13

ITEP-4-01

Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

4 – 01

Д.Г.Кошкарёв, М.Д.Чуразов, М.М. Баско, А.Г.Аксёнов,А.В.Бархударян, Е.А.Забродина, Н.А.Красноборов, А.Н.Талызин

Мощный тяжелоионный драйвер для зажигания термоядерной DT мишени

Fermilab Library
0 1160 0088641 0

FERMILAB
SEP 5 2001
LIBRARY

Москва 2001

УДК 621. 3. 038. 61 М-16

МОЩНЫЙ ТЯЖЕЛОИОННЫЙ ДРАЙВЕР ДЛЯ ЗАЖИГАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОЙ DT МИШЕНИ: Препринт ИТЭФ 4-01/

Д.Г. Кошкарёв, М.Д. Чуразов, М.М. Баско, А.Г.Аксёнов, А.В. Бархударян,Е.А. Забродина, Н.А.Красноборов, А.Н. Талызин. - М. , 2001-10с.

Исследована возможность поджига предварительно сжатого термоядерного DT топлива пучком от мощного тяжелоионного драйвера. Показано, что создание тяжелоионного пучка с требуемой мощностью $2\cdot10^{15}$Вт и с плотностью мощности $\approx2{,}5\cdot10^{19}$Вт/см^2 возможно при выполнении следующих условий: 1) Энергия ионов повышается по сравнению с обычно используемой в 10 раз, т.е. до 100 ГэВ. 2) Используется метод не-Лиувиллиевской компрессии ионных токов, для чего одновременно ускоряется набор ионов с различными массами и с противоположными знаками зарядов. 3) Собственный электрический заряд пучка компенсируется на последней стадии компрессии, во время транспортировки интенсивного пучка на термоядерную мишень.

Из-за возросшего пробега ионов в веществе мишени, такой драйвер естественным образом сопрягается с цилиндрической мишенью. Предварительное сжатие DT топлива осуществляется другим пучком от этого же драйвера. Так как для этого пучка требуемая мощность почти на порядок ниже ($\approx1{,}5\cdot10^{14}$ Вт), то для его создания достаточно одного лишь увеличения энергии ионов до 100 ГэВ. Однородность облучения оболочки мишени достигается быстрым вращением этого пучка относительно оси мишени. Детали создания этого пучка в работе не рассмотрены.

SUPERPOWER HEAVY ION DRIVER FOR FAST IGNITION OF INERTIAL FUSION DT TARGET

D.G.Koshkarev, M.D.Churazov, M.M. Basko, A.G.Aksenov, A.V.Barkhudaryan, E.A. Zabrodina, N.A.Krasnoborov, and A.N. Talyzin.

Possibility of the igniting of the beforehand compressed thermonuclear DT-fuel by the beam from powerful heavy ion driver was investigated. Shown that creation heavy ion beams with the required power $2\cdot10^{15}$ W and density of power $2.5\cdot10^{19}$ W/cm^2 are possible after performing the next conditions: 1)The energy of ions increases up to 100 GeV. 2) The method of non-Liouvillian compression of beams of simultaneously accelerated ions with different masses and opposite charge signs is used. 3) Own electrical charges of different sign beams at last stage of current compression are compensated during the transportation of intensive beams on thermonuclear target.

Because of increased range of ions in the target material, such driver is associated naturally with the cylindrical target. Expected that other beam from the same driver realize the preliminary compression of DT-fuel. Since the required power of this beam is nearly on the order below of above-cited one ($\approx1.5\cdot10^{14}$W) the increasing of ion energy up to 100 GeV for its creation is wholly sufficient. Homogeneity of irradiating a target shell is reached by quick rotating this beam comparatively to the target axis. Creation of this beam don't consider in details.

Рис. – 4, список лит. – 17 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2001

1. Введение

В последнее время в инерциальном термоядерном синтезе для повышения надёжности и увеличения коэффициента усиления мишеней рассматривается возможность использования метода быстрого поджига предварительно сжатого термоядерного топлива (в англоязычной литературе метод называется "fast ignition"). [1,2]. Как правило, при этом в качестве возможного драйвера рассматривается мощный лазер, так как требуемая в этом методе мощность облучающего пучка представляется недостижимой с помощью обычного тяжелоионного драйвера традиционного типа.

В данной работе мы исследуем возможность использования этого метода в системе составленной из цилиндрической мишени прямого облучения и мощного тяжелоионного драйвера нового типа (МТД), в котором, в отличие от рассматриваемых ранее драйверов с энергией ионов ≤ 10 ГэВ [3,4], используются ионы тяжелых металлов с энергией ≈ 100 ГэВ. Так как мощность пучка (P) пропорциональна квадрату энергии ионов (T), то для МТД она может достигать $\approx 10^{15}$ Вт. С ростом энергии ионов увеличивается их пробег в материале мишени, поэтому для полного использования преимуществ МТД следует перейти от сферических к облучаемым с торца цилиндрическим мишеням [5], в оболочке которых энергичные ионы могут быть полностью заторможены (при росте энергии с 10 до 100 ГэВ пробег ионов с массой ≈ 200 возрастает с 0,2 до 6 г/см^2).

С ростом энергии ионов увеличивается не только мощность драйвера, но и его стоимость, однако стоимость драйвера (S) растёт с энергией ионов значительно медленнее ($S \sim T^{0,6}$), чем его мощность.

Дальнейшее увеличение мощности тяжелоионного драйвера возможно при использовании ионов с разными массами и, вообще говоря, с различными зарядами. В этом случае при сложении пучков ионов с различными массами (и/или различными зарядами) происходит нарушение теоремы Лиувилля, и ток пучка, а значит и его мощность, возрастают пропорционально числу используемых типов ионов [6]. При 8-и типах ионов можно достичь мощности $\approx 8 \cdot 10^{15}$Вт. Пучок со столь большой мощностью вполне годится для роли поджигающего пучка. Направленный на торец мишени этот пучок с плотностью мощности $\approx 2,5 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2 может нагреть часть предварительно сжатого топлива до температуры (8÷10) кэВ, после чего начинается процесс горения [7,8]. Конкретные расчеты показали, что, практически, для зажигания достаточно вложить в топливо энергию 0,4 МДж за время $\approx 0,2$ нс и, следовательно, достаточная для поджигающего пучка мощность составляет $2 \cdot 10^{15}$ Вт при удельной мощности облучения $\approx 4 \cdot 10^{18}$ Вт/г [9,10].

2. Мишень

Ядро цилиндрической мишени длиной 1 см (см. рис. 1) в начальном состоянии представляет эквимолярную DT-смесь с плотностью 0,2 г/см^3 и внешним радиусом 0,187 см, коаксиально окруженную тремя слоями плотного материала. Внутренний слой свинцового пушера (ρ = 11,4 г/см^3) - с внешним радиусом R= 0,210 см, затем, облучаемый с торца вдоль оси мишени слой вспененного золота (ρ = 6 г/см^3) - с внешним радиусом R = 0,334 см и, наконец, покрывающий слой золота (ρ =19,5 г/см^3) - с внешним радиусом R = 0,44 см [10]. Высокая симметрия облучения достигается при помощи быстрого вращения облучающего

ионного пучка относительно оси мишени. Сжатие мишеней при частотах вращения пучка ω_1= 0,5 ГГц и ω_2= 0,27 ГГц показано на Рисунке 2. Видно, что частота 0,5 ГГц обеспечивает, в отличие от частоты 0,27 ГГц, требуемую симметрию облучения и, следовательно, высокую степень сжатия DT топлива. В результате радиального сжатия этой мишени на её оси образуется плотный шнур DT-топлива. Этот процесс, рассматриваемый как одномерный, был просчитан с помощью программы Deira 3 (1D3T), показавшей возможность достижения параметров, необходимых для распространения в сжатом топливе волны термоядерного горения [11]. (Радиус шнура ≈ 50 μм, плотность ≈ 100 г/см^3, произведение Rρ ≈ 0,5 г/см^2). Параметры процесса нагрева и сжатия мишени приведены в табл. 1. Сжатие мишени во времени показано на рис. 3.

Таблица 1. Параметры процесса нагрева оболочки мишени

Энергия иона	ГэВ	100
Масса иона	А	≈ 200
Время облучения	нс	60
Вклад энергии в оболочку мишени	МДж/см	5
Максимальная величина тока ионов	кА	1,67
Внешний радиус сжатого пушера	см	≈ 0,015
Плотность в сжатом пушере	г/см^3	≈500

При нашем экономном способе сжатия оболочки, температур, достаточных для загорания топлива, получить невозможно. Однако пучок МТД, с данными в табл. 2 параметрами, способен нагреть небольшую часть топлива (≈6%) до температур, обеспечивающих надёжное зажигание рассматриваемой мишени. Распространение волны термоядерного горения вдоль шнура со сжатым DT топливом, показанное на Рис.4, происходит со скоростью $5\cdot10^8$ см·сек$^{-1}$.

Таблица 2. Параметры процесса нагрева сжатого топлива

Удельная мощность облучения	ТВт/г	$4\cdot10^6$
Энергия иона	ГэВ	100
Длительность облучения	нс	≈ 0,2
Энергия пучка	МДж	0,4
Ток пучка	кА	20

Стадия горения топлива представляет по существу двумерный процесс. Он был просчитан с помощью программы PPM-target (2D1T), а также разработанной в ИТЭФ новой программы (2D3T).

3. Мощный тяжелоионный драйвер

Начальная часть МТД представляет собой модифицированный линейный ускоритель, рассмотренный в опубликованных ранее работах [12,13]. Эта часть состоит из 32 параллельных ПОКФ-каналов, каждый со своим ионным источником.

3.1. Ионные источники

Каждые четыре источника создают пучки одинаковых ионов платины со средним током ≈ 0,53 мА, с величиной инвариантного эмиттанса ≈ 0,3·π мм.мрад и со своей массой и знаком заряда; всего используется 8 типов ионов ($Pt^{\pm}_{192}, Pt^{\pm}_{194}, Pt^{\pm}_{196}, Pt^{\pm}_{198}$).

Таким образом в проекте МТД наряду с источниками положительно заряженных ионов используются также источники отрицательно заряженных ионов тяжелых металлов. Известные из литературы [14] параметры таких источников не соответствуют проектным в отношении величины ионного тока. Для ионов платины получен средний ток = 6÷8 мА, тогда как требуемая величина импульсного тока в проекте МТД ≈ 40 мА. Отметим, что инвариантный эмиттанс пучка имеет вполне приемлемое значение = 0,3мм.мрад. По этой причине согласование параметров ионного пучка на выходе из форинжектора с входом в первую секцию линейного ускорителя типа ПОКФ в головной части драйвера является важным элементом проекта и должно быть рассмотрено отдельно.

Предлагаемый метод согласования основан на использовании банчировки ионного пучка при движении его от форинжектора к первой секции линейного ускорителя. Сама возможность осуществления этой операции основана на следующих обстоятельствах.

Во-первых, энергетический размер сепаратрисы в начальной части линейного ускорителя достигает ± 6%, тогда как на выходе из форинжектора при энергии ионов=100кэВ энергетический разброс в пучке ≤ 10эВ, т.е. не превышает$\pm 5\cdot 10^{-5}$. Следовательно, возможный коэффициент продольной компрессии не может быть выше 10^3.

Во-вторых, скважность пучка в начальной части линейного ускорителя равна 75 и, следовательно, коэффициент продольной компрессии должен быть ниже этого значения. При этом следует учитывать, что для продольной компрессии потребуется транспортный канал, длина которого (L) определяется из соотношения $L=2c\beta\tau(\chi-1)(\Delta T/T)^{-1}$, где β- скорость ионов в единицах скорости света, c- скорость света, τ- длительность одной сепаратрисы в начальной части линейного ускорителя, χ- коэффициент продольной компрессии, ΔT/T- амплитуда модуляции энергии ионов на выходе из форинжектора. Предполагается, что модуляция энергии ионов осуществляется при помощи модуляции по пилообразному закону потенциала высоковольтной платформы форинжектора. Ограничение на величину коэффициента компрессии ,возникающее из-за ограничения на величину приемлемой длины транспортного канала, оказывается самым строгим. Действительно, полагая: $\beta=10^{-3}$, τ=0,16μсек, χ=10, ΔT/T=0,1 для L получим ≈ 8 метров. Требуемый от источника в этом случае ток (4мА) в χ раз меньше проектного тока, и, в соответствии с результатами работы [14], представляется легко достижимым. Отметим, что предварительная компрессия ионного пучка не только уменьшает величину требуемого от источника тока, но и согласует параметры пучка для продольного движения с параметрами сепаратрисы, минимизируя, таким образом, потери ионов в начальной части линейного ускорителя.

3.2. Линейный ускоритель

После ускорения ионов в каждом канале до энергии ≈10 МэВ/ион осуществляется сложение четырех каналов однотипных ионов в один. Так как сложение осуществляется в пространстве поперечных координат, то вместе с четырехкратным ростом среднего тока увеличивается примерно в три раза также и эмиттанс. В результате число каналов

уменьшается до восьми, каждый со своим типом иона при среднем токе 2,125 мА и с инвариантным эмиттансом $\approx 1\pi$ мм.мрад. Сложение всех 8 каналов в один канал со средним током $\approx$ 17 мА происходит при энергии ионов $\approx$ 100 МэВ. Ускорение ионов от 10 ГэВ до 25 ГэВ осуществляется в структуре типа Альвареца при темпе ускорения $\approx$4 МэВ/м. Длина этой части ускорителя составляет $\approx$4 км. Ускорение от 25 ГэВ до 100 ГэВ осуществляется в сверхпроводящих структурах при частоте $\approx$1 ГГц с темпом ускорения $\approx$25 МэВ/м. Таким образом, полная длина линейного ускорителя составит $\approx$ 11 км. В табл. 3 приведены параметры основных узлов оконечной (сверхпроводящей) части МТД. Там же, для сравнения, приведены параметры электрон - позитронного коллайдера "TESLA" [15].

Таблица 3. Основные параметры установок TESLA и МТД.

Параметр	Ед. измер.	TESLA	МТД
Фактическая длина	км	20	3
Ускоряющее поле	МВ/м	25	25
Частота ускоряющего поля	ГГц	1,3	$\approx$ 1
Частота повторения	Гц	10	10
Длительность пучка на выходе	10^{-6} с	1000	240
Число банчей в пучке	-	800	160
Число частиц в банче	10^{10}	5,1	40
Число частиц в пучке	10^{13}	4,08	6,4
Скважность	10^{-6} с	1,25	1,5
Вертикальный нормированный эмиттанс	мм.мрад	1	1
Горизонтальный нормированный эмиттанс	мм.мрад	20	1
Импульсный разброс	10^{-4}	±50	±2
Энергия пучка	МДж	3,4	0,4
Пиковая мощность клистрона	МВт	3,4	6
Число клистронов (эфф.75%)	-	1330	378

Из табл. 3 видно, что параметры рассматриваемых установок во многом близки и, следовательно, стоимости их также будут близкими.

3.3. Продольная компрессия ионного пучка

На выходе основного линейного ускорителя все ионы имеют, в среднем, одинаковую скорость, тогда как должны быть равны их средние импульсы, чтобы после компрессии все пучки можно было бы направить на мишень в одном общем фокусирующем канале. Выравнивание средних импульсов ионных пучков производится после разделения их с помощью дипольного магнита по массам и осуществляется двумя (или четырьмя) дополнительными В.Ч. секциями. В одной секции ионы с массой 192 увеличивают энергию на 2,5 ГэВ, а ионы с массой 198 уменьшают свою энергию на 2,5 ГэВ; соответственно, в другой секции, ионы с массой 194 увеличивают энергию на 0,83 ГэВ, а ионы с массой 196 уменьшают энергию на 0,83 ГэВ.

Так как энергия ионов в одном банче составляет 2,56 кДж, то требуется 160 банчей для получения нужной энергии (400кДж). Пучок каждого вида ионов представляет собой последовательность из 20 банчей длительностью $\tau \approx 0.06$ нс с интервалами между ними $12 \cdot 10^{-6}$ с при импульсном разбросе $\sigma_P = \pm 2 \cdot 10^{-4}$. Соответственно, интервал между соседними

банчами $=1.5\cdot10^{-6}$ с. Таким образом величина фазового обьёма (ε), занимаемого всеми 20 банчами каждого типа ионов, для продольного движения (в единицах относительный импульс× время в нс) составляет $1{,}2\pi10^{-4}$нс.

Компрессия ионных пучков осуществляется в два этапа, раздельно для каждого типа ионов. На первом этапе применяется описанный в работе [16] метод, в котором используется компрессионное кольцо и специальная система инжекции в него. Эта инжекция осуществляется с помощью септум-магнита и специального бампа, который создаётся при помощи кикер магнитов, запитываемых смешиванием двух В.Ч. гармоник (одной нечётной, например, 3-ей и одной чётной, например, 2-ой, или 4-ой) основной частоты следования банчей, равной начальной частоте ПОКФ-каналов (6,25 МГц). Время обращения ионов в кольце на 6,4 нс меньше временного промежутка между инжектируемыми банчами, поэтому каждый последующий банч оказывается смещенным относительно предыдущего на 6.4 ns. В конце процесса инжекции 20 банчей заполняют малую часть (≈10%) орбиты кольца в виде сегмента временной протяженностью ≈121,6 нс.

Заметим, что возникающая при этом величина кулоновского сдвига частоты бетатронных колебаний является очень большой (8÷10). Однако, принимая во внимание высокое техническое качество компрессионных колец и малую длительность процесса компрессии, деградацией пучка на этом этапе можно пренебречь [17].

Для осуществления второго этапа компрессии сформированные пучки-сегменты одновременно выводятся из компрессионных колец, каждый в свой канал, в которых они проходят через ВЧ-секции с частотой 158,72 МГц и амплитудой 400 МВ. За счёт небольшого сдвига частоты ВЧ поля относительно частоты следования банчей (156,25МГц.) создаётся, необходимый для обеспечения одновременности прихода всех банчей на мишень, наклон среднего импульса ионов в каждом пучке-сегменте. После пробега 1,17 км (полная длина каждой траектории до мишени ≈4,7 км) производится последняя коррекция импульсов ионов внутри каждого банча Эта операция сводится к повороту каждого банча относительно его центра, для чего используются ВЧ-секции с частотой равной частоте следования банчей и с амплитудой ВЧ-поля =35 МВ. В результате, обеспечивается схождение всех банчей для всех восьми сгустков в один короткий, с временной протяженностью τ=0,2 нс (что соответствует продольному размеру сгустка ≈ 4см.).

3.4. Транспортировка и фокусировка пучка на термоядерную мишень

Величину импульсного разброса ионов в пучке можно найти по формуле $\sigma_P = 2\varepsilon/(\pi\tau)$, в которой следует учесть, что на втором этапе компрессии происходит увеличение фазового объема ε в ≈ 2,5 раза. Поэтому, $\sigma_P = 3\cdot10^{-3}$. Влияние импульсного разброса на размер пучка на мишени можно сильно ослабить при условии тщательного согласования оптики накопительных колец с оптическими свойствами каналов транспортировки ионных пучков на термоядерную мишень. При идеальном согласовании оптических свойств этих каналов размер пучка в зависимости от σ_P изменяется как $\sigma_P/4$,т.е. в нашем случае на $\approx10^{-3}$.

Использование наряду с положительно заряженными ионами также и отрицательно заряженных ионов платины позволяет существенно уменьшить влияние собственных сил на динамику пучка на конечных этапах формирования греющего импульса. Это обстоятельство особенно важно для МТД, так как даже при энергии ионов =100ГэВ невозможно было бы сфокусировать пучок с током =20 кА в пятно с диаметром =0,1 мм. Заметим, что в нашем случае, при токе частиц равном 20 кА, электрический ток в пучке = 0.

При транспортировке пучка на мишень в периодической структуре магнитных квадрупольных линз кулоновские силы пучка увеличивают частоту поперечных колебаний ионов, а так как при приближении пучка к мишени длина пучка сокращается, то, соответственно, и кулоновский сдвиг частоты при этом возрастает. С увеличением тока пучка и, соответственно, частоты колебаний, возникает опасность пересечения структурных нелинейных резонансов $\nu=1/4\cdot n$, где $n=1,2,3,\ldots$, а ν- есть число бетатронных колебаний на одном периоде фокусирующей системы. Очевидно, что никаких пересечений не будет происходить, если частота ν постоянно находится либо в интервале $1/12\div1/8$, либо в интервале от 1/8 до 1/4. Однако, как показали расчёты, второй вариант не приемлем, так как при более высокой частоте поперечных колебаний, происходит увеличение модуляции поперечных размеров пучка и по этой причине максимальный ток двухкомпонентного пучка в этом случае ограничивается величиной ≈4кА. При выборе рабочей точки в интервале $1/12\div1/8$ ток двухкомпонентного пучка достигает величины ≈20кА, что соответствует величине требуемого тока. Дальнейшее снижение частоты не приводит к сколько-нибудь заметному росту ионного тока, что объясняется существенным уменьшением расстояния между резонансами.

Таким образом, мощность в одном пучке МТД при энергии ионов 100 ГэВ ограничена величиной $2\cdot10^3$ ТВт. Увеличение мощности сверх этой величины потребует увеличения энергии ионов.

4. Заключение

Общий вывод о хорошем согласовании цилиндрических DT мишеней с мощным тяжелоионным драйвером представляется достаточно надежным. В ближайшей перспективе будет рассмотрена возможность использования дейтериевого топлива с уменьшенной долей трития. Вместе с тем очевидна необходимость дальнейшей работы по развитию физико-математических моделей для расчета мишеней, а также и по оптимизации системы драйвер-мишень. Несомненными достоинствами рассматриваемой термоядерной установки являются.

- Высокая надежность, определяемая использованием системы быстрого поджига сжатого топлива.
- Большая величина коэффициента выхода энергии, достигаемая в результате использования экономного (холодного) сжатия и быстрого поджига. Наши расчёты показали, что коэффициент усиления энергии в рассматриваемой установке может достигать ≈ 200.
- Очевидная возможность упрощения конструкции термоядерного реактора, связанная с наличием лишь двух, небольших по размеру (диаметром ≈ 2см и ≈ 20 см), окон для ввода пучков, расположенных на противоположных сторонах реакторной камеры.

К недостаткам предложенного метода следует отнести возросшую, по сравнению с традиционной конструкцией, стоимость драйвера. Заметим, однако, что корректная оценка стоимости данного предложения представляет отдельную и достаточно сложную задачу, которая находится вне рамок данной работы.

Благодарности

Авторы выражают благодарность МНТЦ и РФФИ за поддержку этих исследований в рамках проектов МНТЦ –1137 и РФФИ –00-02-16087а.

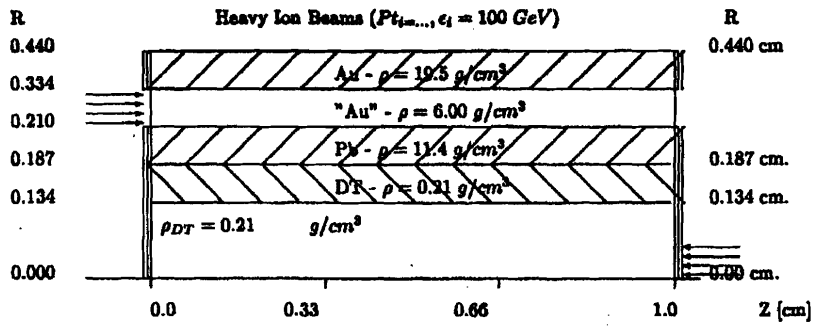

Рис.1. Конструкция термоядерной мишени.

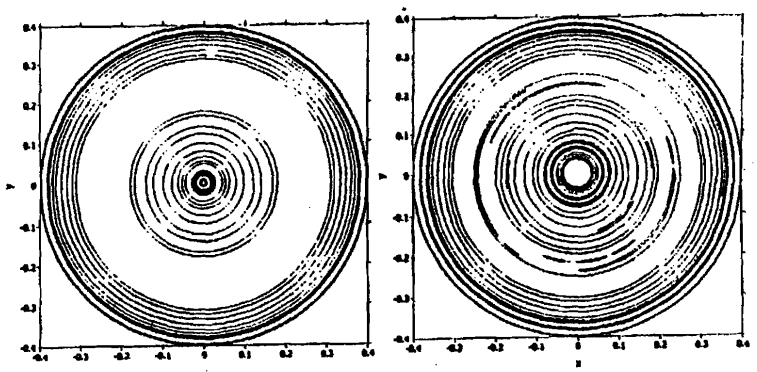

Рис.2. Линии уровня плотности при сжатии мишени в двух расчётах с разными частотами вращения ионного пучка. Левый рисунок при частоте $\omega_1 = 0.5$ ГГЦ, правый-при частоте $\omega_2 = 0.27$ ГГц.

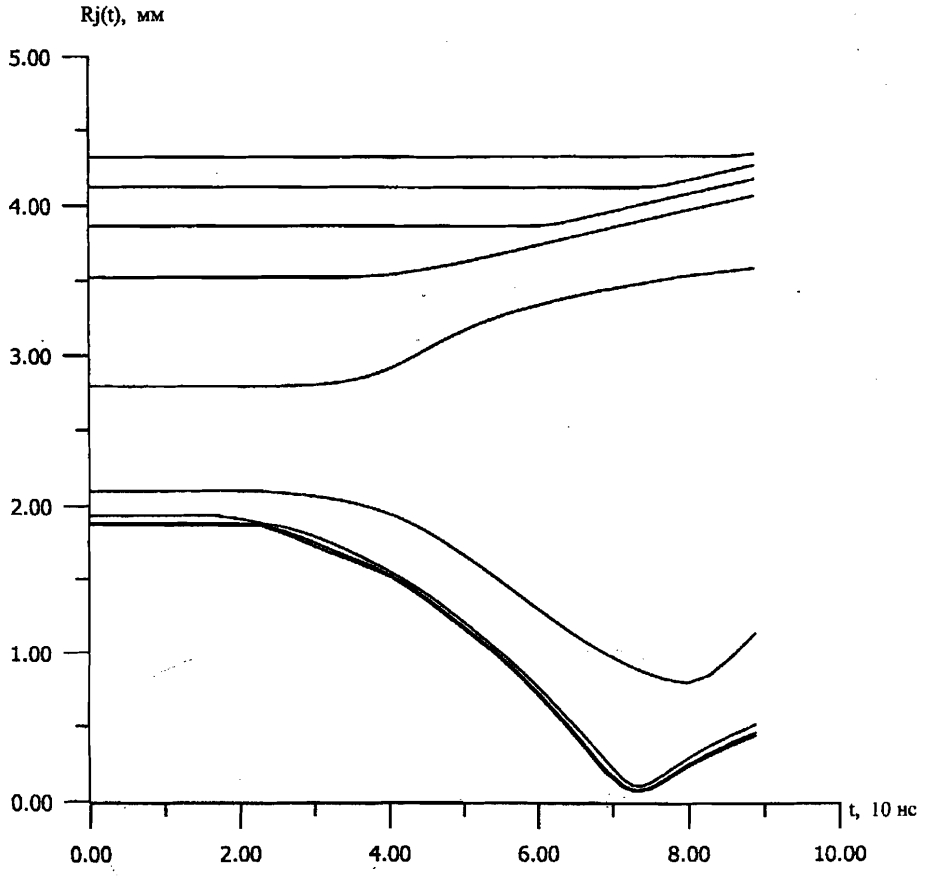

Рис.3. Сжатие мишени во времени.

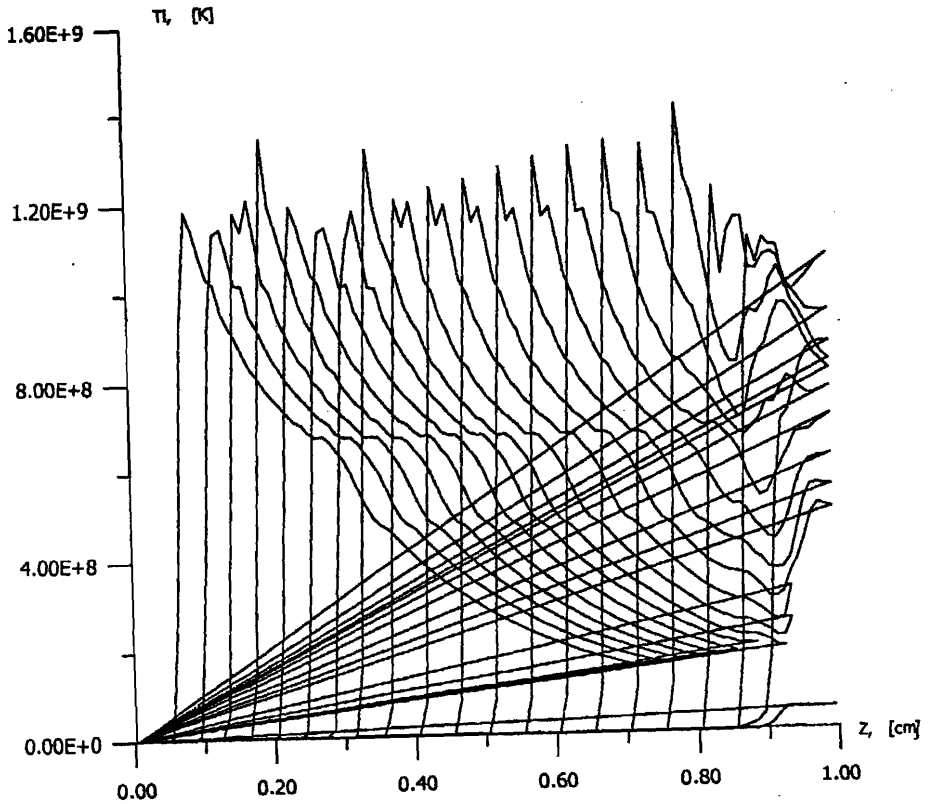

Рис.4. Распространение волны термоядерного горения вдоль оси Z в направлении от Z=1см к Z=0. По оси ординат указана температура топлива в градусах Кельвина

Литература

1. A.Caruso,V.A.Pais. Nuclear Fusion. Vol. 36. No. 6 (1996). P. 745-757.
2. S.Atzeni, M.L.Ciampi. Fusion Engineering and Design. 44 (1999). P 225-231.
3. B.Badger et al.,HIBALL, KfK-3202 (1981), HIBALL-2, KfK –3840 (1985).
4. G.Plass. Nucl. Instr.and Meth.in Phys.Res. A 415 (1998),p. 204-208.
5. M.D.Churazov et al. GSI-98-09. Dec. 1998. Annual report 1997.
6. G. Koshkarev. IL Nuovo Cimento. Vol.106 A, N.11 (1993), p.1567-1573.
7. М.Д.Чуразов, А.Г.Аксёнов, Е.А.Забродина. "Воспламенение термоядерных мишеней пучком тяжелых ионов " ВАНТ. В печати.
8. M.D. Curazov, et al.Fusion Eng. Des.32/33 (1996),p. 577-584.
9. M.Tabak et al. Phys. Plasmas 1 (1994),p.1626.
10. D.G. Koshkarev and M.D. Churazov. ICENES-2000. Petten. The Netherlands, Sep. 24-28 (2000). ISBN 90-805906-2-2, NYGI 028, p. 500-506.
11. Avrorin, E.N. at al., 1984. Fizika Plazmi, Vol.10 vip.3, 514-521. (in Russian)
12. Yudin L.A. at al, Fus. Eng. and Design, 32-33,(1996),p. 355-358.
13. Koshkarev, D.G., Korenev, I.L., Yudin, L.A., 1996. CERN 96-05, VI, 423-426.
14. Yoshiharu Mori, Rev.Sci.Instrum.65(4), April 1994, p.1148-1150.
15. Delahaye, J.P., 1996. EPAC-96, Barcelona, N1, 37-41.
16. Koshkarev, D.G., 1995. TESLA-Collaboration, DESY Print, July, TESLA 95-16.
17. Cappy, R., Garoby, R., Mohl, D., 1994. EPAC-94, London 27 June, 279-281.