

УДК 533.9, 535:621.373.826:539

Магнитно-инерциальный термоядерный синтез с лазерным обжатием замагниченной сферической мишени

И. Ю. Костюков, С. В. Рыжков

Работа посвящена физическим принципам магнитно-инерциального термоядерного синтеза и лазерно-плазменным методам генерации мегагауссного поля при сферической имплозии замагниченной мишени. Разработана модель на основе магнитной системы удержания плазмы — антипробкотрон с инерциальным сжатием мишени лазерным драйвером. Проведен предварительный расчет динамики плазмы в каспе, сжимаемой под воздействием лазерных пучков. Получены аналитические и численные оценки числа частиц и интенсивности магнитного поля при магнитно-инерциальном обжатии плазмы. Обсуждаются вопросы облучения сферически замкнутого объема импульсом лазера высокой энергии.

PACS: 52.55.Lf; 52.38.Fz; 52.25.Xz

Ключевые слова: магнитно-инерциальный синтез, мегагауссное магнитное поле, антипробкотрон, сферическая имплозия, удержание плазмы, обжатие лазерными пучками, затравочное магнитное поле.

Введение

Магнитно-инерциальный термоядерный синтез (МИТС) [1, 2] — это подход, который объединяет магнитный термоядерный синтез (МТС) и инерциальный термоядерный синтез (ИТС) и может обеспечить более простую и дешевую схему управляемого термоядерного синтеза (УТС) [3, 4]. Интерес в изучении МИТС стимулирован недавним прогрессом: экспериментов по сжатию магнитного потока лазерными пучками [5, 6]; магнитных систем с высоким β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) [7, 8]; плазменных пушек и лайнеров [9, 10].

Наличие магнитного поля в плазме мишени значительно уменьшает потери, связанные с теплопроводностью, что позволяет, во-первых, использовать относительно медленное равномерное обжатие и нагрев плазмы до условий синтеза, и, во-вторых, ослабляет требования к энергии лазерных импульсов, необходимых для обжатия. Главными преимуществами данного подхода являются:

меньшие скорости имплозии, энергетические затраты и уменьшение электронной теплопроводности (по сравнению с ИТС) за счет использования внешнего затравочного магнитного поля, а также малые времена удержания плазмы (по сравнению с МТС).

В работе исследуется динамика плазмы, находящейся в затравочном магнитном поле с антипробочной конфигурацией (касп), обжимаемой лазерными пучками. До недавнего времени в исследованиях по МТС антипробочная конфигурация магнитного поля считалась не очень удачной для удержания заряженных частиц (хотя работы по этой системе ведутся и в настоящее время [11, 12]). Тем не менее, данная конфигурация может быть привлекательной для МИТС, где возбуждаются сверхсильные магнитные поля, а необходимое время удержания частиц может быть достаточно малым.

Схема для МИТС с лазерным драйвером работает следующим образом: импульсный соленоид создает начальный магнитный поток (в нашем случае поле генерируется кольцевыми токами, текущими в противоположных направлениях). После формирования затравочного магнитного поля (ЗМП) включается лазерный драйвер, в результате чего мишень обжимается несколькими лазерными пучками — происходит сжатие мишени в магнитном поле антипробочной конфигурации. Магнитное поле сжимается и создает динамическое давление на оболочку мишени изнутри, разогревая ее до сверхвысоких температур. При этом увеличивается плотность магнитного потока, создавая сверхсильное магнитное поле.

Костюков Игорь Юрьевич, ведущий научный сотрудник.

Институт прикладной физики РАН.

Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

Тел. 8 (831) 438-43-91. E-mail: kost@appl.sci-nnov.ru

Рыжков Сергей Витальевич, доцент.

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

Тел. 8 (499) 263-65-70. E-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2010 г.

Уменьшение потерь, связанных с тепловой проводимостью в горячем ядре замагниченной плазмы, ведет к увеличению температуры ядра при более низких скоростях обжарки, чем те которые требуются в ИТС. Таким образом, можно достичь горения с большим выходом энергии. Для моделирования взаимодействия лазерного излучения со сферической мишенью выбрана компактная антипробочная магнитная конфигурация или касп (рис. 1 и 2), в которой создается сильное макроскопическое магнитное поле. Для реализации магнитно-инерциального режима необходима генерация достаточно сильного ЗМП. В работе [13] разработана и экспериментально испытана модель сильноточного генератора затравочного магнитного поля. Напряженность магнитного поля, возбуждаемого генератором, достигала в экспериментах 10 Тл.

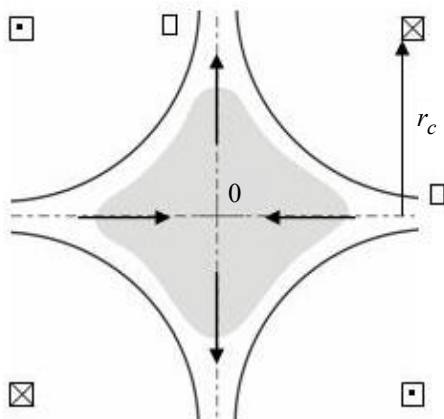


Рис. 1. Магнитная конфигурация антипробкотрона (каска):

Стрелками показаны силовые линии магнитного поля, а точками и крестиками направление тока в катушках. Область, занятая плазмой, закрашена. 0 — точка нулевого магнитного поля; δ_0 — радиус осевого (точечного) каска; δ_L — ширина кольцевого (линейного) каска

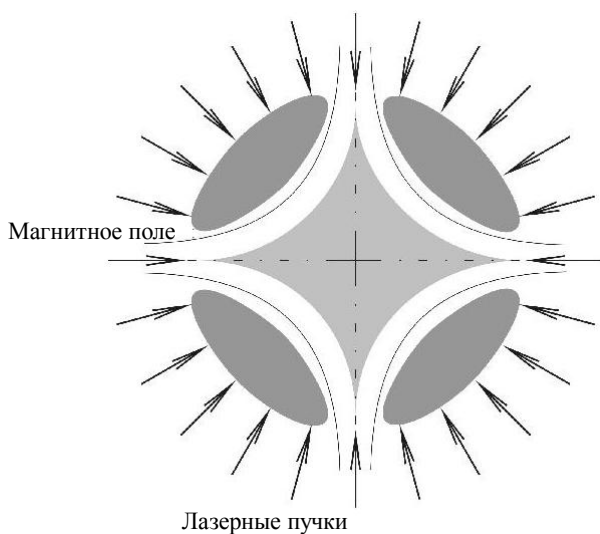


Рис. 2. Сферическая магнитная конфигурация антипробкотрона (каска) — компрессия магнитного потока и плазмы лазерными пучками или плазменными струями

В отличие от данных работы [13], где использовался генератор затравочного магнитного поля, использующий два витка с током, текущим в одном направлении, предлагается использовать витки с током, текущим в противоположных направлениях, для генерации затравочного магнитного поля антипробочной конфигурации (рис. 3). В течение имплозии магнитный поток вморожен внутри горячей области в плазму. При сжатии плазмы магнитный поток также сжимается, а интенсивность магнитного поля достигает тысячи тесла.

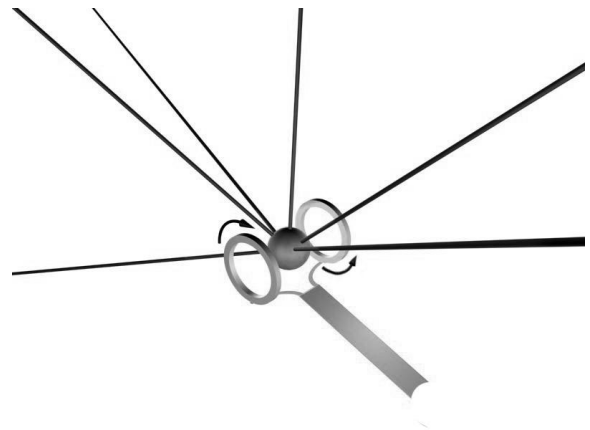


Рис. 3. Схема сферической имплозии замагниченной мишени при равномерном обжарки ее лазерными пучками

Более подробно состояние дел, анализ работ в данной области и результаты предшественников изложены в [14]. Схемы, предложенные ранее, касались в основном сжимающихся лайнеров и электронных пучков [15—18]. Попыток проанализировать поведение термоядерной замагниченной мишени под действием мощных лазерных пучков сделано не было и такие работы появились лишь в последнее время в связи с прогрессом данных систем [19, 20]. Одним из вопросов, затронутых авторами, является генерация и возбуждение спонтанных магнитных полей в замагниченной плазме при воздействии лазерным драйвером. Особенностью данной задачи в отличие от лазерного факела или взаимодействия с плазмой лазеров высокой интенсивности является наличие сильного магнитного поля. Предложенный в работах [12, 13] подход открывает перспективы использования данного способа генерации энергии. Математическая модель взаимодействия лазерных пучков с высокой энергией импульса с плазменной мишенью в затравочном магнитном поле находится в стадии разработки и тестирования [14, 21].

Сжатие оболочки в рамках "ракетной" модели

Поскольку исследуется сжатие мишени под действием лазерных пучков, то необходимо учесть такое важное явление как абляция мишени. Под

действием лазерного излучения внешняя часть оболочки испаряется. Поток плазмы наружу приводит к обратному эффекту отдачи, направленному внутрь мишени и приводящий к сжатию внутренней части мишени. Начальную стадию сжатия удобно описывать в рамках "ракетной" модели [22]. Предполагается, что плазма внутри мишени может быть представлена эквивалентной сферой радиусом r , которая удерживается сферической пластиковой оболочкой массой m и радиусом r . Как показано в работе [23], для симметричной антипробочной конфигурации поправочный коэффициент, связывающий ее характерный радиус с радиусом эквивалентной сферы $r = gr_{cusp}$, равен $g = 0,6$. Использование законов сохранения массы и энергии-импульса приводит к следующему выражению для давления на внутреннюю часть мишени [24]

$$p = 2m\dot{v}_{exp}, \quad (1)$$

где v_{exp} — скорость истечения газа наружу.

Интегрируя уравнение (1), получаем основное уравнение "ракетной" модели

$$v(t) = v_{exp} \ln \frac{m_0}{m}. \quad (2)$$

Таким образом, для скорости имплозии можно написать

$$\frac{dr}{dt} = v_{imp} = v_{exp} \ln \frac{m_0}{m} = \frac{p}{\dot{m}} \ln \frac{m_0}{m}. \quad (3)$$

Используя уравнение состояния идеального газа

$$NkT = pV; \quad (4)$$

выражение для объема сферической мишени

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3; \quad (5)$$

выражение для массы мишени

$$m = m_i N, \quad (6)$$

уравнение (3) может быть переписано в виде

$$\frac{dr}{dt} \frac{dN}{dt} = \frac{3kTN}{4\pi r^3 m_i} \ln \frac{N_0}{N}, \quad (7)$$

где T — температура плазмы;

k — коэффициент Больцмана;

N — число частиц в антипробкотроне;

m_i — масса иона.

Для простоты будем считать температуру равномерно распределенной внутри мишени. Потери частиц плазмы из магнитной ловушки с антипробочной конфигурацией могут быть оценены по зависимости [25]

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{16nkTrc}{eB}, \quad (8)$$

где $n = N/V$ — плотность плазмы;

B — напряженность магнитного поля;

e и c — заряд иона и скорость света, соответственно.

Сжатие магнитного поля определяется формулой [13]

$$B \approx B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2(1 - \frac{1}{Re_m})}, \quad (9)$$

где $Re_m = \mu\sigma v_{imp} r$ — магнитное число Рейнольдса, определяющее отношение скорости обжатия к скорости магнитной диффузии;

μ , σ и r — магнитная проницаемость, проводимость и пространственный масштаб имплозии, соответственно.

Далее полагаем, что $\mu \gg 1$. Используя соотношения (5) и (9), уравнение (8) может быть представлено в виде

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_{loss}}; \quad (10)$$

$$\tau_{loss} = \frac{\pi}{12} = \omega_{ci} \frac{r_0^2}{v_i^2}, \quad (11)$$

где $\omega_{ci} = eB_0/(m_i c)$ — ионная циклотронная частота;

$r_0 = r(t = t_0)$ — начальный радиус сферы;

$v_i = (kT/m_i)^{1/2}$ — тепловая скорость ионов.

Решение уравнения (7) имеет вид:

$$\tilde{N} = \frac{N}{N_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_{loss}}\right), \quad (12)$$

где $N_0 = N(t = t_0)$ — начальное количество частиц плазмы.

Подставляя решение (12) в уравнение (7), получаем уравнение, описывающее сжатие оболочки

$$\frac{da}{d\tau} = -\frac{\tau}{a^3}, \quad (13)$$

где использованы безразмерные переменные $a = r/r_0$, $\tau = t/\tau_{comp}$ и следующие обозначения: $\tau_{comp} = (4\pi p_0/m)^{-1/2}$, $\alpha = \tau_{comp}/\tau_{loss}$, p_0 — начальное значение давления на оболочку.

Решение уравнение имеет вид

$$a = 1 - \frac{\sqrt{\tau}}{2}. \quad (14)$$

Очевидно, что полученное решение описывает лишь начальные стадии сжатия ($r \approx r_0$, $\tau \ll 4$), поскольку при больших временах радиус мишени становится отрицательным.

Вычислим также распределение концентрации и давления внутри мишени. Согласно уравнениям (4), (5), (12), (13) получаем

$$n = \frac{p}{T} = \frac{N}{V} = n_0 \left(1 - \frac{\sqrt{\tau}}{2}\right)^{-3} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{loss}}\right), \quad (15)$$

где $n_0 = 3N_0 / (4\pi r_0^3)$.

Изоэнтروпийное сжатие оболочки

Изоэнтропийное сжатие изучалось впервые в работе [26], где было показано, что данное режим приводит к более эффективному расходованию энергии драйвера для получения высокой степени сжатия. Такое сжатие может быть обеспечено выбором специального профиля распределения интенсивности лазерного импульса во времени [27]. Рассмотрим теперь модель для изоэнтропийного сжатия, позволяющую исследовать более поздние стадии сжатия ($r \ll r_0$). Импульсия оболочки описывается уравнением [24]

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{4\pi r^2 p}{m}, \quad (16)$$

где p — давление на оболочку.

Используя уравнения (4) и (5), уравнение (1) может быть переписано в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{3NkT}{rm}. \quad (17)$$

Потери частиц плазмы описываются формулой (12). Подставляя решение (12) в уравнение (17), получаем уравнение, описывающее сжатие оболочки

$$\frac{d^2 a}{d\tau^2} = \frac{1}{a} \exp[-\alpha\tau]. \quad (18)$$

В полученном решении отсутствует особенность в момент максимального сжатия в отличие от ракетной модели, рассматриваемой в предыдущем разделе, что позволяет поздние стадии сжатия. Также с помощью уравнения (15) могут быть найдены распределения плотности и давления внутри мишени.

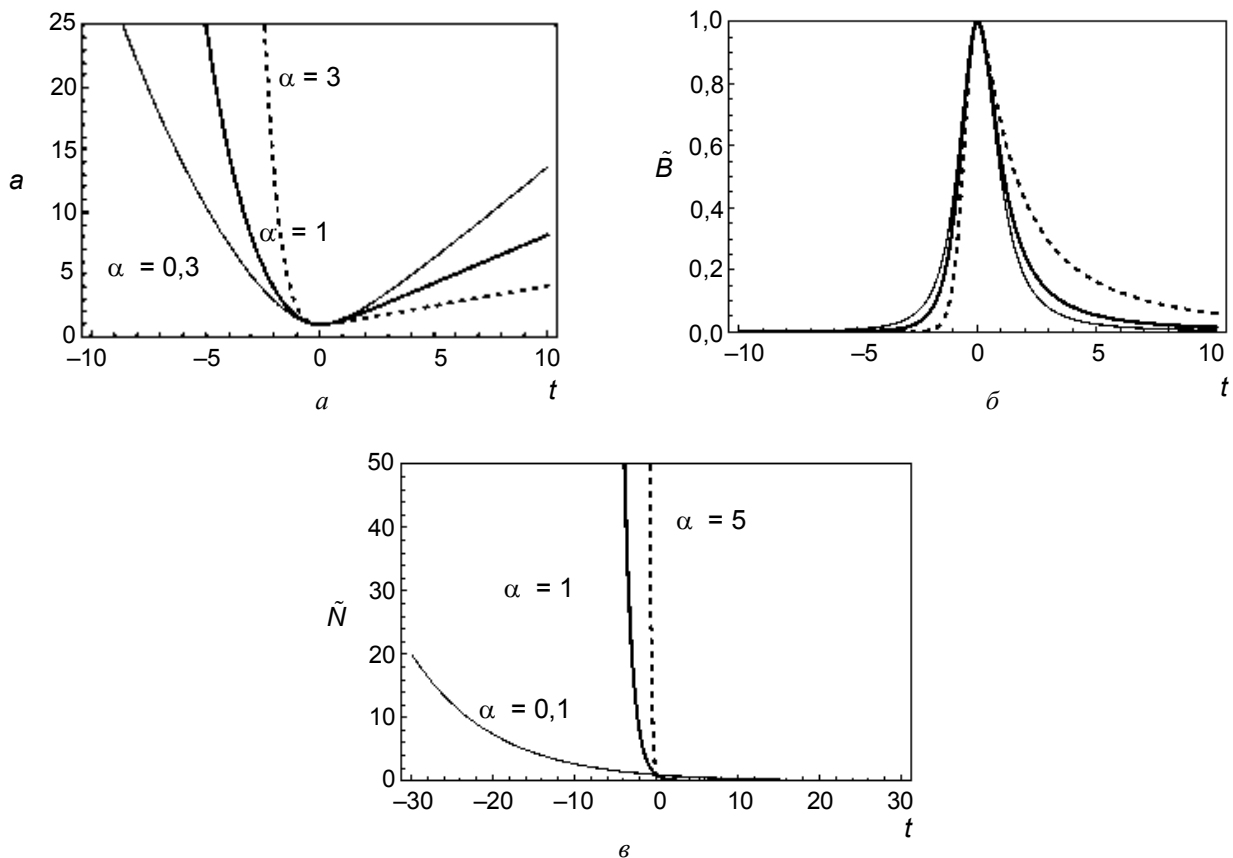


Рис. 4. Решение системы уравнений (12) и (18) при различных значениях α :

a — распределение безразмерного радиуса a ; \tilde{B} — распределение магнитного поля \tilde{B} ;

\tilde{N} — распределение числа частиц \tilde{N} квазисферической плазмы в магнитном поле встречных кольцевых токов для магнитной конфигурации антипробкотрона (каспа). Ноль на горизонтальной оси соответствует моменту сжатия мишени лазерами

Таблица 1

Параметры плазмы для разных значений

$B = 10$ Тл, $T = 7$ кэВ		$B = 1000$ Тл, $T = 20$ кэВ		$T = 5$ кэВ, $r_0 = 0,0005$ м	
r_0 , м	α	r_0 , м	α	B , Тл	α
10^{-2}	0,44	10^{-3}	0,12	10	6,24
$5 \cdot 10^{-3}$	0,87	$5 \cdot 10^{-4}$	0,25	50	1,24
10^{-3}	4,37	10^{-4}	1,25	100	0,624

$B = 10$ Тл, $T = 1$ кэВ		$T = 7$ кэВ, $r_0 = 0,00043$ м		$B = 150$ Тл, $T = 5$ кэВ	
r_0 , м	α	α	B , Тл	r_0 , м	α
10^{-3}	0,62	0,03	3000	10^{-3}	0,21
$4,3 \cdot 10^{-4}$	1,45	0,20	500	$5 \cdot 10^{-4}$	0,42
10^{-4}	6,24	1,01	100	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,48

Далее численно решаем систему уравнений (12) и (18) для начальных значений $a(t = 0) = 1$, $a(t = 0) = 0$ при разных значениях α . Решения системы показаны на рис. 4. Значения α для разных параметров замагниченной плазмы приведены в табл. 1. Результатам эксперимента магнитно-инерциального синтеза с лазерным драйвером [13] соответствует нижняя часть таблицы.

Заметим, что в нашей модели $t = 0$ соответствует минимальному радиусу, т. е. максимальному сжатию, а не начальному моменту времени. Начало отсчета принято при отрицательном значении t (см. рис. 4), при котором имеем начальную скорость имплозии, направленную к центру мишени. В результате в нашей модели, как и в модели Робсона [23]), мишень сжимается, достигает некоторого минимального радиуса и затем расширяется из-за внутреннего давления.

Замагниченная мишень МИТС в термоядерном реакторе

Авторы использовали в качестве мишени магнитные конфигурации антипробкотрона или подобные системы с высоким β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) и ток, протекающий в небольших внешних катушках, окружающих мишень, для генерации ЗМП, интенсивность которого увеличивается по мере сжатия мишени.

Существуют три основных требования для поджига и горения капсулы ИТС:

- 1) температура топлива должна быть выше температуры поджига (для равнокомпонентной $D-T$ -смеси она равна 4,3 кэВ);
- 2) необходимо вложить определенную долю термоядерной энергии в топливную мишень для последующего самонагрева;
- 3) топливо должно удерживаться как можно дольше для того, чтобы выходная энергия синтеза превысила энергию драйвера, вложенную в капсулу.

Полная термоядерная мощность, вырабатываемая за один цикл на единицу объема плазмы, определяется по формуле, МВт/м³:

$$P_f = \left(\frac{\beta B^2}{2\mu_0} \right)^2 \frac{\langle \sigma v \rangle E_f}{T^2 (z_1 + z_2 + 2)}, \quad (19)$$

- где B — внешнее магнитное поле;
- μ_0 — магнитная постоянная;
- $\langle \sigma v \rangle$ — скорость протекания термоядерной реакции, усредненная по максвелловскому распределению;
- E_f — энергия синтеза;
- T — температура плазмы;
- z_1, z_2 — заряды реагирующих частиц.

Изменение энергии нейтронов для $D-T$ -смеси рассчитывается по формуле, МВт:

$$P_n = (n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} E_n^{D-T} + \chi \frac{n_D n_D}{2} \times \langle \sigma v \rangle_{D-D} E_n^{D-D}) \frac{4}{3} \pi r^3, \quad (20)$$

где n_D, n_T — концентрации дейтерия и трития, соответственно;

$E_n^{D-T} = 14,07$ МэВ и $E_n^{D-D} = 2,45$ МэВ — энергии рождения нейтронов в реакциях $D-T$ и $D-D$;

χ — доля прореагировавших ядер трития.

Для расчета скоростей основных термоядерных реакций (в м³/с) в узком диапазоне температур (в кэВ), характерных для МИТС, может быть использована упрощенная формула из работы [28], которая дает меньше 1 % погрешности по сравнению с данными работ [29, 30]

$$\langle \sigma v \rangle = (A_0 + A_1 T + A_2 T^2 + A_3 T^3 + A_4 T^4 + A_5 T^5 + A_6 T^6) \cdot 10^{-30}, \quad (21)$$

где соответствующие коэффициенты представлены в табл. 2. Погрешность по сравнению с последними экспериментальными данными показана в последней строчке.

Таблица 2

Аппроксимационные коэффициенты для расчета скоростей реакций МИТС

Реакции				
Коэффициент	$D + T \rightarrow n(14,07) + {}^4\text{He}(3,52 \text{ МэВ})$		$D + {}^3\text{He} \rightarrow p(14,68) + {}^4\text{He}(3,67 \text{ МэВ})$	
A_0	$-1,20006 \cdot 10^6$	$2,16487 \cdot 10^7$	$-9,64539 \cdot 10^1$	0
A_1	$2,40784 \cdot 10^6$	$-2,30922 \cdot 10^7$	$-3,31312 \cdot 10^2$	$7,281172 \cdot 10^{10}$
A_2	$-1,67140 \cdot 10^6$	$4,74154 \cdot 10^6$	$5,83183 \cdot 10^2$	$-1,842297 \cdot 10^{10}$
A_3	$4,66463 \cdot 10^5$	$-1,78174 \cdot 10^5$	$-3,09321 \cdot 10^2$	$1,427949 \cdot 10^9$
A_4	$-2,41008 \cdot 10^4$	$2,82572 \cdot 10^3$	$6,05114 \cdot 10^1$	$-1,209357 \cdot 10^7$
A_5	$3,0873 \cdot 10^2$	$-1,68168 \cdot 10^1$	-1,48449	$-4,719027 \cdot 10^4$
A_6	0	0	0	$6,247687 \cdot 10^2$
T (кэВ)	4—9	9—50	4—12	12—80
Ошибка (%)	0,2	0,8	0,3	0,2
Коэффициент	$D + D \rightarrow n(2,45) + {}^3\text{He}(0,82 \text{ МэВ})$		$D + D \rightarrow p(3,02 \text{ МэВ}) + T(1,01 \text{ МэВ})$	
A_0	$-2,17734 \cdot 10^3$	$1,35366 \cdot 10^5$	$-2,06727 \cdot 10^2$	$3,083524 \cdot 10^4$
A_1	$5,93451 \cdot 10^3$	$-7,87975 \cdot 10^4$	$5,80139 \cdot 10^3$	$-4,317405 \cdot 10^4$
A_2	$-5,98913 \cdot 10^3$	$1,54469 \cdot 10^4$	$-6,03022 \cdot 10^3$	$1,226981 \cdot 10^4$
A_3	$2,49654 \cdot 10^3$	$-3,34032 \cdot 10^2$	$2,59034 \cdot 10^3$	$-2,689626 \cdot 10^2$
A_4	$-1,91944 \cdot 10^2$	3,91717	$-2,11411 \cdot 10^2$	3,335635
A_5	5,62182	$-1,94885 \cdot 10^{-2}$	6,45466	$-2,19314 \cdot 10^{-2}$
A_6	0	0	0	$5,875634 \cdot 10^{-5}$
T (кэВ)	2—8	8—50	2—9	9—100
Ошибка (%)	0,4	0,1	0,2	0,2

Энергия альфа-частиц, остающаяся в зоне горения, нормированная на всю энергию рождающихся альфа-частиц, имеет вид [31]:

$$E_n = \begin{cases} \left(\frac{16}{15} + \frac{8}{15} \ln 2 \right) \tau - \frac{28}{36} \tau^2 & \text{при } \tau \leq \frac{1}{2}, \\ \left(\frac{248}{450} - \frac{8}{15} \ln \tau \right) \tau + \frac{1}{9} \tau^2 + \frac{1}{9} \tau - \frac{1}{18\tau^2} + \frac{1}{450\tau^4} & \text{при } \frac{1}{2} \leq \tau \leq 1, \\ 1 - \frac{1}{3\tau} + \frac{1}{18\tau^2} - \frac{1}{450\tau^4} & \text{при } 1 \leq \tau, \end{cases} \quad (22)$$

где $\tau = r/r_\alpha$, r_α — длина замедления альфа-частицы.

В качестве эффективного магнитного поля рассматривалось значение, соответствующее равенству давления плазмы и магнитного давления. Для определения минимальных требований к величине магнитного поля на конечной стадии сжатия были проведены численные расчеты эволюции во времени баланса частиц и энергии. Как показывают предварительные результаты [32], для наиболее перспективных режимов требуются магнитные поля на уровне $B \approx 300$ Тл.

Обсуждение полученных результатов

В работе исследована возможность использования антипробочной конфигурации (касп) для затравочного магнитного поля с целью повышения эффективности удержания и тепловой изоляции высокотемпературной плазмы, обжимаемой лазерными пучками. Для описания сжатия использованы ракетная и изоэнтропийная модели. Основ-

ным параметром, описывающим поведение плазмы при сжатии, является параметр $\alpha = \tau_{\text{comp}}/\tau_{\text{loss}}$ — отношение характерного времени сжатия мишени к характерному времени потерь частиц из антипробкотрона. Если этот параметр большой $\alpha \gg 1$, то потери частиц из антипробкотрона значительны, что сильно снижает возможный выход по термоядерной энергии. Очевидно, что более выгодный режим $\alpha < 1$, когда потери частиц не велики.

Для эффективного сжатия и изоляции горячей плазмы требуются гигантские магнитные поля. Последние эксперименты [5] демонстрируют сдержанный оптимизм в генерации магнитных полей. В экспериментах при сжатии удалось достичь напряженности магнитного поля 10 МГс. Повидимому, оптимизация эксперимента позволит достичь существенно более высоких значений магнитных полей.

Не рассматривая здесь подробно требования к симметрии обжатия сферической топливной капсулы, которые являются весьма жесткими, заметим, что полученных данных достаточно для анализа системы МИТС в качестве реактора или источника частиц. В дальнейшем, детально должны быть рассмотрены проблемы, связанные с вводом в реакторную зону плазменных мишеней, с очисткой от примесей и с режимом частотных импульсных нагрузок. Это позволит сделать более обоснованные выводы о конкурентоспособности данного направления. Результаты параметрического анализа могут быть использованы в качестве исходных данных при проведении инженерно-физических исследований.

Использование магнитно-инерциального удержания замагниченной мишени с последующим обжатием существенно снижает требования к мощности драйвера, сжимающего мишень. Представленная схема лазерного обжатия замагниченной мишени с антипробочной конфигурацией магнитного поля может быть использована для разработки магнитно-инерциального термоядерного реактора с лазерным драйвером.

Заключение

В работе впервые предложено использовать антипробочную конфигурацию ("касп") для затравочного магнитного при обжатии замагниченной мишени лазерными пучками. В отличие от "солонидной" конфигурации, рассматриваемой в работе [5] и приводящей к большим потерям частиц через концы солонида, антипробочная конфигурация обеспечивает более высокую эффективность удержания и тепловой изоляции высокотемпературной плазмы в момент сжатия лазерными пучками.

На основе ракетной и изоэнтропийной моделей, а также анализа процессов в плазме антипробокотрона, получены зависимости параметров сжатия замагниченной плазмы мощными лазерными пучками. Полученные аналитические и численные решения учитывают как сжатие магнитного поля, замороженного в плазму, так и потери частиц через осевые щели антипробокотрона. Основным параметром, описывающим поведение плазмы при сжатии, является параметр $\alpha = \tau_{comp}/\tau_{loss}$ — отношение характерного времени сжатия мишени к характерному времени потерь частиц из антипробокотрона. Представлены численные решения полученных уравнений для различных значений α .

Результаты получены при проведении поисковой научно-исследовательской работы в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 – 2013 годы и при поддержке фонда РФФИ (гранты № 10-02-00982, 09-08-00137).

Литература

1. Thio Y. C. F. // Fifth International Conference in Inertial Fusion Science and Applications, Kobe, Japan, September 2007. http://www.science.doe.gov/ofes/IEDLP-Thio/MIF_and_Dense_Plasmas_in_UHV_Fina_v1.pdf.
2. Рыжков С. В., Симонов М. М. // Сб. науч. тр. 3-й Всероссийской школы-семинара "Аэрофизика и физическая

механика классических и квантовых систем". 2—3 декабря 2009. — М.: ИПМех РАН, 2009.

3. Lindemuth I. R., Widner M. M. // Phys. Fluids. 1981. V. 24. P. 746—753.
4. Siemon R. E. // 6th Symp. Current Trends Int. Fusion Res.: a review. 7—11 March 2005. http://www.physicsessays.com/doc/s2005/Richard_E_Siemon_talk_mar_2005.pdf.
5. Gotchev O. V., Chang P. Y., Knauer J. P. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 215004.
6. Slutz S. A., Herrmann M. C., Vesey R. A. et al. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 056303.
7. Рыжков С. В. // Прикладная физика. 2010. № 1. С. 47—54.
8. Woodruff S. // J. Fusion Energy. 2008. V. 27. P. 134—148.
9. Thio Y. C. F., Knapp C. E., Kirkpatrick R. C. et al. // J. Fusion Energy. 2001. V. 20. P. 1—11.
10. Witherspoon F. D., Case A., Messer S. et al. // Bulletin of the American Physical Society. 2007. V. 52. No. 16. P. 357.
11. Parks P. B. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 102510.
12. Ryzhkov S. V., Kostyukov I. Yu. // ArXiv e-prints. 2009. <http://arxiv.org/abs/0911.5497>.
13. Gotchev O. V., Jang N. W., Knauer J. P. et al. // J. Fusion Energy. 2008. V. 27. P. 25—31.
14. Кузенов В. В., Рыжков С. В. // Препринт ИПМех РАН. — М.: Институт Проблем Механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, 2010. № 942. 57 с.
15. Харитон Ю. Б., Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. // УФН. 1976. Вып. 120. С. 706.
16. Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // Nuclear Fusion. 1983. V. 23. P. 263—284.
17. Куртмуллаев Р. Х., Семенов В. Н., Хвезюк В. И., Яминский А. В. Динамика лайнерных систем // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М.: Наука, 1984. С. 250—263.
18. Lindemuth I. R., Siemon R. E. // Am. J. Phys. 2009. V. 77(5). P. 407—416.
19. Knauer J. P., Gotchev O. V., Chang P. Y. et al. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 056318.
20. Ryzhkov S. V. // Problems of atomic science and technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration" (7). 2010. № 4. P. 105—110.
21. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. // Acta Technica CSAV. 2010.
22. Murakami M., Nishihara K. // Japanese Journal of Applied Physics. 1987. V. 26. P. 1132—45.
23. Robson A. E. // Naval Research Laboratory. 1973. Report MR-2692.
24. Pfalzner S. An Introduction to Inertial Confinement Fusion/ Series in Plasma Physics. Taylor & Francis: New York, London, 2006. P. 232.
25. Spalding I. J. // Nuclear Fusion. 1968. V. 8. P. 161—171.
26. Kidder R. E. // Nuclear Fusion, 16, 3 (1976).
27. Atzeni S., Meyer-ter-Vehn J. The physics of inertial fusion: Beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter: Oxford University Press: Oxford, 2009. P. 356.
28. Карбушев Д. Н., Рыжков С. В., Тройник М. К. // Наука и образование. 2009. Т. 4.
29. Bosch H.-S., Hale G. M. // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. No. 4. P. 611—631; Erratum // Ibid. 1993. V. 33. No. 12. P. 1919.
30. International Atomic Energy Agency. Department of Nuclear Sciences & Applications. Division of Physical & Chemical Sciences. Fusion charged particle sublibrary: FENDL/C-2.0. <http://www-nds.iaea.org/fendl/fen-fusion.htm>.
31. Гуськов С. Ю., Крохин О. Н., Розанов В. Б. // Квантовая электроника. 1974. № 7. С. 1617—1623.
32. Рыжков С. В., Чирков А. Ю. // Труды Пятой Российской национальной конференции по теплообмену РНКТ-5. — М.: Издательский дом МЭИ, 2010. Т. 6. С. 264—267.

Magneto-inertial fusion with laser compression of magnetized spherical target

I. Yu. Kostyukov

Institute of Applied Physics RAS, 46 Ul'yanov str., Nizhny Novgorod, 603950, Russia
E-mail: kost@appl.sci-nnov.ru

S. V. Ryzhkov

Bauman Moscow State Technical University, 5 Second Bauman str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru

Magneto-inertial concept to a fusion combines the advantages of magnetic and inertial confinement fusions and provides low-cost simple fusion schemes. Interest in research of magneto-inertial fusion (MIF) has recently been stimulated by (a) laser-driven magnetic flux compression experiments, (b) the approach to a high β (beta is the ratio of plasma pressure to external magnetic pressure) magnetic systems. In our report we propose cusp configuration for the seeded magnetic field in laser driven MIF. Megagauss magnetic field generation in laser-driven plasma compression is studied. Magnetic field amplification during spherical laser implosion in such scheme may achieve > 1000 . Advantages and difficulties of such a hybrid inertial-magnetic confinement approach are outlined. Various magnetic confinement schemes are considered and dynamics of high density plasma in strong magnetic fields is analyzed.

PACS: 52.55.Lf, 52.38.Fz, 52.25.Xz

Keywords: magneto-inertial fusion, high energy density plasma, megagauss magnetic field, antiproton, spherical implosion, cusp configuration, laser-driven compression.

Bibliography — 30 references.

Received September 25, 2010

* * *