

ВОЗМОЖНОСТЬ ДОСТИЖЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ ПРИ МАГНИТНОМ ОБЖАТИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ ТОКОМ ДИСКОВОГО ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

© 2023 г. А. В. Ивановский^{a,b,*}, В. И. Мамышев^a

^a Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Москва, Россия

^b Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

*e-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 03.05.2023 г.

Принята к публикации 07.05.2023 г.

Одно из направлений достижения термоядерного зажигания – сжатие разогретой замагниченной плазмы лайнером. Концепция развивается в США на установке Z (проект MagLIF). Для достижения зажигания необходимо создать импульс тока амплитудой 60 МА и более. Установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных дело будущего. Наряду с этим взрывомагнитные генераторы уже сегодня реализуют требуемые токи, но с более длительным временем нарастания. В работе на основании проведенных расчетов сжатия горячей замагниченной плазмы обсуждаются возможности достижения зажигания с применением современных дисковых взрывомагнитных генераторов.

Ключевые слова: инерционный термоядерный синтез, дисковые взрывомагнитные генераторы, электровзрывной размыкатель тока, сжатие плазмы лайнером

DOI: 10.31857/S036729212360036X, EDN: VYHERC

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений инерционного термоядерного синтеза, развивающимся на электрофизических установках, является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по величине сжатия, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Как в России, так и в США развивается концепция магнитного обжатия (МАГО)/magnetized target fusion (MTF), в которой предварительный нагрев плазмы производится токовым импульсом, а последующее – сжатие лайнерной системой [1–10]. К сожалению, из-за появления в предварительно нагретой плазме примесей тяжелых элементов достичь ее времени жизни ≥ 10 нс, требуемого для реализации стадии сжатия, так и не удалось.

В последние годы в США на установке Z развивается проект MagLIF [11, 12] с предварительным нагревом плазмы лазерным излучением (ЛИ). В процессе сжатия реализован выход 2×10^{12} нейтронов в ДД-реакции [13]. Из-за более

короткого времени имплозии плазмы проект MagLIF не так сильно восприимчив к примесям тяжелых элементов, как МАГО/MTF [14, 15]. Возможно, влияние примесей будет не столь существенно и при имплозии плазмы за время ~ 1 нс, поскольку при лазерном разогреве, можно избежать прямого контакта разогретой плазмы с сжимающей оболочкой.

Реализация термоядерного зажигания требует создания электрофизических установок с импульсами тока ~ 60 МА [12, 16]. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей – установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z дело будущего.

Возможно, наиболее быстрый и дешевый ответ на вопрос о возможности зажигания можно получить с использованием дисковых взрывомагнитных генераторов (ДВМГ). Соответствующая схема магнитного обжатия предварительно разогретой ЛИ замагниченной плазмы предложена в работе [17].

В работе путем решения уравнений МГД-приближения обосновывается возможность дости-

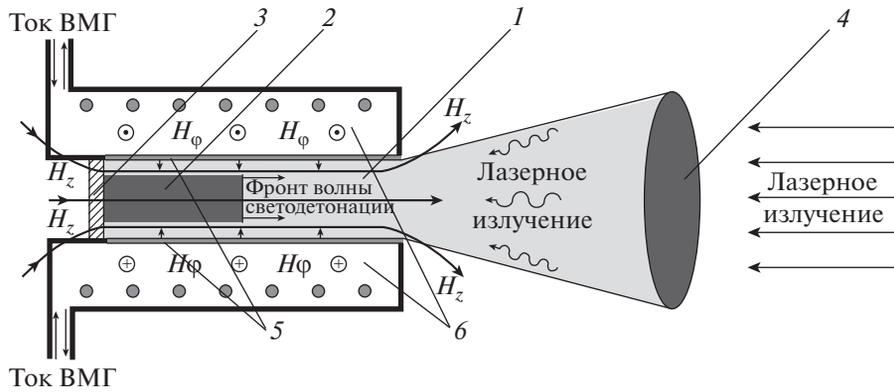


Рис. 1. Схема экспериментов: 1 – ДД- или ДТ-газ; 2 – плазма; 3 – заглушка; 4 – линза; 5 – лайнер; 6 – соленоид.

жения термоядерного зажигания в схеме [17] с применением дисковых ВМГ.

2. СХЕМА СЖАТИЯ ЛАЙНЕРОМ НАГРЕТОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ДТ-ПЛАЗМЫ

Схема экспериментов представлена на рис. 1 [17]. Лазерное излучение (ЛИ), проходя через ДД- или ДТ-газ, инициирует на заглушке 3 волну светодетонации [18], фронт которой распространяется со скоростью v_0 навстречу излучению. Энергия ЛИ поглощается на фронте волны светодетонации, формируя столб разогретой плазмы 2. Если магнитное поле H_0 соленоида 6 достаточно большое, то плазменный параметр $\beta = 4n_0kT_0/(\mu_0H_0^2) \leq 1$, где n_0, T_0 – концентрация атомов газа и температура плазмы, а радиус плазменного столба r_0 меньше радиуса R_0 лайнера 5, и плазма не касается поверхности лайнера.

После формирования нагретой замагниченной плазмы начинается процесс сжатия ее лайнером, ускоряемым током дискового ВМГ, за время ~ 1 мкс. В описанной геометрии – Z– Θ -пинч – на установке PROTO-II (СНЛ, США) реализованы глубокие устойчивые сжатия газоплазменной неоновой оболочки по радиусу $\delta_{\max} \sim 22$ [19], где δ_{\max} определяется отношением начального радиуса лайнера R_0 к конечному R_f : $\delta_{\max} = R_0/R_f$. При этом теоретический предел устойчивых сжатий $\delta \sim 30$ [20]. Устойчивые глубокие сжатия Ве-лайнера достигнуты также в экспериментальных исследованиях проекта MagLIF [21]. В работе [22] теоретически исследована устойчивость плазменного шнура при сжатии в геометрии Z– Θ -пинча. Показано, что предел устойчивого сжатия плазмы составляет ~ 30 по радиусу, т.е. совпадает с пределом устойчивого сжатия лайнера. С учетом уменьшения плазменного параметра β в процессе сжатия это дает надежду на сжатие плазмы в $\delta = 20\text{--}30$ раз по радиусу без касания поверхности

лайнера, а следовательно, без примесей тяжелых элементов, увеличивающих потери энергии на излучение.

Для термоядерного зажигания 50% T–50% D плазмы массой M необходимо выполнение условия [23]

$$W = \frac{1}{M} \iint_{V_i} \frac{Q_{nf}}{\varepsilon_T} dV dt = 0.3\text{--}1, \quad (1)$$

где дупль W – аналог критерия Лоусона для импульсных систем, Q_{nf} – мощность термоядерного энерговыделения, поглощаемая единицей объема плазмой, ε_T – удельная энергия сжимаемой плазмы, рассчитанная без учета термоядерного энерговыделения (по холодному газу).

Считаем, что нейтроны покидают плазму, т.е. не вносят вклада в Q_{nf} . Отношение Ларморовского радиуса α -частицы $r_\alpha = (2E_\alpha m_\alpha)^{1/2}/(eH_z)$ с энергией $E_\alpha = 3.5$ МэВ к радиусу шнура сжимаемой плазмы r_s в продольном магнитном поле плазменного шнура $H_z = H_0(r_0/r_s)^2 = H_0\delta^2$ в любой момент времени определяется из

$$\frac{r_\alpha}{r_s} = \frac{\sqrt{2E_\alpha m_\alpha}}{eH_0 r_0} \frac{1}{\delta} \approx \frac{0.54}{H_0 r_0} \frac{1}{\delta},$$

где начальная напряженность магнитного поля H_0 измеряется в МГс, радиус шнура r_0 в см. Видно, что в случае $H_0 \geq 0.1$ МГс, $\delta \geq 10$ радиус плазменного шнура $r_s \geq r_\alpha$ ($r_0 \sim 1$ см) и энергия α -частиц остается в плазме.

Мощность потерь энергии на излучение Q_l определяется объемным тормозным излучением, имеющим наибольшую интенсивность в области мягкого рентгеновского спектра.

В работе [24] показано, что в зависимости дупля W от $n_0 t_m$, где n_0 – концентрация частиц ДТ-топлива, t_m – время нарастания тока, имеется максимум. Расчеты в модели одномерной одножидкостной однотемпературной магнитной гид-

родинамики с учетом объемных потерь на тормозное излучение [25] показывают, что при сжатии $\delta \leq 20$ раз по радиусу и начальной температуре $T_0 = 0.25$ кэВ максимум достигается при $n_0 t_m \sim 6 \times 10^{13}$ с/см³ ($\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³) и его величина составляет $W^{\max} = 1$ [24]. Следует отметить, что при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см и $t_m \sim 1$ мкс теплопроводность и разгрузка в продольном направлении снижает величину дупля W , но не более, чем в 2 раза [24].

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ ОДНОРОДНОГО СЖАТИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Пусть в начальный момент времени холодный ДТ-газ плотностью ρ_0 находится в однородном магнитном поле H_0 . В результате ионизации и разогрева ЛИ столба газа радиуса r_0 до температуры T_0 формируется плазма, которая расширяется до радиуса r_s с альфвеновской скоростью до состояния равновесия, определяемого из условия

$$p_s + \frac{H_s^2}{8\pi} = \frac{H_0^2}{8\pi} \left(p_s = A_p \rho_s T_s, A_p = 2 \frac{k}{Am_p} \right), \quad (2)$$

где H_s , ρ_s , T_s – равновесные магнитное поле, плотность и температура плазмы, $A = 2.5$ – атомный вес, m_p – масса протона, k – постоянная Больцмана.

В случае идеальной плазмы равновесные параметры связаны с начальными соотношениями

$$H_s = H_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^2, \quad \rho_s = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^2, \quad (3)$$

$$T_s = T_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^{2(\gamma-1)}.$$

При нарастании внешнего продольного магнитного поля по времени при однородном сжатии в приближении объемных потерь на излучение параметры плазмы ρ , T , H могут быть определены из решения уравнений

$$A_p \rho T + \frac{H^2}{8\pi} = \frac{H_{ext}^2}{8\pi}, \quad H = H_s \frac{\rho}{\rho_s}, \quad r_{ext} = r_s \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho}}, \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt} - (\gamma - 1) T \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{\gamma - 1}{A_p} \left(\frac{Q_{nf}}{\rho} - \frac{4\sigma_{SB} T^4}{\rho \lambda_p} \right),$$

где H_{ext} , r_{ext} – внешние магнитное поле и радиус плазмы, σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана, Планковский пробег излучения ℓ_p определяется из работы [26].

Обоснованием для применимости уравнений (4) является большое значение магнитного числа Рейнольдса $R_M = r_0 v_0 / (c^2 / 4\pi\sigma)$. При характерных $r_0 \sim 1$ см, скорости сжатия $v_0 \sim 10^6$ см/с и

температурах плазмы $T \geq 200$ эВ (проводимость $\sigma \geq 2.5 \times 10^{16}$ 1/с) величина R_M составляет $R_M \geq 350$.

Источник разогрева среды α -частицами определяется из

$$Q_{nf} = \frac{1}{4} \frac{E_\alpha (\sigma v)_{DT}}{A^2} \left(\frac{\rho}{m_p} \right)^2, \quad (5)$$

где m_p – масса протона, $(\sigma v)_{DT}$ – сечение термоядерной реакции [27].

Выход нейтронного излучения в единицу времени с единицы длины плазменного шнура определяется по формуле

$$\frac{dN_{TD}}{dt} = \frac{1}{A^2 m_p^2} \frac{\pi}{2} \int_0^{r_{ext}} (\sigma v)_{DT} \rho^2 r dr =$$

$$= \frac{\pi r_{ext}^2}{4} \frac{\rho^2}{A^2 m_p^2} (\sigma v)_{DT}. \quad (6)$$

Если внешнее магнитное поле формируется путем компрессии магнитного потока ускоряемым токовым импульсом $I(t)$ лайнером, то в случае если радиус лайнера $R_L \gg r_s$ величина H_{ext} может быть определена из решения следующих уравнений:

$$\frac{dR_L}{dt} = v_L,$$

$$m \frac{dv_L}{dt} = -\frac{I^2}{c^2 R_L} + \frac{R_L}{4} (H_{ext}^2 - H_0^2), \quad H_{ext} = H_0 \frac{R_0}{R_L}, \quad (7)$$

где v_L , m – скорость и погонная масса лайнера, $R_L|_{t=0} = R_0$, $v|_{t=0} = 0$.

При работе дискового ВМГ с электровзрывным размыкателем тока ток в цепи нагрузки создается под действием напряжения, возникающего при электровзрыве фольги. Для простоты будем считать его постоянным по времени и равным U_0 . При этом ток в лайнерной нагрузке $I(t)$ определяется из решения уравнения следующего вида:

$$\frac{d}{dt} [(L_0 + L(t))I(t)] + E h_0 = U_0, \quad (8)$$

где L_0 – начальная индуктивность контура подвода энергии, $L(t) = (\mu_0 h_0 / 2\pi) \ln [R_0 / R_L]$, E – напряженность электрического поля на внешней поверхности лайнера, начальный ток $I|_{t=0} = 0$. В этом разделе считаем $E = 0$.

Выбранные для проведения расчетов величины сведены в табл. 1.

Соответствующие установившиеся параметры плазмы, полученные из (2), (3), составляют: $r_s = 0.88$ см; $H_s = 0.225$ МГс; $\rho_s = 10^{-4}$ г/см³; $T_s = 136$ эВ.

Таблица 1. Значения выбранных величин

$\rho_0, \text{г/см}^3$	$H_0, \text{МГс}$	$T_0, \text{эВ}$	$r_0, \text{см}$	$h_0, \text{см}$	$R_0, \text{см}$	$m, \text{г/см}$	$L_0, \text{нГн}$
2.5×10^{-4}	0.56	250	0.56	10	1	5.6	10

Решение уравнений (4) с начальными условиями $\rho|_{t=0} = \rho_s, T|_{t=0} = T_s$ и внешним магнитным полем H_{ext} , определяемым из (7), (8) при $U_0 = 0.5 \text{ МВ}$ и начальном токе $I|_{t=0} = 0$ представлено на рис. 2–5.

Видно, что максимальный ток в лайнере составил $\sim 30 \text{ МА}$, что обеспечило усиление сжимающего плазму продольного магнитного поля H_{ext} до 160 МГс в момент времени $\sim 1.5 \text{ мкс}$ (рис. 2). Отметим, что длительность импульса сжимающего плазму магнитного поля ($\sim 70 \text{ нс}$) заметно меньше длительности токового импульса. Эта особенность рассматриваемой системы сжатия приводит к слабому влиянию краевых эффектов, связанных с разлетом плазмы и теплопроводностью вдоль силовых линий магнитного поля, при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10 \text{ см}$ [24].

Учет энерговыделения α -частиц привел к росту полного выхода нейтронного излучения, примерно, на порядок (см. рис. 4, 5). Его величина достигла $N \cong 1.8 \times 10^{18} \text{ н/см}$. Это связано с разогревом плазмы (температура возрастает в ~ 3.5 раза, рис. 3), выделяющимися в реакции ДТ-синтеза α -частицами.

В расчетах получены максимальные сжатия плазмы по радиусу $\delta_{max} = 22.9\text{--}24.4$ для случаев учета и без учета энерговыделения α -частицами соответственно. Это соответствует усилению магнитного поля в плазме (росту плотности) в $\delta_{max}^2 = 525\text{--}600$ раз. С такими сжатиями величина дупля $W = 1.1$ (1).

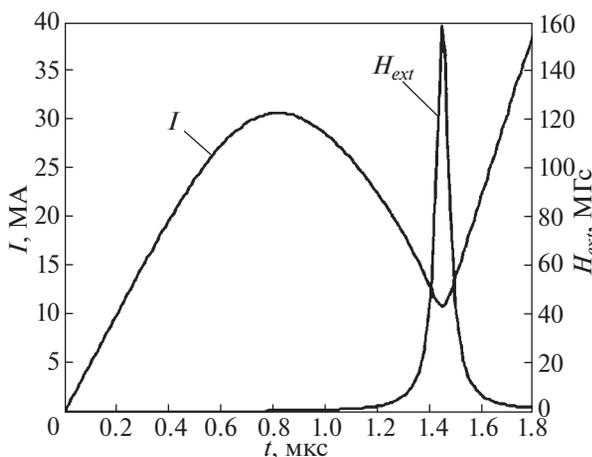


Рис. 2. Зависимости от времени тока I и внешнего магнитного поля H_{ext} .

Выгорание ДТ-смеси составило $\chi = 2NAmp/(\pi r_s^2 \rho_s) \cong 7.4\%$. На момент времени $t_m = 1.6 \text{ мкс}$ введенная в контур сжатия энергия составила

$E_{el} = U_0 \int_0^{t_m} I(t) dt \cong 16 \text{ МДж}$. При этом, полученная термоядерная энергия $E_{ТЯ} = Nh_0 E_N \cong 40 \text{ МДж}$ ($E_N = 14 \text{ МэВ}$), превысила введенную в контур сжатия энергию магнитного поля в $\eta = E_{ТЯ}/E_{el} \cong 2.5$ раза.

Таким образом, в идеальном случае однородного сжатия бесконечно тонким лайнером, без диффузии магнитного поля и полностью замороженных электронной и ионной теплопроводностей плазмы поперек магнитного поля в рассмотренной системе наблюдается термоядерное зажигание при напряжении источника $U_0 = 0.5 \text{ МВ}$ (токе $\sim 30 \text{ МА}$) с положительным выходом термоядерной энергии.

Для учета указанных эффектов необходимы детальные расчеты сжатия в приближении магнитной гидродинамики.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем описывать динамику плазмы системой одномерных уравнений магнитной гидродинамики, которая в Лагранжевых координатах

($s = \int_0^r \rho r dr$) имеет вид [28]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (rv), \quad \frac{dr}{dt} = v,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial (p + \eta)}{\partial s} + f_r,$$

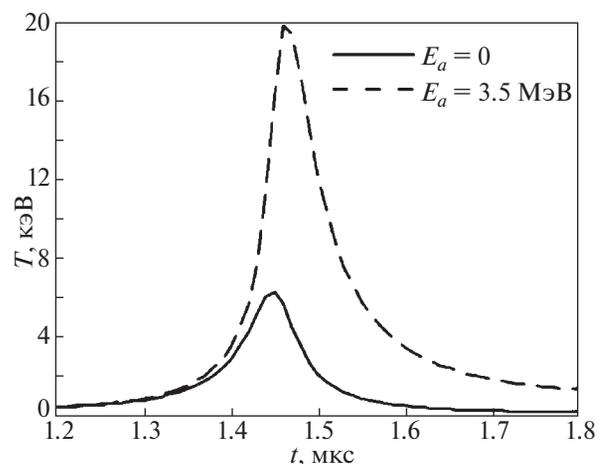


Рис. 3. Зависимости от времени температуры плазмы T с учетом ($E_\alpha = 3.5 \text{ МэВ}$) и без учета ($E_\alpha = 0$) разогрева α -частицами.

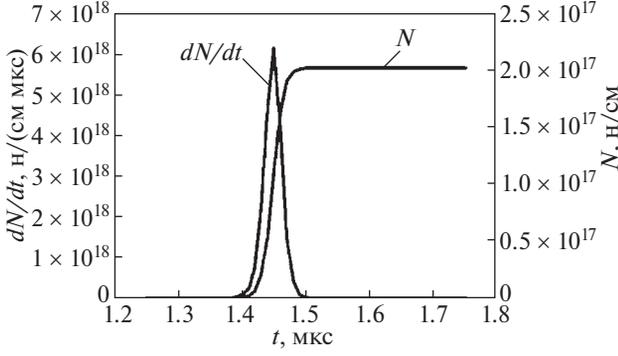


Рис. 4. Зависимости от времени выхода нейтронного излучения N без учета разогрева среды α -частицами.

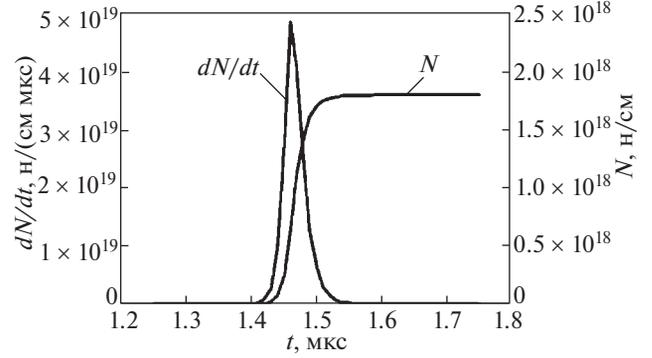


Рис. 5. Зависимости от времени выхода нейтронного излучения N с учетом разогрева среды α -частицами.

$$f_r = -r \frac{\partial H_z^2}{\partial s} \frac{1}{8\pi} - \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\phi)^2}{\partial s} \frac{1}{8\pi}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z}{\rho} \right) = -\frac{\partial (rE_\phi)}{\partial s}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_\phi}{r\rho} \right) = \frac{\partial E_z}{\partial s},$$

$$i_\phi = -\frac{1}{4\pi} r\rho \frac{\partial H_z}{\partial s} = \sigma E_\phi,$$

$$i_z = \frac{\rho}{4\pi} \frac{\partial (rH_\phi)}{\partial s} = \sigma E_z, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + p_T \frac{\partial (rv)}{\partial s} = -\frac{\partial}{\partial s} (rW) - \frac{\partial}{\partial s} (rS) -$$

$$-\eta \frac{\partial (rv)}{\partial s} + \frac{i_\phi E_\phi + i_z E_z}{\rho} + \frac{Q_{nf}}{\rho},$$

$$W = -\chi_\perp r\rho \frac{\partial T}{\partial s}, \quad \frac{\partial (rS)}{\partial s} = \frac{1}{\rho \lambda_p} (4\sigma_{SB} T^4 - cU),$$

$$S = -\rho r \frac{\lambda_r c \partial U}{3 \partial s},$$

где t – время; r – радиус; v – скорость; ρ – плотность; p , p_T – полное и тепловая части давления; ε_T – удельная энергия; T – температура; η – численная вязкость; H_z , H_ϕ – продольная и азимутальная компоненты магнитного поля; i_z , i_ϕ – продольная и азимутальная компоненты плотности тока; E_z , E_ϕ – продольная и азимутальная компоненты электрического поля; W , S – потоки тепловой и лучистой энергий; U – плотность энергии излучения; c – скорость света; σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана.

Уравнения дополняются уравнениями состояния среды и зависимостями проводимости σ , росселандовского ℓ_r и планковского ℓ_p пробегов излучения, теплопроводности поперек магнитного поля χ_\perp от плотности и удельной энергии

$$p = P(\rho, \varepsilon), \quad \sigma = \Sigma(\rho, \varepsilon), \quad \rho \ell_r = LR(\rho, T),$$

$$\rho \ell_p = LP(\rho, T), \quad \chi_\perp = \lambda(\rho, T), \quad T = TEM(\rho, \varepsilon),$$

и решаются в области $0 \leq s \leq s_0$ с начальными условиями

$$\rho|_{t=0} = \begin{cases} \rho_{CU}, & R_0 + \delta_L \geq r \geq R_0, \\ \rho_0, & R_0 > r > 0, \end{cases}$$

$$r|_{t=0} = r_i^0, \quad v|_{t=0} = 0,$$

$$\varepsilon_T|_{t=0} = \begin{cases} \varepsilon_0(\rho_0, T_0), & r_0 \geq r \geq 0, \\ 0, & R_0 + \delta_L \geq r \geq r_0, \end{cases}$$

$$H_\phi|_{t=0} = 0, \quad H_z|_{t=0} = H_0,$$

начальная плотность меди $\rho_{CU} = 8.96 \text{ г/см}^3$.

Уравнения (9) решаются с граничными условиями вида:

– динамическая группа: $v|_{s=0} = 0$, $(p + \eta)|_{s=s_0} = 0$;

– магнитная группа: $E_\phi|_{s=0} = 0$, $H_z|_{s=s_0} = H_0$,

$$H_\phi|_{s=0} = 0, \quad H_\phi|_{s=s_0} = \frac{I(t)}{5r|_{s=s_0}};$$

– тепловая группа $W|_{s=0} = 0$, $W|_{s=s_0} = 0$, $S|_{s=0} = 0$, $(S - 0.5cU)|_{s=s_0} = 0$.

Ток определяется из решения уравнения (8) с величиной $E = E_z(s = s_0)$.

Начальные параметры при решении (9) соответствовали, приведенным в табл. 1 величинам. Погонная масса медного лайнера $m = 5.6 \text{ г/см}$ соответствует толщине $\delta_L = 0.1 \text{ см}$. Значение U_0 варьировалось при проведении расчетов.

Из условия (2) с учетом сохранения потока магнитного поля в сечении, ограниченном лайнером, установившиеся параметры плазмы составляют $r_s = 0.72 \text{ см}$, $H_s = 0.34 \text{ МГс}$, $\rho_s = 1.5 \times 10^{-4} \text{ г}$, $T_s = 180 \text{ эВ}$.

Решения уравнений (9) проводились по полностью консервативной разностной схеме [27].

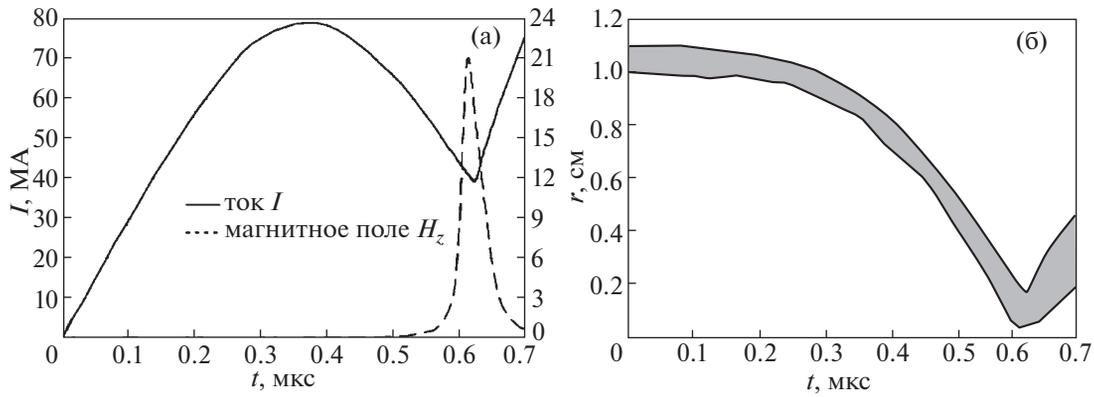


Рис. 6. Зависимости от времени величин, полученных в расчете без учета энерговыделения α -частицами ($E_\alpha = 0$) при $U_0 = 3$ МВ: ток I и магнитное поле H_z на оси системы (а); положения границ лайнера (б).

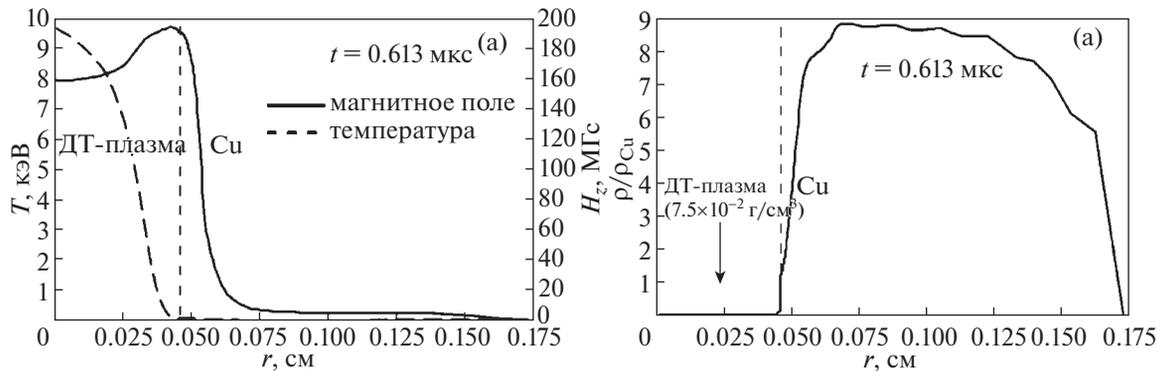


Рис. 7. Пространственное распределение величин на момент времени, близкий к максимуму сжатия: магнитное поле и температура (а); плотность (б).

ДТ-газ описывался на равномерной по радиусу сетке с числом ячеек N_g , медный лайнер – на расширяющейся по геометрической прогрессии Лагранжевой сетке с числом ячеек N_{Cu} и начальным шагом, равным конечному шагу лагранжевой сетки по ДТ-газу. Типичное количество точек, используемых в расчетах $N_g = 40$, $N_{Cu} = 100$.

При решении уравнений используются следующие выражения для скоростей процессов переноса:

– ДТ-плазма считалась идеальным газом, ее проводимость составляла σ , коэффициенты электронной и ионной теплопроводностей поперек магнитного поля χ_\perp ($\chi_\perp = \chi_\perp^e + \chi_\perp^i$) определялись из [25], росселандовы ℓ_r и планковские ℓ_p пробеги излучения из [26].

– уравнения состояния и проводимость меди определялись из [29], при этом в соответствии с [30] при плотности $\rho > \rho_{Cu}$ в проводимость вносится поправка $\sigma = \sigma(\rho)(\rho/\rho_{Cu})^{2.27}$, коэффициент теплопроводности меди и пробеги излучения

определялись из [8, 31, 32], при этом степень ионизации рассчитывалась в приближении среднего иона [26].

Источник разогрева среды α -частицами определяется из (5) выход нейтронного излучения рассчитывался из (6).

На рис. 6 приведены полученные в расчете без учета энерговыделения α -частицами ($E_\alpha = 0$) при $U_0 = 3$ МВ зависимости от времени положения границ медного лайнера, тока I и магнитного поля H_z ($r = 0$).

Пространственные распределения величин на момент времени близкий к максимуму сжатия представлены на рис. 7. Вертикальной пунктирной кривой показана граница раздела ДТ-плазма–Cu.

Из рис. 6, 7 следует, что реализуемые сжатия плазмы, оцененные по росту магнитного поля на оси системы $\delta = \sqrt{H^{\max}/H_s} \cong 24$ близки к рассмотренному случаю однородного сжатия тонким лайнером. Однако при этом требуется в 6 раз

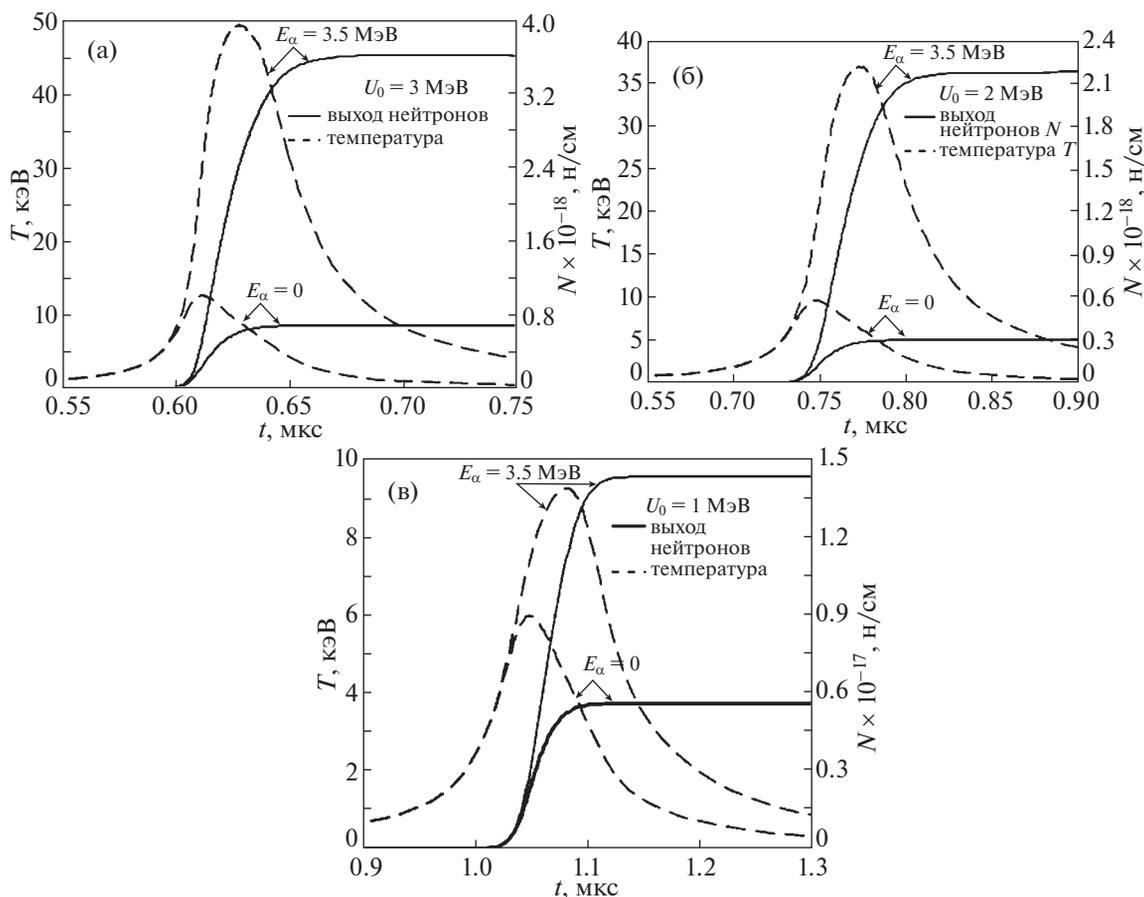


Рис. 8. Зависимости от времени температуры T и погонного выхода нейтронов N с учетом ($E_\alpha = 3.5$ МэВ) и без учета ($E_\alpha = 0$) термоядерного энерговыделения при различных напряжениях источника: $U_0 = 3$ МВ (а); 2 МВ (б); 1 МВ (в).

большее напряжение и ток $I^{\max} \cong 80$ МА вместо $I^{\max} \cong 30$ МА в идеальном случае. Для реализации таких условий необходимо ввести в контур сжатия энергию $E_{el} \cong 110$ МДж, вместо $E_{el} \cong 16$ МДж в идеальном случае, что существенно повышает требование к источнику импульсной мощности. Следует отметить, что указанное нарастание тока приводит к значительному снижению времени имплозии лайнера с $\tau_{imp} \cong 1.4$ мкс до $\tau_{imp} \cong 0.6$ мкс и длительности воздействующего на плазму продольного магнитного поля. Последнее обстоятельство снижает влияние разлета плазмы и теплопроводности вдоль силовых линий магнитного поля, то есть уменьшается роль краевых эффектов.

На рис. 8 представлены зависимости от времени температуры плазмы на оси системы ($r = 0$) и выхода нейтронного излучения при учете и без учета термоядерного энерговыделения при напряжениях источника $U_0 = 1, 2, 3$ МВ.

Полученные в расчетах характеристики термоядерной плазмы: время имплозии лайнера τ_{imp} ,

погонный выход нейтронного излучения N , максимальные температура T^{\max} , магнитное поле H^{\max} , ток I^{\max} , значение величины дупля W и сжатие плазмы $\delta = \sqrt{H^{\max}/H_s}$, выгорание ДТ-топлива $\chi = 2NA_m p / (\pi r_0^2 \rho_0)$; вводимая в контур сжатия энергия магнитного поля $E_{el} = U_0 \int_0^{t_m} I(t) dt$ и кпд = $= E_n N h_0 / E_{el}$ ($E_n = 14$ МэВ) представлены в табл. 2.

Отметим, что в расчетах с $U_0 = 3$ МВ и $E_\alpha = 0$ без учета потоков тепла максимальная температура составила $T_{\max} = 13.3$ кэВ, выход нейтронов $N = 9.5 \times 10^{17}$ н/см, а без учета потоков тепла и излучения — $T_{\max} = 16.1$ кэВ, $N = 1.6 \times 10^{18}$ н/см.

Из табл. 2 и рис. 8 следует:

— при $U_0 = 3$ МВ и токе ~ 80 МА выход нейтронного излучения достигает $\sim 3.6 \times 10^{18}$ н/см, температура плазмы ~ 50 кэВ, выгорание ДТ-топлива $\sim 12\%$, кпд преобразования электромагнитной энергии в энергию нейтронов $\sim 70\%$, рост выхода нейтронов, кпд и выгорания ДТ-топлива растут

Таблица 2. Характеристики термоядерной плазмы

U_0 , МВ	Энерговыведение α -частиц	τ_{imp} , мкс	N , н/см	T^{max} , кэВ	H^{max} , МГц	I^{max} , МА	δ	W	χ , %	E_{el} , МДж	кпд, %
3	$E_\alpha = 0$ МэВ	0.613	7.1×10^{17}	12.6	211	79.1	24.9	0.51	2.4	109	14
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	0.610	3.6×10^{18}	49.4	170	79.1	23.9	—	12.2	117	69
2	$E_\alpha = 0$ МэВ	0.749	3.0×10^{17}	9.62	151	65	21.6	0.35	1.02	71.5	9.4
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	0.746	2.1×10^{18}	37.0	129	65	21.2	—	7.2	76.0	64
1	$E_\alpha = 0$ МэВ	1.05	5.5×10^{16}	6.02	86.1	48	17.3	0.08	0.19	38	3.3
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	1.05	1.4×10^{17}	9.31	81.1	48	17.2	—	0.48	37.6	8.6

более, чем в 5 раз при учете термоядерного энерговыделения;

– при $U_0 = 2$ МВ при падении тока до ~ 65 МА указанные величины уменьшаются, но не более, чем в 1.5 раза, а кпд не более, чем на 10%;

– при $U_0 = 1$ МВ при падении тока в ~ 1.5 раза наблюдается резкое снижение температуры в ~ 4 раза, выхода нейтронов, выгорания и кпд примерно на порядок.

Видно, что в расчетах зажигание реализуется при $U_0 = 2$ и 3 МВ. Соответствующие значения величины дупля $W = 0.35$ и 0.51 больше 0.3 (см. уравнение (1)).

При этом, выход нейтронов при $U_0 = 3$ МВ близок к реализуемому в идеальном случае однородного сжатия $\delta \cong 23$ бесконечно тонким лайнером (см. рис. 5). При $U_0 = 2$ МВ наблюдается незначительное снижение ($\sim 40\%$) нейтронного выхода. Поскольку в последнем случае время сжатия ~ 0.74 мкс достаточно большое, а превышение дупля W над пороговым значением $W = 0.3$ незначительно, процессы теплопроводности и растекания плазмы в продольном направлении вдоль силовых линий магнитного поля могут ухудшить условия горения. Исходя из этого, можно предположить, что при $U_0 = 2$ МВ достигается порог зажигания, термоядерное горение реализуется при $U_0 = 3$ МВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для реализации термоядерного зажигания необходимо сжатие ДТ-плазмы сечением ~ 1 см², плотностью 2.5×10^{-4} г/см³ с начальной температурой ~ 250 эВ источником тока с напряжением 2–3 МВ и энергией 100–150 МДж.

Плазма с такими параметрами может быть создана ЛИ длиной волны ~ 1 мкм, с энергией ~ 100 кДж и длительностью импульса ~ 25 мкс [17].

Источник тока с указанными параметрами может быть создан на базе дисковых ВМГ диаметром 640 мм в составе 30 дисковых элементов или

диаметром 1000 мм в составе 15 дисковых элементов.

Приведенные оценки являются предварительными. Их уточнение предполагается сделать в дальнейшем с реальным напряжением на фольговом электровзрывном размыкателе тока дискового ВМГ диаметром 640 мм, с учетом разгрузки плазмы и потерь тепла через торцы вдоль магнитных силовых линий в рамках двумерных (r – z) МГД-расчетов. А также оценить перспективность реализации магнитных пробок на торцах сжимаемого лайнера для уменьшения указанных потерь. Наряду с этим, необходимо убедиться в отсутствии катастрофического влияния развития желобковой неустойчивости на достижение зажигания в рассмотренной конфигурации. Для этого предполагается выполнить двумерное (r – ϕ) МГД-моделирование задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // УФН. 1976. Т. 120. С. 706.
2. Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б., Протасов М.С., Данов В.М., Жаринов Е.И. // ДАН. 1979. Т. 247. С. 83.
3. Буйко А.М., Волков Г.И., Гаранин С.Ф., Демидов В.А., Долин Ю.Н., Змушко В.В., Иванов В.А., Корчагин В.П., Ларцев М.В., Мамышев В.И., Мочалов А.П., Мохов В.Н., Морозов И.В., Москвичев Н.Н., Пак С.В., Павловский Е.С., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // ДАН. 1995. Т. 344. С. 323.
4. Lindemuth I., Reinovsky R.E., Christian R.E., Ekdahl C.F., Goforth J.H., Haight R.C., Idzorek G., King N.S., Kirpatrick R.C., Larson R.E., Morgan G.L., Olinger B.W., Oona H., Sheehey P.T., Shlaster J.S., Smith R.C., Veesser L.R., Warthen B.J., Younger S.M., Chernychev V.K., Mokhov V.N., Demin A.N., Dolin Y.N., Garanin S.F., Ivanov V.A., Korchagin V.P., Pak S.V., Pavlovskii E.S., Sileznev N.Y., Skobelev A.N., Volkov G.I., Yakubov V.B. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1953. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1953>
5. Garanin S.F. // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V. 26. P. 1230. <https://doi.org/10.1109/27.7225155>

6. *Garanin S.F., Mamyshev V.I., Palagina E.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2268. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878370>
7. *Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2273. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878368>
8. *Гаранин С.Ф.* Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики, 2012. 343 с.
9. *Chernychev V.K., Korchagin V.P., Babich L.P., Burenkov O.M., Dolin Yu.N., Duday P.V., Dudin V.I., Ivanov V.A., Ivanovsky A.V., Karpov G.V., Kraev A.I., Kudel'kin V.B., Kutsyk I.M., Mamyshev V.I., Morozov I.V., Pak S.V., Pollyushko, S.M., Shaidullin V.Sh., Skobelev A.N., Tokarev V.A., Volkov A.A., Volkov G.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. P. 250. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2524211>
10. *Чернышев В.К., Корчагин В.П., Бабич Л.П., Буренков О.М., Волков Г.И., Долин Ю.Н., Дудин В.И., Иванов В.А., Ивановский А.В., Карпов Г.В., Краев А.И., Куделькин В.Б., Морозов И.В., Пак С.В., Полошко С.М., Скобелев А.Н., Токарев В.А., Зубаерова Р.Р.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 133. <https://doi.org/10.7868/S0367292118020026>
11. *Slutz S.A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo V.E.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 056303. <https://doi.org/10.1063/1.3333505>
12. *Slutz S.A., Vesey R.A.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 025003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.025003>
13. *Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Hahn K.D., Hansen S.B., Harding E.C., Knapp P.F., Schmit P.F., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-vang D.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Herrmann M.C., Hess M.N., Johns O., Lamppa D.C., Martin M.R., Mcbride R.D., Peterson K.J., Porter J.L., Robertson G.K., Rochau G.A., Ruiz C.L., Savage M.E., Smith I.C., Stygar W.A., Vesey R.A.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 155003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.155003>
14. *Gomez M.R., Slutz S.A., Knapp P.F., Hank R.D., Weis M.R., Harding E.C., Geissel M., Fein J.R., Glin-sky V.E., Hansen S.B., Harvey-Thompson A.J., Jen-nings C.A., Smith I.C., Woodbury D., Ampleford D.J., Awe T.J., Chandler G.A., Hess M.N., Lamppa D.C., Myers C.E., Ruiz C.L., Sefkow A.B., Schwarz J., Yager-Elorriaga D.A., Jones B., Porter J.L., Peterson K.J., Mcbride R.D., Rochau G.A., Sinars D.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 2081. <https://doi.org/10.1109/TRS.2019.2893517>
15. *Knapp P.F., Gomez M.R., Hansen S.B., Glin-sky M.E., Jennings C.A., Sluts S.A., Harding E.C., Hahn K.D., Weis M.R., Evans M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 012704.
16. *Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Hahn K.D., Han-sen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Ruiz C.L., Sinars D.B., Harding E.C., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-vang D.C., Smith I.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cu-neo M.E., Harvey-Thompson A.J., Hess M.N., Lamp-pa D.C., Martin M.R., Mcbride R.D., Peterson K.J., Por-ter J.L., Rochau G.A., Savage M.E., Stygar W.A., Ve-sey R.A., Herrmann M.C., Schroen D.G.* // Phys. Plas-mas. 2015. V. 22. P. 056306. <https://doi.org/10.1063/4919394>
17. *Гаранин С.Г., Ивановский А.В., Куликов С.М., Ма-мышев В.И., Певный С.Н., Рогачев В.Г.* // Физика плазмы. 2022. Т. 47. С. 1. <https://doi.org/10.31857/S036729212202007X>
18. *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газо-разрядных процессов. М., Наука, 1980.
19. *Felber F.S., Malley M.M., Wessel F.J., Matzen M.K., Palmer M.A., Spielman R.B., Liberman M.A., Veliko-vich A.L.* // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 2053. <https://doi.org/10.1063/1.866657>
20. *Golberg S.M., Liberman M.A., Velikovich A.L.* // Plas-ma Phys Controlled Fusion. 1990. V. 32. P. 319. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/32/5/002>
21. *McBride R.D., Slutz S.A., Vesey R.A., Gomez M.R., Sef-kow A.B., Hansen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Geis-sel M., Harvey-Thompson A.J., Jennings C.A., Har-ding E.C., Awe T.J., Rovang D.C., Hahn K.D., Mar-tin M.R., Cochran K.R., Peterson K.J., Rochau G.A., Porter J.L., Stygar W.A., Campbell E.M., Nakhleh C.W., Herrmann M.C., Cuneo M.E., Sinars D.B.* // Phys. Plas-mas. 2016. V. 23. P. 012705. <https://doi.org/10.1063/1.4939479>
22. *Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П.* // ВАНТ. сер. Теор. и прикл. физика. 1999. Вып. 1. С. 3.
23. *Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н., Попов Н.А.* // Атомная энергия. 1980. Т. 49. С. 121.
24. *Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П., Селе-мир В.Д.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 11.
25. *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
26. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Государственное из-во физико-матема-тической литературы, 1963.
27. *Козлов Б.Н.* // Атомная энергия. 1962. Т. 12. С. 238.
28. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992. 422 с.
29. *Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 1963.
30. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: МИР, 1972.
31. *Гаранин С.Г., Мамышев В.И.* // ПМТФ/ 1990. № 1. С. 30.
32. *Вуько А.М., Garanin S.F., Demidov V.A., Kostjukov V.N., Kuzjaev A.I., Kulagin A.A., Mamyshev V.I., Mokhov V.N., Petrukhin A.A., Piskarev P.N., Protasov M.S., Cherny-shev V.K., Shevtsov V.A., Yakubov V.B.* // Megagauss Fields and Pulsed Power systems (MG-V) / Eds. Titov V.M., Shvetsov G.A. N.Y.: Nova Science Publish-ers, Commack, 1990. P. 743.