

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТЕКАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ИМПЛОЗИИ В ПРОТЯЖЕННОЙ ОБОЛОЧКЕ

Лавренов И.В., Шумов А.С.

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия
gnome-spirit@yandex.ru

Аннотация. Численным моделированием продемонстрирован эффект теплоизоляции термоядерного топлива при имплозии топливных полостей в протяженной оболочке из тяжелых элементов. Найдены конечные условия имплозии, достижимые с учетом технологических ограничений.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, численное моделирование, теплопроводность.

Введение

Инерциальный термоядерный синтез (ИТС, [1]) является одним из предложенных методов практического использования термоядерной энергии, и предполагает удержание топлива в разогретом и сжатом состоянии исключительно силами инерции. При лазерном инерциальном термоядерном синтезе (ЛИТС, [2]) тонкостенная полимерная сферическая капсула, содержащая топливо, подвергается действию мощного импульса электромагнитного излучения. Взрывное испарение внешних слоев капсулы создает реактивную силу, которая сжимает оставшиеся слои капсулы и заключенное в них топливо. Адиабатический и ударно-волновой разогрев приводит к запуску термоядерной реакции.

ЛИТС имеет существенные и трудноустранимые ограничения эффективности преобразования энергии, вызванные невысокими КПД каждого из необходимых этапов процесса. Электроэнергия преобразуется последовательно в энергию лазерного излучения, рентгеновского излучения, тепловую энергию испаряющихся стенок капсулы, кинетическую энергию ее внутренних слоев, и только затем – в энергию сжатия и разогрева топлива. Кроме того, тепловое излучение беспрепятственно покидает топливо, а различные формы выделившейся энергии рассеиваются в окружающем капсулу вакууме, что затрудняет их использование.

Другие методы создания сферически-симметричной волны сжатия, такие, как взрывной [3, 4] или магнитно-импульсный метод [5-8], могут применяться не только к тонкостенным капсулам, как при лазерном сжатии, но и к массивным объемам рабочего материала, содержащим топливную полость внутри. Такие подходы при условии достаточной мощности импульса сжатия обладают некоторыми потенциальными преимуществами в сравнении с ЛИТС:

- Площадь внешней поверхности, к которой прикладывается импульс сжатия, может на много порядков превосходить площадь поверхности полости с топливом. Это позволяет использовать фокусировку импульса сжатия, значительно снижающую исходную амплитуду импульса, и открывает возможность применения непосредственных способов его создания, обладающих высоким КПД и улучшенными возможностями управления и настройки.
- Толстая оболочка, состоящая из тяжелых элементов, способна создавать теплоизоляцию топливного сгустка и предоставлять дополнительную инерцию, удерживающую топливо в сжатом состоянии.
- Отдельные преимущества создает конфигурация, при которой оболочка (за исключением корпуса установки) является жидким, а топливная полость представляет собой пузырь, подвешенный в ее центре, к примеру, акустической левитацией. Такая конфигурация является полностью многоразовой, а материал оболочки в этом случае может одновременно выполнять функцию теплоносителя, что упрощает улавливание и преобразование энергии.

В работах [3, 4] приведены результаты экспериментов по сжатию сферических полостей с дейтериево-тритиевым топливом (DT), находящихся в центре шаров из железа и других тяжелых материалов. Волна сжатия запускалась с помощью детонации тонкого слоя взрывчатки на поверхности шара. Были зафиксированы выходы до $5 \cdot 10^{13}$ нейтронов, соответствующие температурам и давлениям в топливе до 6,5 МК и $3,5 \cdot 10^{15}$ Па (35 Гбар).

Недостатки экспериментов подобного рода, такие как невысокая точность сферической симметрии волны сжатия и принципиальная одноразовость установки, могут быть устранены использованием магнитно-импульсного сжатия (МИС). Этот метод заключается в создании мощного импульсного магнитного поля, наводящего вторичные токи в проводящем материале. Отталкивание между полем и токами создает усилие, направленное внутрь поверхности объекта в импульсном магнитном поле.

Данный метод широко используется в металлообрабатывающей промышленности («электромагнитная ковка», [9]).

МИС способно достигать энергий импульса, сравнимых с взрывными методами, но является многоразовым и гораздо более точным методом. Последнее критически важно для поддержания симметрии имплозии. Точность МИС достигается благодаря широкой возможности управления импульсами тока в катушках и сдвигами фаз между ними, а также за счет отсутствия стохастичности, присущей распространению детонационных волн.

В данной работе представлены результаты моделирования конечного состояния имплозии сферически-симметричных полостей, содержащих газообразный ДТ, в широкой области конечных температур, радиусов и давлений. Показано влияние теплопереноса в свинцовой оболочке на охлаждение топливного сгустка. Определена область параметров конечных состояний имплозии, при которых возможно протекание термоядерной реакции, и ограничения, создаваемые возможными технологическими требованиями к начальным условиям имплозии.

1. Теория

Исходным состоянием процесса интенсивной сферически-симметричной имплозии является полость радиуса r_0 , находящаяся в центре сферической оболочки радиуса $r_{out} \gg r_0$. В начале процесса на внешней поверхности оболочки создается волна сжатия с исходной амплитудой p_{out} .

Согласно [10-14], при достаточной интенсивности исходного импульса и разрежении газа внутри полости процесс имплозии проходит следующие этапы:

- Сходясь к центру сферы, волна сжатия испытывает фокусировку и увеличение амплитуды согласно $p \sim p_{out} \times r_{out} \div r$. Для фокусировки необходимо, чтобы длина фронта волны и отклонение его от симметрии не превышало текущий радиус полости.
- Волна достигает полости, и ее стенки начинают сжиматься. Если амплитуда волны значительно превосходит порог пластической деформации, материал стенки при этом ведет себя как жидкость вне зависимости от его агрегатного состояния. Максимальная энергия, которая при этом может быть преобразована в сжатие оболочки и газа в полости, при этом задается как $E_{drive} = p \times V = p_0 \times (4\pi \times r_0^3 \div 3) = p_{out} \times (4 \times \pi \div 3) \times r_{out} \times r_0^2$. Эта величина достигается, если длина волны сжатия превосходит радиус полости, и является удобной мерой характеризации как исходного импульса, так и конечных условий имплозии.
- Первый (слабый) самоподобный режим имплозии [10] устанавливается, когда радиус полости становится мал по сравнению с исходным. Кинетическая энергия движущихся стенок полости при этом приближается к E_{drive} и перестает возрастать, однако процесс становится самоподдерживающимся. Дальнейшее сжатие полости вызывается инерцией набегающего потока материала оболочки. Схождение этого потока к центру вызывает кумулятивный эффект, благодаря которому кинетическая энергия последовательно передается все меньшему и меньшему объему материала оболочки вблизи стенок сжимающейся полости (фокусировка энергии). Скорость стенок, их ускорение и давление в них при этом непрерывно растут; на этом этапе давление в стенках многократно превосходит исходную амплитуду волны сжатия. Зависимость скорости стенки от радиуса полости при этом определяется уравнением Рэлея-Плессета и составляет $V \sim r^{3/2}$. В реальных условиях этот режим продолжается, пока давление в оболочке не превысит модуля ее упругости, вызывая сжатие ее материала.
- Второй (сильный) режим имплозии устанавливается, когда давление в оболочке вблизи стенок полости многократно превышает модуль сжатия ее материала, а его плотность многократно повышается по сравнению с исходной. Данный режим также характеризуется фокусировкой энергии, самоподобием и асимптотическим возрастанием давления и скорости сжатия стенок, а энергия имплозии поровну распределяется между кинетической и компрессионной. Скорость стенок подчиняется закону $V \sim r^n$, где идеальное значение n составляет $\frac{3}{4}$, а полученное численным моделированием – от 0,5 до 0,786 [14].
- Имплозия останавливается, если теряется сферическая симметрия полости, а также если давление плазмы внутри полости или диссипативные эффекты создают достаточное противодействие инерции набегающего потока, при сохранении симметрии, характерная продолжительность этого этапа составляет $t \sim r \div c_w$, где r – минимальный радиус полости, а c_w – скорость звука в материале оболочки на момент максимального сжатия. В ИТС этот параметр задает время удержания топлива.

- После остановки имплозии, сжатый и разогретый материал полости и оболочки расширяется и смешивается с окружающим материалом. Энергия имплозии переходит в тепловую энергию и энергию ударной волны, расходящейся от центра.

Регистрация значительного выхода нейтронов в экспериментах по взрывному сжатию топливных полостей свидетельствует о том, что второй режим имплозии, при котором материал оболочки многократно сжимается относительно исходной плотности, осуществим на практике, а фундаментальные причины, препятствующие его протеканию, отсутствуют. Достигнутое давление превосходит модуль сжатия железа на 4 порядка, а плотность железа при таком давлении повышается в сотни раз относительно исходной.

2. Методы

Для описания сильно сжатых состояний использовалось уравнение состояния FEOS [15], а для разреженных – уравнение состояния идеального газа с учетом диссоциации и ионизации согласно уравнениям Саха.

В расчетах использовалась одномерная сферически-симметричная модель, состоящая из двух слоев – топлива и материала оболочки. Теплопроводность рассчитывалась как сумма электронной и лучистой теплопроводности. Диффузия и ионная теплопроводность не учитывались, поскольку в большинстве рассматриваемых случаев являются незначительными. Полная энергия E_{tot} считалась как интеграл от тепловой и компрессионной энергии от центра до $r_w \times (1 + c_{foc})$, где c_{foc} – константа, описывающая фокусировку энергии. Давление считалось постоянным во всем моделируемом объеме, координатная сетка пересчитывалась в соответствии с меняющимся объемом и градиентом температуры. Кинетическая энергия считалась равной нулю, поскольку результирующая скорость теплового расширения в большинстве случаев оставалась незначительной вплоть до приближения к пороговому выходу.

2.1. Отличия модели от реального процесса

В реальности в процессе имплозии кинетическая энергия не равна нулю ни в один момент времени, однако можно считать, что на протяжении времени удержания доминирующим является вклад тепловой и компрессионной энергии. Кроме того, в процессе развития интенсивной имплозии давление сначала растет, а потом асимптотически спадает при удалении от стенки полости. Использованная модель предполагает, что при соблюдении принципа фокусировки энергии можно выбрать эффективный радиус модели $r_m = r \times (1 + c_{foc})$, внутри которого давление считается равным максимуму его реального профиля (т. е. давлению в полости в момент остановки имплозии). Выбором достаточно большого значение c_{foc} , таким образом, можно гарантировать, что полная энергия в модели, рассчитываемая вплоть до этого радиуса, не окажется меньше реальной энергии имплозии ($E_{tot,model} > E_{drive}$), а удельный выход $Q_{rel} = Q \div E_{drive}$ не будет завышен.

2.2. Исходные параметры модели

Основными исходными параметрами являлись температура, давление и конечный радиус топливного сгустка T , p и r . Дополнительными параметрами являлись c_{foc} , целевое значение соотношения выхода реакции и исходной энергии имплозии Q_t , и профиль температуры в оболочке. В качестве стандартных значений использовалось консервативные значения $c_{foc} = 1$ и $Q_t = 10$ (суммарный КПД 10 %). Изначальный профиль задавался сигмоидальной функцией с верхним значением, равным T , и нижнем, соответствующем температуре адиабатического разогрева материала оболочки при сжатии до давления p . Варьирование c_{foc} , Q_t и положения центральной точки сигмоиды показали отсутствие значительного влияния этих параметров на результаты.

Исследованные диапазоны основных параметров составили: $T = 10 - 50$ МК, $p = 10^{14} - 10^{19}$ Па ($1 - 10^5$ Гбар), $r = 10^{-6} - 10^{-3}$ м.

2.3. Алгоритм расчетов

Общий алгоритм моделирования заключался в следующем. Используемая модель конечного состояния имплозии может применяться к любому сочетанию радиуса топливного сгустка r , его температуры T и давления в нем, p . Варьированием давления при фиксированных T и r определяется давление, при котором наступает достаточный выход реакции; для найденного давления проводится расчет адиабатической кривой в сторону низких давлений и температур. Этот расчет повторяется для

всех комбинаций параметров Т и г. Далее по критериям соответствия адиабатических кривых выбираются реализуемые комбинации конечных параметров Т и г.

Выход реакции определялся следующим образом: для заданных Т, г и р определялось время удержания топлива τ , равное отношению радиуса сгустка к скорости звука в материале оболочки при данных условиях (как правило, в 2-3 раза меньшей, чем скорости звука в топливе); для полученного τ проводилось: решение уравнения теплопроводности с учетом локального тепловыделения в топливе (т. е. за вычетом энергии нейтронов, поглощающихся на большом удалении от сгустка); расчет тепловыделения в топливе в отсутствие теплопроводности.

Выход реакции считался по полному тепловыделению в каждом из случаев. Относительный выход Q_{rel} считался как отношение полного выхода к полной энергией модели, приравненной к энергии сжимающего импульса.

Давление зажигания при наличии и в отсутствии теплопроводности, p_{BE} и p_{BEmin} определялось как давление, при котором Q_{rel} достигает 1/КПД (10).

Использовались следующие критерии отбора целевых параметров:

- Для данных Т и г существует давление, при котором достигается пороговый выход реакции;
- Достаточная амплитуда импульса сжатия по достижении стенки полости не превышает 1 Мбар (10 кбар на внешней поверхности оболочки, предельная величина, достигаемая в многоразовом магнитно-импульсном сжатии при условии фокусировки в 100 раз);
- Адиабаты имплозии проходят через участки, на которых радиус полости не превышает 1 см, а температура – 1500 – 5000 К.

3. Результаты

3.1. Пороговое давление и эффект «тепловой бани»

В широком диапазоне конечных температур и радиусов топливного сгустка давление, достаточное для запуска термоядерной реакции, лежит в диапазоне $10^{16} – 10^{18}$ Па (100 – 10000 Гбар). В области высоких температур и больших радиусов оно незначительно снижается. В области низких температур и малых радиусов для запуска термоядерной реакции требуется сжатие, вызывающее электронное вырождение в топливе. Пороговое давление и полная энергия при этом резко возрастают вплоть до значений, при которых максимально возможный выход недостаточен для компенсации затраченной энергии (рис. 1).

Существенным преимуществом ИТС в плотной среде является удержание теплового излучения топлива. Если оболочка достаточно непрозрачна, оно будет поглощаться в тонком слое вокруг топлива, теплоемкость которого может оказаться меньше теплоемкости топливного сгустка. В этом случае наступает эффект «тепловой бани», при котором охлаждение топлива эффективно подавлено. Это может существенно снизить давление зажигания при данной температуре, или температуру зажигания при данном давлении. В ЛИТС этот эффект невозможен, поскольку используемые тонкостенные капсулы из легкого материала прозрачны для теплового излучения. Более того, примесь тяжелых элементов крайне нежелательна, поскольку они резко увеличивают испускательную способность топлива и скорость его охлаждения. Напротив, при эффекте «тепловой бани» примесь тяжелых элементов в топливе, в том числе из оболочки, не играет роли.

Качественно оценить теплопотери можно с помощью масштаба термализации, $l_{th,w} = (2 \times t \times \alpha_w)^{1/2}$, где α_w – коэффициент тепловой диффузии материала оболочки. Эффект «тепловой бани» можно ожидать, если $l_{th,w} \div r_w = l_{rel} \ll 1$.

В области высоких температур и больших радиусов $l_{rel} \gg 1$, поскольку теплопроводность резко возрастает с ростом температуры и снижением давления. Моделирование подтверждает это, демонстрируя быстрое остывание топлива и прекращение реакции при конечном давлении, равном p_{BEmin} . В реальности это означает существенные теплопотери уже на этапе развития имплозии, приводящие к недостижению целевой температуры и отсутствию реакции в этих условиях.

В остальной области условий теплопотери оказываются несущественными. При давлениях, лишь незначительно превышающих p_{BEmin} , наблюдается саморазогрев топлива под действием реакции, и достижение порогового выхода. Это может объясняться одновременным резким возрастанием скорости реакции и понижением непрозрачности оболочки с ростом давления и плотности (при фиксированных Т и г). В большинстве случаев $p_{BErel} = p_{BE} \div p_{BEmin}$ составляет 1,1 – 1,4, а отношение теплопотерь к выходу реакции незначительно; таким образом, демонстрируется практически полная теплоизоляция топливного сгустка в сравнении с вакуумом.

При радиусе и плотности топливного сгустка, соответствующих достигнутым в ЛИТС (NIF, $r=20$ мкм, $\rho = 500$ г/см³) эффект «тепловой бани» является не полным, но даже такого эффекта достаточно, чтобы снизить температуру зажигания в несколько раз (до 25 – 30 МК).

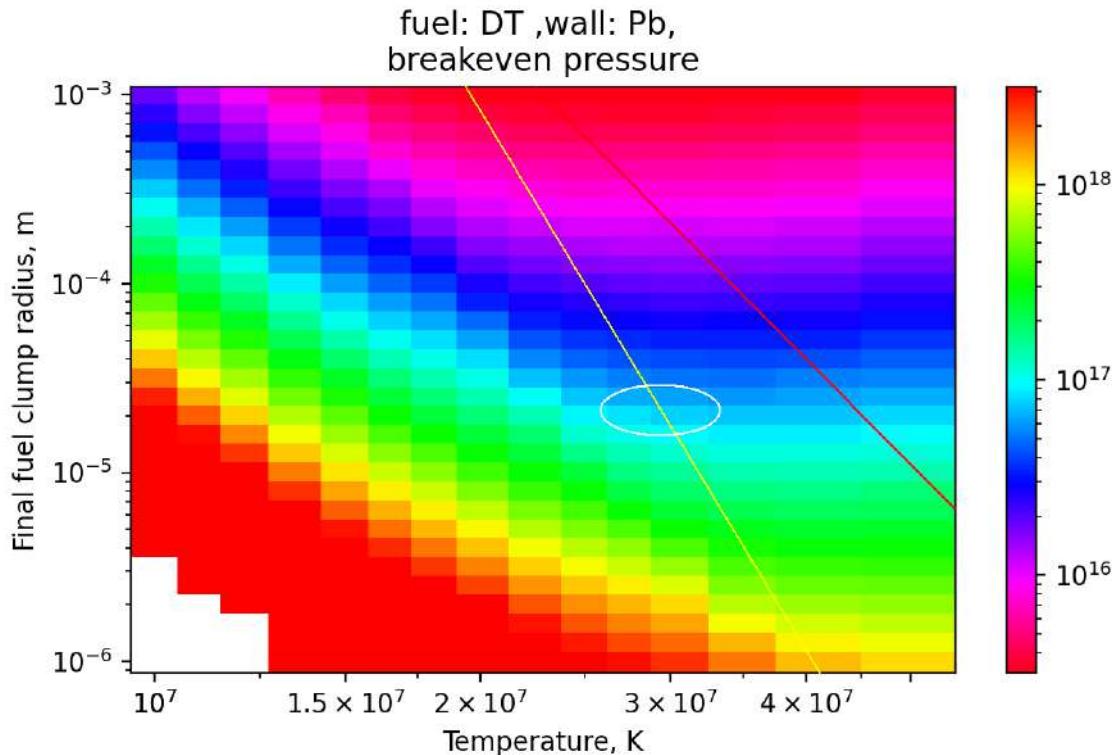


Рис. 1. Зависимость порогового давления от радиуса топливного сгустка и его температуры в момент остановки имплозии, с учетом теплопроводности. Цветовая кодировка обозначает давление в Па. Справа от желтой черты масштаб термализации материала оболочки за время удержания превосходит радиус сгустка, $l_{rel} > 1$; справа от красной черты эффект теплопотерь повышают пороговое давление более, чем в два раза, $p_{BErel} > 2$. Слева от желтой черты влияние теплопроводности незначительно ($l_{rel} \ll 1, p_{BErel} - 1 \ll 1$). Белый эллипс приблизительно соответствует радиусу и плотности топливного сгустка, получаемого в NIF

3.2. Адиабатическое сжатие топлива до конечных условий

Реализуемость конечных условий имплозии, помимо ограничений на максимальную амплитуду исходного импульса (~10 кбар на корпусе установки) и исходный радиус топливной полости (не более ~ 1 см), определяется ходом кривых адиабатического сжатия и разогрева от исходных условий до конечных. Удельная энтропия топлива в условиях зажигания намного выше, чем у газа в стандартных условиях. При сжатии такого газа до плотностей зажигания температура «запаздывает» в несколько раз, и напротив, для достижения достаточной температуры исходный газ должен быть крайне разреженным. Необходимая степень разрежения соответствует радиусам исходной полости, превосходящим десятки метров (рис. 2). Таким образом, ИТС в плотной среде требует дополнительных источников разогрева топлива.

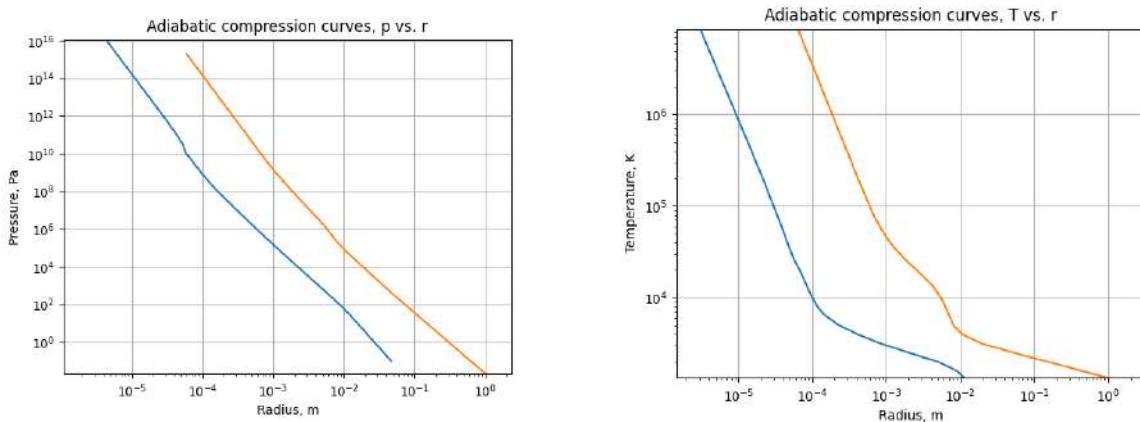


Рис. 2. Зависимости давления (слева) и температуры (справа) от радиуса топливной полости при сжатии до конечных условий $T = 30 \text{ МК}$, $r = 50 \text{ мкм}$, $p = 3,4 \cdot 10^{16} \text{ Па}$ (340 Гбар, оранжевые кривые, микроволновый предварительный разогрев до 5000 К) и $T = 30 \text{ МК}$, $r = 1,6 \text{ мкм}$, $p = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ Па}$ (14 Тбар, синие кривые, пассивный предварительный разогрев до 1500 К)

В ЛИТС используется ударно-волновой разогрев, который в рассматриваемом методе труднореализуем из-за меньшей скорости сжатия оболочки, не превосходящей скорость звука в газообразном топливе. Отдельным решением данной проблемы может быть имплозия тугоплавких тонкостенных капсул, покрытых изнутри твердым тяжелым гидридом наподобие Ba(D,T)_2 и помещаемых в рабочий расплав, поглощающий тепловое излучение топлива.

В случае газообразного топлива, в качестве дополнительных источников нагрева может рассматриваться пассивный разогрев контактом с расплавленной рабочей средой (не более 1500 К), а также импульсный микроволновый или лазерный разогрев. Второй способ позволяет достичь температур порядка 5000 – 10000 К, при которых энтропия топлива приближается к оптимальным значениям. Вместе с тем, внешний разогрев требует прозрачной и изолирующей рабочей среды, такой как расплав BiBr_3 или других молекулярных галогенидов тяжелых металлов, прозрачных окон в корпусе, содержащем рабочую среду, и высокой равномерности нагрева.

Требования по симметрии возрастают с уменьшением конечного радиуса, в связи с чем среди конечных условий, соответствующих критериям отбора, были выбраны условия с наибольшим конечным радиусом.

При использовании предварительного плазменного разогрева до 5000 К (синие кривые на рис.2) максимальный конечный радиус топливного сгустка составляет $r = 50 \text{ мкм}$. Пиковые значения температуры и давления при этом составляют $T = 30 \text{ МК}$ и $p = 330 \text{ Гбар}$, исходный радиус полости и давление в нем – $r_0 = 1 \text{ см}$, $p_0 = 2,0 \text{ бар}$, а амплитуда волн сжатия $p_{\text{drive}} = 130 \text{ кбар}$ (2,6 кбар на корпусе радиусом 0,5 м).

Если доступен только пассивный разогрев до 1500 К, «наилучшие» конечные параметры оказываются равными, соответственно, $r = 1,5 \text{ мкм}$, $T = 30 \text{ МК}$, $p = 14 \text{ Тбар}$, а исходные — $r_0 = 1 \text{ см}$, $p_0 = 80 \text{ Па}$ и $p_{\text{drive}} = 340 \text{ бар}$ (оранжевые кривые на рис.2). Пиковое давление в этом случае намного превосходит достигнутое в ЛИТС, а радиус оказывается на полтора порядка меньшим. Вместе с тем, возможность более точного и прямого контроля за симметрией при использовании МИС и акустически-левитируемых топливных полостей позволяет надеяться на значительное ее улучшение в этом методе, по сравнению с ЛИТС, и уменьшение достижимых конечных радиусов топливного сгустка. При $r = 10 \text{ мкм}$ и доступности предварительного разогрева до 5000 К, минимальный исходный радиус топливной полости снижается до 3 мм, что может быть достижимо в значительно более компактных и простых экспериментальных установках.

4. Заключение

Проведено моделирование конечных состояний сферически-симметричной имплозии полостей с дейтерий-тритиевой смесью, заключенных в массивные свинцовые оболочки. Рассчитаны кривые адиабатического сжатия топливной смеси до смоделированных конечных условий. В широком диапазоне конечных параметров, включая достижимые с помощью магнитно-импульсного сжатия с предварительным разогревом топлива, показан выраженный теплоизолирующий эффект оболочки. Продемонстрировано, что температура, необходимая для запуска реакции при имплозии в массивной

оболочке, значительно ниже, чем при инерциальном термоядерном синтезе с лазерным сжатием, и достигает 25 – 30 МК.

Литература

1. *Pfalzner S.* An Introduction to Inertial Confinement Fusion. CRC Press, 2006.
2. *Betti R., Hurricane O.* Inertial-confinement fusion with lasers // Nature Phys. – 2016. – № 12. – P. 435–448. DOI:10.1038/nphys3736.
3. *Popov N.A., Shcherbakov V.A., Mineev V.N., Zaidel R.M., Funtikov A.I.* Thermonuclear fusion in the explosion of a spherical charge (the problem of a gas-dynamic thermonuclear fusion) // Physics-Uspekhi. – 2008. – № 51(10) – P. 1047–1053.
4. *Kozyrev A.S.* Gas dynamic thermonuclear fusion. C.: RFNC-VNIIEF Publishing, 2005. – 144 p.
5. *Robson A.E.* A Conceptual Design for an Imploding-Liner Fusion Reactor. In: Turchi, P.J. Megagauss Physics and Technology. – B.:Springer US, 1980. – P. 425–436.
6. *Winterberg F.* The magnetic booster target inertial confinement fusion driver // Zeitschrift für Naturforschung A. – 1984. – № 39(4). – P. 325–341.
7. *Egorychev B.T., Ivanovsky A.V., Kraev A.I., Kudelkin V.B., Skobelev A.N.* Study of a possibility to get spherical symmetry of a quasi-spherical liner implosion under the effect of axial magnetic field // 38th EPS Conference on Plasma Physics 2011, EPS 2011–Europhysics Conference Abstracts. 2011. – Strasbourg, France, 2011.
8. *Degnan J.H., et al.* Electromagnetic implosion of spherical liner // Physical Review Letters. – 1995. – № 74(1). – P. 98–101.
9. *Schäfer R., Pasquale P., Kallee S.* Industrial application of the electromagnetic pulse technology // PST products GmbH, Alzenau, Germany, 2009.
10. *Rayleigh L.* VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1917. – № 34(200). – P. 94–98.
11. *Zel'Dovich Y.B., Raizer Y.P.* Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. – 2002. – Courier Corporation.
12. *Raphael P., Merle F., Rodnianski I., Szeftel J.* On the implosion of a three-dimensional compressible fluid, 2019.
13. *Lei Yian, et al.* Implosion of a large spherical void // Journal of Physics: Conference Series. – 2010. – № 244(2).
14. *Hickling R., Milton Spinoza Plesset.* The collapse of a spherical cavity in a compressible liquid. California Institute of Technology, Division of Engineering and Applied Science, 1963.
15. *Faik S., Tauschwitz, A., Iosilevskiy I.* The equation of state package FEOS for high energy density matter // Computer Physics Communications. – 2018. – № 227.