

УДК 533.9

## СЖАТИЕ МНОГОСЛОЙНОЙ МИШЕНИ В СИСТЕМЕ ТЯЖЕЛОИОННОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

М. Д. Чуразов, А. Г. Аксенов, Е. А. Забродина  
(ИТЭФ, г. Москва)

Рассматривается возможность использования цилиндрической многослойной ДТ-мишени для термоядерной энергетической системы с мощным ускорителем релятивистских тяжелых ионов. Большая энергия и мощность пучков ионов ( $E_0 \sim 100$  МДж и  $P_{ow} \sim 9000$  ТВт) позволяют надежно обеспечить и сжатие ( $\rho \sim 100$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho R \geq 0,4$  г/см<sup>2</sup>), и воспламенение ( $T \sim 5$  кэВ) мишени. Выбраны параметры трех облучающих мишень пучков ионов. Коэффициент термоядерного усиления мишени оценивается как  $G > 50$ .

### Выбор основных параметров мишени

В проекте тяжелоионной термоядерной энергетической системы, представленном от ИТЭФ на Международном симпозиуме NIF-2002 (г. Москва) [1], рассматривалась цилиндрическая мишень с уровнем энерговложения  $E_0 \sim 10$  МДж и характерной плотностью ДТ-топлива  $\rho \sim 100$  г/см<sup>3</sup>. Для получения такой плотности топлива использовалось определенное профилирование по времени и по радиусу функции энерговложения. Воспламенение ДТ осуществлялось с помощью сверхмощного пучка ионов, создающего при интенсивности  $J_m \sim 4 \cdot 10^6$  ТВт/г быстрый нагрев топлива до уровня температур термоядерного горения.

В ходе дальнейших исследований, направленных на поиск путей повышения надежности срабатывания энергетической системы, Д. Г. Кошкарёвым (ИТЭФ) [2] было выдвинуто предложение по использованию тяжелоионного ускорителя нового типа с релятивистскими энергиями ионов (уран-238):  $\varepsilon \sim 1000$  ГэВ. Существенное сокращение стоимости такого драйвера и устранение специального сверхмощного воспламеняющего пучка могли бы стать важными положительными характеристиками подобной системы по сравнению с проектом ИТЭФ (NIF-2002). Поиск параметров мишени, соответствующих параметрам такого драйвера, основывался на результатах расчетов в группе А. В. Забродина (ИПМ им. М. В. Келдыша) по исследованию процессов *безударного сжатия*, где были получены очень

высокие значения плотности термоядерного топлива [3]. Однако для обеспечения работоспособности ДТ-мишени можно ограничиться более скромными значениями, не превышающими  $\delta \sim 500$  для объемного сжатия и  $\rho \sim 100$  г/см<sup>3</sup> для плотности. Кроме того, было важно согласовать необходимые требования по форме профилирования импульса энерговложения, в общем случае в виде функции  $\Psi(r, t, \varepsilon)$ , с возможностями реального управления тяжелоионными пучками.

Предложенная концепция тяжелоионного драйвера позволяет ввести определенные изменения в схему мишени: мишень целесообразно делать более длинной ( $L \sim 5$  см) для более эффективного использования энергии пучка (пролет ионов  $\rho L \sim 100$  г/см<sup>2</sup>). Мишень может иметь и больший радиус, так как возможно увеличение масштаба энерговложения до уровня  $E_0 \sim 100$  МДж. В этом случае мишень может быть достаточно многослойной, что, в свою очередь, позволяет упростить профилирование ввода энерговложения и использовать газодинамические законы цилиндрической кумуляции энергии. Задача по воспламенению ДТ также может быть существенно упрощена, так как на заключительной стадии сжатия создаются благоприятные условия для дополнительного энерговложения в уже сжатые оболочки. Это обеспечивает их дополнительное ускорение и в результате — эффективный газодинамический разогрев ДТ до температур термоядерного горения.

Вместе с тем в данной концепции существует и серьезная отрицательная характеристика, связанная с переходом к большим уровням термоядерного энерговыделения в каждой мишени ( $E_k \sim 10^4$  МДж). Но на сегодняшний день данный проект выглядит как более надежный, а трудности, связанные с большим энерговыделением, могут быть преодолены благодаря увеличению размеров реакторной камеры.

На первой стадии исследований работоспособности такой мишени будем предполагать, что эффекты разогрева внутренних оболочек вторичными частицами, возникающими при торможении ионного пучка, не оказывают заметного влияния на характеристики сжатия мишени.

Схема мишени, выбранная для проведения детального анализа работоспособности, представлена на рис. 1. В данной схеме предполагается, следуя идее безударного сжатия, обеспечить постепенное увеличение плотности рабочей части мишени при использовании восьми цилиндрических оболочек и задании трех прямоугольных (по времени) импульсов энерговыделения в три области мишени. В данном случае функция  $\Psi(r, t, \varepsilon)$  превращается в три простые функции  $\Psi_1(r, t)$ ,  $\Psi_2(r, t)$ ,  $\Psi_3(r, t)$ . Параметры пучков ионов представлены в табл. 1. В ней  $J_m$  — мощ-

ность энерговыделения в мишень;  $R_j$  — радиусы кольцевой зоны облучения мишени;  $\tau_j$  — время облучения мишени;  $P_{ow}$  — мощность облучающего пучка;  $E_j$  — полная энергия пучка. Параметры третьего пучка ионов, приведенные в табл. 1, хотя и являются возможными с точки зрения конструкции драйвера, однако не являются обязательными.

Необходимо иметь в виду, что процессы в цилиндрической мишени являются двумерными при облучении мишени с торца. Можно при этом предполагать, что параметры пучков в табл. 1 относятся только к определенной области мишени — к области *ника Брэгга*, где интенсивность энерговыделения может заметно превышать средние значения вдоль всего трека торможения ионов. Таким образом, следует ожидать воспламенения ДТ именно в этой зоне с последующим распространением горения на всю длину цилиндрической мишени. В этом случае полная энергия пучков ионов может быть на уровне  $E_0 \sim 100$  МДж. Определенная помощь воспламенению может быть получена при введении в мишень начального магнитного поля  $B_z \sim 10^5$  Гс, создающего магнитную теплоизоляцию для радиальных тепловых потоков электронной теплопроводности. При этом полная энергия ионных пучков также может быть снижена до уровня  $E_0 \sim 110$  МДж даже без учета эффекта Брэгга, однако проверка работоспособности мишени с магнитной теплоизоляцией требует специального рассмотрения.

### Результаты расчетов сжатия мишени

Выбранная схема мишени (8 оболочек) и режим ее работы (3 облучающих пучка ионов) делают задачу по определению работоспособности системы сложной и многопараметрической. С этой точки зрения выбранный вариант является только одним примером, характеризующим ос-

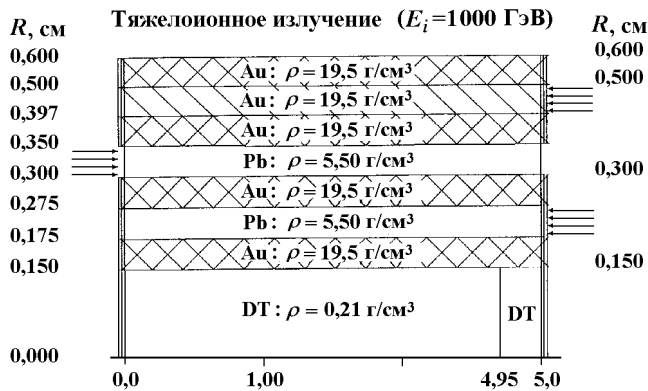


Рис. 1. Схема мишени

Таблица 1

### Параметры ионных пучков

Пучок ( $j$ )	$J_m$ , ТВт/г	$R_j$ , см	$\tau_j$ , нс	$P_{ow}$ , ТВт	$E_j$ , МДж
1	50	0,397–0,497	0–25	1 413,0	35,0
2	350	0,275–0,300	75–100	1 648,0	41,0
3	4 000	0,175–0,195	100–110	9 294,0	93,0
Полная энергия пучков ионов:					169,0

новные процессы в мишени. При отсутствии воспламеняющего пучка газодинамическая задача сжатия становится достаточно противоречивой: совсем не просто получить плотность топлива на уровне  $\rho_{DT} > 100 \text{ г/см}^3$  при начальной плотности  $\rho_{0,DT} = 0,21 \text{ г/см}^3$ , что соответствует сжатию  $\delta \geq 500$ , обеспечив при этом выход на уровень температур термоядерного воспламенения ( $T_{DT} > 3 \text{ кэВ}$ ).

В рассматриваемом варианте для решения этой задачи предполагается использовать уникальные параметры тяжелоионного драйвера ( $E_0 \sim 100 \text{ МДж}$  и  $J_m \sim 9000 \text{ ТВТ}$ ). Энерговложение первого пучка в кольцевую зону мишени (7-я оболочка) создает начальное движение слоев мишени, подготавливающее наиболее благоприятные условия для введения следующих порций энергии в области 3 и 5. Начальная плотность этих областей выбиралась с таким расчетом, чтобы к моменту энерговложения в них достигались значения  $\rho L \sim 100 \text{ г/см}^2$ , соответствующие характерной длине пробега тяжелых ионов. При  $\rho L > 100 \text{ г/см}^2$  энерговложение в мишень приводило бы к заметным искажениям сжатия по длине мишени, а в случае  $\rho L < 100 \text{ г/см}^2$  происходили бы заметные потери энергии из-за вылета ионов из рабочей зоны мишени. В задачу третьего, наиболее мощного, пучка ионов входит создание дополнительного ускорения оболочки 2 до таких скоростей, которые при торможении обеспечивали бы разогрев DT до уровня температур термоядерного зажигания.

Процесс сжатия мишени представлен на рис. 2. В результате такого, достаточно плавного (низкоэнтропийного), сжатия в мишени получены большие значения объемного сжатия  $\delta \geq 286 \div 445$  и достигаются нужные условия для воспламенения и эффективного горения DT.

Параметры внутренних слоев мишени на момент воспламенения ( $t = 117,35 \text{ нс}$  для варианта *a* и  $t = 117,84 \text{ нс}$  для варианта *б*), полученные

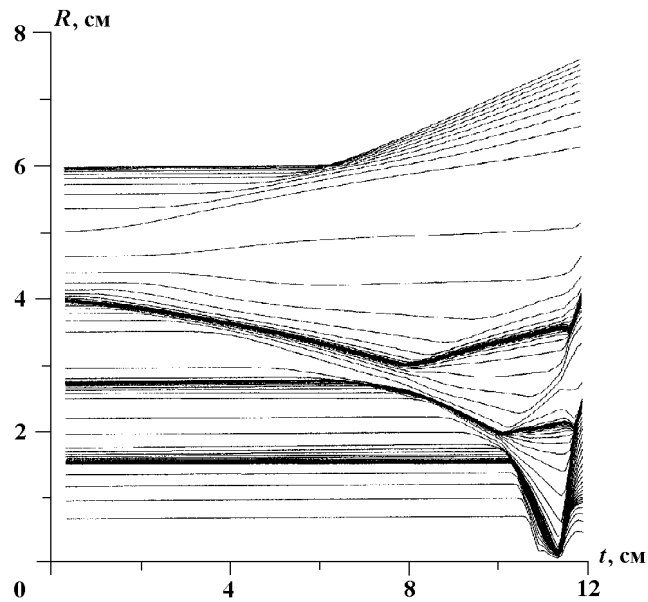


Рис. 2.  $(R, t)$ -диаграмма сжатия мишени

по одномерной программе Deira4 (М. М. Баско), показаны в табл. 2. Варианты *a* и *б* различаются по начальной плотности DT. В табл. 2  $\rho_0$  — начальная плотность топлива и оболочки;  $m$  — масса слоя;  $\rho_{\max}$  — максимальная плотность в точках мишени;  $\rho R$  — параметр сжатия;  $R$  — радиус топлива;  $T_{\max}$  — максимальная температура в центральной точке;  $\delta$  — степень объемного сжатия.

В ходе двумерных расчетов сжатия рассматривалась модель мишени с длиной  $L = 3,5 \text{ см}$  и с простейшим заданием граничных условий на ее торцевых поверхностях (в виде жестких нетеплопроводных стенок). Цель таких расчетов состоит в демонстрации необходимости и возможности согласования работы различных (по длине) зон мишени. Появление различных зон может быть связано как с естественным следствием реального превышения в области энерговложения значений пробега ионов  $\rho L = 100 \text{ г/см}^2$ , так и со специальным заданием различий в начальных

Таблица 2

**Параметры сжатия внутренних слоев для двух вариантов мишени**

Вариант	Слой	Состав	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$m$ , г	$\rho_{\max}$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho R$ , г/см <sup>2</sup>	$R$ , см	$T_{\max}$ , кэВ	$\delta$
<i>a</i>	1	DT	0,21	0,014	60,0	0,44	0,0100	1,4	286,0
	2	Au	19,5	0,490	731,0	—	0,0183	—	—
<i>б</i>	1	DT	0,07	0,005	93,8	0,24	0,0570	4,6	445,0
	2	Au	19,5	0,490	1270,0	—	0,0396	—	—

параметрах. Рассматривались, например, снижение начальной плотности ДТ для повышения надежности воспламенения в зоне инициирования и повышение начальной плотности в зоне основного горения для получения большего коэффициента термоядерного усиления.

На рис. 3 представлены начальное и конечное распределения плотности в мишени при сжатии для случая  $\rho L = 100 \text{ г/см}^2$ . Данный расчет свидетельствует о возможности существования значительной области мишени ( $L = 2 \text{ см}$ ) с одинаковыми параметрами  $\rho > 50 \text{ г/см}^3$  и  $\rho R > 0,3 \text{ г/см}^2$ . Временное рассогласование моментов максимального сжатия и воспламенения по всей длине мишени также невелико:  $\sim 10^{-9} \text{ с}$ .

### Проблемы термоядерного горения

Результаты расчетов, представленные в табл. 2, позволяют рассмотреть задачу о термоядерном горении в двумерной схеме мишени. Для мощного энерговложения, соответствующего параметрам табл. 1 ( $E_0 = 169 \text{ МДж}$ ), представляется возможным обеспечить достаточно

равномерное сжатие на интервале длиной  $L = 3,5 \text{ см}$  большой массы топлива —  $m \sim 0,050 \text{ г}$  ДТ. Для обеспечения инициирования волны термоядерного горения можно ограничиться только небольшими изменениями в мишени, введя в зоне воспламенения снижение плотности ДТ с  $0,21$  до  $0,07 \text{ г/см}^3$  на интервале длиной  $L \sim 0,05 \text{ см}$ . Рассогласование моментов максимального сжатия в вариантах *a* и *b* табл. 2 составляет всего  $\sim 0,5 \text{ нс}$ , что не должно сказаться на развитии процесса горения. Распространение волны термоядерного горения при параметрах сжатия  $\rho R = 0,44 \text{ г/см}^2$  не вызывает особых сомнений. Экстраполируя результаты одномерных расчетов на длину мишени  $L = 3,5 \text{ см}$ , можно считать, что масштаб энерговыделения находится на уровне  $E_k \sim 8\,800 \text{ МДж}$ . Такое энерговыделение соответствует коэффициенту термоядерного усиления  $G \sim 50$  (при полной энергии пучка  $\sim 169 \text{ МДж}$ ).

### Заключение

Проведенные численные исследования работоспособности ДТ-мишеней в системе нового мощного тяжелоионного драйвера позволяют достаточно уверенно говорить о возможности надежного обеспечения эффективного термоядерного горения с коэффициентом термоядерного усиления  $G > 50$ . Предполагается продолжить дальнейшие работы по оптимизации процессов в мишени и по увеличению коэффициента термоядерного усиления.

### Список литературы

1. *Medin S. A., Churazov M. D., Koshkarov D. G. et al.* Evaluation of power plant concept for fast ignition heavy ion fusion // Laser and Particle Beams. 2002. Vol. 20 (3). P. 419–422.
2. *Кошкарёв Д. Г.* Мощный компактный тяжелоионный драйвер: Препринт 21–03. М.: ИТЭФ, 2003.
3. *Долголева Г. В., Забродин А. В.* Безударное сжатие микромишеней: Препринт № 53. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша, 1999.

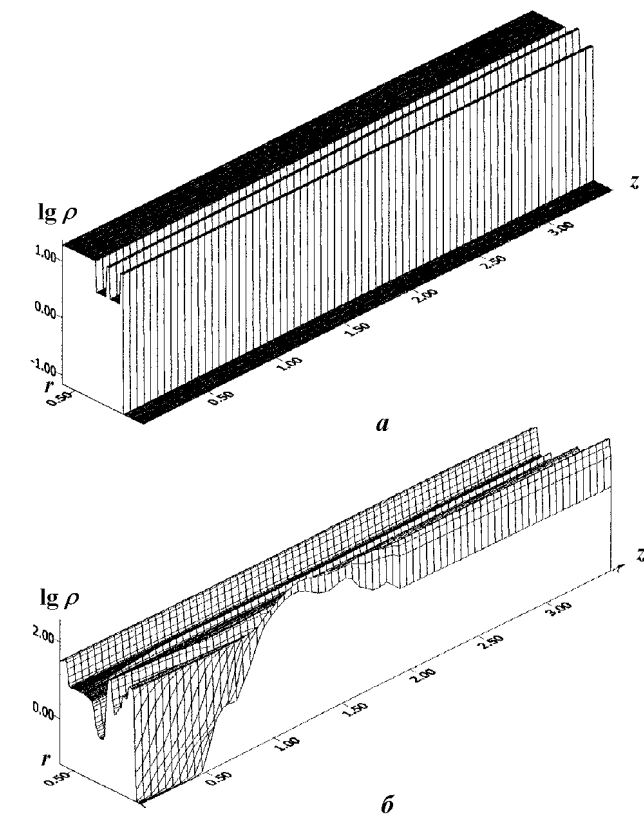


Рис. 3. Распределение плотности  $\rho(r, z)$  в мишени: *a* —  $t = 0$ ; *b* —  $t = 117,35 \text{ нс}$

Статья поступила в редакцию 10.02.04.