыва $> \sim 1000 \text{ MJ}$



Когда для инициирования взрыва D-T мишени используются различные варианты Z-пинчей, к которым ток должен подводиться по проводам, представляет особый интерес анализ схем ИТР, в которых усредненная тепловая мощность $\sim 1 \text{ ГВт}$ обеспечивается при низких значениях $\nu = 0,1 - 1,0 \text{ Гц}$. В дальнейшем будем называть такой реактор ИТРП(Н) и проанализируем концептуальную схему реактора мощностью $\sim 1 \text{ ГВт(т)}$ при $\nu = 0,1 - 1,0 \text{ Гц}$ в двух вариантах – чистого, ИТРП(Н), и гибридного реактора с ториевым внешним бланкетом, ГИТРП(Н). В этом анализе мы будем широко использовать результаты ранних работ [1,2], выполненных в Курчатовском институте в рамках программы «Ангара» и посвященных концептуальным схемам ИТР на релятивистских электронных пучках (РЭП).

4. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА ИТРП(Н).

При низкой частоте повторения микровзрывов основной проблемой для мощного ИТРП(Н) становится ресурс работы реакторной камеры. Для обеспечения длительного ресурса работы ИТРП(Н) мощностью $\sim 1 \text{ ГВт}$ первую стенку камеры и все конструкционные элементы, обеспечивающие ввод и транспортировку инициирующего 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 генератора 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 $V_k = W_k / (vP)$, где W_k - усредненная мощность тепловыделения внутри камеры. При $W_k = 2 \cdot 10^8$ Вт, $v = 0,1$ Гц, $P=20$ атм., получаем $V_k \sim 1000$ м³. Диаметр полусферической камеры с таким объемом составляет ~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 ИТРП(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. В этой композиции мишень располагается над слоем жидкости, находящейся в прочной металлической чаше, а выходные устройства системы генераторов импульса – вне чаши, ниже уровня жидкости.

Схема ГИТРЭП ИАЭ, 1979 г.

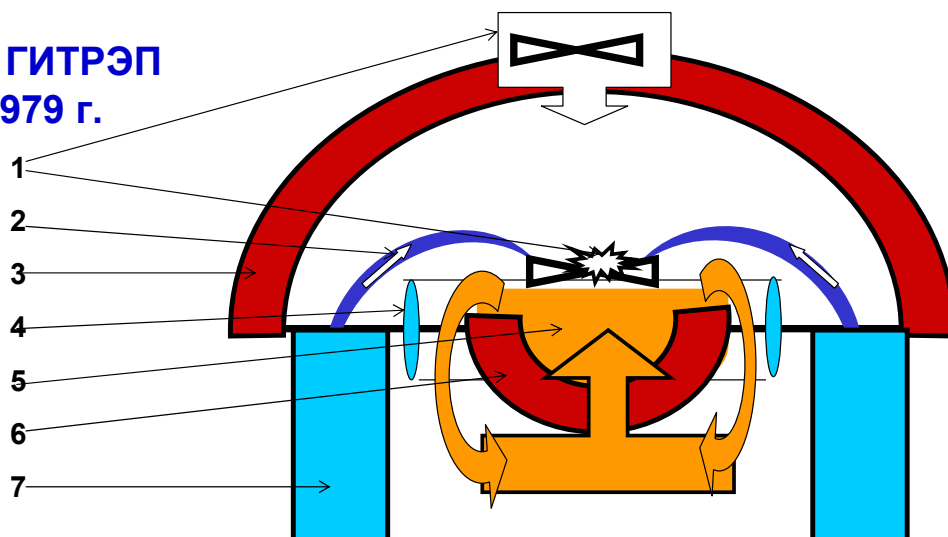


Рис.4

Схема импульсного термоядерного реактора с Z-пинчевым драйвером, обратным диодом и РЭП

1- мишенный узел с обратным диодом и Z-пинчем, 2-транспортирующие РЭП, 3-внешний блинкет, 4-соленоид для управления РЭП, 5- внутренний жидкометаллический блинкет, 6- чаша внутреннего блинкета, 7- модульные генераторы инициирующего импульса

В гибридном варианте (ГИТРП(Н)) внутренний блинкет (жидкий литий) одновременно обеспечивает воспроизводство трития и утилизацию части энергии термоядерного микровзрыва. Внешний блинкет служит для наработки ядерного топлива – плутония или U^{233} . В “чистом” варианте (ИТРП(Н)) внутренний блинкет обеспечивает защиту стенки и утилизацию части энергии взрыва. Воспроизводство трития осуществляется во внешнем блинкете, содержащем литий. Системы инициирования микровзрыва для обоих вариантов одинаковы.

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

4.1. Основные параметры Гибридного ИТРП(Н)

Нейтронные расчеты, выполненные для ГИТРП(Н) показали, что для двух вариантов композиции внешнего блинкета (вариант 1 – твердый ThC, охлаждаемый гелием, вариант 2 – расплав смеси ThF_4 , NaF, BeF_2) реактор должен обладать следующими характеристиками:

| | |
|---|---------------------|
| Полный поток D-T-нейтронов, нейтр./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, нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{год}$) | $1,2 \cdot 10^{22}$ |
| Коэффициент воспроизводства трития: | |
| в бланкете | 1,7 |
| в реакторе | 1,05 |
| Внешний бланкет | |
| Выход U^{233} на 1 нейтр. (14 МэВ) | 1,6(вар.1 и 2) |
| Коэффициент наработки U^{233} в реакторе | 0,6 |
| Средняя тепловая мощность, ГВт | |
| вариант 1 | 0,58 |
| вариант2 | 0,49 |
| Скорость наработки U^{233} , т/[ГВт(т).год] | |
| вариант 1 | 1,85 |
| вариант2 | 1,98 |
| Усредненная плотность потока нейтронов (14 МэВ) на первую стенку, нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) | $0,5 \cdot 10^{14}$ |
| Внутренний радиус бланкета, м | 7,5 |
| Скачок температуры в ТВЭЛе, К, вариант 1 | 200 |
| Скачок температуры в конструкционном материале, К | 50-60 |

5. 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.

5.1. Импульсные тепловые процессы в материале первой стенки и бланкета ИТРП(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

$$q(x) = \int \Delta T(x) c \rho dx, \quad \text{где } \Delta T(x) \text{ – приращение температуры, } c \text{ и } \rho \text{ –}$$

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 :

$$\Delta T(x) = \Delta T_0 \exp(-x/\lambda); \quad \Delta T_0 = q_0 / (\lambda c \rho); \text{ здесь } \lambda \text{ - характерная глубина}$$

релаксации потока быстрых нейтронов. На расстоянии R от точки микровзрыва на поверхности слоя

$q_0 = \eta W_T / (4\pi R^2 \nu)$ и $\Delta T_0 = \eta W_T / (4\pi R^2 \nu \lambda c \rho)$, где η - доля энергии микровзрыва, уносимая нейтронами.

Предполагая для оценки, что дополнительного энерговыделения в слое нет и что $\lambda c \rho \approx 10$ кал./ (град.см²), $W_T = 10^9$ Вт, $\eta = 0,7$, $\nu = 0,1$ Гц, получим численную зависимость ΔT_0 и усредненной мощности нейтронного потока $\langle W_T \rangle$ через первую стенку от R , которые приведены в Таблице . [$\langle W_T \rangle = \eta W_T / (4\pi R^2)$]

Таблица.

| R, см | $\Delta T_0, ^\circ\text{K}$ | $\langle W_T \rangle, \text{МВт/м}^2$ |
|-------|------------------------------|---------------------------------------|
| 100 | $1,33 \cdot 10^3$ | 56,0 |
| 200 | 332 | 13,9 |
| 500 | 53 | 2,23 |

| | | |
|------|------|------|
| 700 | 27 | 1,14 |
| 1000 | 13,3 | 0,56 |

Как видно из Таблицы, $\Delta T_0 > 50 \text{ }^{\circ}\text{K}$ 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 $x \gg ct$, где x – характерная толщина слоя, c – скорость звука в веществе слоя, τ – характерное время нагрева.

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

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 ($f(m) = \text{const}$ 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 $t = x / 2c_0$ и создадут здесь растягивающие усилия величиной $p/2$. Если скачок давления не слишком велик, то справедливо акустическое приближение, при котором $p = \rho cu$, 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 $I = um_x / 2 = f(m) (\gamma - 1)m = E_x (\gamma - 1)$

$\rho/(2c)$, где E_x – энергия, выделившаяся в слое x . Внутрь вещества пойдет, естественно, импульс такой же величины.

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

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

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

$$\text{Здесь } \mu = (m - \rho ct) / m_0 \quad \eta = (m + \rho ct) / m_0$$

В лагранжевых координатах на линии $\mu = 0$ имеет место скачкообразное понижение давления. В этой движущейся точке отрицательное напряжение максимально по абсолютному значению и равно $p_{отр} = -p_0 (1 - \exp(-2m/m_0))$.

Очевидно, что это решение справедливо, пока абсолютная величина разрывающего напряжения меньше прочности материала на разрыв, $p_{отр} < \sigma$ 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, $I = E_x(\gamma - 1) / (2c_0)$, где E_x – энергия, заключенная в отколовшемся слое.

Оценим величину радиуса реакторной камеры, при котором возможно появление отколов в ее материале. Полагая $W_T = 10^9$ Вт, $\nu = 0,1$ Гц, $\sigma = 50$ кг/мм², $\rho = 7,8$ г/см³, $\gamma = 3$, получим $f_x(m) = 0,6 \cdot 10^9$ эрг/г, $R \sim 260$ см.

Приведенные оценки носят иллюстративный характер, так как значения σ для материала, подвергшегося воздействию нейтронного потока с флюенсом $> 10^{22}$ нейтр/см², 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 $\Delta T \sim 100$ К⁰ могут привести к преждевременному разрушению конструкции, которое может произойти гораздо раньше, чем разрушение из-за радиационных повреждений.**

5.2. Воздействие излучения на первую стенку реакторной камеры.

Проанализируем процессы при воздействии рентгеновского излучения микровзрыва применительно к схеме реактора ГИТРП(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.

А) 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 $\tau_0 \sim q_{ст} / (\epsilon_0 \lambda_0)$, где $q_{ст}$ – плотность потока излучения на поверхности слоя, Вт/см 2 , ϵ_0 – внутренняя энергия вещества, соответствующая его разогреву до полной ионизации. Полная глубина прогрева $x_{полн} \sim q_{ст} \tau / \epsilon_0$, где τ – продолжительность импульса излучения. Соответствующие оценки для лития и воды, выбранных в качестве веществ первой стенки, при радиусе камеры 100 см, приведены в Таблице.

Таблица.

| Вещество первой стенки | Амплитуда импульса давления, атм | Продолжительность импульса давления, с | Глубина прогреваемого слоя, см | Полный импульс, передаваем. Первой стенке, кг.м/с.выстр. | Полная масса испаренного вещества, кг/выстр. |
|------------------------|----------------------------------|--|--------------------------------|--|--|
| Вода | $1 \cdot 10^6$ | $2 \cdot 10^{-8}$ | $1,2 \cdot 10^{-3}$ | 10^5 | 1 |
| Литий | $2 \cdot 10^6$ | $2 \cdot 10^{-8}$ | $2 \cdot 10^{-2}$ | $5 \cdot 10^4$ | 1,2 |

б) 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 Таблице.

Таблица

| Вещество первой стенки | Амплитуда импульса давления, атм | Продолжительность импульса давления, с | Глубина прогреваемого слоя, см | Полный имп., передаваем. Перв. Стенк, кг.м/с.выстр. | Полная масса испаренного вещества, кг/выстр. |
|------------------------|----------------------------------|--|--------------------------------|---|--|
| LiPb | $2,6 \cdot 10^5$ | $2 \cdot 10^{-8}$ | $1,6 \cdot 10^{-4}$ | $0,6 \cdot 10^4$ | 1,6 |
| Li | $1,1 \cdot 10^6$ | $2 \cdot 10^{-8}$ | $1,1 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^4$ | 0,7 |

5.3. Заключительные замечания, выводы к разделу 5 .

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 blankets 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 ИТРП(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 ИТРП(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. Но 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.

Концептуальный анализ проблемы, проведенный в ТРИНИТИ и Курчатовском институте, 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. Концептуальная программа ИТР с драйвером на основе Z-пинча, начатая в последние годы в НЛ Сандия, по-прежнему основывается на Рециклируемой Транспортирующей Линии (РТЛ). Рассмотрим некоторые ее положения.

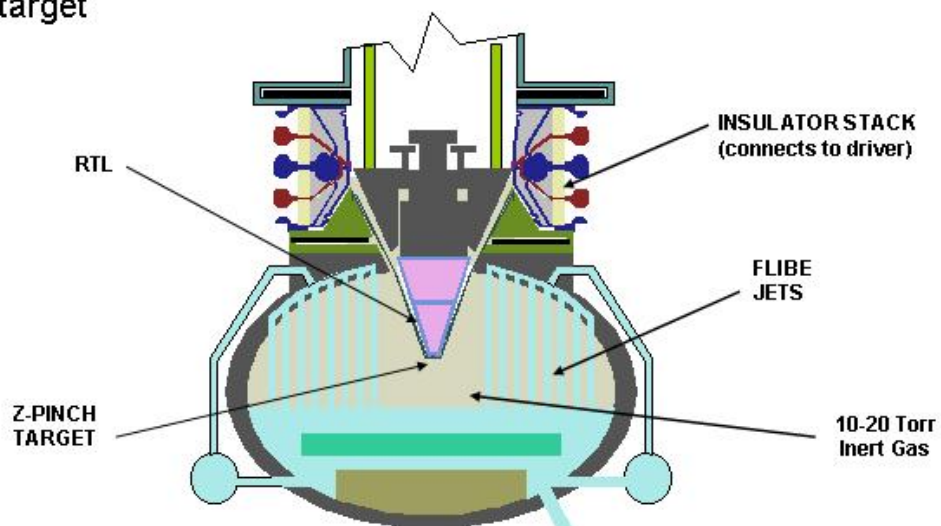
6. КОНЦЕПТУАЛЬНАЯ ПРОГРАММА ИТР С ДРАЙВЕРОМ НА ОСНОВЕ Z-ПИНЧА ZP-3, РАЗРАБАТЫВАЕМАЯ НЛ САНДИЯ.

Транспортирующая линия ИТР с драйвером на базе Z-пинча обеспечивает доставку киловаттного электромагнитного импульса от генератора на Z-пинч. В ней используется принцип вакуумной магнитной самоизоляции, и она является необходимым элементом цепи, связывающим генератор с нагрузкой.

Концептуальная схема рабочей камеры импульсного термоядерного реактора «ZP-3» с драйвером на базе Z-пинча, предлагаемая НЛ Сандия [3], приведена на Рис.5. На Рис.6 показана схема всего реактора. Основой концепции, развиваемой НЛ Сандия [3,4], является предположение о возможности создания Рециклируемой Транспортирующей Линии (РТЛ), из твердых конструкционных материалов, которая обеспечивает необходимую эффективность транспортировки инициирующего импульса электромагнитной энергии при достаточном удалении взрывающейся термоядерной мишени от стенки реакторной камеры. В таком подходе часть транспортирующей линии

уничтожается при каждом микровзрыве и должна заменяться после каждого импульса. Это приводит к схеме ИТР, использующей микровзрывы с большим термоядерным выходом (несколько ГДж), при низкой частоте их повторения (~0,1 Гц). РТЛ должна быть изготовлена из материалов, которые можно легко отделить от жидкого теплоносителя реактора, и для которых возможна рефабрикация с целью изготовления последующих РТЛ. В статье [3] рассмотрена схема рабочей камеры энергетического реактора «ZP-3». Схема является первой концептуальной проработкой, использующей результаты, полученные на установке «Z», НЛ Сандия, в приложении к реакторным проблемам. Для энергии термоядерных импульсов от 1 до 20 ГДж/имп с частотой повторения порядка 0.1 Гц, рассмотрена система удержания энергии, обеспечивающая поглощение энергии и ударных нагрузок. Концептуальная схема использует механически заменяемый блок РТЛ, изготавливаемый вне реакторной камеры. Предложена конструкция встроенного в РТЛ blankets, для поглощения термоядерной энергии, производство блоков РТЛ из рециклируемых материалов, установка и замена блоков РТЛ для обеспечения рабочего цикла реактора. Проанализируем некоторые проблемные свойства этой концепции, пользуясь представлениями, развитыми в предыдущих разделах нашего учебного пособия.

Z-pinch power plant chamber uses an RTL (Recyclable Transmission Line) to provide the standoff between the driver and the target



Yield and Rep-Rate: few GJ every 3-10 seconds per chamber (0.1 Hz - 0.3 Hz)
Thick liquid wall chamber: only one opening (at top) for driver; nominal pressure (10-20 Torr)
RTL entrance hole is only 1% of the chamber surface area (for R = 5 m, r = 1 m)
Flibe absorbs neutron energy, breeds tritium, shields structural wall from neutrons
Eliminates problems of final optic, pointing and tracking N beams, high speed target injection
Requires development of RTL

Рис.5

The long-range goal of Z-Pinch IFE is to produce an economically-attractive power plant using high-yield z-pinch-driven targets (~ 3 GJ) at low rep-rate (~ 0.1 Hz)



Z-Pinch IFE DEMO (ZP-3, the first study) used 12 chambers, each with 3 GJ at 0.1 Hz, to produce 1000 MWe

Рис.6

6.1. Механическая и электрическая прочность проходного изолятора системы питания Z-пинча.

С точки зрения механической и электрической прочности, наиболее слабым местом Рабочей Камеры (РК) ИТР с драйвером на базе Z-пинча является проходной изолятор, отделяющий вакуумный объём РК от транспортирующей линии источника электромагнитного иницирующего импульса. На Рис.5 этот узел обозначен как “insulator stack”. 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 определяется электрофизическими характеристиками транспортирующей линии источника электромагнитного иницирующего импульса. В работе [4] он принимается равным 4 м.

Значительная площадь кольцевого изолятора, $\sim 25 \text{ м}^2$, ограничивает максимально возможное давление в рабочей камере, возникающее в результате микровзрыва.

РТЛ, соединяющая нагрузку, имеющую сантиметровые размеры, с электродами, проникающими через изолятор, должна представлять собой крупногабаритную, массивную конструкцию. Радиус изолятора в схеме ИТР, предлагаемой НЛ Сандия, определяет и внешний радиус РТЛ, $R_T = 4 \text{ м}$. Для уменьшения массы РТЛ в работе [4] предлагается изготавливать ее из конструкционных материалов 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 [3,4], при работе реактора составляют сложный и дорогой технологический процесс. Его упрощение и удешевление крайне желательно.

6.2. Тепловое действие нейтронного потока на нейтронную защиту изолятора

При ДТ-микровзрыве с энерговыделением в 1-3 ГДж выход нейтронов составляет $\sim (0,3-1) \cdot 10^{21} \text{ 1/имп}$. В рассматриваемой схеме РТЛ проходной изолятор защищается от потока продуктов микровзрыва встроенным бланкетом - массивной конической пробкой, которая одновременно является внутренним электродом вакуумной линии с магнитной самоизоляцией РТЛ. Конструкторы рассматриваемой РТЛ не учитывают теплового действия нейтронного потока микровзрыва на эту пробку. Однако простые оценки показывают, что нейтронный поток, который она поглощает, выполняя свою защитную функцию, переводит ее значительную часть в плазму с плотностью, равной плотности твердого тела при температуре в несколько тысяч K^0 . Взрывная волна, возникающая при этом, производит механический эффект, эквивалентный действию взрыва нескольких килограмм взрывчатки. Следовательно, после первого же импульса полностью может быть разрушена не только нижняя часть РТЛ, как предполагается в работе [3], но и ее часть, примыкающая к изолятору, равно как и сам изолятор. Таким образом, пренебрегать тепловым действием нейтронного потока нельзя даже при самом предварительном анализе схемы реактора.

Мы обращали внимание на вышеуказанные проблемы в наших ранних работах, посвященных анализу схем ИТР с низкой частотой повторения микровзрывов [1,2].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивные исследования, проводимые в России и США, привели к результатам, которые серьезно приблизили перспективу получения разовых термоядерных микровзрывов, инициируемых с помощью самосжатых разрядов сверхтераваттной мощности, Z-пинчей. Как следствие, стала актуальной и концептуальная проработка схем

термоядерного реактора с драйвером на основе Z-пинча. Для этих схем ключевой проблемой является проблема частотного режима работы системы транспортировки инициирующих энергетических импульсов на термоядерную мишень.

8.ЛИТЕРАТУРА

1. Велихов Е.П., Власов В.П., Волков В.Г., Колбасов Б.Н., Муравьев Е.В., Недосеев С.Л., Рудаков Л.И., Рыбаков Л.А., Рютов В.Д., Цыганков Е.А., Чернуха В.В. /Предварительный анализ схем импульсного термоядерного реактора на РЭП. / Атомная энергия, т.45, вып.1, июль 1978, с.9.
2. Ю.И.Архангельский, В.Г.Волков, Е.В.Муравьев, С.Л.Недосеев, П.В.Романов, Л.И.Рудаков, В.Д.Рютов, Е.А.Цыганков, Г.Е.Шаталов./ Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе./ Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, вып.1(3), 1979, стр. 39 - 51.
- 3.G.E.Rochau, Ch.W.Morrow, P.J.Pankuch /A concept for containing inertial fusion energy pulses in a z-pinch driven power plant// Fusion science and technology/ V.43, May2003].
4. S.A.Slutz, C.L.Olson, Per Peterson / Low mass recyclable transmission line for Z-pinch driven inertial fusion// Physics of Plasmas, V. 10, # 2, February, 2002.