

УДК 533.9

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ И КИНЕТИЧЕСКАЯ СТАДИИ ГАЗОВОГО Z-ПИНЧА

© 2024 г. А. Ю. Фролов^a, В. В. Вихрев^b, А. Ю. Чирков^a

^aМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия,

*e-mail: frolovayu@bmstu.ru

**e-mail: vikhrev@mail.ru

Поступила в редакцию 13.01.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 01.10.2024 г.

Рассматривается феноменологическая газодинамическая модель сжатия перетяжки газового Z-пинча, через торцы которой плазма вытекает с большой скоростью. Проведенные расчеты показали, что создаются условия, при которых релаксация ионного компонента плазмы запаздывает на фоне макроскопической динамики сжатия. Поэтому описание Z-пинчей на стадии максимального сжатия должно учитывать кинетику ионов. Такой подход может раскрыть механизм ускорения ионов до высоких энергий и объяснить высокую интенсивность нейтронного излучения на финальной стадии сжатия перетяжки.

Ключевые слова: Z-пинч, газодинамическая модель, спектр ионов, столкновительная релаксация

DOI: 10.31857/S0367292124120088 **EDN:** EESMDO

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс сжатия Z-пинча характеризуются ярко выраженной неустойчивостью с образованием перетяжки [1]. Сжатие также сопровождается утечкой плазмы через торцы развивающейся перетяжки. Плотность и энергия плазмы в перетяжке быстро увеличиваются на порядки. В Z-пинчах с дейтериевым или дейтериево-тритиевым наполнением наблюдается интенсивная генерация нейтронов [2].

Регистрируемый энергетический спектр нейтронов анизотропен [3]. Так, нейтроны, двигающиеся в сторону от анода к катоду, имеют энергию большую, чем нейтроны, двигающиеся в обратном направлении. Помимо анизотропии, нейтронный спектр обладает выраженным разбросом по энергиям [4]. Спектр нейтронного излучения характеризует энергию ионов, а также их направленное движение. Свойства регистрируемых спектров нейтронов позволяют говорить, что нейтроны генерируются в результате ядерных реакций синтеза. Имеются две гипотезы о механизмах генерации нейтронов, связанные с термоядерным [5]

и с ускорительным (мишенным, beam-target) механизмами, соответственно [6].

Термоядерный механизм подразумевает существенный нагрев ионов, распределение которых по энергиям близко к максвелловскому. При этом интенсивность нейтронной генерации

$$R \sim n^2 \sigma v_T, \quad (1)$$

где n – плотность (концентрация) ионов; σv_T – параметр скорости реакции в максвелловской плазме с температурой T .

В ускорительном механизме предполагается наличие двух популяций ионов: тепловых (фоновых, мишенных) и высокоэнергетических (ускоренных, быстрых). Быстрые ионы могут приобретать энергию, например, в сильном электрическом поле. Энергетическое распределение мишенных ионов близко к максвелловскому с характерной температурой, малой по сравнению с энергией ускоренных ионов. При взаимодействии быстрых ионов с тепловыми нейтронная генерация

$$R \sim n_t n_b \sigma v, \quad (2)$$

где n_t — концентрация ионов фоновой плазмы (target) ионов; n_b — концентрация ускоренных (beam) ионов; σ — сечение реакции; v — характеристическая скорость быстрых ионов.

Для описания выхода нейтронов часто привлекают оба механизма. В принципе, выход нейтрона из горячей плазмы количественно объясним на основе термоядерного механизма. Однако анизотропия нейтронного излучения не согласуется с термоядерным механизмом, и она может быть связана с ускорительными процессами [4].

В работах [2, 7–9] указано о наличии в Z-пинчах струй высокоэнергетических ионов. Энергия ионов в них достигает нескольких мегаэлектрон-вольт. Низкоэнергетичная часть спектра соответствует максвелловскому распределению ионов. В высокоэнергетичном диапазоне спектр описывается степенной зависимостью вида $\sim E^{-k}$, где E — энергия, показатель степени $k = 2–4$ [2].

Генерация высокоэнергетических ионов не объясняется в рамках магнитной гидродинамики. Вопрос набора ионами высоких энергий традиционно рассматривается на основе моделирования движения отдельных частиц в нестационарном магнитном поле Z-пинча [3]. Например, в работе [10] анализируются траектории ионов, и высокоэнергетичные ионы выделяются в отдельную фракцию. Иногда набор энергии рассматривается по аналогии с ускорением Ферми. Ускоренные ионы значительно меньше теряют энергию при столкновениях в плазме, чем набирают энергию при взаимодействии со сжимающим нестационарным магнитным полем.

Использование различных подходов для описания Z-пинчей должно сопровождаться четким разграничением корректности использования тех или иных допущений в зависимости от параметров плазмы на каждой конкретной стадии сжатия. Описание в рамках какого-либо одного подхода, видимо, корректно построить не удастся. Использование уравнений магнитной гидродинамики уместно для описания, например, динамики токово-плазменной оболочки (ТПО) на стадии перед основным сжатием. Описание образования струй ионов при развитии перетяжки может производиться с использованием кинетической теории [11, 12].

Данная работа посвящена моделированию динамики плазмы в газовом цилиндрическом Z-пинче. Целью работы является исследование границ использования гидродинамических при-

ближений для описания конечной стадии развития перетяжки. Результатом работы является демонстрация необходимости использования разных физических подходов (газодинамического и кинетического) для описания динамики Z-пинча.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Температуры ионов T_i и электронов T_e могут отличаться, но с учетом частоты электрон-ионных столкновений при $T_e \sim T_i \sim 1$ кэВ различие сравнительно невелико (во всяком случае, не на порядок). Для простоты принято, что температуры ионов и электронов одинаковыми ($T_e = T_i = T$). Омический нагрев на электронах рассматривается, как нагрев всей плазмы.

Процессы плазмообразования в газовых Z-пинчах, как правило, сопровождаются неравномерностью ТПО, выраженной в виде волокнистой структуры (филаментации) [13]. Известно, что в газовых Z-пинчах филаментация существенна при повышенных давлениях начального газа. Поскольку наша задача не связана с рассмотрением вопроса волокнистой структуры ТПО, ограничимся начальным давлением вещества порядка 10 Торр. Полагаем, что в начальный момент времени, соответствующий старту расчета, вещество полностью ионизовано и имеет некоторую начальную температуру T_0 .

Развитие перетяжки в Z-пинчах сопровождается потерями на излучение, которые зависят от имеющихся в плазме примесей. Здесь примеси не рассматриваются. В качестве рабочего вещества рассматривается дейтерий.

Как правило, ТПО частично проницаема для нейтрального вещества, и этим свойством объясняются пробойные процессы в перетяжке [14, 15]. Ввиду принятого допущения о полной ионизации проницаемостью ТПО пренебрегаем.

Часто говорят о “вмороженности” магнитного поля в ТПО [4], что также означает малую диффузию магнитного поля в плазму. Здесь принято, что толщина скин-слоя не превышает толщину ТПО. Для простоты принимается однородность параметров ТПО и однородность энерговыделения в ней. В рамках данной феноменологической модели ударные волны в явном виде не рассматриваются.

Рассматриваем цилиндрический Z-пинч в пределах высоты перетяжки в одномерной постановке, в которой рассчитывается плотность, скон-

рость движения и энергия плазмы. При моделировании динамики перетяжки должна быть произведена проверка корректности используемых допущений. В случае если время релаксации для ионов достаточно высоких энергий становится сопоставимо или больше пролетного времени, характеризующего их ускорение при движении поперек перетяжки, следует сделать вывод о неполноте газодинамического подхода для описания конечной стадии Z-пинча. Разумеется, вопрос о применимости газодинамического приближения для описания конкретных систем с Z-пинчами должен рассматриваться индивидуально. В данной работе будем ориентироваться на установку ИНГ-105, описанную в работе [14].

3. ОПИСАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Рассматривается газовый цилиндрический дейтериевый Z-пинч в цилиндрической системе координат: r – радиальная координата; z – осевая координата. По оси z задача ограничена высотой перетяжки h ($0 \leq z \leq h$), в пределах которой параметры, зависящие от r , считаются не зависящими от z (рис. 1). Начало координат находится в центре перетяжки. Пространство вдоль радиуса r разделено на три области: невозмущенная среда, ТПО и область с незначительным количеством вещества (“вакуум”). Невозмущенная среда представляет собой смесь ионов дейтерия (D) и электронов (e) с концентрацией n_0 и температурой (или эффективной температурой для немаксвелловских ионов) T_0 . Концентрация ионов в ТПО обозначим n . Электроны считаем максвелловскими. В качестве эффективной температуры немаксвелловских ионов принимаем $T = 2\bar{E}/3$, где \bar{E} – средняя энергия ионов. ТПО представляет собой ци-

линдрическую область, ось которой совпадает с осью z . Невозмущенная среда расположена в области $0 \leq r < a_s$; ТПО занимает область $a_s \leq r < a$; а область $a \leq r$ соответствует “вакууму”; a_s – координата внутренней границы ТПО; a – внешней границы.

Граница между ТПО и вакуумом считается непроницаемой. Магнитное поле занимает область $a \leq r$. По толщине ТПО принято постоянство температуры T . На начальной стадии сжатия время релаксации ионов в ТПО много меньше характерного времени изменения их энергии. В качестве последнего принимаются пролетное время, характеризующее движение иона со средней энергией \bar{E} между внутренней и внешней границами ТПО [16]. Для корректности применимости модели оценивалось время релаксации плазмы и пролетное время. Рассмотрено движение ТПО к оси и развитие перетяжки после выхода ТПО на ось. Описание динамики Z-пинча основано на трех законах сохранения [17].

При описания динамики ТПО и перетяжки используются следующие величины: погонная концентрация ионов N , средняя скорость движения ТПО \bar{V} , скорость движения внутренней границы ТПО $V_s = \frac{da_s}{dt}$ (t – время), скорость движения внешней границы ТПО $V = \frac{da}{dt}$, скорость истечения плазмы через торцы V_z .

Закон сохранения массы плазмы в ТПО имеет вид

$$\frac{dN}{dt} = -2\pi a_s V_s n_0 - 2 \frac{|V_z|}{h} N. \quad (3)$$

Для удобства распределение радиальной скорости по радиусу системы принято параболическим, в результате средняя скорость движения ТПО $\bar{V} = \frac{V + V_s}{2}$, а координата центра масс элемента ТПО равна $(a + a_s)/2$. Импульс ТПО в радиальном направлении, отнесенный к массе дейтерона, составляет $P_r = N\bar{V}$ (далее просто импульс). Импульс электронов не учитывался. Закон сохранения радиального импульса для ТПО имеет вид

$$\frac{dP_r}{dt} = \sum F_r, \quad (4)$$

где F_r – силы, действующие на ТПО (также отнесенные к массе дейтерия).

В качестве радиальных сил F_r рассматривается сила давления магнитного поля $p_H = \frac{\mu_0 H_\Phi^2}{2}$, где

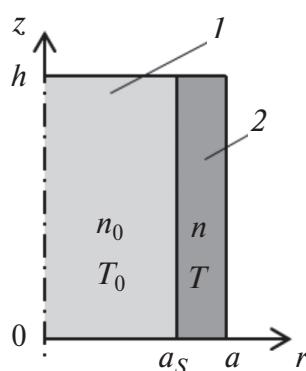


Рис. 1. Схема перетяжки: 1 – невозмущенная среда, 2 – ТПО.

μ_0 — магнитная постоянная, $H_\phi = I/(2\pi a)$ — напряженность магнитного поля, I — ток через пинч. Другая сила связана с давлением плазмы $p = \frac{2NT}{\pi(a^2 - a_s^2)}$. В результате закон сохранения импульса принимает вид

$$\frac{dP_r}{dt} = -\frac{2\pi a p_H}{m_D} + \frac{2NT}{m_D(a + a_s)}, \quad (5)$$

где m_D — масса дейтрона.

Считается, что осевая скорость истечения плазмы пропорциональна тепловой скорости ионов:

$$|V_z| = \alpha \sqrt{T/m_D}, \quad (6)$$

где α — коэффициент пропорциональности.

В рамках одномерного подхода коэффициент пропорциональности учитывает характер сжатия перетяжки: $\alpha < 1$ — цилиндрическое сжатие, $\alpha \sim 1$ — квазисферическое. Так как ионы в перетяжке частично замагничены, то их продольные потери характеризуются скоростью, меньшей, чем характерная тепловая скорость. Поэтому в настоящей работе расчетах принято $\alpha = 0.1$. Отметим, что расчеты при $\alpha = 1$ показывают чрезмерно высокое сжатие. При $\alpha < 0.1$ результаты практически не зависят от α .

Рассматривается однотемпературная двухкомпонентная плазма. В качестве энергии плазмы W принимается сумма энергии теплового движения ионов и электронов и кинетической энергии направленного радиального движения ионов

$$W = 3NT + \frac{m_D N \bar{V}^2}{2}. \quad (7)$$

Изменение энергии плазмы происходит за счет работы давления магнитного поля

$$A_H = -2\pi a V p_H, \quad (8)$$

энергии, передаваемой набегающим потоком

$$A_N = 2\pi a_s V_s p_N, \quad (9)$$

(p_N — давление набегающего потока), утечки энергии через торцы

$$A_Y = -\frac{2|V_z|}{h} W, \quad (10)$$

работы внутренних сил давления

$$A_T = -p(2aV - 2a_s V_s), \quad (11)$$

и Джоулева нагрева

$$A_D = \frac{I^2}{\sigma \pi (a^2 - a_s^2)}, \quad (12)$$

где $\sigma = \frac{e^2 n}{m_e v_e} \propto T^{3/2}$ — электропроводность плазмы, e — заряд электрона, $v_e \propto \frac{n}{T^{3/2}}$ — частота электрон-электронных столкновений.

В результате, изменение энергии плазмы

$$\frac{dW}{dt} = A_H + A_N + A_Y + A_D. \quad (13)$$

Скорость внутренней границы ТПО определялась, исходя из равенства давления набегающего потока $p_N = n_0 m_D V_s^2 + \frac{2NT}{\pi a^2}$ и давления плазмы:

$$V_s = -\frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}}. \quad (14)$$

Слагаемое $\frac{2NT}{\pi a^2}$ в выражении для давления набегающего потока p_N является, в некотором смысле, поправочным и предназначено для сглаживания расчетной схемы. Строго говоря, задача должна быть поставлена без этого слагаемого и для двух случаев: динамика ТПО до выхода на ось z ($a_s > 0$), и после выхода на ось ($a_s = 0$). Поскольку, в целом, ударные волны не учитываются, решение задачи, вблизи выхода ТПО на ось, проявляет немонотонность. Для устранения этого недостатка было введено поправочное слагаемое. Его физический смысл может быть интерпретирован как учет давления цилиндрически сжимаемой плазмы или влияния ударной волны при выходе ТПО на ось. Поправочное слагаемое используется только для уравнения (14), в остальных случаях выражение для давления набегающего потока имеет вид $p_N = n_0 m_D V_s^2$.

В результате полная система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{da}{dt} = 2\bar{V} + \frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}}, \quad (15)$$

$$\frac{da_s}{dt} = -\frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}}, \quad (16)$$

$$\frac{dN}{dt} = -2\pi a_s V_s n_0 - 2 \frac{|V_z|}{h} N, \quad (17)$$

$$\frac{dP_r}{dt} = -\frac{2\pi a p_H}{m_D} + \frac{2NT}{m_D(a + a_s)}, \quad (18)$$

$$\frac{dW}{dt} = -2\pi a V p_H + 2\pi a_s V_s p_N - (2\pi a V - 2\pi a_s V_s) p - \frac{2|V_z|}{h} W + \frac{I^2}{\sigma\pi(a^2 - a_s^2)}. \quad (19)$$

Преобразование уравнений (15)–(19) относительно рассчитываемых величин (a , a_s , \bar{V} , N , T) приводит к следующим соотношениям:

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = -\frac{2\pi}{m_D N} \left(a_s n_0 m_D \bar{V} \frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}} + p_H a \right) + \frac{4T}{m_D (a + a_s)} + \frac{2\bar{V}}{h} \sqrt{\frac{T}{m_D}}, \quad (20)$$

$$\frac{dN}{dt} = 2\pi a_s n_0 \frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}} - \frac{2N}{h} \sqrt{\frac{T}{m_D}}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = & - \left(2T - \frac{m_D \bar{V}^2}{2} + \frac{2NT}{n_0 \pi (a^2 - a_s^2)} \frac{a_s^2}{a^2} \right) \times \\ & \times \frac{\pi n_0 a_s}{N} \frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}} - \frac{2m_D \bar{V}^2}{h} - \sqrt{\frac{T}{m_D}} - \\ & - \frac{2\pi a p_H}{N} \left(\frac{a_s}{a} \sqrt{\frac{2NT}{n_0 m_D \pi (a^2 - a_s^2)}} + \bar{V} \right) - \\ & - \frac{2T(\bar{V}(3a - a_s) - V_s(a + a_s))}{(a^2 - a_s^2)} + \\ & + \frac{I^2}{4.48 \times 10^3 \pi N (a^2 - a_s^2)} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{3}{2}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Время релаксации ионного компонента плазмы имеет порядок времени ион-ионных столкновений

$$\tau_{ii} = \sqrt{\frac{2m_D}{m_e}} \tau_{ei} \propto \frac{T^{3/2}}{n}. \quad (23)$$

Для исходной плазмы с температурой 1 эВ и плотностью, соответствующей давлению 10 Торр (соответствует объемной концентрации дейтерия $n_0 = 8.4 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$), время релаксации по (23) составляет примерно 0.6 нс. При оценке пролетного

времени считалось, что ион пролетает расстояние от внешней границы ТПО к внутренней, поперек оси z и не взаимодействует с другими ионами. Исходя из средней тепловой скорости движения ионов

$$t_p \approx \frac{a - a_s}{v_T} = (a - a_s) \sqrt{\frac{m_D}{2T}} \propto \frac{(a - a_s)}{\sqrt{T}}. \quad (24)$$

При толщине ТПО 1 мм и температуре плазмы 1 эВ пролетное время, вычисленное по (24), составляет 100 нс. Время релаксации на три порядка меньше пролетного времени. Исходя из приведенных оценок следует, что в рассматриваемой модели Z-пинча при движении ТПО ионный компонент должен быть максвелловским. Следовательно, при этих условиях использование газодинамического подхода допустимо.

На основе кулоновской электропроводности σ [18] оценивалось погонное электрическое сопротивление

$$R = \frac{1}{\sigma\pi(a^2 - a_s^2)}. \quad (25)$$

Рассчитывалось продольное осевое омическое поле $E_R = I0R$, критическое поле Драйсера $E_{Dr} \propto n/T$, при котором электроны входят в режим убегания (определялось по формуле из [19]).

Для оценки вклада механизмов нагрева плазмы рассчитывались погонная работа давления магнитного поля

$$M_H = \int \mu_0 H_\phi^2 \pi a V dt \quad (26)$$

и погонная величина Джоулема нагрева

$$M_D = \int I_0^2 R dt. \quad (27)$$

Электротехнический контур не рассматривался. Считалось, что в течении времени моделирования ток через пинч постоянен и равен I_0 .

Система уравнений была приведена к безразмерному виду, в котором величины нормированы следующим образом:

$$\tilde{a}(t) = a(t) / a_0,$$

$$\tilde{a}_s(t) = a_s(t) / a_{s0},$$

$$\tilde{N}(t) = N(t) / N_0,$$

$$\tilde{V}(t) = \bar{V}(t) / a_0,$$

$$\tilde{T}(t) = T(t) / T_0,$$

где a_0 , a_{s0} , N_0 , T_0 – начальные радиус внешней и внутренней поверхности ТПО, начальная погонная концентрация и начальная температура

плазмы соответственно. Скорость движения ТПО в начальный момент времени принималась равной нулю.

Полученная система уравнений решалась методом Ньютона. На каждом шаге интегрирования производились анализ запаса до границы численной устойчивости и выбор шага интегрирования. Реализованная численная схема имеет первый порядок точности по времени.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Было проведено две серии расчетов. Начальные условия были следующими: внешний радиус ТПО $a_0 = 0.150$ м, внутренний радиус ТПО $a_{s0} = 0.148$ м, начальная температура $T_0 = 1$ эВ. Высота перетяжки $h = 0.01$ м.

Первая серия расчетов посвящена определению зависимости параметров Z-пинча от начального давления плазмы. Рассматривались случаи с начальной концентрацией плазмы $n_0 = 8.4 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $2n_0$ и $4n_0$; величина n_0 соответствует начальному давлению 10 Торр. Все остальные начальные параметры оставались прежними. Во второй серии расчетов исследовались зависимости параметров перетяжки от величины тока в ней. Рассматривались случаи с током равным $I_0 = 1$ МА, $1.5I_0$, $2I_0$. При этом начальная концентрация плазмы $4n_0$.

Зависимости внешней $a(t)$ и внутренней границы ТПО $a_s(t)$ для первой серии расчетов представлены на рис. 2.

Моменты выхода ТПО на ось t_1 , t_2 и t_3 (особенности) для n_0 , $2n_0$, $4n_0$ равны примерно 600, 850 и 1200 нс, соответственно. Толщина ТПО при ее движении составляет около 1 мм. Для начальной плотности плазмы n_0 зависимости $a(t)$ и $a_s(t)$ вблизи особенности представлены на рис. 3.

Видно, что от момента достижения ТПО оси z и до момента наибольшего сжатия проходит ~ 1 нс. Толщина ТПО при достижении оси составляет примерно 1.5 мм, в момент особенности — 0.15 мм (примерно десятикратное сжатие). Соответственно, по оценке сверху, плотность плазмы за время сжатия увеличивается на 2 порядка. Такая оценка является завышенной, так как строится на допущении о цилиндрической симметрии Z-пинча, что не всегда так. За начало сжатия плазмы также можно принять момент времени, соответствующий началу расхождения скорости движения внутренней и внешней границы ТПО

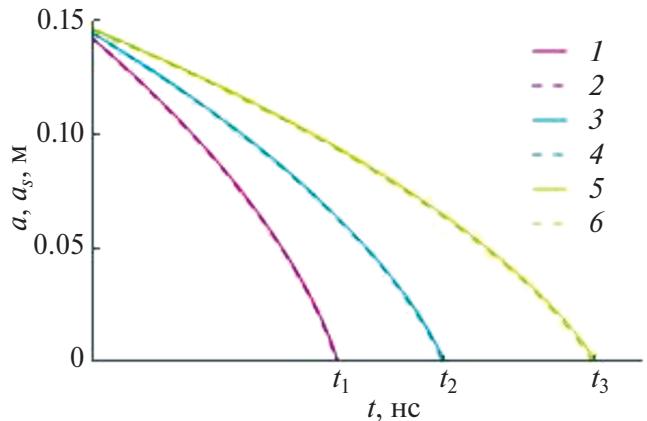


Рис. 2. Зависимость координат внешней (1, 3, 5) и внутренней (2, 4, 6) границ ТПО от времени при различных начальных концентрациях: 1, 2 — n_0 ; 3, 4 — $2n_0$; 5, 6 — $4n_0$.

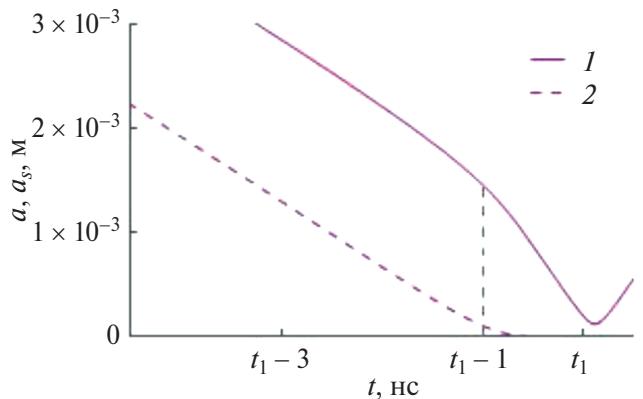


Рис. 3. Зависимость внешней 1 и внутренней 2 границ ТПО от времени при концентрации n_0 .

($t_1 - 3$) нс (рис. 4). Зависимости плотности плазмы $\tilde{n}(t)$ и погонной плотности $\tilde{N}(t)$ представлены на рис. 5 и 6.

Полученные результаты выглядят непротиворечиво. Так, при увеличении начальной плотности невозмущенной плазмы скорость движения ТПО уменьшается. По мере движения ТПО набирает массу за счет изначально покоящегося вещества (рис. 6). Максимум плотности совпадает с моментом особенности. После особенности наблюдается уменьшение погонной плотности вследствие интенсивного истечения плазмы через торцы перетяжки.

Зависимости температуры плазмы ТПО от времени приведены на рис. 7. По мере движения ТПО, ее средняя энергия составляет величину около 10 эВ. В момент выхода на ось для случая с начальной плотностью n_0 имеется максимум

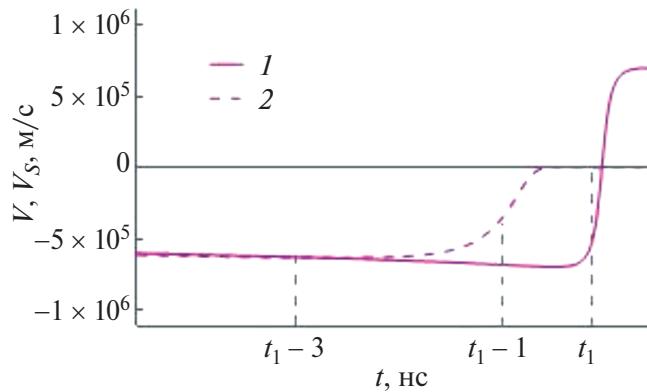


Рис. 4. Зависимости скоростей внешней V (1) и внутренней V_s (2) границ ТПО при n_0 .

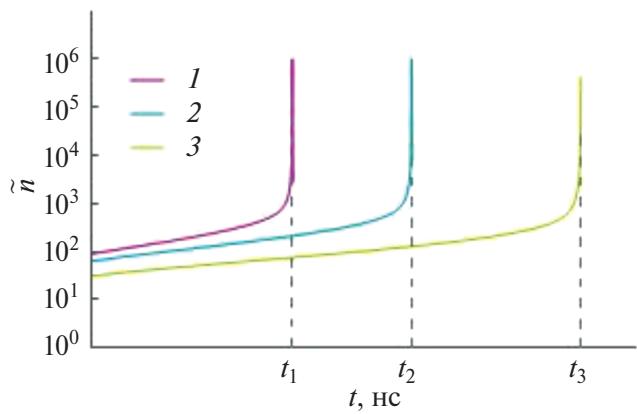


Рис. 5. Зависимость безразмерной плотности плазмы в ТПО от времени при начальных плотностях: 1 – n_0 , 2 – $2n_0$, 3 – $4n_0$.

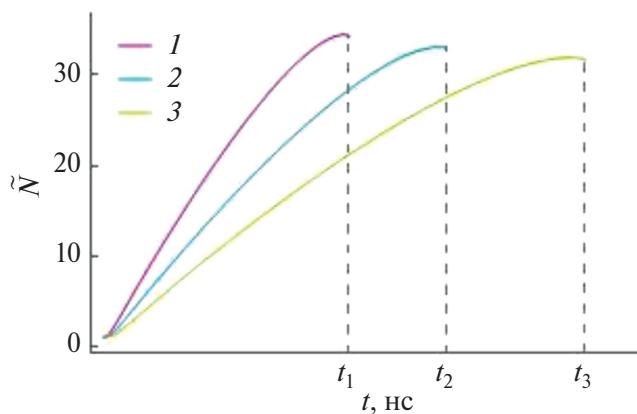


Рис. 6. Зависимость безразмерной погонной плотности плазмы в ТПО от времени при начальных плотностях: 1 – n_0 , 2 – $2n_0$, 3 – $4n_0$.

средней энергии, существенно превышающей величину 1 кэВ (рис. 8).

Характерные значения времени ион-ионных столкновений τ_{ii} и пролетного времени τ_p для слу-

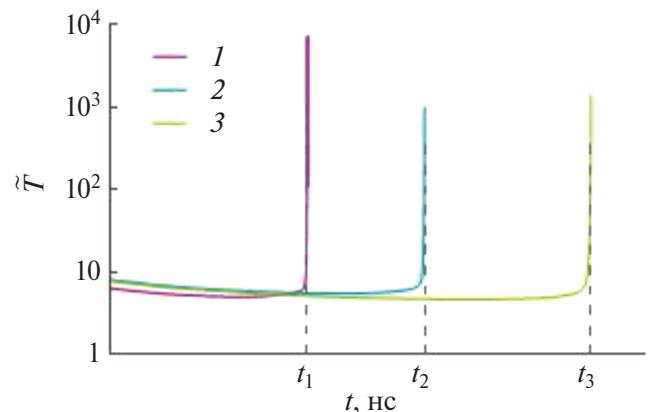


Рис. 7. Зависимости безразмерной температуры плазмы в ТПО от времени при начальных плотностях: 1 – n_0 , 2 – $2n_0$, 3 – $4n_0$.

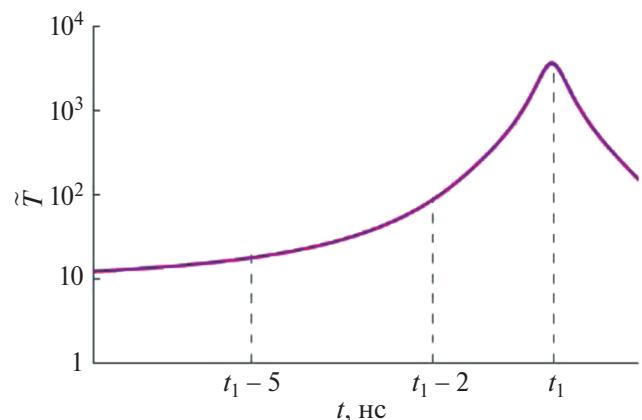


Рис. 8. Зависимость температуры плазмы в ТПО при начальной плотности n_0 вблизи особенности.

чаев с начальными плотностями плазмы n_0 , $2n_0$ и $4n_0$ представлены на рис. 9. Данные приведены для ионов с энергией равной средней энергии \bar{E} и энергией $10\bar{E}$.

Вблизи особенности можно видеть малый временной интервал, в котором пролетное время ионов сопоставимо с временем ион-ионных взаимодействий (временем релаксации). Для ионов с энергией $10\bar{E}$ заметно “перекрытие” времен, т. е. такие высокоэнергетичные ионы могут интенсивно ускоряться, почти не испытывая торможения при столкновениях.

Таким образом, при наличии механизма ускорения ионов (например, бетатронный механизм), можно ожидать деформации энергетического распределения ионного компонента плазмы перетяжки в области повышенных энергий.

Отметим один существенный недостаток модели. Максимальные величины плотности плазмы

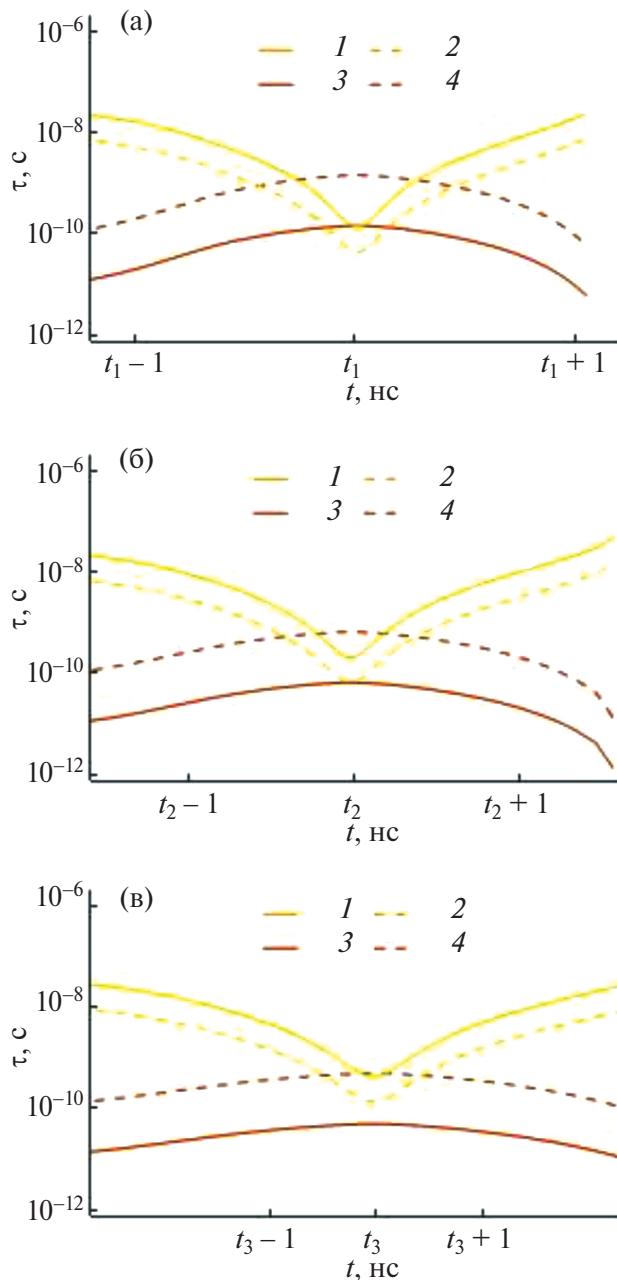


Рис. 9. Пролетное время τ_p (1, 2) и время ион-ионных столкновений τ_{ii} (3, 4) для ионов с энергией \bar{E} (1, 3) и $10\bar{E}$ (2, 4) при начальных плотностях: (а) – n_0 ; (б) – $2n_0$; (в) – $4n_0$.

в моменты особенности выглядят завышенными. Также, в интервале “перекрытия” времен нарушается допущение о термализации ионов. Поэтому будем считать, что максимальная плотность меньше, полученной в результате моделирования. Учет этого обстоятельства означает, что фактическое время релаксации больше посчитанного, и, следовательно, большие интервалы “перекрытий” характерных времен τ_p и τ_{ii} .

Можно видеть, что при увеличении начальной плотности плазмы интервал “перекрытия” характерных времен уменьшается, что говорит о большей степени термализации ионов. Нейтронная генерация в этом случае должна описываться преимущественно термоядерным механизмом и рассчитываться по формуле (1). Напротив, при низких начальных плотностях нейтронная генерация уже выходит за рамки термоядерного механизма. Однако формула (2) не применима для количественных оценок, так как отсутствие термализации не означает того, что формируется моноэнергетичная популяция ионов.

На рис. 10 представлено погонное омическое сопротивление перетяжки вблизи особенности. Примечательно, что наблюдается минимум погонного омического сопротивления при наибольшем сжатии. А интенсивный рост сопротивления происходит после особенности. Возможно, его наибольшее значение может соответствовать моменту разрушения перетяжки.

Зависимости продольного осевого омического и критического поля Драйсера от времени вблизи особенности для начальной плотности n_0 представлены на рис. 11. Видно, что омическое электрическое поле, примерно, на 4 порядка меньше критического поля Драйсера на протяжении всего времени существования перетяжки. Результаты не свидетельствуют о возможности формирования электронного пучка посредством осевого пробоя.

На рис. 12 представлен вклад магнитного и электрического поля в энергетический баланс Z-пинча. Видно, что работа сил давления магнитного поля превышает работу электрического поля, особенно в районе особенности. Таким образом, энергия от источника поступает преимущественно

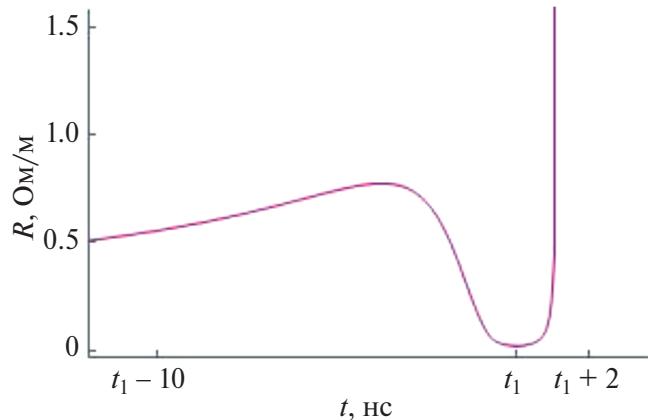


Рис. 10. Погонное омическое сопротивление при начальной плотности n_0 .

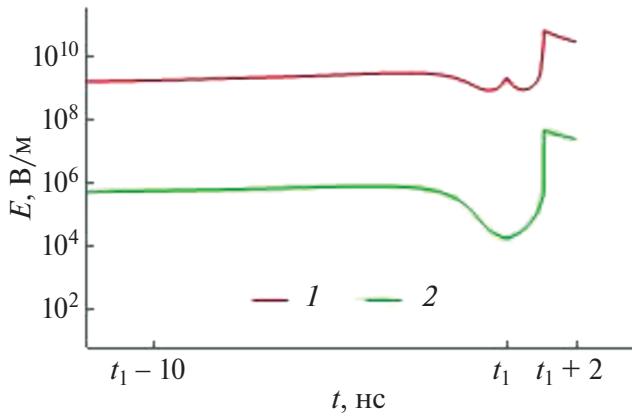


Рис. 11. Электрические поля в перетяжке при начальной плотности n_0 : 1 – поле Драйсера E_{Dr} , 2 – омическое поле E_R .

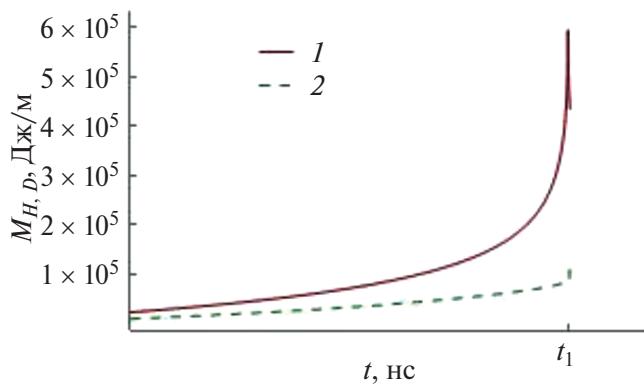


Рис. 12. Работа сил давления магнитного поля M_H (1) и электрического поля M_D (2) при начальной плотности n_0 .

посредством магнитного поля. Перегиб в зависимости 1 на рис. 12 свидетельствует о том, что имеет место существенный нагрев плазмы, которая, расширяясь, совершают работу над силами давления магнитного поля.

Зависимости внешней $a(t)$ и внутренней границы ТПО $a_s(t)$ для второй серии расчетов представлены на рис. 13. Для силы тока I_0 и начальной плотности плазмы $4n_0$ зависимости $a(t)$ и $a_s(t)$ вблизи особенности представлены на рис. 14. Толщина ТПО составляет около 3 мм. Видно, что время между выходом ТПО на ось и максимумом сжатия увеличивается по мере увеличения начальной концентрации плазмы n_0 .

На рис. 15 приведены временные зависимости пролетного времени и времени ион-ионных взаимодействий для плотности $4n_0$ и силе тока $2I_0$. Сравнивая с рис. 9а (близкие времена выхода ТПО на ось) видно, что диапазон “перекрытия” времен

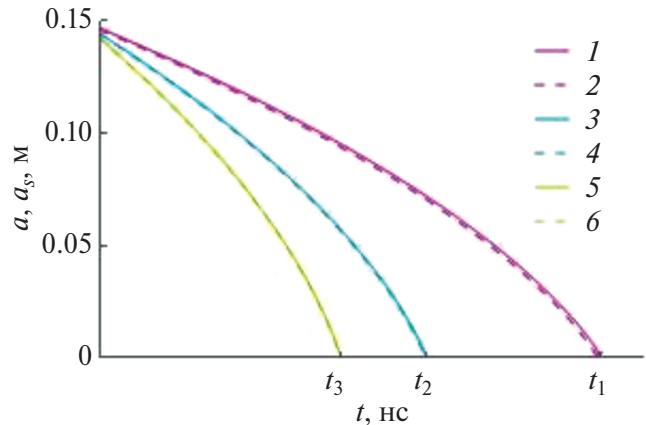


Рис. 13. Зависимости координат внешней (1, 3, 5) и внутренней (2, 4, 6) границ ТПО от времени при токах I_0 (1, 2), $1.5I_0$ (3, 4) и $2I_0$ (5, 6).

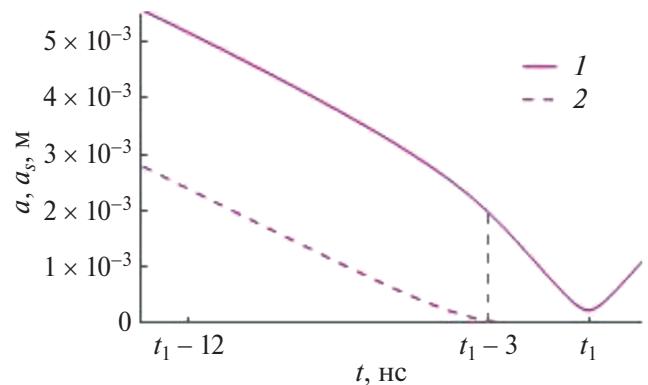


Рис. 14. Зависимости координат внешней (1) и внутренней (2) границ ТПО от времени при начальной плотности $4n_0$.

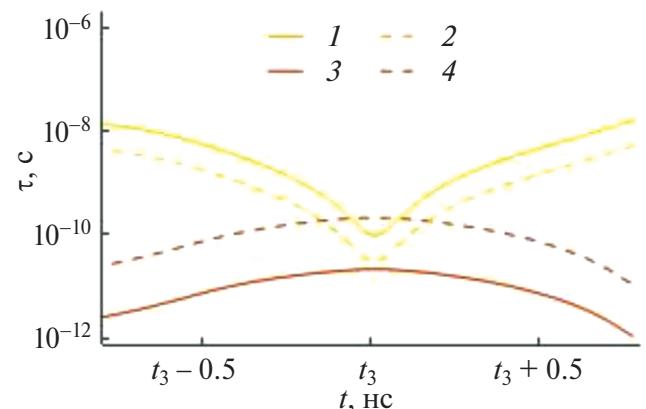


Рис. 15. Пролетное время τ_p (1, 2) и время ион-ионных столкновений τ_{ii} (3, 4) для ионов с энергией E (1, 3) и $10E$ (2, 4). Начальная плотность $4n_0$, сила тока $2I_0$.

меньше, чем при n_0 и I_0 . Таким образом, на условия, реализуемые при максимальном сжатии, существенное влияние оказывает начальное дав-

ление (плотность) вещества, наполняющего разрядную камеру. Чем ниже плотность, тем более заметно “перекрытие” времен τ_p и τ_{ii} , т. е. условия более благоприятны для формирования популяции ускоренных ионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованная нами простая феноменологическая модель динамики сжатия Z-пинча позволяет на основе количественных данных установить, какой режим реализуется в момент максимального сжатия для ионов различных энергий. Главный результат, по нашему мнению, заключается в том, что показана возможность того, что ионы достаточно больших энергий могут ускоряться практически в бесстолкновительном режиме, и указаны условия, при которых такая возможность может быть реализована. В частности, такие условия соответствуют сравнительно низкой начальной плотности вещества (низкому давлению).

При пониженных плотностях столкновения быстрых ионов относительно редки и за время конечной стадии сжатия (~ 1 нс) они ускоряются сильнее, чем ионы средних энергий. Именно на этой стадии обычно и наблюдается интенсивная генерация нейтронов. Причем за счет значительной доли быстрых ионов выход нейтронов заметно выше, чем для максвелловской плазмы с такой же энергией. При высокой плотности ионы набирают энергию, но при этом их распределение близко к максвелловскому, что дает меньший выход нейтронов по сравнению с предыдущим случаем. Такое изменение нейтронного выхода при переходе ко второму режиму, в котором нет повышенного количества надтепловых ионов соответствует известной проблеме насыщения нейтронного выхода в установках мегаждоульного диапазона энергий [20].

Для согласования разрядного контура плазмофокусных установок, как правило, увеличивают и силу тока, и начальное давление газа. Согласно представленным здесь результатам, это приводит к режимам с термализованными ионами на стадии наибольшего сжатия. Поэтому, с точки зрения максимизации нейтронного выхода, при переходе к режимам с повышенным разрядным током целесообразно уменьшение индуктивности разрядной системы, но не повышение давления начального вещества.

Отметим, что применение простой феноменологической модели позволяет учесть не только влияние плотности, а также и других параметров. Возможно, что для установок, уровень токов и энергии которых существенно отличен от рассмотренных здесь, вывод о преобладающем влиянии плотности уже не так очевиден. Простая модель позволяет установить момент времени, в который нарушается условие релаксации ионов (для режимов с относительно низкой плотностью). Начиная с этого момента, макроскопическое (гидродинамическое) описание уже нельзя признать полным. Требуется анализ кинетики ионов, их траекторий в нестационарном магнитном поле. Отдельный вопрос – турбулентность на заключительной стадии перед разрывом перетяжки и турбулентная диффузия магнитного поля.

В то же время простая модель оперирует макроскопическими параметрами и не использует в явном виде информацию о распределении ионов по энергиям. Это позволяет в дальнейшем использовать ее совместно с кинетическими подходами и подходами на основе траекторий отдельных частиц, которые могут дать информацию о распределении ионов по энергиям при их ускорении в электромагнитном поле. При этом возможно учесть бетатронное ускорение при движении иона в плоскости $r - z$. Этот механизм был рассмотрен Г.И. Будкером [21] и А. Шлютером [22]. Проблема возможной генерации сильных электрических полей из-за разделения зарядов также требует анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Розанова Г.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 1. С. 77.
2. Вихрев В.В., Королев В.Д. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 397.
3. Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 6. С. 516.
4. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Макеев Н.Г., Мамышев В.И., Маслов В.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 10. С. 890.
5. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. 1958. Т. 4. С. 170.
6. Трубников Б.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 8. С. 317.

7. *Kubes P., Paduch M., Sadowski M.J., Cikhardt J., Cikhardtova B., Klir D., Kravarik J., Kwiatkowski R., Munzar V., Rezac K., Skladnik-Sadowska E., Szymaszek A., Tomaszewski K., Zaloga D., Zielinska E.* // *Phys. Plasmas.* 2019. V. 26. P. 032702.
8. *Belyaeva I.F.* // *Nuclear Fusion.* 1980. V. 20. № 8. P. 1037.
9. *Баронова Е.О., Башутин О.А., Вихрев В.В., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Елисеев С.П., Крауз В.И., Мироненко-Маренков А.Д., Никулин В.Я., Раевский И.Ф., Савелов А.С., Саранцев С.А., Силин П.В., Степаненко А.М., Какутина Ю.А., Душина Л.А.* // *Физика плазмы.* 2012. Т. 38. № 9. С. 815.
10. *Свирский Э.Б.* // *Журнал технической физики.* 2018. Т. 88. Вып. 1. С. 15.
11. *Фролов А.Ю., Дружинина О.В., Чирков А.Ю.* // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 2021. Т. 26. № 5. С. 5.
12. *Чирков А.Ю., Морхова Е.А., Фролов А.Ю.* // *Физика плазмы.* 2022. Т. 48. № 10. С. 962.
13. *Никулин В.Я., Старцев С.А., Цыбенко С.П.* // *Иновационная наука.* 2015. № 7. С. 14.
14. *Дулатов А.К., Лемешко Е.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н.* // *Физика плазмы.* 2014. Т. 40. № 11. С. 1016.
15. *Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Крылов М.К., Ефремов Н.М., Ильичева М.В., Лотоцкий А.П., Лаухин Я.Н., Сулимов Ю.Н., Панфилов Д.Г., Предкова Е.И., Шишилов А.О., Хомутинников Г.Н., Фролов А.Ю., Додулад Э.И., Школьников Э.Я., Вихрев В.В., Лукин В.В.* // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 2022. Т. 45. Вып. 1. С. 119.
16. *Гуреев К.Г.* // *Физика плазмы.* 1979. Т. 5. № 6. С. 1223.
17. *Вихрев В.В.* // *Физика плазмы.* 1977. Т. 3. № 5. С. 981.
18. *Базденков С.В., Вихрев В.В.* // *Физика плазмы.* Т. 1. № 3. С. 451.
19. *Miyamoto K.* *Plasma Physics for Controlled Fusion.* Berlin, Heidelberg: Springer, 2016.
20. *Никулин В.Я., Полухин С.Н.* // *Физика плазмы.* 2007. Т. 33. № 4. С. 304.
21. *Будкер Г.И.* *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.* Т. 1. 1958.
22. *Шлютер А.* Управляемые термоядерные реакции. Schlüter A. Der Gyro-Relaxations-Effekt // *Zeitschrift für Naturforschung.* 1957. V. 12a. № 10. P. 822–825. <https://doi.org/10.1515/zna-1957-1009> 1960

GASDYNAMIC AND KINETIC STAGES OF THE GAS Z-PINCH

A. Yu. Frolov^a, *[,] V. V. Vikhrev^b, **[,] and A. Yu. Chirkov^a

^a*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia*

^b*National Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, 123182, Russia*

**e-mail: frolovayu@bmstu.ru*

***e-mail: vikhrev@mail.ru*

A phenomenological gasdynamic model of the compression of the gas Z-pinch neck through whose ends the plasma flows out at a high velocity was considered. Calculations showed that in this process, conditions are created under which the relaxation of the ion plasma component is delayed compared to the macroscopic compression dynamics. Therefore, the description of the Z-pinches at their maximum compression stage has to account for the ion kinetics. This approach can explain the mechanism of the ion acceleration to high energies as well as the high intensity of the neutron radiation at the final stage of the neck compression.

Keywords: Z-pinch, gasdynamic model, ion spectrum, collisional relaxation