

# ОПТИМИЗАЦИЯ КРИВОЙ ЭНЕРГОВЛОЖЕНИЯ ПРИ БЕЗУДАРНОМ СЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ИНЕРЦИОННОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

## ENERGY INPUT OPTIMIZATION BASED ON THE ADIABATIC COMPRESSION OF HEAVY-ION FUSION TARGETS

*Л. В. Ктиторов*  
*L. V. Ktitorov*

ИТЦ «Система-Саров», Технопарк «Саров»  
ITC Sistema-Sarov, Sarov Technopark

В работе рассматривается сжатие цилиндрических мишеней для тяжелоионного ИТС при помощи пучков тяжелых ионов. В работе мишени естественным образом выделяются две стадии: плавное сжатие и последующий быстрый поджиг помещенного в мишень газа двумя различными пучками ионов [1]. Предметом настоящей работы является исследование 1й стадии работы мишени – адиабатическое сжатие ДТ-смеси. В этой работе поставлена задача расчетного получения схемы сжатия, которая позволит добиться заметного уменьшения энергии пучка, требуемой для получения необходимых сверхвысоких значений плотности ДТ ( $100 \text{ г/см}^3$ ).

The paper focuses on the compression of cylindrical heavy ion fusion targets. Inertial confinement fusion (ICF) relies on the implosion of cylindrical shells to ignite enclosed fuel. The shells are driven by external beams. In this paper we are dealing with the adiabatic compression of the target on the first stage. Employing the self-similar solution for cylindrical compression wave [1], we developed the optimized energy input model which would potentially allow to achieve a significant reduction of the total energy required to reach ultra-high fuel densities of  $100 \text{ g/cm}^3$ .

### Введение

Рассмотрено сжатие цилиндрических мишеней для тяжелоионного ИТС. В такой мишени ионные пучки распространяются вдоль оси цилиндра. При этом предполагается использование известной двухстадийной схемы работы мишени: плавное сжатие и последующий быстрый поджиг двумя различными пучками ионов [1]. В этой схеме мишень представляет собой цилиндр длиной порядка 1 см с радиусом 1–2 мм, заполненный ДТ-топливом с плотностью  $0,05\text{--}0,2 \text{ г/см}^3$ , окруженный коаксиальными слоями, включающими последовательно: оболочку (пушер) из тяжелого металла (Au, Pb) толщиной 0,1 мм, поглощающий слой (абсорбер Pb, Be) толщиной 1–2 мм и внешнюю оболочку. Такая схема была предложена в 90-е годы [2]. Впоследствии она стала частью общей концепции электростанции на основе тяжелоионного драйвера и термоядерной мишени с быстрым поджигом («проект ИТИС» [3,4]) и была де-

тально расчетно исследована в серии работ группы авторов из ГНЦ ИТЭФ [4, 5].

Вопрос об оптимизации кривой выделения тепловой энергии в абсорбере («энерговложения») и связанной с ней формы ионного импульса был предметом специальных исследований [3,5,6]. Результатом их явились выводы о том, что минимальная энергия ионного пучка, требуемая для холодного сжатия ДТ-топлива в цилиндрических мишенях прямого облучения, лежит в диапазоне от 10 до 15 МДж/см [3,5].

Предметом настоящей работы является исследование 1-й стадии работы мишени – адиабатическое сжатие ДТ-смеси. В работе поставлена задача расчетного получения схемы сжатия, которая позволит добиться ощутимого прогресса в вопросе уменьшения энергии пучка, требуемой для получения необходимых сверхвысоких значений плотности ( $\sim 100 \text{ г/см}^3$ ) ДТ-смеси, по сравнению с опубликованными ранее схемами. При этом предполагается, что ускоритель ионов позволяет полу-

чение произвольных временных и пространственных зависимостей интенсивности ионного пучка.

Для оптимизации кривой энерговложения использовано автомодельное решение для цилиндрической волны сжатия [7]. При этом расчет автомодельной волны проводится в лагранжевых координатах, позволяющих в решении непосредственно получать искомые величины на границе газа.

Выполнены одномерные расчеты сжатия типичных цилиндрических мишеней с использованием гидродинамической программы. В расчетах были заданы реальные размеры и уравнения состояния веществ и использованы полученные из автомодельного решения временные зависимости энерговложения. Для таких мишеней рассмотрены случаи бесконечно тонкого пушера и пушера, имеющего конечную толщину.

Кроме того, проведена оптимизация энерговложения не только во времени, но и в пространстве. При этом показано, что таким образом можно снизить полные затраты энергии пучка ионов на стадии сжатия в несколько раз по сравнению с ранее рассматривавшимися вариантами.

### Автомодельное решение

Рассмотрим задачу об изоэнтропическом сжатии идеального газа с показателем адиабаты  $\gamma$ . Пусть в начальный момент газ покоится и является однородным, начальная плотность равна единице, начальный радиус газа равен единице, начальная скорость звука равна единице (тогда начальное давление равно  $1/\gamma$ ). Введем переменные: время  $t$ , лагранжев (начальный) радиус частицы  $\xi$ , эйлеров радиус  $r$ , давление  $P$ , плотность  $\rho$ . Примем момент фокусировки за  $t=0$ . Тогда в начальный момент  $t=-1$  и после начала движения независимо от геометрии выполняется:

$$r = \xi, \rho = 1, P = \frac{1}{\gamma} \text{ при } 0 \leq \xi \leq -t \quad (1)$$

Обозначим штрихом дифференцирование по  $\xi$ , точкой – по  $t$ . Тогда уравнения гидродинамики в цилиндрической геометрии принимают вид:

$$\begin{cases} \ddot{r} = -\frac{P'}{\xi} & r r' = \frac{1}{\rho} & P = \frac{1}{\gamma} \rho^\gamma \end{cases} \quad (2)$$

Вводим автомодельную переменную:

$$z = \frac{\xi}{(-t)}, \text{ причем } z > 1, \quad (3)$$

и обозначим:  $r = \xi x(z)$   $P = P(z)$   $\rho = \rho(z)$

Тогда из полной системы уравнений гидродинамики (2) получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} D(D+1)x = -\frac{x}{z^2} DP, & x(D+1)x = \frac{1}{\rho}, & \gamma P = \rho^\gamma \end{cases} \quad (4)$$

с граничными условиями:

1) на фронте волны ( $z=1$ ):

$$x(1)=1, \quad \rho(1)=1 \quad (5)$$

2) в момент фокусировки на поршне ( $z=\infty$ ):

$$a = \frac{1}{\rho x^2}, \quad a(\infty) = \frac{\gamma-1}{\gamma}, \quad b = \frac{\rho^{\gamma+1} x^2}{z^2}, \quad b(\infty) = \frac{1}{2} \quad (6)$$

Особая точка при  $z=\infty$  является седлом, поэтому интегрирование системы (4) возможно только с начальными условиями при  $z=\infty$ . Ниже так и делается – система решается методом Рунге – Кутты 4-го порядка с постоянным шагом по  $\ln z$ .

На рис. 1 приведены полученные в решении значения скорости и ускорения поршня для  $\gamma = \frac{5}{3}$ .

Кинематические параметры границы  $R(t)$  определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} R(t) &= zx \\ \dot{R}(t) &= u = zx(a-1) \\ \ddot{R}(t) &= g = z^2 x \frac{ab(a-1)}{b-1} \end{aligned} \right\} \text{ при } z = \frac{1}{-t} \quad (7)$$

### Оптимизация с использованием численного счета

В использованном автомодельном решении одновременно приходят в центр и волна сжатия в ДТ-газе, и пушер. В выбранной схеме сжатия мишени, однако, собственно разгон пушера происходит только на части (0,5–0,7) пролетаемого им пути, далее энерговложение прекращается, и пушер движется по инерции.

Расчет сжатия реальных четырехслойных мишеней (рис. 2) был проведен с использованием полученных выше зависимостей  $u(t)$ ,  $g(t)$ . Была выбрана система единиц:  $[l] = 10^{-2} \text{ cm}$ ,  $[t] = 10^{-8} \text{ s}$ ,  $[m] = 10^{-6} \text{ g}$ . Начальная скорость звука выбрана

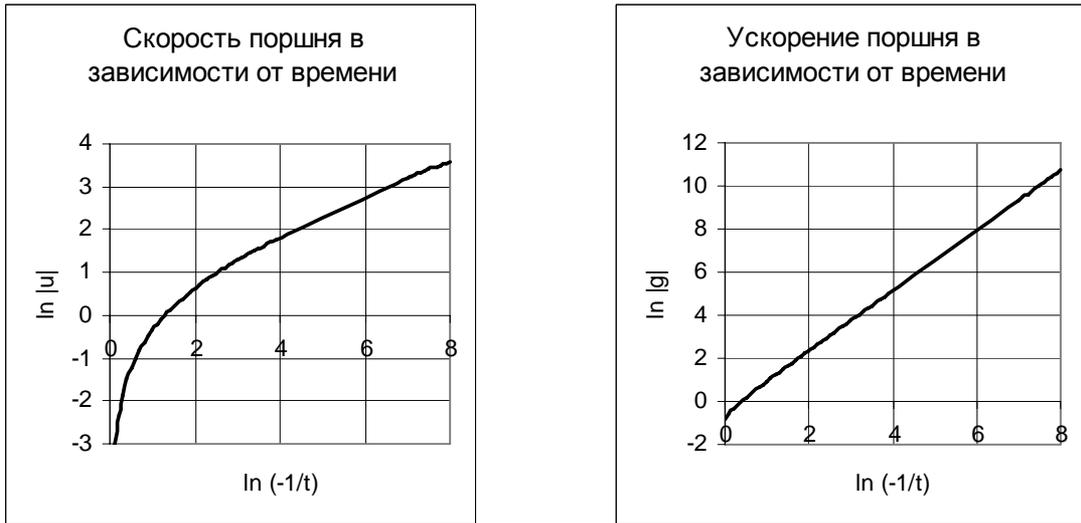


Рис.1 Скорость и ускорение как функции времени при изэнтропическом сжатии идеального газа с  $\gamma = 5/3$  в цилиндрической геометрии

	DT	Au	Pb	Au	
	----- ----- ////////// -----				
$r[10^{-2} \text{ см}]$	0	20	21	39	44,4
$\rho[\text{г/см}^3]$	0,05	19,3	6	19,3	

Рис. 2 Радиальная геометрия одной из рассмотренных слоистых цилиндрических мишеней с указанием начальных размеров и плотностей.

равной  $c = 0,2$  (или  $c = 2 \text{ км/с}$ ). Соответственно, автомодельные значения  $u(t)$ ,  $g(t)$  умножались на размерные коэффициенты в соответствии с выбранными единицами измерения. При этом все сжатие газа продолжается от  $T = 0$  до  $T = 100$ .

Для мишени, изображенной на рис. 2, рассмотрены случаи бесконечно тонкой оболочки и оболочки, имеющей конечную толщину. Для бесконечно тонкой оболочки связь энерговложения с ускорением внешней границы газа  $g(t)$  имеет вид закона Ньютона:  $P = Mg$ , где  $P(t)$  – давление в поршне на поверхности оболочки,  $M$  – масса единицы площади оболочки. Для оболочки, имеющей конечную толщину, связанными оказываются скорость внешней границы газа  $u(t)$  с давлением

$$P(t): P(t) = M \frac{u(t + \tau) - u(t - \tau)}{2\tau}, \text{ причем в формулу}$$

вводится запаздывание  $\tau$  – время, необходимое для прохождения звуковой волны от одной поверхности оболочки до другой.

В численном решении задачи о четырехслойной цилиндрической мишени эти случаи различались при помощи задания соответствующих уравнений состояния (УРС) материала оболочки. Для реализации случая бесконечно тонкой оболочки УРС был представлен в виде идеального газа с малым предварительным нагревом, оболочка конечной толщины задавалась при помощи так называемого двучленного УРС, учитывающего сопротивление материала сжатию.

Для каждого из таких случаев была проведена серия одномерных расчетов, начальная геометрия которых совпадала с приведенной на схеме. В каждом из них в 1-й области (DT-газ) был задан начальный разогрев такой, что скорость звука в нем составила  $c = L/T = 0,2$  (2 км/с), а в третьей области (свинец) было задано равномерно по объему энерговложение, которое зависело от времени согласно приведенным формулам. При этом задавалась  $E(t)$  – объемная плотность энерговложения.

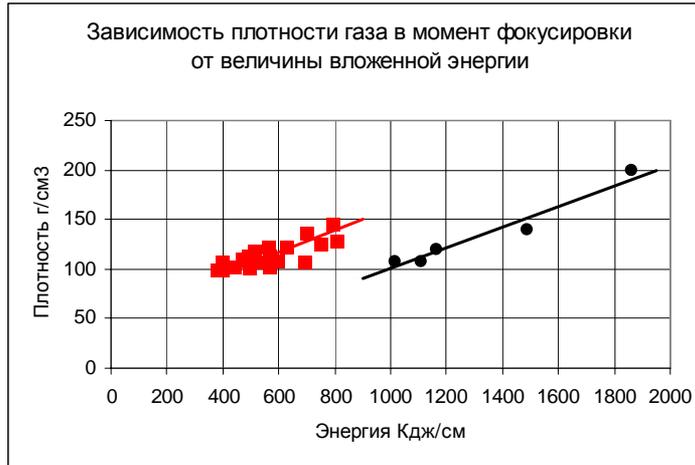


Рис. 3. Плотность газа в момент фокусировки как функция полной энергии в расчете с двучленным УРС вещества оболочки (золота) в мишени. Представлены варианты с учетом (красный цвет) и без учета (черный цвет) пространственного распределения энерговложения

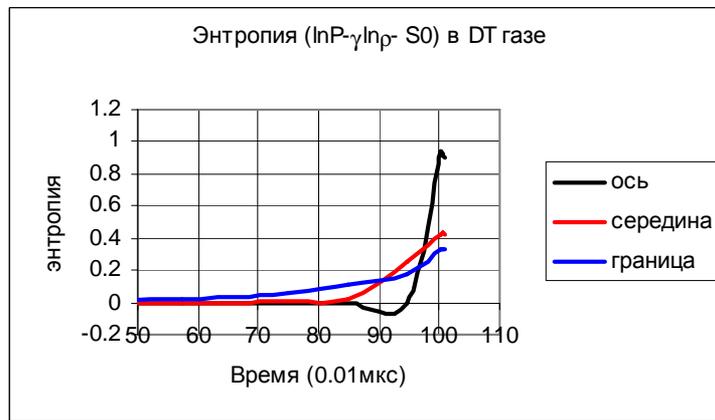


Рис. 4 Зависимость прироста энтропии в DT-газе от времени. Приращение энтропии вычисляется как  $\Delta S = \ln \left( \frac{P}{\rho^\gamma} \right) - S_0$ , при этом вычитается начальное (при  $t = 0$ ) значение энтропии. Из рисунка видно, что газ сжимается адиабатически (за исключением некоторых точек вблизи оси, в которых в момент фокусировки появляются ударные волны)

На рис. 3 черными круглыми маркерами представлены результаты таких расчетов для случая оболочки конечной толщины. На графике приведено максимальное значение средней плотности DT-смеси, достигнутое в расчете, как функция полной энергии в расчете. Энергия определяется на 1 см длины мишени. Во всех расчетах была задана одна и та же функция  $E(t)$  – объемная плотность энерговложения как функция времени. Однако в разных расчетах эта функция обрезалась в разные моменты времени. Линией на рисунке обозначена примерная зависимость (тренд) плотности от энергии, которая следует из всей совокупности расчетов.

Кроме описанного, в расчетах был применен второй способ уменьшения полной энергии сжатия – использование пространственного распределения энерговложения в точки поршня. Идея метода состоит в том, что возмущения от участков поршня, расположенных далеко от оболочки, не успевают до момента фокусировки дойти до DT-газа. Это означает, что энергия, которая тратится на нагрев этих участков, фактически расходуется впустую. Если теперь организовать энерговложение в разные участки поршня так, чтобы, начиная с определенного момента, нагревались только близкие к оболочке точки, можно получить выигрыш в суммарной энергии. Такая процедура была проведена, для этого были предварительно

построены приближенные зависимости энерго-вложения от радиуса, учитывающие этот эффект.

Результаты таких расчетов также представлены на рис. 3. Квадратными маркерами и красной кривой на рисунке обозначены расчеты, в которых использованы оба способа оптимизации кривой энерго-вложения: и зависимость от времени, и зависимость от координаты. Видно, что пространственное распределение энерго-вложения дает дополнительный выигрыш в полной энергии примерно в два раза. В целом, примененный способ построения энерго-вложения позволяет снизить полные затраты вложенной энергии на стадии сжатия в несколько раз по сравнению с ранее рассматривавшимися вариантами (до 0,6–0,8 Мдж/см – примерно на порядок меньше, по сравнению с оценками, приведенными в [3,5]).

Следует обратить внимание на рис. 4, показывающий распределение энтропии в газе. Из него видно, что в расчете достигнуто хорошее приближение к процессу изэнтропического сжатия газа. Действительно, в средних точках газа общий рост плотности составляет  $\approx \frac{100}{0,05} = 2000$  раз. В то же

время энтропия (в безразмерных единицах) выросла всего на 0,42. Чтобы представить себе то, насколько близок это процесс к адиабатическому, достаточно мысленно заменить рассматриваемый процесс более наглядным эквивалентным процессом, в котором получают такие же плотность и рост энтропии. Например, можно заменить его последовательностью ударных волн, каждая из которых сжимает газ в одно и то же число раз. Тогда, используя соотношения на ударной волне, легко получить, что сжатие в каждой из таких ударных волн должно равняться 1.58. Другими словами, такие волны должны быть слабыми, а число их должно быть велико (около 16), т. е. ситуация оказывается близкой к идеальному адиабатическому сжатию.

### Замечания

1) Рассмотренные в работе цилиндрические мишени являются типичными из того множества вариантов, которые анализируются в современной литературе, но не единственными. Большое внимание уделяется также мишеням, в которых поглощающий слой состоит не из свинца, а из бериллия или композитных материалов типа ТаСОН. Преимущество таких мишеней состоит в том, что массовый пробег ионов в бериллии (и вообще, в

материалах с малым  $Z$ ) меньше пробега в свинце, что дает возможность увеличения концентрации энергии в поршне. Исследуются также X-мишени [8], сочетающие в своем движении элементы как цилиндрического, так и сферического сжатия газа. Все вместе это дает возможность дальнейшего уменьшения величины полной затраченной энергии пучка ионов на стадии сжатия.

2) Высокий уровень адиабатичности сжатия газа, достигнутый в расчетах, позволяет ограничиться расчетами, в которых теплопроводность не учитывается.

3) Отказ от учета теплопроводности имеет следствием, помимо прочего, то, что движение в расчетах оказывается не зависящим от температуры  $DT$  смеси. Действительно, уравнение состояния

$$P = \frac{2}{3} \rho E$$

справедливо как для горячего (больцмановского), так и для холодного вырожденного электронного газа. Небольшое различие возникает только в механизме учета неидеальности газа (кулоновских поправок к уравнению состояния идеального газа), которые в наших расчетах не учитывались.

4) Следует заметить также, что более тщательно и детально проведенные расчеты (учет лучшей теплопроводности, учет неоднородности по длине мишени, уточнение уравнений состояния материалов и т.д.) не должны принципиально изменить главного в полученных выше результатах расчетов – рекордно малой величины полной вложенной энергии, необходимой для получения плотностей газа  $\sim 100$  г/см<sup>3</sup>. Действительно, учет теплопроводности практически не проявляется при расчетах изэнтропического сжатия, поскольку температуры газа и оболочки остаются низкими, а уточнение уравнений состояния не должно привести к качественным изменениям результата, поскольку основные физические эффекты, определяющие процесс сжатия, в частности, сопротивление материала оболочки сжатию, проявляются и при тех простых уравнениях состояния, которые были применены.

5) Следует отметить также, что с технической точки зрения осуществление пространственного распределения энерго-вложения не вызывает дополнительных трудностей по сравнению с теми схемами, которые анализировались ранее и не предполагали пространственной неоднородности энерго-вложения. Достаточно поместить на торцах мишени маркеры и корректировать фокусировку пучка ионов в зависимости от движения маркеров.

## Заключение

На основе полученного решения построены оптимальные функциональные зависимости энергозатрат от времени и координат в цилиндрических мишенях тяжело-ионного термоядерного синтеза. Выполнены одномерные расчеты сжатия мишеней с использованием гидродинамических программ. В расчетах типичной цилиндрической мишени были заданы реальные размеры и уравнения состояния веществ и использованы полученные временные и пространственные зависимости энергозатрат.

Показано, что в расчетах с энергозатратами около или менее 1 МДж/см удастся получить необходимые сверхвысокие сжатия DT-газа до плотности 100 г/см<sup>3</sup>. Показано, что примененный способ построения энергозатрат позволяет снизить полные затраты вложенной энергии на стадии сжатия в несколько раз по сравнению с ранее рассматривавшимися вариантами (примерно на порядок, по сравнению с оценками, приведенными в [3, 5]).

Таким образом, главные трудности в получении зажигания в цилиндрических мишенях ИТИС оказываются с энергетической точки зрения в осуществлении второй стадии процесса – быстрого поджига термоядерного горючего.

## Список литературы

1. Basko M. M., Imshennik V. S., Churazov M. D., Overview of Directly Driven HIF Targets. // Particle Accelerators, 1992, 37-38, p.505-512.

2. 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

3. 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

4. Забродин А. В., Имшенник В. С., Кошкарев Д. Г. и др. Концепции реакторной камеры и электростанции на основе ИТС, В сб. “Ядерный синтез с инерционным удержанием” под ред. Б. Ю. Шаркова, раздел 3.3 // М., Физматлит, 2005, стр. 105–124.

5. Баско М. М., Гуськов С. Ю., Недосеев С. Л., Чуразов М. Д. Мишени ИТС. / В сб. “Ядерный синтез с инерционным удержанием” // под ред. Б. Ю. Шаркова, раздел 3.3 // М., Физматлит, 2005. С. 53–61.

6. Basko M. M., Churazov, M. D., Aksenov A. G., proceedings of 14th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion, (Moscow, Russia May 26–31, 2002), *Laser and Particle Beams*, 2002, V. 10, p. 411.

7. Жданов С. К., Трубников Б. А., Оптимальное сжатие в  $\theta$  и  $z$  – пинче, // Письма в ЖЭТФ, 1975. Т. 21, вып. 6, с. 371–374,

8 Enrique Henestoza, B.Grant Logan, L.John Perkins, Quasispherical fuel compression and fast ignition in a heavy-ion-driven X-target with one-sided illumination, *Physics Plasmas*, 2011. 18, 032702.