

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ СИСТЕМЫ “КОМПАКТНЫЙ ТОР”

С.В. Рыжков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, 105005, улица 2-я Бауманская 5*

Аннотация

Компактная система, так называемый компактный тор (КТ) – обращенная магнитная конфигурация (FRC) или сфермак – может быть использована в качестве источника энергии, термоядерного двигателя и инжектируемого плазмоида. Для магнито-инерциальной синтеза (MIF) или синтеза замагниченной мишени (MTF) КТ применим в сферической и эллипсоидной конфигурации. При этом возникают вопросы, связанные с неравновесным состоянием и квазистационарным режимом работы установки. Работа посвящена прикладным исследованиям нелинейных процессов и динамики в MIF/ MTF, где высокотемпературная плазма сжимается пушками и удерживается сильным магнитным полем. Эта проблема изучена не досконально, т.к. основная трудность – это моделирование сжатия плазменным лайнером, траекторий альфа частиц и протонов, а также вклада их энергии в мишень и лайнер. Вычислены давление и плотность альфа частиц – продуктов D-T– реакции и области удержания протонов в D-³He–реакции. Обсуждается кинетика и модель равновесия FRC.

INVESTIGATION OF PHYSICS OF NONLINEAR PROCESSES IN A SYSTEM CALLED “COMPACT TOROID”

Compact toroid (FRC, spheromak) as system for magneto inertial fusion (MIF) or magnetized target fusion (MTF) is demonstrated. Models of FRC equilibrium for such batch burn system are discussed. MIF/ MTF might use advantages of D-T and D-³He fusion products (alpha particles and protons) to burn fuel. High density and temperature plasma is presented and first simple analysis is made. Burn dynamics is not well studied for MTF, where spherical/cylindrical plasma is compressed by guns and magnetic forces. Behaviour of α -particles are very different from conventional fusion systems is considered. This paper contains the analysis and numerical simulations of plasma processes in the target and liner of a compact toroid type of MTF. Presence of alpha particles will have a much weaker effect on plasma stability and transport than in the case of magnetic systems.

1. ВВЕДЕНИЕ

Немного из истории и о состоянии дел в поднимаемых в статье вопросах. MIF или MTF [1–3] – относительно новый подход для производства энергии, который объединяет особенности и преимущества хорошо изученных магнитного (MCF) и инерциального (ICF) синтеза. Подобно MCF термоядерное топливо удерживается магнитным полем при низкой плотности и подобно ICF синтез инициируется очень быстрым сжатием мишени для того, чтобы существенно увеличить плотность топлива и, таким образом, его температуру. И хотя конечная плотность намного меньше плотности традиционных инерциальных систем комбинация больших времен удержания и лучшего сохранения теплоты обеспечивают MTF эффективность того же порядка, но большим преимуществом является простота изготовления и строительства.

В последнее время были рассмотрены разные концепции, в том числе жидкий лайнер для медленного сжатия, газовый (ксенон, аргон) с плазменным поршнем (водород) и плазменные лайнеры (D-T, D-³He) для быстрого сжатия мишени. В некоторых версиях системы плазма находится в прямом контакте со сжимаемым лайнером, это так называемое удержание стенок, впервые предложенное Будкером Г.И. Диффузионный пинч топологически эквивалентен системе МАГО, исследования которой очень активно ведутся в РФЯЦ-ВНИИЭФ. В настоящее время MTF изучается

также главным образом в LANL, AFRL и General Fusion. Основой для этой области исследований, альтернативной к основным подходам УТС, служат инновационные концепции удержания, такие как МАГО, Z-пинч и FRC. Подход МАГО/MTF состоит из двух стадий [4].

Вначале создается замагниченная горячая плазма, пригодная для последующего сжатия с достаточно малым содержанием примесей, поскольку примеси могут увеличивать потери на излучение.

Затем с помощью мощных драйверов (например, взрывомагнитных генераторов) производится квази-адиабатическое сжатие плазмы лайнерами и доведение ее до параметров, соответствующих выполнению критерия Лоусона. Для использования этого подхода необходимо сочетание системы получения замагниченной горячей плазмы и системы сжатия с большой энергетикой.

Система периодической подачи мишени и топлива [5-7] подразумевает выработку энергии в пределах 300 МДж. Защита частей энергоснабжения от попадания высокотемпературной плотной плазмы становится критическим вопросом. Возможное решение этой проблемы – использование одноразовых электродов (“минус” такого способа – относительно медленная скорость выстрела, связанная с необходимостью полного сгорания предыдущего электрода). Наиболее привлекателен вариант плазменного лайнера, который позво-

ляет избежать использования любой материальной структуры, соединяющей мишень с другими частями.

Бесконтактное первоначальное введение плазмы возможно слиянием компактных тороидов, выпущенных из периферии вакуумной камеры, что и предполагается в данной работе. Альтернатива этому – лазеры или пучки заряженных частиц также могут рассматриваться в качестве метода создания и поддержания тока в заранее сформированной плазменной мишени для формирования начального магнитного поля.

Для КТ [8–10] существенным является вопрос формирования и поддержания конфигурации. Только за последний год появилось много публикаций о формах и уравнениях равновесия для различных конфигураций – вихря Максвелла [11], дуплетов и диполей [12]. Слияние плазмы (2 сферомаков) для образования FRC проведено на установках TS-3 и SSX [13,14]. Формирование, перевод и сжатие FRC (FRX-L) для MTF (Shiva-FRC) осуществлено в эксперименте [15]. Вопросы сжатия лайнера наиболее подробно освещены в недавней работе Турчи [16]. Параметры всех трех типов – главных кандидатов на осуществление УТС – представлены для сравнения в Табл. 1.

Для создания каждой из подсистем (комплекс магнитной и инерциальной систем удержания высокотемпературной плазмы) требуется решить ряд сложнейших технологических и инженерных задач, одной из которой станет синхронизация работы магнитных катушек и плазменных пушек (подача, удержание и равномерное обжатие мишени).

В первую очередь, данная работа направлена на решение фундаментальной проблемы управляемого термоядерного синтеза, а также и прикладных задач энергетики. Понять процессы, происходящие в комбинированных (магнитно-инерциальных) системах, и роль альтернативного (безнейтронного) топлива в них критически необходимо для энергетики будущего.

2. КОНЦЕПЦИЯ MCF/ MTF

Замагниченные мишени позволяют достичь производства энергии в термоядерных режимах при скоростях взрыва и габаритах установок гораздо более скромных, чем при традиционных MCF/ MFE или ICF. MTF использует взрывающийся, проводящий лайнер для сжатия плазмоида, такого как FRC или сферомак. Увеличение магнитного поля мишени уменьшает тепловую проводимость и инерциальность лайнера обеспечивает кратковременную стабильность и удержание плазмы. В данной статье рассматривается MTF, когда плазменные струи формируют лайнер, при этом плазменные струи должны полностью сливаться для формирования однородного лайнера (см. рис. 1). При этом подразумевается, так называемая batch burn система – сжигание периодически.

Исследование включает в себя аналитический анализ со следующими заданными основными параметрами плазменного лайнера, требуемыми для зажигания: энергетическое время жизни ~ 1 мкс, давление $> 10^5$ МПа обеспечивается плотностью потока момента ρv^2 со скоростью $v \sim 100$ км/с и плотностью $\rho \sim 100$ кг/м³. Плазменная оболочка самостоятельно сжимается до этого значения плотности. Предполагается сферическое радиальное обжатие с коэффициентом сжатия \sim

10. Несжатая оболочка плазмы имеет следующие параметры: $\rho \sim 0.01$ кг/м³, скорость ударной волны в момент стагнации $v \sim 10^5$ м/с, требуемая толщина несжатой оболочки ~ 10 см. Масса лайнера $\sim 0.42 \times 10^{-3}$ кг, кинетическая энергия ~ 2 МДж. Остальные данные приведены в Табл. 2.

Основные проблемы, касающиеся MTF: слияние плазменных струй, давление стагнации и энергетическое время удержания, динамика ядра и холодного, плотного слоя лайнера.

Скорость струй должна быть порядка 100–400 км/с, число Маха $M_j \gg 1$. Струи должны иметь хорошую однородность. Неустойчивости можно избежать за счет поперечных компонент скорости струй или дискретного числа струй ~ 60 [17].

Сила инерции входящих струй помогает удержанию плазмы. Если предположить, что радиус стагнации r_{st} стационарен и число Маха струи минимально и $M = 1$ при r_{st} , то

$$r_{st} = r_m \left[4M_j / (3 + M_j^2) \right]$$

В работе Тию [18] вычислено, что термоядерное ядро может быть зажжено (произведено зажигание термоядерной реакции) и в результате частицы будут оставаться и передавать свою энергию внутри тонкого слоя на внутренней стороне плазмы (лайнера). Основная трудность – это правильное моделирование сжатия плазменным лайнером, траекторий альфа (α) частиц и протонов (продуктов реакции), а также вклада их энергии в мишень и лайнер, что напрямую зависит от выбора формы конфигурации.

3. МОДЕЛЬ РАВНОВЕСИЯ КТ

Нетривиальным является нахождение внутреннего (внутри сепаратрисы) и внешнего аналитического решения для равновесия такой конфигурации. В свою очередь это сказывается на правильном моделировании высокоэнергетичных частиц – продуктов реакции применительно к динамике горения MTF.

Преимущество равновесия Соловьева [19] (аналогия Хиллс вортекс) в том, что оно действительно двумерное и именно его необходимо использовать для высокоэнергетичных частиц и смотреть, что будет в истинно двумерном смысле. Но у этой модели есть два нюанса:

1) данное равновесие имеет плоский профиль тока, т.е. $j_\theta / r = \text{const}$, что нехарактерно для экспериментов, которые в большинстве своем имеют вогнутый профиль тока;

2) она не имеет аналитического внешнего решения. Последняя проблема представляет наиболее серьезный дефект, т.к. траектории ионов будут простираться в область за сепаратрису.

Однако, существует аналитическое решение для поля в области вне эллипсоида, которое получено в классической книге Ламба “Гидродинамика” [20]. Он выводит аналитическое решение для течения вокруг, как он называет, яйцевидного эллипсоида, что мы называем вытянутым эллипсоидом. Если интерпретировать функцию течения, как функцию магнитного потока, то будем иметь магнитное поле, свободное от тока вокруг вытянутого эллипсоида.

Таблица 1. Основные характеристики действующих установок MTF и их сравнение с MFE и ICF

| Системы Параметры | Магнитное удержание | МАГО | Shiva Star— FRX-L | Инерционное удержание |
|----------------------------|-----------------------|-------------------------|--------------------------------------|-----------------------|
| Магнитное поле, Тл | 0.01-20 | 10 | 4 | — |
| Плотность, м ⁻³ | 10 ²⁰ | 10 ²⁴ | 10 ²³ | 10 ²⁷ |
| Температура, эВ | 20000 | 300 | T _e +T _i ~ 500 | криогенная |
| Время жизни плазмы, с | 1000 с | 10 ⁻⁵ | 2 · 10 ⁻⁵ | ~ нс |
| Энергия синтеза, МДж | ~1 ГВт | Энергия лайнера ~20 МДж | | ~5 |
| Скорость лайнера, м/с | — | 10000 | | 100000 |
| Импульсная мощность | 150 МВт, 25 МА (ITER) | 10 МДж, 50 МА | | 1.8 МДж лазер (NIF) |
| Предполагаемая цена | ~\$10 миллиардов | ~\$50 миллионов | | ~\$1 миллиард |
| Бета плазмы | < 1 | ~1 | ~0.92 | — |

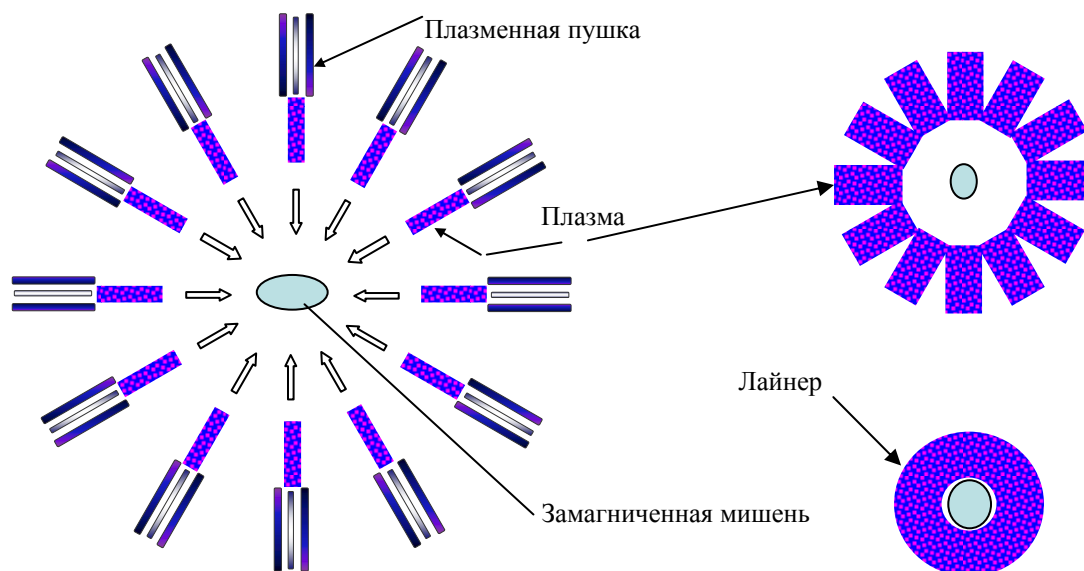


Рис. 1. Эллиптическая (слева) и сферическая (справа) мишени при равномерном обжиге плазменным лайнером - на основе рисунков NASA MSFC. Мишень формируется слиянием двух плазменных колец КТ, несущих магнитное поле. Плазменные пушки запускают струи со скоростью 10⁵ м/с. Плазменные струи сжимают мишень практически адиабатично до радиуса менее 0.01 м. Плотность плазмы возрастает в 1000 раз, температура растет в 100 раз и происходит термоядерная реакция

Таблица 2. Параметры мишени и лайнера в момент обжигания и максимального сжатия DT-лайнера

| “Слияние” | Мишень | Лайнер | “Стагнация” | Мишень | Лайнер |
|----------------------|------------------|------------------|---------------------------------------|---------|---------|
| Радиус (м) | 0.10 | 0.12 | Радиус (м) | 0.00537 | 0.00943 |
| n (м ⁻³) | 10 ²⁴ | 10 ²⁶ | n (10 ²⁷ м ⁻³) | 6.0 | 5.9 |
| T (кэВ) | 0.002 | Энергия 10 МДж | T (кэВ) | 10 | 0.02 |
| B (Т) | 1 | | B (Т) | 250 | 299 |

Вставляем решение Соловьева внутрь и получаем полное аналитическое решение для поля. Оно не само-согласованное, т.к. даже если ψ непрерывна на сепаратрисе, то магнитное поле, выражающееся через градиент ψ , $B \sim \text{grad} \psi$ нет. Конечно, необходимо сшить значения поля на сепаратрисе, но здесь наблюдается

прыжок B , особенно вблизи границ. Не непрерывность B может стоить проблем в численном моделировании, т.к. ионам необходимо пересекать области, где магнитное поле изменяется скачком. Кстати, Ламб показал стандартный сферический вихрь Хилла полностью в соответствии с работой 1894 года [21].

Метод сопряжения внутреннего решения с внешним был главным пунктом работы 1990 года Штейнхауэра [22]. Он подразумевает приближенное соответствие на сепаратрисе, но позволяет сепаратрисе иметь более общую форму, так называемое подобие стадиона (racetrack). Как и решение Соловьева оно имеет плоский профиль тока ($dp/d\psi = \text{const}$) и также испытывает дефект прерывистости B на сепаратрисе.

Анализ кинетических уравнений находится за пределами нашего предмета, но заметим, что форма равновесия плазменного образования влияет и на кинетику. Для математического моделирования форм и равновесий плазмы следует особое внимание уделить X -точкам (нулям магнитного поля) и их окрестностям.

Здесь определенные объемы будут действовать как неадиабатичные центры для траекторий частиц. Процесс рассеивания может серьезно ограничить полную длину пути для значительной передачи энергии от продуктов реакции к плазме топлива путем кулоновских соударений. Вблизи X -точки в областях обращенного поля магнитный момент не является адиабатическим инвариантом и использование приближения ведущего центра некорректно. Для термоядерного топлива исследования должны быть выполнены с учетом бесконечно малого числа столкновений (бесстолкновительная плазма) для распространения физических режимов на термоядерные реакторы. В этом случае должно действовать примерно сферическое распределение струй, запускаемых по направлению к компактным торам в центр сферической камеры. Плазменные потоки объединяются, образуя ячейку (лайнер), взрывающуюся по направлению центра.

Компактный тороид в сильном магнитном поле в качестве мишени до сжатия показан на рис. 1 слева в виде эллипсоида, а справа – сферическая конфигурация в процессе и после обжатия плазменными пушками. Типичные параметры для плотной высокотемпературной D-T-мишени и D-T-лайнера в момент слияния и стагнации даны в Табл. 2. Скорость 125 м/с.

Кинетическая энергия очень медленно (> 5 мкс) и на большой дистанции (~ 1 м) аккумулируется в плазменной пушке, но вкладывается в очень короткое время (< 0.1 мкс) и меньшее пространство (< 0.01 м). В результате это дает усиление плотности энергии в 4 порядка.

Для D-³He-реакции наибольший интерес представляют протоны с энергией рождения 14.68 МэВ. Именно от них будет передаваться большая часть энергии (энергия рождения альфа частиц 3.67 МэВ) и поэтому главная задача, чтобы они не покидали систему, а оставались в мишени или грели лайнер.

Для начальной модели предлагается использовать однородное, азимутальное магнитное поле. Давление плазменных струй намного преобладает над давлением магнитного поля, чем пренебрегали до сих пор. Коэффициенты теплопроводности (коэффициенты переноса Брагинского [23]) имеют вид

$$\chi_{\perp e} = \frac{n_e k(kT_e)\tau_{ee}}{m_e} \left(\frac{11.92 + 4.664\omega_{ce}^2\tau_{ee}^2}{3.7703 + 14.79\omega_{ce}^2\tau_{ee}^2 + \omega_{ce}^4\tau_{ee}^4} \right), \quad (1)$$

$$\chi_{\perp i} = \frac{n_i k(kT_i)\tau_{ii}}{m_i} \left(\frac{2.645 + 2\omega_{ci}^2\tau_{ii}^2}{0.677 + 2.7\omega_{ci}^2\tau_{ii}^2 + \omega_{ci}^4\tau_{ii}^4} \right), \quad (2)$$

где времена ион-ионных столкновений и электрон-электронных кулоновских столкновений записываются как (температура подставляется в килоэлектронвольтах)

$$\tau_{ii} = \frac{6\pi(3m_i)^{1/2}\epsilon_0^2(kT_i)^{3/2}}{Z^4 n_i e^4 \Lambda}, \quad (3)$$

$$\tau_{ee} = \frac{6\pi(3m_e)^{1/2}\epsilon_0^2(kT_e)^{3/2}}{n_e e^4 \Lambda}, \quad (4)$$

а циклотронные частоты электронов и ионов равны в общем виде: $\omega_c = eB/m$. В выражениях для коэффициентов переноса используется условие квазинейтральности плазмы $n = n_e = Zn_i$.

Кулоновский логарифм для электрона $\Lambda_e = 14.8 - \ln([n_e \times 10^{-20}]^{1/2} T_e^{-1})$ и кулоновский логарифм для иона $\Lambda_i = 17.1 + \ln\left[\frac{m_i \bar{\mu}}{m_i + \bar{\mu}} \sqrt{\frac{E_i T_e}{n_e m_i}}\right]$, где $\bar{\mu}$ –

средняя масса иона в а.е.м.; $E_i = m_i v^2 / 2$; v – скорость быстрого иона.

Заметим, что в условиях сильно замагниченной плазмы, когда $\omega_{ce}\tau_{ee} \gg 1$, $\omega_{ci}\tau_{ii} \gg 1$ и, следовательно, $\chi_e \ll \chi_i$, тепловая проводимость ионов не менее важна, чем теплопроводность электронов.

4. ВЛИЯНИЕ АЛЬФА ЧАСТИЦ И ПРОТОНОВ

Продукты синтеза играют две роли в термоядерных системах. С одной стороны, их вклад в давление плазмы, так же как и нетермическая природа их функции распределения может вызвать уменьшение удержания плазмы. С другой стороны, прямой вклад энергии улучшает работу термоядерных установок и, в некоторых случаях, позволяет достигать самоподдерживающегося горения. Известно, что оба эффекта имеют огромное значение для токамаков, но, для некоторых альтернативных термоядерных схем они не рассматриваются достаточно скрупулезно [24]. Обсудим две проблемы, связанные с ролью альфа частиц в системах MIF/MTF. Эти установки (по крайней мере, в версиях, обсужденных к настоящему времени) являются системами периодического сгорания. Это значит, что конечное начальное количество дейтерий-тритиевой плазмы нагревают до термоядерной температуры и затем удерживают некоторое время (обычно, от 100 нс до 1 мкс) без добавления топлива.

Рассматриваем две граничные ситуации для α в D-T-реакции: во-первых, где альфа частицы идеально удерживаются и отдают всю энергию плазме, и, во-вторых, где они выходят из плазмы немедленно, после их появления, без отдачи какой-либо энергии. В первом случае, имеем выражение для плотности и давления альфа частиц и получаем, что их относительная величина (по отношению к плотности и давлению плазмы) гораздо ниже, чем в реакторах ITER-типа, из-за более низкой температуры плазмы. В основном, это замечание более чем очевидно и не ново, но полагаем, что обеспечение простых количественных оценок, относящихся к области параметра MTF, имеет некоторое значение.

Во втором предельном случае, когда происходит мгновенная потеря, частице легче уменьшить температуру иона и плотность, сопровождающей реакции D-T: температура уменьшается, потому что только перегретые ионы значительно способствуют термоядерным реакциям; плотность уменьшается из-за того, что в каждой реакции термоядерного синтеза участвуют два иона. Оба этих процесса приводят к уменьшению скорости термоядерной реакции. Однако скорость понижается не намного, если предполагается очень сильное сгорание (полное исчерпание термоядерного топлива).

В представленном анализе предположим, что имеем дело с плазмой с одинаковыми температурами для ионов и электронов.

Рассмотрим равнокомпонентную смесь дейтерия и трития с общей плотностью n , т.е. плотность дейтронов и тритонов по $n/2$ каждая ($n_D=n_T=n/2$). Количество термоядерной энергии выделенное в единице объема в единицу времени

$$q = W \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle, \quad (5)$$

где W – общая энергия, выделившаяся в одной D-T термоядерной реакции (17.59 МэВ для дейтерия-трития и 18.35 МэВ для дейтерия-гелия).

Введем время замедления τ_α для альфа частиц согласно равенству

$$W'_\alpha = W_\alpha / \tau_\alpha. \quad (6)$$

При этом полагаем, что τ_α настолько мало, что распределение альфа частиц квазистационарно. Время замедления для всех частиц

$$\tau_s = \frac{3}{4} \frac{T_e^{3/2}}{z_i^2 \sqrt{2\pi m_e}} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{m_i}{n_e \Lambda_e}.$$

Для альфа частиц оно определяется как сопротивление электронам и равняется

$$\tau_\alpha = \frac{10^7 (T)^{3/2}}{n\Lambda}. \quad (7)$$

Функция распределения по энергии имеет вид

$$f_\alpha = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle \tau_\alpha}{4W_\alpha}, \quad (8)$$

где $dn_\alpha = f_\alpha dW_\alpha$ представляет собой условие нормировки. Учитываем, что параметры плазмы не меняются во время замедления и не учитываем замедление ионов, которые не влияют на ряд параметров в MTF.

Плотность альфа частиц n_α выбираем в диапазоне энергии между 3.5 и 0.35 МэВ. Принимаем относительно высокий нижний предел интегрирования, чтобы более точно отделить высокоэнергетичные частицы с распределением замедления от замедленных до тепловой энергии альфа частиц. Так же, при более низких энергиях, сопротивление ионам плазмы становится одного порядка с сопротивлением электронам и соотношение (7) перестает быть точным количественно.

Отношение давления и плотности альфа частиц к давлению и плотности плазмы это мера потенциально значения эффекта взаимодействия. Эти отношения зависят только от температуры плазмы и могут быть представлены как

$$P_1 = \frac{p_\alpha}{p} = \frac{n \langle \sigma v \rangle \tau_\alpha W_{\alpha 0}}{12T}, \quad (9)$$

$$N_1 = \frac{n_\alpha}{n} = \frac{n \langle \sigma v \rangle \tau_\alpha \ln 10}{4}, \quad (10)$$

где $W_{\alpha 0} = 3.5$ МэВ – начальная энергия альфа частиц. Примем $\Lambda=15$ в соотношении (7) для τ_α . Графики для (9) и (10) представлены на рис. 2.

В MTF в основном преобладают относительно малые температуры (до 10 кэВ) по сравнению со стационарными приборами такими, как токамаки или стеллараторы (от 15 до 20 кэВ). Акцентируем внимание на том, что в MTF плазме относительное давление и плотность альфа частиц будут значительно ниже, чем в конвекционной установке.

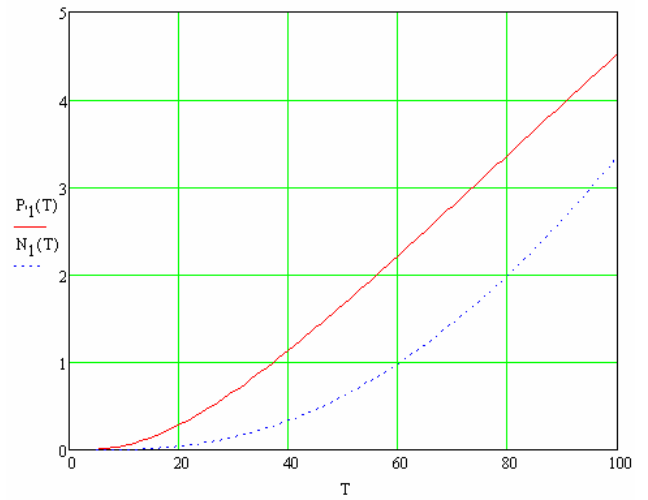


Рис. 2. Зависимость относительного давления P_1 (сплошная линия) и относительной плотности N_1 (пунктирная линия) альфа частиц от температуры (в килоэлектронвольтах)

В системах периодического горения каждая реакция синтеза определяется потерей одного дейтрона и одного тритона, то есть плотность уменьшается при постоянном объеме. Как видно из показанного выше, температура смеси при отсутствии нагрева частиц так же понижается, даже, если нет потерь в плазме. Оба эффекта влияют на уменьшение скорости реакции. Однако это не означает, что существенное увеличение мощности является невозможным.

Чтобы проиллюстрировать последнее в количественном соотношении, рассмотрим самый предельный из возможных случаев, где альфа частицы покидают систему немедленно, после их появления, до того, как они могут передать какую-либо энергию плазме. С другой стороны, считаем, что прямые потери частиц и энергии из плазмы малы, так что горение реакции – единственная причина изменения n и T . Это последнее предположение позволяет нам оценить роль сжигания топлива в чистой форме.

В каждой реакции термоядерного синтеза общее количество ионов кратно 2. Это значит, что

$$n'_\alpha = \frac{-n^2 \langle \sigma v \rangle}{2}. \quad (11)$$

Каждая реакция так же влияет на перемещение некоторой кинетической энергии из общего количества

ионов. Эта энергия из расчета на одну реакцию $-2W_{cp}$, где W_{cp} - средняя энергия на ион из реагирующих ионов. При не очень высоких температурах, главный вклад вносят нагретые ионы, другими словами, $W_{cp}=A_i T$, с фактором A_i который несколько больше 1. Нейтральность плазмы поддержана потерей двух электронов на одну альфа частицу из ядра плазмы. «Средний», вылетающий из плазмы, электрон передает некоторое количество энергии $A_e T$, где A_e - некоторый неотрицательный коэффициент. Поэтому, соотношение энергетического баланса можно записать, как

$$3 \frac{d}{dt}(nT) = -(A_i + A_e)T \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle}{2}. \quad (12)$$

Разделив (12) на (11) найдем

$$\frac{T'}{T} = \frac{A_i + A_e - 3 n'}{3 n}. \quad (13)$$

Параметр A_i располагается в диапазоне от 4 до 5. Поскольку A_e положительно, сжигание термоядерного топлива ($n' < 0$) необходимо связать с его температурой ($T' < 0$)

Параметр A_e зависит от условий процесса нейтрализации. Он равен нулю, если нейтрализация возникает благодаря потере низкоэнергетичных электронов, он равен 3/2, если нейтрализация наступает благодаря нагретым электронам.

Характеристическое время τ^* как мера скорости

$$\frac{1}{\tau^*} = -\frac{q'}{q} = -2 \frac{n'}{n} - \frac{T'}{T} \frac{d}{dt} \ln \langle \sigma v \rangle. \quad (14)$$

Переобозначим, согласно соотношениям (5) и (11)

$$\frac{n'}{n} = \frac{-2q}{nW}. \quad (15)$$

С другой стороны, если система ограничена некоторым временем τ , то, тогда, пренебрегая особенностями горения, имеем

$$\tau q = 3nTQ, \quad (16)$$

где Q - усиление энергии (превышение выделившейся мощности над вложенной).

При написании равенства (16) полагаем, что Q значительно меньше максимально возможного усиления мощности для систем периодического действия Q_{max} . Последний соответствует полному сжиганию D-T топлива, так, чтобы выход термоядерной энергии на единицу объема был $Wn/2$. С учетом начальной термической энергии на единицу объема $Q_{max}=W/6T$. Для $T=10$ кэВ, имеем $Q_{max} \sim 300$, что намного больше, чем для MCF, для которого $Q_{max} \sim 30$. Соответственно, можно использовать равенство (16).

Если, для необходимого Q , τ , определенное по соотношению (16) намного меньше, чем τ^* , тогда эффекты сжигания не важны и могут не учитываться и наоборот. Отношение τ/τ^* поэтому обеспечивает удобную качественную меру важности эффектов выгорания.

Даже для выигрыша термоядерной энергии порядка 30 это соотношение остается достаточно маленьким, порядка 0.2, означая отсутствие отрицательного эффекта горения на работу системы. Заметим, что для расчета взята достаточно большая величина для A_e ,

для более маленьких величин A_e ситуация становится даже лучше.

В качестве примера удержания частицы с большей энергией рассмотрен 14.7 МэВ-ый протон из D-³He-реакции.

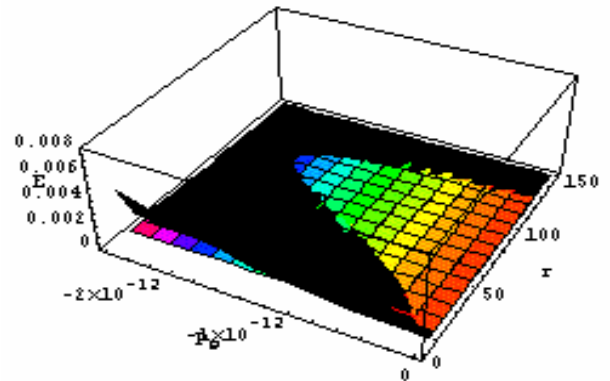


Рис. 3. Область абсолютного удержания протона в координатах (r, P_θ, E) для обращенной магнитной конфигурации “racetrack” с $r_s=1$ м, $l_s=4$ м, $B_e=1$ Тл

Характерная картина представлены на рис. 3, где E - полная энергия частицы, а P_θ - канонический угловой момент. Дело в том, что на практике большинство экспериментов имеют вытянутую сепаратрису в форме стадиона (рэйстрек).

Аналогичную картину можно получить для любого FRC, т.е. удержание высокоэнергетичных частиц возможно во всех видах равновесия и формы сепаратрисы. Проблемой является правильное моделирование при передаче энергии продуктов синтеза лайнеру, что является темой отдельной статьи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обращенная магнитная конфигурация, относящаяся к подклассу “компактный тор”, является одним из кандидатов для использования в качестве мишени в системе периодического сгорания топлива MIF или MTF. Горячая плазма с высокой плотностью имеет ряд приложений на основе разных систем для различных топлив. Проведено сравнение с другими концепциями UTC и представлены характерные параметры для D-T мишени. Аналитическое равновесие для эллиптической формы до сих пор не получено, FRC обладает рядом преимуществ [25] (включая формирование слиянием двух сферомаков и малорадиоактивное топливо) и работа в этом направлении ведется. Показано, что даже если альфа частицы (продукты D-T-реакции) идеально удерживаются, их относительная плотность и давление в MTF намного меньше, чем в системах магнитного удержания плазмы. Соответственно, они могут иметь небольшой отрицательный эффект на удержание плазмы. В другом предельном случае, где частицы покидают систему немедленно, после их появления (альфа частицы не удерживаются совсем), уменьшение скорости реакции, связанной со сжиганием, является незначительным и высокие величины для коэффициента усиления мощности Q все еще остаются возможными. В целом, влияние альфа частиц и протонов в системах MTF должны быть значительно слабее, чем в чистом магнитном удержании.

жании. Более того, перспективным выглядит применение $D-^3\text{He}$ мишени и лайнера с начальной энергией протонов в 4 раза большей, чем у альфа частиц.

Работа частично профинансирована грантом Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук МК-676.2008.8.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

КТ – компактный тор;
 FRC – обращенная магнитная конфигурация (Field-Reversed Configuration);
 MTF – магнито-инерциальный синтез (Magneto-Inertial Fusion);
 MTF – синтез замагниченной мишени (Magnetized Target Fusion);
 ITER – Международный экспериментальный термоядерный реактор (International Thermonuclear Experimental Reactor);
 batch burn – сжигание периодического действия, дословно сжигать пакетами/пачками, подход, рассматриваемый для MTF;
 МАГО – МАГнитное Обжатие;
 NASA – национальное аэрокосмическое агентство США (National Aeronautics and Space Administration);
 NIF – национальное зажигательное устройство США (National Ignition Facility);
 MSFC – Центр Космических Полетов Маршалла (Marshall Space Flight Center);
 MFE – магнитная термоядерная энергия (Magnetic Fusion Energy);
 MCF – магнитно удерживаемый термояд (Magnetically Confined Fusion);
 LANL – Лос Аламос Национальная Лаборатория (Los Alamos National Laboratory);
 AFRL – Исследовательская лаборатория ВВС США (Air Force Research Laboratory);
 ICF – инерциальный синтез (Inertial Confinement Fusion);
 РФЯЦ-ВНИИЭФ – Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной Физики;
 УТС – управляемый термоядерный синтез;
 пинч – самосжимаемый разряд;

ω — циклотронная частота, с^{-1} ;
 τ — время столкновений, с;
 e — заряд электрона, Кл;
 m — масса, кг;
 Z — заряд иона;
 n — плотность, м^{-3} ;
 T — температура, кэВ;
 Λ — кулоновский логарифм;
 r — радиус, м;
 l_s — длина сепаратрисы, м;
 B_e — внешнее магнитное поле, Тл;
 μ — усредненная масса иона, а.е.м.;
 ψ — функция магнитного потока;
 j_θ — азимутальный ток.

Индексы:

i — ион;
 e — электрон;
 j — струя;
 θ — азимутальная составляющая;
 st — стагнация;
 s — сепаратриса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thio Y.C.F., Panarella E., Kirkpatrick R.C., et al. Magnetized target fusion in a spherical geometry with standoff drivers // Current Trends in International Fusion Research: Proceedings of the Second Symposium, edited by E. Panarella: National Research Council of Canada, Ottawa. 1999. 113.
2. Siemon R.E., Turchi P.J., Barnes D.C., et al. Magnetized target fusion: Prospects for low-cost fusion energy // ITC-12. Toki, Japan. 2001.
3. Ryutov D. D., Thio Y.C.F. Plasma liner with an intermediate heavy shell and thermal pressure drive // Fusion Science and Technology. — 2006. — V. 49, №1. — P. 39—55.
4. Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B. The MAGO system: current status // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2006. — V. 26, № 4. — P. 2273—2278.
5. Drake R.P., et al. // Fusion Technology. — 1996. — V. 30. — P. 310.
6. Siemon R.E., Lindemuth I.R., Schoenberg K.F. // Comments on Plasma Phys. and Contr. Fus. — 1999. — V. 18. — P. 363.
7. Ryutov D. D. and Thio Y.C.F. Solving the Stand-off Problem for Magnetized Target Fusion: Plasma Streams as Disposable Electrodes, Together with a Local Spherical Blanket // Journal of Fusion Energy. — 2007. — V. 26, № 1-2. — P. 173-177.
8. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. — М.: ВИНТИ, 1985. — Т. 7. — С. 80—135.
9. Ryzhkov S.V., Khvesyuk V.I., Ivanov A.A. Progress in an alternate confinement system called a FRC // Fusion Science and Technology. — 2003. — V. 43, № 1Т. — P. 304—308.
10. Woodruff S. Technical survey of simply connected compact tori (CTs): Spheromaks, FRCs and compression schemes // Journal of Fusion Energy. — 2008. — V. 27. — P. 134-148.
11. Черемных О.К. О движении вихревых колец в несжимаемой среде // Межд. конференция-школа по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Алушта. 2008.
12. Gavrikov M.B., Savelyev V.V. 2D steady-state plasma flows in two fluids MHD with non-zero electron inertia // Int. Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. Alushta. 2008.
13. Yamada M., Ji H., Hsu S., et al. Study of driven magnetic reconnection in a laboratory plasma // Phys. Plasmas. — 1997. — V. 4. — P. 1936-1944.
14. Cothran C.D., Falk A., Fefferman A., et al. Spheromak merging and field reversed configuration formation at the Swarthmore Spheromak Experiment // Phys. Plasmas. — 2003. — V. 10, № 5. — P. 1748—1754.
15. Intrator T.P., Siemon R.E., and Sieck P.E. Adiabatic model and design of a translating field reversed configuration // Physics of plasmas. — 2008. — V. 15. — P. 042505.
16. Turchi P.J. Imploding liner compression of plasma: Concepts and issues // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2008. — V. 36. — P. 52—61.
17. Santarius J.F., Plasma-jet magnetized target fusion burn dynamics // APS DPP Meeting. Philadelphia, USA. 2006.
18. Thio Y.C.F., Knapp C.E., Kirkpatrick R.C., Physics exploratory experiment on plasma liner formation // Journal of Fusion Energy. — 2001. — V. 20. — P. 1—11.
19. Соловьев Л.С. Гидромагнитная устойчивость замкнутых плазменных конфигураций // Вопросы теории плазмы. Вып. 6. М.: Атомиздат. 1972. С. 210 — 290.
20. Ламб Г. Гидродинамика. Перевод с 6 англ. изд. Л.: ОГИЗ, 1947. 929 с.
21. Hill M.J. On a spherical vortex // Philos. Trans. R. Soc. Ser. A. — 1894. — Pt. 1, C/XXXV. - P. 213—245.

22. Steinhauer L.C. Improved analytic equilibrium for a field-reversed configuration // *Phys. Fluids*. — 1990. — V. B 2, № 12. — P. 3081—3085.
23. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
24. Rytov D. D. Alpha particles play a relatively minor role in magnetized target fusion systems // *Fusion Science and Technology*. — 2002. — V. 41. — P. 88—91.
25. Ryzhkov S.V., Features of formation, confinement and stability of the field reversed configuration // *Problems of Atomic Science and Technology*. — 2002. — № 4. Series: Plasma Physics (7). — P. 73–75.