

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Расчётное моделирование Z-пинчей

С.Ф. Гаранин, В.Ю. Долинский

Исследования развития "сосисочной" неустойчивости Z-пинча в МГД приближении с учётом развития двумерной турбулентности показали, что развитие турбулентности препятствует формированию перетяжки с неограниченно уменьшающимся радиусом. При этом не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счёт ускорительного (beat – target) механизма. Таким образом, для описания генерации нейтронов в ускорительном механизме необходим учёт кинетических процессов формирования высоких напряжений в плазме. Двумерные МГД расчёты с учётом кинетических процессов в феноменологической форме аномального сопротивления позволяют добиться для ряда конфигураций плазменного фокуса и Z-пинча с газовым напуском согласия с экспериментальными данными по току, напряжению и нейтронным измерениям. Двумерные кинетические расчёты плазменного фокуса, проведённые для конечной фазы формирования пинча, показывают согласие с экспериментальными данными по нейтронному выходу и распределению ионов в образующихся пучках и подтверждают, что аномальное сопротивление плазмы может быть обусловлено нижнегибридной неустойчивостью, что предполагалось в феноменологических МГД расчётах, описывающих генерацию нейтронов в Z-пинче и плазменном фокусе.

Ключевые слова: МГД-моделирование, динамика плазмы, "сосисочная" неустойчивость, Z-пинч, плазменный фокус

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.58 Lq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.039998>

Содержание

1. Введение (221).
 2. Динамика плазмы при развитии перетяжки Z-пинча (223).
 3. Моделирование Z-пинча, включая генерацию нейтронов (226).
 - 3.1. МГД-моделирование, включающее формирование пучков ионов с помощью аномального сопротивления. 3.2. Кинетическое моделирование.
 4. Заключение (234).
 5. Приложение. Кадомцевские профили на границе устойчивости (234).
- Список литературы (235).

1. Введение

Z-пинчами традиционно называют динамические системы, в которых магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, а все величины, в основном, осесимметричны и зависят от двух цилиндрических ко-

ординат, r и z . К Z-пинчам относят разряды типа плазменного фокуса, осесимметричные системы с импульсным напуском газа, разряды по проволочкам, а также так называемые Z-пинч-лайнерные системы с цилиндрической имплозией относительно тонких оболочек-лайнеров, включая даже не вполне осесимметричные многопроволочные лайнеры.

Разряды типа плазменного фокуса являются частным случаем Z-пинча [1–4], отличаясь от него формой плазменной камеры, которая даёт возможность разделить по характерным временам стадию движения токово-плазменной оболочки (ТПО) по объёму камеры и стадию пинчевания, и, соответственно, использовать для получения пинча более медленные источники тока. Самые первые эксперименты 1950-х годов проводились с Z-пинчами [5–7] и исследователи надеялись в них получить нагрев плазмы и зажечь термоядерные реакции, предполагая, что в каждом элементе объёма устанавливается максвелловское распределение ионов, а столкновения ионов между собой приводят к реакциям термоядерного синтеза и генерации нейтронов. Этот механизм генерации нейтронов получил название термоядерного. Однако уже в самых первых экспериментах с Z-пинчами было выяснено, что получаемые в них нейтроны не являются термоядерными, а генерируются за счёт столкновений ионов, ускоренных до энергий, намного превышающих тепловые, с ионами плазмы пинча. Этот механизм генерации нейтронов получил название ускорительного или пучково-мишенного (beam – target).

С.Ф. Гаранин*, В.Ю. Долинский

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, просп. Мира 37, 607188 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация
E-mail: * sfgaranin@vniief.ru

Статья поступила 10 июня 2025 г.,
после доработки 7 августа 2025 г.

В середине 1950-х гг. Т.И. Филиппова и Н.В. Филиппов [8] и несколько позже Д. Мейзер [9] независимо предложили, исследовали и опубликовали две модификации цилиндрических коаксиальных газоразрядных камер с металлическими стенками. В таких камерах в начальной стадии высоковольтного разряда в разреженном дейтерии формируется вокруг изолятора токовая плазменная оболочка (ТПО), которая затем ускоряется магнитным полем разрядного тока. При схождении оболочки к оси камеры происходит частичное сгребание и сжатие нейтрального газа. В итоге при схлопывании ТПО в приосевой области формируется плотный плазменный фокус (ПФ) с высокой плотностью энергии. В начале 1960-х гг. во ВНИИЭФ по предложению Н.Г. Макаева начались исследования новой оригинальной конструкции сферических газоразрядных камер с ПФ. Камеры получили название СФК [10, 11]. Анод и катод камеры имеют сферическую форму и образуют компактный протяжённый газоразрядный промежуток, по которому движется ТПО, плавно изменяя направление движения на 180° в течение разряда.

Важную роль в вопросе исследования нейтронной генерации в Z-пинче, сыграло получение высокого нейтронного выхода в экспериментах с 100 нс генераторами тока: установка Ангара-5-1 [12], где был получен значительный нейтронный выход, достигавший 8×10^{11} ДД-нейтронов за импульс при уровне токов 2–2,5 МА, и установка S-300 [13]. Влияние размеров и времён плазменно-фокусного пинча [14], так же, как и уровень тока [15] влияют на генерацию нейтронов и выяснение этой взаимосвязи также может помочь исследованиям механизма генерации нейтронов. Нельзя не упомянуть об экспериментальных исследованиях на установке PF-1000 (см., например, [16]), в которых также исследовался механизм нейтронной генерации, и, в частности, рассматривалось влияние аномального сопротивления на разрыв тока в пинче. Важная информация о механизме нейтронной генерации может содержаться в экспериментальных данных по анизотропии нейтронного выхода [17]. В последние годы продолжается активное изучение механизмов нейтронной генерации в Z-пинчах и плазменном фокусе. В работах [18–20], где в Z-пинче зарегистрированы ионы, ускоренные до десятков МэВ, обсуждаются возможные механизмы генерации столь энергичных ионов и их влияние на нейтронный выход.

В начале 2000-х годов проводились эксперименты на установке Z [21–23], где при уровне токов 18 МА был получен нейтронный выход 4×10^{13} ДД-нейтронов и где полученные данные указывали на преимущественно термоядерный механизм генерации нейтронов. Помимо заметного укорочения импульса тока существенным отличием экспериментов на установках "Ангара-5-1" и Z от классического Z-пинча является импульсный напуск газа в разрядный промежуток, позволяющий создать неоднородное распределение плотности дейтерия в узле нагрузки и сосредоточить его основную массу вблизи оси, где происходит фокусировка плазменной оболочки. Следует отметить, что импульсный напуск газа применялся также и в плазменном фокусе [24–26], где применение импульсного напуска в качестве основного или дополнительного источника дейтерия в комбинации со стационарным напуском позволило увеличить выход нейтронов из плазменного фокуса по сравнению с работой в режиме стационарного напуска газа.

Несмотря на долгую историю Z-пинчевых и плазменно-фокусных исследований, полной ясности в динамике пинчевания и окончательной модели генерации нейтронов, которая бы объясняла все экспериментальные данные и позволяла бы уверенно предсказывать результаты экспериментов, до сих пор не существует. Важным этапом этих исследований, было исследование развития сосисочной неустойчивости. Ссылки на посвящённые этому вопросу работы можно найти в обзорах [1, 2], а далее этот вопрос изучался в [27–30], причём решения, описывающие магнитогидродинамическое (МГД) поведение были неустойчивыми, но авторы при этом (как правило, молчаливо) предполагали, что МГД-неустойчивость не устранит общие зависимости, полученные с помощью этих неустойчивых решений. Активная дискуссия, посвящённая вопросу механизмов генерации нейтронов, была в конце 1980-х – начале 1990-х годов представлена в обзорных статьях в журнале "Физика плазмы" [31–33]. Для моделирования динамики ТПО и нейтронного выхода в плазменном фокусе успешно используется модель Ли [34–35], однако она является феноменологической и хорошо адаптирована только для плазменного фокуса Мейзеровского типа [9].

В последние десятилетия происходит значительный прогресс в расчётно-теоретическом моделировании Z-пинчей и плазменного фокуса, а также в понимании явлений, происходящих в динамике плазмы при пинчевании, и процессов, приводящих к генерации нейтронов в Z-пинчах. Этому способствовали значительно возросшие возможности вычислительной техники, позволяющие в настоящее время моделировать турбулентное развитие неустойчивостей (в том числе важнейшей для описания перетяжки Z-пинча — "сосисочной") и даже напрямую моделировать электрон-ионную кинетику в процессе пинчевания. Исследования развития перетяжки Z-пинча в осесимметричном МГД-приближении и с учётом развития двумерной турбулентности показали, что развитие турбулентности препятствует формированию перетяжки с неограниченно уменьшающимся радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия. При сжатии перетяжки в этом приближении не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счёт ускорительного механизма. В расчётах довольно быстро устанавливается МГД-равновесное состояние на границе перестановочной неустойчивости. Таким образом, для описания генерации нейтронов в ускорительном (beam-target) механизме необходим учёт кинетических процессов формирования высоких напряжений в плазме. Двумерные МГД-расчёты с учётом кинетических процессов в феноменологической форме аномального сопротивления позволяют при этом добиться для ряда конфигураций плазменного фокуса согласия с экспериментальными данными по току, напряжению и нейтронным измерениям, а для быстрого Z-пинча, в котором ускорительный механизм даёт только часть нейтронного выхода, согласия с нейтронным выходом.

Включение кинетического описания движения заряженных частиц (например, в приближении частиц в ячейке) в области фокусировки ТПО и сопряжение этого описания с МГД-подходом для всей остальной области плазменного фокуса [36–38] кажется перспективным подходом, но является очень трудоёмким и затратным с вычислительной точки зрения. Кажется

также, что этот подход пока не доведён до уровня, когда его можно считать полностью кинетическим. В последние годы продолжается активное изучение механизмов нейтронной генерации в Z-пинчах и плазменном фокусе.

В настоящей работе мы обсудим современные подходы для расчётного моделирования Z-пинча, включая описание его динамики и генерации нейтронов.

2. Динамика плазмы при развитии перетяжки Z-пинча

Общей тенденцией динамики плазмы в плазменном фокусе и других конфигурациях Z-пинча на заключительном этапе является сжатие плазмы к оси. Пинч на этой заключительной стадии подвержен МГД-неустойчивостям, самой существенной из которых является осесимметричная "сосисочная", приводящая к формированию так называемых перетяжек, т.е. приосевых сужений плазменного столба. В этих перетяжках увеличивается плотность энергии и считается, что именно в них происходит генерация нейтронов и жёстких излучений.

При развитии "сосисочной" неустойчивости равновесное распределение величин в Z-пинче определяется условием Беннетта [39], а в самой "сосисочной" неустойчивости сохраняется осевая симметрия (мода $m = 0$). Тогда магнитное поле вне пинча зависит от радиуса как $B \sim 1/r$, и, следовательно, магнитное давление на плазму пинча будет пропорционально $p_B \sim 1/r^2$. В этом случае провалившиеся по радиусу области плазмы под действием возросшего магнитного давления будут проваливаться ещё сильнее, и возмущения будут нарастать.

Линейная стадия развития неустойчивости Z-пинча впервые исследовалась в [40–42]. Инкременты развития неустойчивости λ азимутально симметричной моды $m = 0$ для скинированного пинча (радиус R которого больше скин-слоя) равны:

• для коротковолновых возмущений $kR \gg 1$ развитие "сосисочной" неустойчивости сводится [30] к рэлей-тейлоровской (РТ) неустойчивости и имеет инкремент,

$$\lambda = \sqrt{gk}, \quad (1)$$

где

$$g = \frac{B^2}{4\pi\rho R} = \frac{c_A^2}{R} \quad (2)$$

— эффективное ускорение силы тяжести, $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, B — магнитное поле на радиусе пинча, ρ — плотность вещества пинча;

• для длинноволновых возмущений $kR \ll 1$,

$$\lambda = \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} c_A k, \quad (3)$$

γ — показатель адиабаты.

Если пинч не является скинированным, а все величины в нём распределены по радиусу, то для коротких длин волн $kR \gg 1$ для каждого значения радиуса можно определить инкремент развития сосисочной неустойчивости. Эти инкременты должны при $kR \gg 1$ стремиться к постоянному пределу, зависящему от градиентов логарифма величины $\Phi = p^{1/\gamma} r/B$ [30]

$$\lambda^2 = -\frac{2c_A^2}{r^2} \frac{\partial \ln \Phi}{\partial \ln r}, \quad (4)$$

где давление p и магнитное поле B берутся для текущего радиуса r .

Таким образом, линейная теория показывает, что сосисочная неустойчивость может развиваться по мере уменьшения радиуса пинча все более быстро. Поэтому исторически при рассмотрении Z-пинча обычно считалось, что на финальной стадии при развитии неустойчивости (в перетяжке) будут реализовываться большие магнитные поля и высокие плотности энергии. Изучение нелинейного развития сосисочной неустойчивости является непростой задачей, поскольку инкременты растут с уменьшением разрешаемых масштабов. Для изучения этого вопроса использовались разные методы (см., например, обзоры [1, 2] и ссылки там), в том числе модельные задачи, частные идеальные (не учитывающих рост целого спектра возмущений) аналитические [27] или автомодельные [29, 30] решения. Выдвигались различные гипотезы о том, что на финальной стадии сжатия перетяжки её динамика будет следовать некоторым автомодельным решениям. Так, например, если считать сжатие адиабатическим, длину перетяжки l пропорциональной её радиусу R , а, следовательно, время вытекания плазмы из области перетяжки $t \sim l/v_T \sim R/v_T$ (v_T — скорость звука в перетяжке), получаем [2] зависимости радиуса, плотности ρ и температуры T плазмы от времени (t считаем отрицательным, $t \rightarrow 0$, так что радиус зануляется при $t = 0$)

$$\begin{aligned} R &\sim (-t)^{\gamma/(2\gamma-1)}, & \rho &\sim (-t)^{-2/(2\gamma-1)}, \\ T &\sim (-t)^{-2(\gamma-1)/(2\gamma-1)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если же считать сжатие адиабатическим, а длину перетяжки фиксированной (аналитические решения [27] и численные расчёты [29, 43], казалось, давали основания для такого сценария), то характерные величины будут меняться следующим образом:

$$\begin{aligned} R &\sim (-t)^{\gamma/(\gamma-1)}, & \rho &\sim (-t)^{-2/(\gamma-1)}, \\ T &\sim (-t)^{-2}. \end{aligned} \quad (6)$$

а соответствующее автомодельное решение [29, 30] представлено на рис. 1.

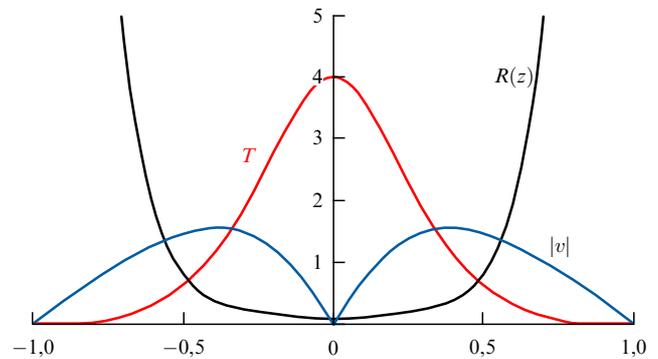


Рис. 1. Форма перетяжки на автомодельной стадии — кривая $R(z)$ и распределение по длине перетяжки температуры T и продольной скорости $|v|$ [29, 30].

При этом для любой из этих зависимостей (5), (6) при $t \rightarrow 0$ радиус R стремится к нулю, магнитное поле на этом радиусе стремится к бесконечности $B \sim 1/R$ (ток, определяющий магнитное поле, "доходит" до этого радиуса), а, следовательно, должны реализовываться высокие плотности энергии $B^2 \sim 1/R^2$, $p \sim 1/R^2$. Разница между сценариями (5) и (6) только в том, за какие времена будут реализованы эти условия и в каких объёмах. При рассмотрении этих решений, авторы, обычно, понимали, что эти решения неустойчивы, но все-таки считали, что неустойчивости не изменят кардинально общего характера автомодельности, а неустойчивости будут развиваться на фоне этих решений, а сами решения помогут в объяснении интересных явлений в Z-пинчах, в том числе и происхождения генерации нейтронов и проникающих излучений.

В [29] были проведены численные расчёты развития скинированной перетяжки в идеальных предположениях (без учёта магнитной диффузии и при полном отсутствии мелкомасштабных возмущений). Получено, что в этом случае реализуется режим (6), в котором длина перетяжки l не уменьшается с уменьшением радиуса. Однако достижение больших сжатий в численном расчёте оказалось невозможным из-за развивающихся неустойчивостей. Максимальное сжатие по радиусу, полученное в этих расчётах, составило 5,2 раза.

Высокие плотности энергии, которые потенциально могли бы реализовываться в перетяжке Z-пинчей (частным случаем которых можно считать плазменный фокус), давали надежду на осуществление зажигания термоядерных реакций (см., например, [33, 44], где для режима (5) считалось возможным получение сжатия по радиусу 10^4 , достижение критерия Лоусона, а затем термоядерная детонация) или, по крайней мере, на получение высокого нейтронного выхода.

Кроме того, ускорительный (beam-target) механизм генерации нейтронов мог бы быть следствием больших напряжений, развивающихся, когда значительный магнитный поток уходит на ось за короткие времена, соответствующие максимальному сжатию перетяжки. Продолжающееся в последние годы активное изучение механизмов нейтронной генерации в Z-пинчах и плазменном фокусе [18–20], где в Z-пинче образуются ионы, ускоренные до десятков МэВ, среди возможных механизмов этой генерации обсуждается и развитие, и разрыв перетяжки. Надо сказать, что в этих работах, а также в работах, цитируемых в [45], где тоже рассматривается образование и развитие перетяжек, энергии зарегистрированных на разных установках ионов превышают в десятки (и даже сотни) раз те энергии, которые могут обеспечивать начальные напряжения на генераторах тока, используемых в экспериментах.

Существует подход к расчёту нейтронного выхода в плазменном фокусе, предложенный в [46], в котором на фоне МГД-расчёта учитывается движение ионных пучков, ускоряемых напряжением, вызванным в области фокусировки аномальным сопротивлением. Столкновение ускоренных ионов с плотной плазмой в области фокусировки приводит к генерации нейтронов, и в [46, 47] показано, что такой подход хорошо описывает экспериментальные результаты по генерации нейтронов для ряда геометрий плазменного фокуса. Этот подход может быть также основан на механизме развития перетяжки и нейтронный выход здесь может также зависеть от того,

возможно ли проникновение тока на малый радиус и уход значительного магнитного потока на ось за короткие времена.

Таким образом, для всех этих задач и явлений общим является вопрос, может ли развитие перетяжки довести ток до малых радиусов и создать область с высокой плотностью энергии или же создать условия для генерации вблизи оси высоких напряжений. Этот вопрос был исследован с помощью осесимметричных МГД-расчётов [48], в предположении несущественности магнитной диффузии и теплопроводности, но учитывая максимально возможным образом весь спектр малых возмущений, которые могут влиять на развитие перетяжки.

В расчётах рассматривалась эволюция цилиндрического плазменного столба с синусоидальным возмущением границы и малыми случайными возмущениями плотности. Для возможности автомодельного пересчёта задачи на любые системы (токи, плотности и т.д.) ток в пинче считался постоянным.

Проведённые расчёты показали, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Происходит перемешивание и закрытие струями плазмы зоны сжатия (рис. 2). В итоге, давления, плотности и магнитные поля в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, а стабилизируются. Для относительной амплитуды начального возмущения $a = 0,3R_0$ (абсолютная амплитуда начального возмущения aR_0 , R_0 — начальный радиус пинча) увеличение давления составило 65 раз, а увеличение магнитного поля 4 раза.

Проведённые расчёты показали, что со временем происходит стабилизация развития сосисочных возмущений. При этом плазма приходит к равновесному состоянию на границе перестановочной неустойчивости по Кадомцеву

$$\frac{d \ln p}{d \ln r} \geq -\frac{4\gamma}{2 + \beta\gamma} \quad (7)$$

($\beta \equiv p/(B^2/8\pi)$) [49]. Конечно, это равновесие динамическое, на фоне его происходят турбулентные динамические пульсации. На рисунке 3 приведено сравнение профилей давления, полученных из МГД-расчёта с $a = 0,05$ на момент времени $t = 2,4$ и $t = 4$ и кадомцевских профилей (см. приложение), параметры которых подбирались из наилучшего согласования с профилями из МГД-расчёта. Средние профили давления по радиусу в МГД-расчётах, были получены путём усреднения 2D распределений по z .

При сжатии перетяжки не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси (рис. 4), что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счёт ускорительного механизма. Так в расчётах с $a = 0,3$ напряжения примерно равны $0,1U$, где U — характерное напряжение, определяемое током, индуктивностью пинча и временем пинчевания.

Здесь можно высказать гипотезу и о том, что будет происходить в трёхмерных расчётах при учёте генерации из-за МГД-неустойчивости полоидальных $r-z$ полей. В этом случае, если считать, что возникающие полоидальные поля остаются относительно (по сравнению с азимутальными) малыми, развитие неустойчивости может привести, аналогично развитию сосисочной неустойчивости (см. рис. 3) к формированию равновесного состояния Z-пинча на границе неустойчивости, включая соси-

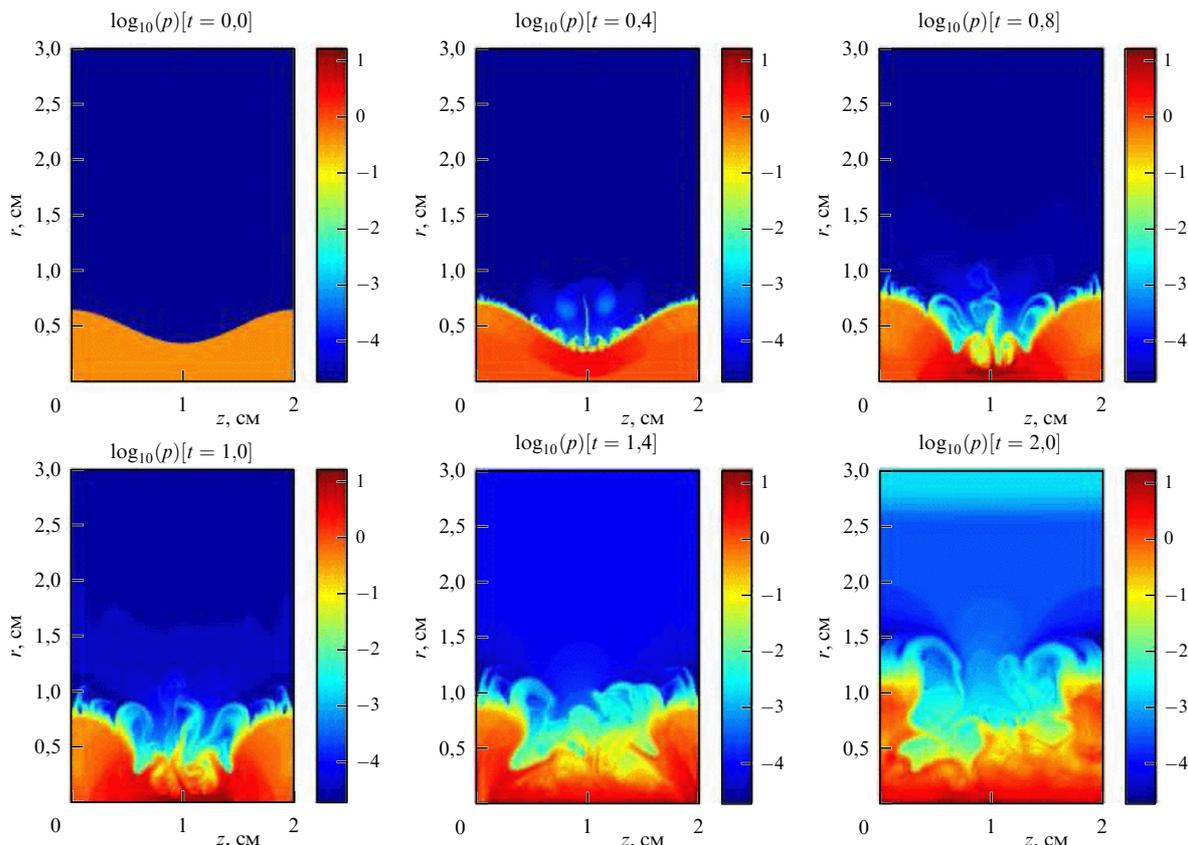


Рис. 2. 2D распределения давления p для $a = 0,3$ [48].

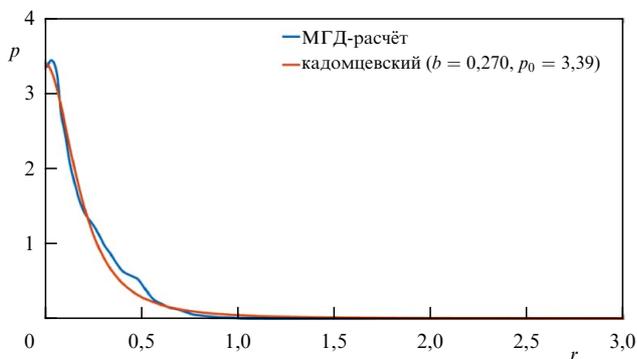


Рис. 3. Сравнение МГД и кадомцевского (на границе перестановочной неустойчивости) профиля давления на момент времени, соответствующий максимальному сжатию пинча [48].

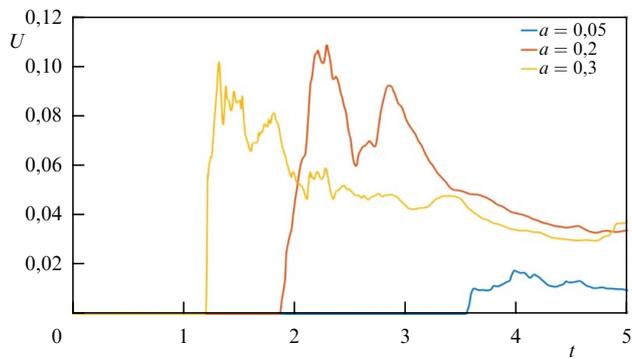


Рис. 4. Напряжения на оси для расчётов с $a = 0,05; 0,2; 0,3$ [48].

сочную (7) и винтовую ($m = 1$)

$$\frac{d \ln p}{d \ln r} \geq -\frac{1}{\beta}, \tag{8}$$

неустойчивости (зависимости основных величин от радиуса на границе неустойчивости при выполнении равенств в условиях (7), (8) представлены в приложении). Конечно, как и для сосисочной неустойчивости, равновесие здесь будет динамическим, т.е. в среднем, и на фоне этого равновесия будут происходить пульсации, приводящие к диссипации энергии и потерям магнитного потока.

Работа [48] изменяет философию по части осуществимости автомодельных решений для неустойчивых задач Z-пинча. Ранее предполагалось, что, хотя такие решения

неустойчивы, но все-таки неустойчивость не должна губить их полностью, сохраняя их общий масштаб и основные тенденции и проявляясь в виде относительно небольшой ряби на фоне несколько искаженного автомодельного решения. Здесь же было показано, что от автомодельного решения не остаётся ничего, так что полученные ранее автомодельные решения не имеют физического смысла (по крайней мере, для больших сжатий, на которые они нацеливались).

Что касается термоядерных приложений, то, если для рассматриваемой задачи о перетяжке ориентироваться на ток $I = 10$ МА и характерное время 10^{-7} с, то полученные значения температуры и ρr далеки от необходимых для зажигания термоядерной реакции. Даже увеличение тока до 100 МА может на этом пути не привести к зажиганию.

3. Моделирование Z-пинча, включая генерацию нейтронов

Итак, поскольку МГД-развитие перетяжки не приводит ни к высокой концентрации плотности энергии, ни к большим напряжениям на оси, для объяснения генерации пучков ионов высокой энергии и нейтронов с помощью численного моделирования необходимо привлекать микротурбулентность плазмы. На современном этапе здесь имеются два основных подхода: полуфеноменологический, в котором на фоне МГД-моделирования вводится аномальное сопротивление плазмы, вызываемое плазменными неустойчивостями, приводящее к формированию ионных пучков, и полностью кинетический, включающий кинетику ионов и электронов. Рассмотрим эти подходы.

3.1. МГД-моделирование, включающее формирование пучков ионов с помощью аномального сопротивления

В подходе к описанию процессов в Z-пинче [46, 47] на фоне двумерного МГД-расчёта учитывается движение ионных пучков, ускоряемых напряжением, вызванным в области фокусировки аномальным сопротивлением. Движение плазмы в расчётах описывалось с помощью уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах с учётом диффузии магнитного поля, излучения и теплопроводности плазмы.

Для расчёта проводимости плазмы использовались классические спитцеровские формулы с учётом рассеяния электронов на нейтралах.

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_{ei}} + \frac{1}{\sigma_{en}}, \quad (9)$$

где

$$\sigma_{ei} = 5,44 \times 10^{11} \frac{T_e^{3/2}}{L_e},$$

$$\sigma_{en} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \max(3,7 \times 10^8, \sigma_{ei}),$$

L_e — электронный кулоновский логарифм, k — коэффициент замагничивания проводимости [50, 51].

При описании проводимости учитывалось также аномальное сопротивление вследствие развития плазменных неустойчивостей. Учёт аномального сопротивления является ключевым фактором в генерации нейтронов по ускорительному механизму в этом подходе, поскольку именно оно приводит к образованию на оси пинча электрических полей, достаточных для ускорения ионов до высоких энергий, столкновения которых с плазмой пинча приводят к генерации нейтронов. Различные модели проводимости плазмы, основанные на развитии нижегибридной дрейфовой неустойчивости, могут давать различную величину аномального сопротивления [52–55]. В работе [47] использовалась модель аномального сопротивления [52]:

$$\kappa_{anom} = \begin{cases} \frac{0,015\beta_{ucs}^2}{B\sqrt{A}}, & \beta_{ucs}^2 \leq 3 \\ \frac{0,045}{B\sqrt{A}}, & \beta_{ucs}^2 > 3 \end{cases} \quad (10)$$

$$\sigma_{anom} = \frac{c^2}{4\pi\kappa_{anom}}, \quad \sigma = \min(\sigma, \sigma_{anom}),$$

где β_{ucs} — отношение токовой скорости к тепловой скорости ионов, магнитное поле B измеряется в $\text{Э} \times 10^7$, A — атомный вес иона (г моль^{-1}), скорость света $c = 3000$ в $\text{см с}^{-1} \times 10^7$. Эта модель даёт хорошее согласие с экспериментальными данными по величине нейтронного выхода, форме и положению источника нейтронов.

Из классических кинетических коэффициентов в наших расчётах мы учитывали только электрическое сопротивление плазмы, электронную и ионную теплопроводности, при этом в этих кинетических коэффициентах мы учитывали замагниченность электронов и ионов. В наших расчётах не учитываются некоторые двухжидкостные эффекты замагниченной плазмы, которые могут быть важны для расчётов магнитотепловых процессов при магнитоинерциальном удержании [30] и для описания динамики малоплотных Z-пинчей. В их числе явления переноса, представленные эффектом Холла, эффектами Эттинггаузена, Нернста и Ледюка–Риги в обобщённом законе Ома и в выражении для теплового потока и описывающиеся с помощью классических кинетических коэффициентов [49, 50]. Для расчётов Z-пинчей их роль может быть более важной в области перетяжек, где погонная плотность плазмы уменьшается. Поскольку в области перетяжек плазменное $\beta \sim 1$, а плазма замагничена, в качестве критерия степени "гидродинамичности" описания плазмы можно использовать ионное погонное число [56] $\Pi_i \equiv Ne^2/m_i c^2$, где $N = \int_0^\infty n 2\pi r dr$. При больших Π_i роль этих эффектов должна быть мала. В нашем случае на стадии образования перетяжки Π_i достаточно велико, чтобы этими эффектами можно было пренебречь. На стадии развала перетяжки ионное погонное число становится $\Pi_i \sim 1$, однако в это время здесь действует аномальное сопротивление, эффективные турбулентные частоты столкновений сильно превышают классические кулоновские и классические кинетические коэффициенты здесь неприменимы. Поэтому описание плазмы перетяжки в это время является в значительной степени феноменологическим.

Механизм образования ускоренных ионов в плазме в этом подходе обусловлен наличием достаточно большого электрического поля, формирующегося при МГД-описании плазмы с аномальным сопротивлением. Тогда его действие оказывается сходным в общих чертах с явлением убегания электронов [51].

При убегании электронов электроны с достаточно большими энергиями неограниченно ускоряются в электрическом поле, поскольку кулоновская сила торможения, действующая на энергичный электрон со стороны ионов и остальных электронов, падает при возрастании его скорости. Однако для ионов, в случае классического (спитцеровского) сопротивления плазмы сила со стороны электронного "ветра", т.е. сила электронного сопротивления, не убывает с ростом скорости иона и нет оснований для убегания ионов [46].

Ситуация может измениться, если электрические поля в плазме обуславливаются аномальным сопротивлением. В этом случае, поскольку ионы взаимодействуют с электронами через посредство возбуждаемых в плазме колебаний, сила трения из-за наличия электронного "ветра" может существенно зависеть от скорости ионов. Во многих случаях возбуждаемые в плазме колебания сильно взаимодействуют с основной массой ионов и слабо — с энергичными ионами. (В частности, это может относиться к аномальному сопротивлению [52], обуслов-

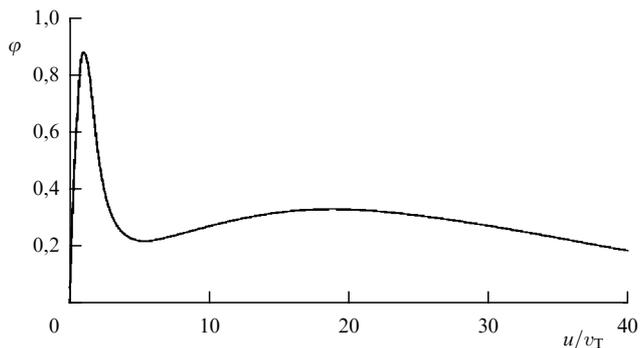


Рис. 5. Зависимость силы торможения со стороны плазмы от безразмерной скорости дейтрона u/v_T [46].

ленному нижнегибридной дрейфовой неустойчивостью [53], фазовые скорости колебаний для которой порядка $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$, и поэтому эти колебания могут сильно взаимодействовать с основной массой ионов и слабо — с энергичными ионами). Тогда можно считать, что на энергичные ионы действует только электрическое поле и кулоновские силы сопротивления [57] со стороны остальных ионов и электронов и рассматривать процесс их ускорения под действием только этих сил.

Суммарная сила сопротивления F , складывающаяся из сил торможения со стороны ионов и электронов, зависит от скорости иона v_i и равна

$$F(x) = \frac{4\pi\lambda_i e^4 n}{T_i} \varphi(x),$$

где безразмерная сила φ зависит от безразмерной скорости пробного иона $x \equiv [m_i v_i^2 / 2T_i]^{1/2}$, отношения масс электронов и ионов и отношения их температур, и для случая дейтериевой плазмы и равных температур электронов и ионов показана на рис. 5 [46].

Сила $F(x)$ как функция скорости имеет минимум. Если сила, действующая со стороны электрического поля на ион eE начинает сравниться или превышает это минимальное значение, то в том диапазоне скоростей, где $F(v_i) \sim eE$, можно ожидать обогащение функции распределения ионов энергичными ионами, а эти энергичные ионы могут легко вступать в термоядерные реакции и увеличивать нейтронный выход.

Нейтронный выход, обусловленный ускорительным механизмом вычислялся как:

$$\left. \frac{dY}{dt} \right|_{AC} = \int \alpha_i \frac{j_z}{e} n \sigma(\varepsilon_i) 2\pi r dr dz,$$

где n — плотность ядер плазмы, на которых идёт реакция; α_i — доля тока, переносимого ионами; j_z — осевая составляющая плотности тока; $\sigma(\varepsilon_i)$ — сечение ДД- или ДТ-реакции, зависящее от энергии ускоренного иона ε_i .

При этом для оценок этого нейтронного выхода предполагалось, что вблизи оси, на расстояниях порядка нескольких ларморовских радиусов ускоренных ионов, часть ионов имеет возможность ускоряться в электрическом поле вдоль оси, одновременно испытывая силу торможения F . Величина этой силы F вычислялась по формулам, представленным в [46, 57]. Считалось, что ускоренные ионы замещали в приосевой области $\alpha_i \sim 15\%$

максимальной (до текущего значения z) плотности тока j_z [46]. Таким образом, хотя энергия, набираемая ионами, определялась теоретически, плотность тока, переносимого ионами пучка была феноменологическим параметром. Расчёт энергии пучка ионов проводился в направлении от анода к катоду и начинался в той точке, в которой сила, действующая на ион со стороны электрического поля, впервые превышала минимальное значение силы торможения ионов F со стороны плазмы. Считалось, что в той точке, в которой начинается расчёт энергии пучка ионов, начальное значение энергии определяется энергией ионов в этом минимуме и температурой ионов. В дальнейшем ионы могли увеличивать свою энергию, ускоряясь в электрических полях E_z , возникающих при вытекании магнитного потока на ось, т.е.

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 + \int (eE_z - F) dz,$$

где e — заряд электрона. Для ускорения ионов величина ускоряющей силы со стороны электрического поля вдоль оси должна превышать силу торможения, что может возникать только в случае, если электрические поля обуславливаются аномальным сопротивлением, возникающим в плазме в момент её пинчевания на оси камеры. При вычислении нейтронного выхода по ускорительному механизму использовались данные по сечению ДД-реакции из библиотеки ENDF/B-VII [58].

Для аппроксимации дифференциальных уравнений газодинамики использовалась разностная схема "против потока" [59]. Расчёт электронной и ионной теплопроводности проводился с использованием явной и неявной схем. Для неявной схемы использовался метод последовательных прогонок по столбцам и строкам с итерациями [60]. Для обеспечения устойчивости расчёта в обоих случаях вводилось искусственное ограничение величины потока энергии, "вытекающей" из ячейки за счётный шаг, однако в случае неявной схемы данное ограничение было существенно снижено.

При расчёте распределения магнитного и электрического полей также использовалась неявная схема с прогонками. При этом расчёт компонент магнитного поля, связанных с альфвеновской скоростью, был совмещён с расчётом электрических полей (см. работы [46–48, 61]). Такой подход позволяет значительно уменьшить ограничение на величину счётного шага по времени, возникающее при расчёте по явным схемам из-за наличия областей с низкой плотностью.

Один из вопросов моделирования течений плазмы в эйлеровых координатах состоит в том, каким образом проводить расчёт в областях, в которых уже не осталось вещества (вакуумных областях). Такие области возникают за плазменной оболочкой в процессе её движения к оси камеры. Для того чтобы преодолеть эту трудность, приходится полагать, что плотность не может быть меньше какого-то минимального значения ρ_{\min} . При относительно больших ρ_{\min} плотность газа за плазменной оболочкой достаточно велика, в результате происходит шунтирование тока в области позади оболочки, и процесс фокусировки плазмы на оси получается менее выраженным. При малых ρ_{\min} начинает уменьшаться счётный шаг по времени из-за требования устойчивости расчёта. Нами изучено влияние минимального значения плотности остаточного газа в вакуумной области [47].

Показано, что удовлетворительное согласие с экспериментом достигается при плотностях остаточного газа $\leq 10^{-5}$ от начальной плотности.

В наших расчётах было также обнаружено, что за ТПО в "вакуумной" области происходит сильный разогрев плазмы (по-видимому, из-за нефизических счётных эффектов), настолько сильный, что, несмотря на низкую плотность остаточного газа, это приводит к тепловому давлению, сравнимому с магнитным, и, в результате, к частичной экранировке области пинча от тока, протекающего по этой малоплотной плазме. В результате пинч не добирает тока и в нём не создаются условия для генерации нейтронов по ускорительному механизму. Повышение напряжения на оси камеры и соответственно величины нейтронного выхода в расчёте было достигнуто путём ограничения температуры ионов и электронов до 1 кэВ в низкоплотной области: там, где плотность в 10 и более раз меньше начальной плотности невозмущённого газа. Меньшая температура в вакуумной области способствовала большему сжатию плазмы в момент фокусировки, так как область с меньшей температурой (и давлением) слабее экранировала магнитное поле. После введения ограничения на температуру плазмы в низкоплотной области удалось значительно улучшить согласование экспериментального и расчётного выхода нейтронов.

3.1.1. Сферические камеры с плазменным фокусом. МГД-расчёты плазменного фокуса проводились с учётом электротехники тока в цепи разряда. Ток в цепи определяется из решения электротехнического уравнения:

$$L \frac{dI}{dt} = U(t) - RI(t) - U_{\text{PF}}(t), \quad (11)$$

где L — индуктивность контура, $U(t) = U_0 - 1/C \int_0^t I(t) dt$, U_0 — зарядное напряжение батареи, C — ёмкость батареи, R — сопротивление контура, U_{PF} — напряжение на входе в камеру, которое определялось по результатам МГД-расчёта.

Расчёты проводились для сферических плазменных камер с диаметрами 120 и 340 мм. Геометрия камеры с диаметром анода 60 мм и диаметром катода 120 мм представлена на рис. 6.

Начальные условия для расчётов камер приведены в таблице. Внутренняя область для камеры диаметром 120 мм заполнена ДТ — смесью, для камеры диаметром 340 мм — дейтерием. Начальная плотность газа в камере диаметром 120 мм $\rho_0 = 4,8 \times 10^{-6}$ г см $^{-3}$ (18 Торр), в камере диаметром 340 мм $\rho_0 = 2,6 \times 10^{-6}$ г см $^{-3}$ (12 Торр). Начальная температура ионов и электронов полагалась $T_e = T_i = 11600$ К (1 эВ). В ячейках на границе с изолято-

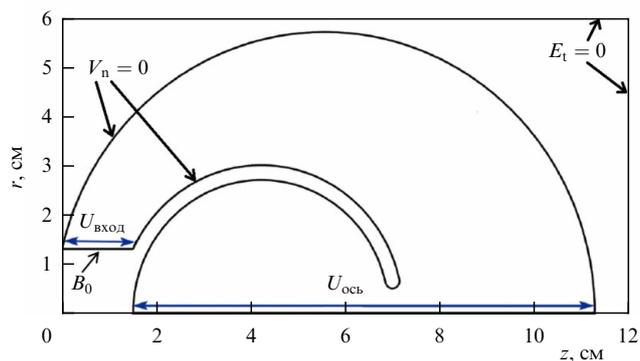


Рис. 6. Геометрия камеры СФК для расчётов ($U_{\text{вход}}$ — напряжение на входе в камеру, $U_{\text{ось}}$ — напряжение на оси камеры) [47].

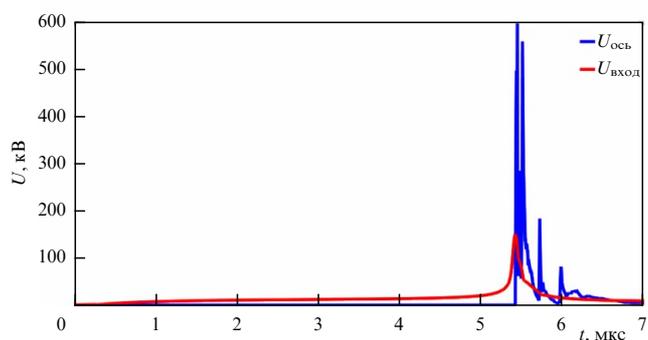


Рис. 7. Зависимость напряжения от времени для камеры диаметром 340 мм, $U_0 = 30$ кВ, $P_0 = 21$ Торр, — D_2 [47].

ром задавалось граничное значение магнитного поля B_0 . Для расчёта B_0 находилась величина тока в цепи из уравнения (11). При расчёте граничных условий нормальная компонента скорости и тангенциальная компонента электрического поля E_t на границе с электродами считались равными нулю.

На рисунке 7 приведены полученные в МГД-расчёте с учётом аномального сопротивления плазмы напряжения на входе в камеру ($U_{\text{вход}}$) и на оси камеры ($U_{\text{ось}}$) для сферической камеры с диаметром катода 340 мм и диаметром анода 180 мм, используемой в составе установки КПУ-200 [62]. Напряжение зарядки конденсаторной батареи в расчёте составляло 30 кВ. Пик напряжения на входе в камеру формируется в момент схлопывания плазменной оболочки и образования ПФ. Пик напряжения на оси соответствует моменту развала пинча и выхода магнитного потока на ось камеры. Длительность пика напряжения на полувысоте на входе в камеру составляет примерно 130 нс, напряжение на оси камеры имеет 2 пика с длительностями на полувысоте 20 и 15 нс. Амплитуда напряжения на оси достигает 600 кВ, что примерно в 4 раза превышает амплитуду напряжения на входе в камеру (150 кВ). При этом напряжение на входе в 5 раз превышает напряжение на конденсаторной батарее. Такое значительное повышение напряжения может привести к генерации энергичных ионов. В момент обострения напряжения в ПФ происходит ускорение ионов вдоль оси камеры и генерация ускорительных нейтронов. Максимум напряжения на оси соответствует максимальной интенсивности генерации ускорительных нейтронов. Здесь можно отметить, что в недавних работах [19, 20, 45, 63,

Ø камеры	120 мм	340 мм
C , мкФ	70	400
L , нГн	27	32
R , мОм	3	1,5
U_0 , кВ	15–29	15–35
W_0 , кДж	8–29	45–245
P_0 , Торр	4–30	18–30
T_{e0} , эВ	1	1
T_{i0} , эВ	1	1

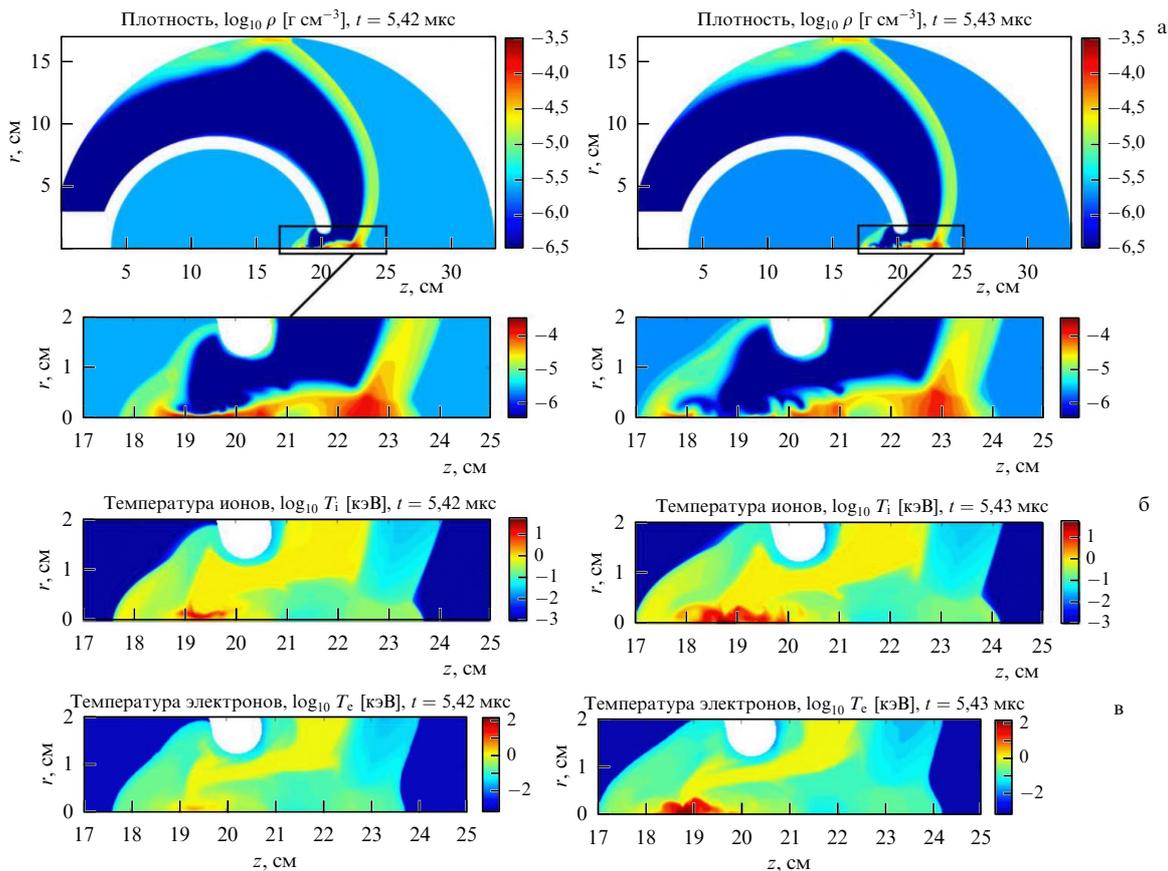


Рис. 8. (а) Распределение плотности, $\log_{10} \rho$ [г см^{-3}]; (б) распределение температуры ионов, $\log_{10} T_i$ [кэВ]; (в) распределение температуры электронов, $\log_{10} T_e$ [кэВ] [47].

64] на разных установках зарегистрированы ионы, ускоренные до нескольких единиц и даже до десятков МэВ. Эти энергии превышают в десятки (и даже сотни) раз те энергии, которые могут обеспечивать начальные напряжения на генераторах тока, используемых в экспериментах. Возможно, полученные в наших расчётах напряжённости электрического поля, которые с учётом их зависимости от координат и времени, могут разгонять ионы до больших энергий, помогут понять механизм генерации столь энергичных ионов.

На рисунке 8 представлены распределения плотности (рис. 8а) и температуры ионов (рис. 8б) и электронов плазмы (рис. 8в), полученные в МГД-расчётах для камеры диаметром 340 мм. На рисунке 8а отчётливо прослеживается, что при движении ТПО часть массы газа прижимается к катоду. Можно отметить, что форма и положение плазменной оболочки, полученные в МГД-расчётах, хорошо соотносятся с экспериментальными оптическими снимками ТПО, полученными в ряде работ. Представленный на рис. 8 момент времени $t = 5,42$ мкс соответствует пику напряжения на входе в камеру и минимальному радиусу пинча. В этот момент плотность плазмы в области пинча достигает своего максимального значения. Момент времени $t = 5,43$ мкс соответствует пику напряжения на оси камеры (см. рис. 7) и максимальной интенсивности генерации нейтронов. В этот момент тонкая перетяжка пинча разрушается и начинается стадия его распада.

Для сравнения результатов расчёта с экспериментальными данными по току, производной тока, напря-

жению на камере на рис. 9 приведены экспериментальные и расчётные кривые тока, напряжения и производной тока для установок ПФ с камерой диаметром 120 мм (рис. 9а, б) и камерой диаметром 340 мм (рис. 9в). Здесь следует отметить, что для согласования с экспериментом времени возникновения особенности и, соответственно, времени фокусировки плазменной оболочки приходилось полагать, что в камере диаметром 340 мм начальная плотность в 1,75 раз меньше реальной. Причина отличия расчётного и экспериментального времени фокусировки, по-видимому, связана с тем, что в эксперименте вследствие несимметричности ТПО по азимутальному направлению возникает волокнистая структура оболочки, и часть газа просачивается между волокнами и не вовлекается в процесс сгребания плазмы к оси. Полностью учесть такие эффекты в двумерном расчёте не представляется возможным, поэтому расчёт проводился с уменьшенным значением начального давления газа [65, 66]. Можно упомянуть также некоторые эффекты, которые потенциально могли бы приводить к более быстрому приходу ТПО к оси. Это, например, отрыв плазмы от анода, обусловленный приносом к аноду магнитного потока благодаря эффекту Холла [67–69] (см. также [30]). Однако наши попытки учесть этот эффект в расчётах с помощью значительного уменьшения начальной плотности газа в прианодной области на масштабах $\sim c/\omega_{pi}$ (ω_{pi} — плазменная ионная частота) [30, 65], также, впрочем, как попытки учёта этого эффекта в камере МАГО [30], включающие даже и прямой учёт эффекта Холла, не привели к сколь-нибудь осязательным

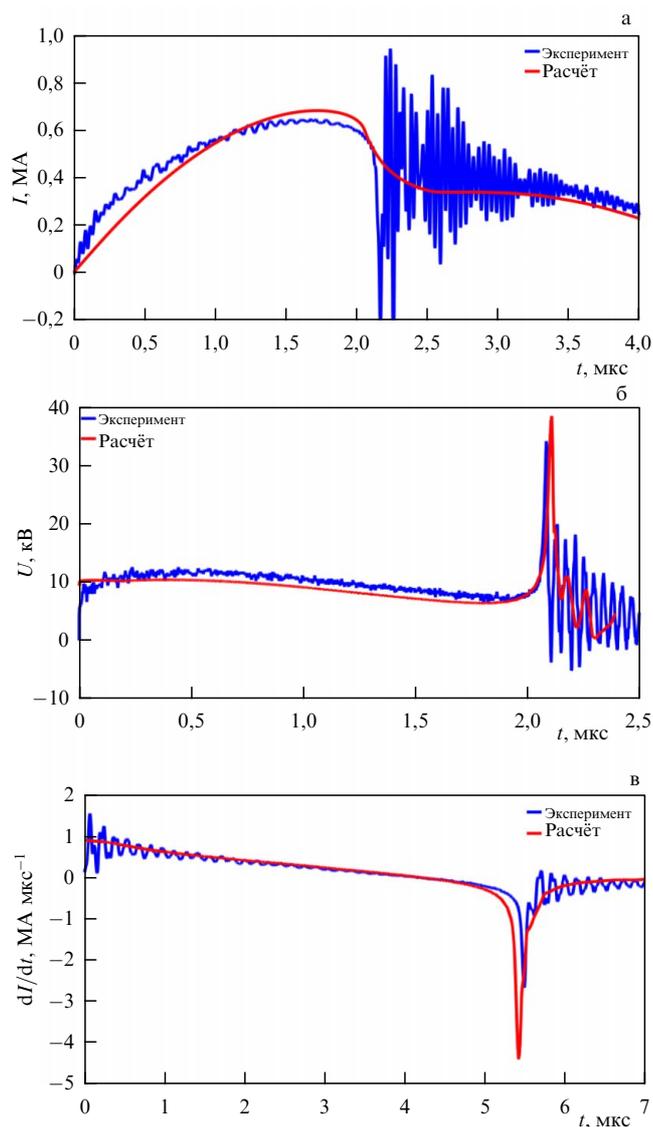


Рис. 9. Сравнение расчёта с экспериментом: (а) зависимость тока от времени для камеры диаметром 120 мм, $U_0 = 19$ кВ, $P_0 = 18$ Торр, газ — D_2 ; (б) зависимость напряжения от времени для камеры диаметром 120 мм, $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр, газ — ДТ; (в) зависимость производной тока от времени для камеры диаметром 340 мм, $U_0 = 30$ кВ, $P_0 = 12$ Торр, газ — D_2 [47].

уменьшению времени прихода ТПО к оси. Причиной тому, по-видимому, является малость масштаба $\sim c/\omega_{pi}$ по сравнению с характерными масштабами задачи, двумерное гидродинамическое перемешивание этой зоны с большими масштабами и относительно низкие температуры, и, следовательно, высокая столкновительность плазмы. Следует упомянуть также смывание приэлектродного материала с анода, которое играет важную роль в камере МАГО [30], но не исследовано для плазменного фокуса, и этот эффект также может в экспериментах подавлять отрыв плазмы от анода. Возможным эффектом, приводящим к сбросу части массы плазмы при ускорении ТПО и его движении к оси, могла бы быть рэлей-тейлоровская (РТ) неустойчивость, развитие которой на коротких длинах волн может приводить к сбросу части массы плазмы, и, соответственно к дополнительному ускорению остальной массы, также как это проис-

ходит при ускорении лайнеров [70]. Однако для осесимметричных возмущений этот эффект вполне моделируется [70] двумерными МГД-расчётами. Что же касается неосесимметричных возмущений, развивающихся при РТ-неустойчивости, вполне возможно, что их развитие приводит к тому, что часть массы плазмы остаётся неввлечённой в движение и вынуждает уменьшать массу плазмы в двумерных расчётах.

Для параметров работы установки ПФ, приведённых на рис. 9а, экспериментальный нейтронный выход составил $(3,0 \pm 0,6) \times 10^9$ ДД-нейтронов. В расчёте выход составил $2,8 \times 10^9$ нейтронов. Для камеры диаметром 340 мм при зарядке конденсаторной батареи до 30 кВ нейтронный выход составил $(6,2 \pm 0,9) \times 10^{11}$ ДД-нейтронов. В расчёте нейтронный выход составил $2,0 \times 10^{11}$ нейтронов, что в 3,1 раза меньше экспериментального.

Занижение результатов расчёта нейтронного выхода для камеры с диаметром 340 мм имело место для всего диапазона энергии, для которого проводилось моделирование и имелись надёжные экспериментальные данные по нейтронному выходу. Отличие расчётного выхода от экспериментального частично можно объяснить наличием анизотропии нейтронного излучения для ДД-реакции. При измерении нейтронного выхода детекторы устанавливались близко к оси разрядной камеры, при этом при определении интегрального выхода поправка на анизотропию не вводилась. Но согласно данным, представленным в [71], отличие дифференциального сечения выхода нейтронов вперед от среднего по телесному углу может находиться в диапазоне от 1,9 до 3,5 для энергий налетающих дейтронов 150–1000 кэВ. Если предположить, что в наших экспериментах энергия налетающих дейтронов была ~ 150 кэВ, то можно ожидать, что отношение экспериментальных и расчётных нейтронных выходов при учёте анизотропии нейтронного выхода уменьшится с 3,1 до 1,6.

В ходе проведённых расчётов был получен энергетический спектр нейтронов в направлении 0° , 90° и 180° относительно оси разрядной камеры. Полученные результаты были сопоставлены с экспериментальными результатами по измерению спектра ДТ-нейтронов из плазменного фокуса в указанных направлениях. Получено хорошее согласие с экспериментом по положению максимума спектра для всех трёх направлений.

3.1.2. Z-пинч с газовым напуском. Кроме ПФ возможной конфигурацией Z-пинча является Z-пинч с импульсным напуском газа. Такого рода исследования стали проводиться на быстрых ускорителях, начиная с экспериментов на установке "Ангара-5-1" [12], в которых был получен значительный нейтронный выход, достигавший 8×10^{11} ДД-нейтронов за импульс при уровне токов 2–2,5 МА и импульсном напуске дейтерия в разрядный промежуток. В начале 2000-х годов проводились эксперименты на установке Z [21–23], где при уровне токов 18 МА был получен нейтронный выход 4×10^{13} ДД-нейтронов и где полученные данные указывали на преимущественно термоядерный механизм генерации нейтронов. Поэтому представляют интерес расчёты работы быстрого Z-пинча [12] с учётом импульсного напуска газа, с помощью двумерной МГД-модели, включающей генерацию термоядерных и ускорительных нейтронов. Такие расчёты были проведены [72].

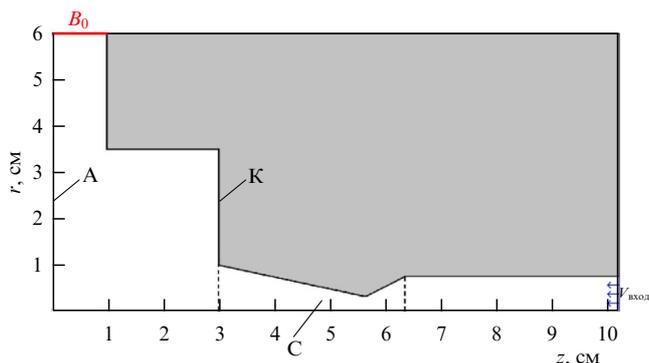


Рис. 10. Расчётная геометрия узла нагрузки установки "Ангара-5-1": А — анод; К — катод; С — сопло; B_0 — значение магнитного поля на границе; $V_{\text{вход}}$ — скорость дейтерия на входе [72].

На рисунке 10 представлена прямоугольная область (в координатах z, r), для которой проводились расчёты.

Область, выделенная белым цветом на рис. 10, имитирует внутреннюю, вакуумную область узла нагрузки установки "Ангара-5-1" [12]. Отрезок А — анод, К — катод. Область С — сопло, предназначенное для напуска дейтерия в разрядный промежуток. В начальный момент времени в расчётах область заполнялась разреженным дейтерием с молярной массой 4 г моль^{-1} и фоновой "вакуумной" плотностью $\sim 10^{-11} \text{ г см}^{-3}$, начальная температура газа $T_0 = 0,0259 \text{ эВ}$. Область, выделенная на рис. 10 серым цветом, имитирует вещество катода.

Границы расчётной области $z = 0$, $z = 10,2$, $r = 6$ считались холодными, идеально проводящими стенками с нулевым значением нормальной компоненты скорости везде, кроме отрезка $z = 10,2$, $0 \leq r \leq 0,76$ (выделен синим на рис. 10), где задавалось граничное условие "скорость на входе" для создания массового потока газа после срабатывания быстродействующего клапана [12]. На отрезке $r = 6$, $0 \leq z \leq 1$ (выделен красным на рис. 10) задавалось значение граничного магнитного поля $B_0(t)$, которое определяется по значению тока $I(t)$ из [12]. $r = 0$ — ось симметрии.

Расчёты проводились в два этапа. На первом, газодинамическом этапе моделировалось заполнение внутренней области узла нагрузки молекулярным дейтерием (D_2) с начальной температурой $T_0 = 0,0259 \text{ эВ}$ через быстродействующий клапан и сверхзвуковое сопло. Скорость дейтерия на входе составляла $V_{\text{вход}} = -10^5 \text{ см с}^{-1}$ в соответствии с оценками [12], плотность на входе $\rho_{\text{вход}} =$

$= 3 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-3}$ была подобрана таким образом, чтобы обеспечить достижение погонного числа частиц на срезе сопла $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-1}$ за $\sim 30 \text{ мкс}$ и перепад плотности от катода к аноду примерно на порядок величины [12]. Расчёты на первом этапе проводились в однопериодном приближении, распределения магнитного и электрического полей, а также проводимость, джоулев нагрев и потери энергии на излучение не рассчитывались.

На втором этапе с помощью МГД-расчёта моделировалась динамика плазмы под действием тока, создаваемого генератором импульсов тока установки "Ангара-5-1". При переходе от газодинамического к МГД-расчёту выполнялась повторная инициализация начальных данных. При этом полученное на первом этапе расчёта распределение плотности и скорости газа использовалось в качестве начального для МГД-расчёта, начальная температура газа принималась равной $T_{i0} = T_{e0} = 0,5 \text{ эВ}$, остальные параметры рассчитывались в соответствии с формулами, используемыми в МГД-расчёте для атомной массы дейтерия 2 г моль^{-1} .

На рисунке 11 представлено распределение плотности дейтерия на различные моменты времени в расчёте на сетке $h = 0,01 \text{ см}$, полученные на газодинамическом этапе расчёта.

Из рисунка 11 видно, что к 5 мкс дейтерий достигает узкой части сопла и в ней формируется струя, которая достигает анода и начинает распространяться радиально от оси вдоль анода, при этом формируется отраженная от анода ударная волна. В целом рис. 11 показывает, что заполнение внутренней области узла нагрузки дейтерием является существенно неоднородным. На момент перехода к МГД-расчёту 38,64 мкс отношение плотности на срезе сопла ($z = 3 \text{ см}$) к её минимальному значению вблизи анода равно 9, что согласуется с экспериментальными данными [12].

На втором этапе расчёта моделировалась динамика плазмы под действием тока установки "Ангара-5-1". На рисунке 12 представлена используемая в МГД-расчёте зависимость тока установки "Ангара-5-1" от времени $I(t)$ из [12], а также её аппроксимация полиномом 10-й степени $I_{\text{fit}}(t)$, и производная тока dI_{fit}/dt , полученная путём дифференцирования по времени аппроксимирующего полинома $I_{\text{fit}}(t)$. На рисунке 13 представлены экспериментальная ($U_{\text{эсп}}$) [12] и сглаженная расчётная ($U_{\text{расч}}$) зависимости напряжения на генераторе от времени. Из графиков, представленных на рис. 13, можно отметить, что не удалось достичь полного согласования экспериментальной и расчётной зависимостей. Подъём расчёт-

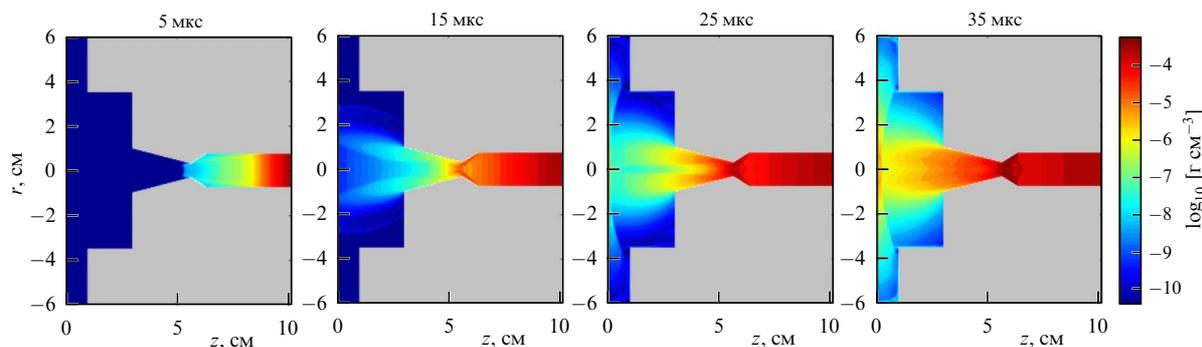


Рис. 11. Распределение плотности дейтерия на газодинамическом этапе расчёта на различные моменты времени [72].

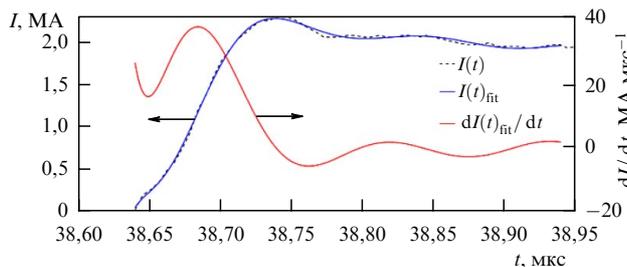


Рис. 12. Зависимости тока и производной тока генератора установки "Ангара-5-1" от времени [72].

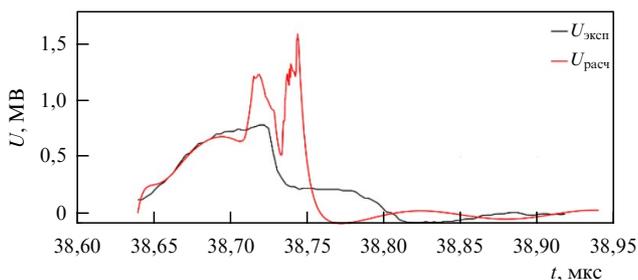


Рис. 13 Экспериментальная и расчётная зависимости напряжения от времени [73].

ной кривой напряжения в начале в момент времени 38,64–38,65 мкс связан с поведением производной тока, которое вызвано перегибом $I(t)$ в моменте времени 38,65 мкс (см. рис. 12). Важное отличие расчётной кривой от экспериментальной состоит в том, что у расчётной кривой имеется двойной пик напряжения, связанный с пинчеванием и соответствующим ростом индуктивности, что обычно имеет место в Z-пинчах и ПФ. У экспериментальной кривой такого пика нет или же он распределён на большие времена и, значит, пинчевание происходит более медленно.

На рисунке 14 приведено распределение плотности плазмы на различные моменты времени до и после образования пинча. В момент времени 38,74 мкс на оси формируется плазменный пинч, который к 38,742 мкс достигает диаметра 0,2 см и значения плотности $1,9 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-3}$, что в примерно в 18 раз превышает плотность плазмы на срезе сопла и в 160 раз превышает плотность плазмы у анода в момент перехода к МГД-расчёту. Магнитное поле на моменты времени 38,742–38,744 мкс, соответствующие образованию и развалу пинча, достигает величины $B \approx 4\text{--}6 \text{ МГс}$ на радиусе 0,1–0,03 см.

В расчётах имеет место значительный разогрев вакуумных областей позади плазменной оболочки со значением температуры в диапазоне от 0,05 до 1 кэВ. Температура ионов в плазменной оболочке находится в диапазоне от 3 до 5 кэВ, а в момент образования пинча возрастает до $\sim 20 \text{ кэВ}$. В момент развала пинча температура ионов в образовавшемся зазоре превышает значение 1 МэВ.

Интегральный выход нейтронов в расчёте составил $1,5 \times 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую приходилось 9×10^{10} ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно, 6×10^{10} ДД-нейтронов. Такое соотношение термоядерных и ускорительных нейтронов существенно отличается от результатов расчётов нейтронного выхода в ПФ, где обычно ускорительных нейтронов на 2–3 порядка больше, чем термоядерных [46, 47].

На рисунке 15 приведено полученное в расчёте распределение выхода термоядерных и ускорительных нейтронов из единицы объёма. Показана только приосевая область, где происходила генерация нейтронов. Из рисунка 15 видно, что длина области генерации ускорительных нейтронов вдоль оси z примерно в 3 раза больше, чем у термоядерных нейтронов, которая составляет $\sim 0,2 \text{ см}$. При этом радиусы области генерации близки и составляют $\sim 0,03 \text{ см}$ для ускорительных и $\sim 0,02 \text{ см}$ для термоядерных нейтронов.

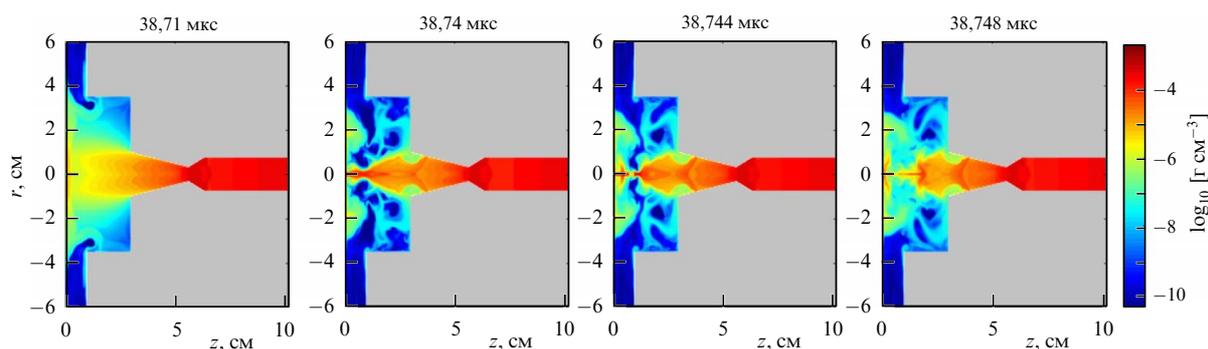


Рис. 14. Распределение плотности плазмы на МГД этапе расчёта на различные моменты времени [72].

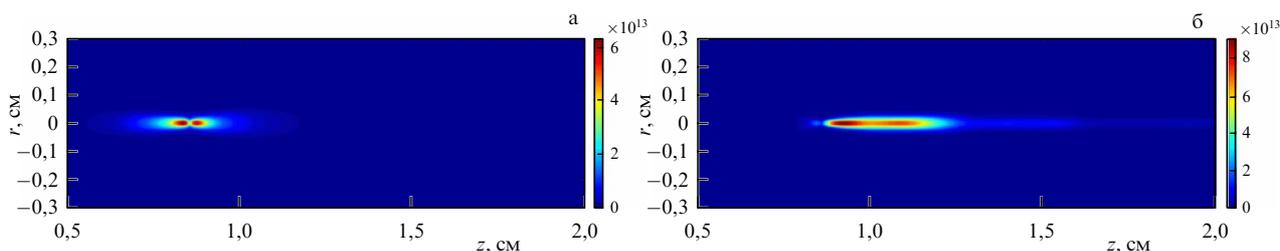


Рис. 15. Распределение нейтронного выхода термоядерных (а) и ускорительных (б) нейтронов из единицы объёма [72].

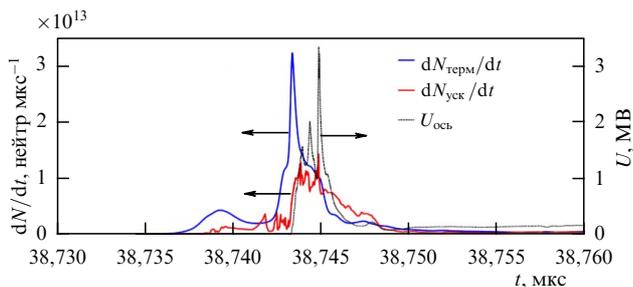


Рис. 16. Интенсивности нейтронного выхода для термоядерных нейтронов ($dN_{\text{терм}}/dt$) и ускорительных нейтронов ($dN_{\text{уск}}/dt$) и напряжение на оси ($U_{\text{ось}}$) в зависимости от времени [72].

На рисунке 16 приведены интенсивности нейтронного выхода для термоядерных ($dN_{\text{терм}}/dt$) и ускорительных нейтронов ($dN_{\text{уск}}/dt$) и напряжение на оси ($U_{\text{ось}}$) в зависимости от времени. Из графиков рис. 16, можно отметить, что положения максимумов $dN_{\text{уск}}/dt$ и $U_{\text{ось}}$ практически совпадают и соответствуют моменту развала плазменной перетяжки пинча. Полуширина кривой $dN_{\text{терм}}/dt$ составляет 1 нс, а для $dN_{\text{уск}}/dt$ — 3 нс. Напряжение на оси достигает в максимуме 3,3 МВ. Полуширина импульса напряжения составляет 1,1–1,8 нс. Временной интервал 38,744–38,748 мкс, на который приходится основной пик напряжения на оси, соответствует разрушению перетяжки. Замыкание перетяжки приводит далее к заметному снижению напряжения на оси.

Помимо интегрально выхода нейтронов в расчёте также получено распределение выхода ускорительных нейтронов по энергии налетающих ионов. Оно имеет основной пик в диапазоне энергий 40–300 кэВ и высокоэнергетический "хвост" 300–1200 кэВ. При этом 90% нейтронного выхода лежит в диапазоне 55–900 кэВ. В оценках [12] данный диапазон энергий составляет 200–500 кэВ.

Нейтронный выход в экспериментах [12] варьировался в диапазоне от 5×10^{10} до 8×10^{11} ДД-нейтронов за импульс в зависимости от задержки между сигналом датчика давления газа в сопле и моментом пуска генератора. В расчётах с варьированием плотности дейтерия и времени перехода к МГД-расчёту диапазон выхода составил от 5×10^{10} до $1,5 \times 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс. В расчётах не удалось достичь экспериментального нейтронного выхода на уровне 8×10^{11} ДД-нейтронов [12], что может свидетельствовать о необходимости корректировки модели ускорительного механизма [46, 47] применительно к расчётам систем с импульсным напуском газа.

3.2. Кинетическое моделирование

Кинетическое описание движения заряженных частиц в приближении частиц в ячейке в области фокусировки ТПО и сопряжение этого описания с МГД-подходом для всей остальной области плазменного фокуса проводилось в ряде работ [36–38, 74, 75]. Эта задача является очень непростой, поскольку для описания кинетических неустойчивостей и формирования пучков кажется необходимым описание кинетики ионов и электронов. Строго говоря, при этом надо обеспечить не только временное разрешение электронной циклотронной частоты, но и пространственное разрешение электрон-

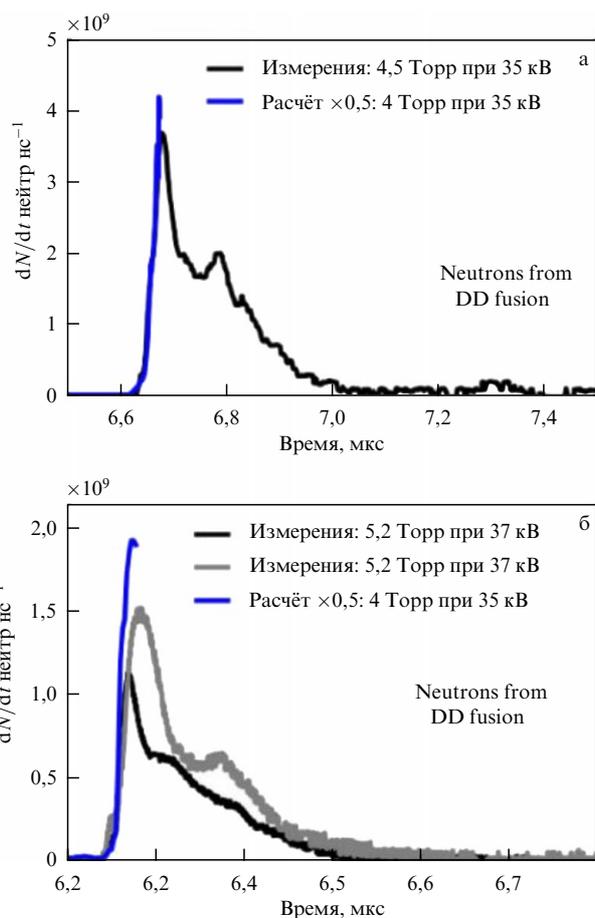


Рис. 17. Расчётные и измеренные нейтронные импульсы dN/dt [38].

ного ларморовского радиуса (даже не предполагая здесь разрешение дебаевской длины и считая плазму квазинейтральной). Эти условия трудно выполнимы для реальных расчётов и не всегда соблюдаются. Тем не менее даже в таких условиях удалось получить много интересных результатов.

Так в работах [36, 38, 73] получено качественное согласие с экспериментом по нейтронному выходу в плазменном фокусе. На рисунке 17 приведено сравнение расчётных и измеренных нейтронных импульсов dN/dt [38].

В работе [74] получено согласие с экспериментом по распределению ионов в образующихся в плазменном фокусе пучках (рис. 18), а в работах [74, 75] подтверждается, что anomalous сопротивление плазмы может быть обусловлено нижегибридной дрейфовой неустойчивостью, что предполагалось в феноменологических МГД-расчётах.

В работе [37] с помощью кинетического моделирования даётся объяснение наблюдаемого в экспериментах с Z-пинчами снижения выхода нейтронов относительно скейлинга I^4 при токах выше 3 МА. Согласно расчётам [37] в двумерной постановке в плазме с возмущениями плотности, являющимися затравкой для РТ-неустойчивости (а также сосисочной неустойчивости), при малых токах $I < 3$ МА наблюдается увеличение нейтронного выхода за счёт ускорительных нейтронов, генерирующихся от столкновения с плазмой высокоэнергетических ионов, набравших энергию в электрических полях, по-

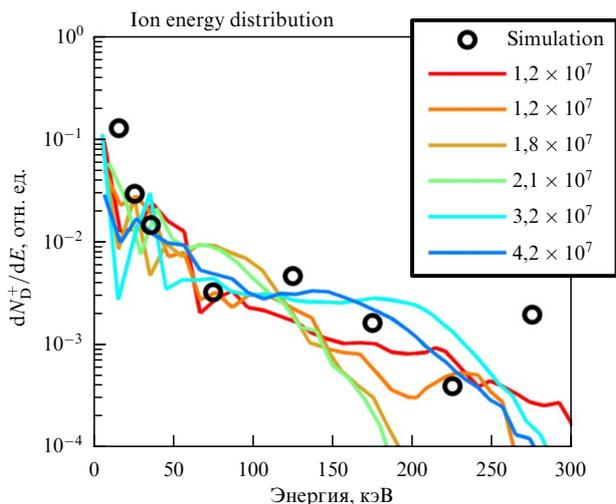


Рис. 18. Расчётное (чёрные кружки) и измеренное распределения ионов по энергии [74].

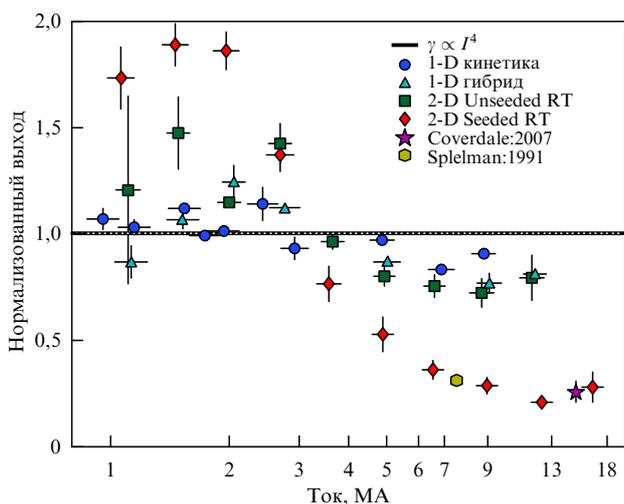


Рис. 19. Нейтронный выход, нормированный на скейлинг I^4 , полученный в 1D и 2D расчётах [37] в сравнении с экспериментальными данными.

являющихся вследствие развития неустойчивостей (в том числе, возможно, не только МГД, но и кинетических). В то же время при токах $I > 3$ МА наблюдается снижение выхода относительно скейлинга I^4 вследствие снижения температуры плазмы в пинче и увеличения силы торможения для быстрых ионов, образующихся вследствие развития этих неустойчивостей. Такие ионы из-за малых пробегов уже не могут проникнуть в плотную плазму пинча и не могут получать дополнительную энергию от электрического поля, что приводит к снижению ускорительного выхода нейтронов. На рисунке 19 приведены нормированные на скейлинг I^4 расчётные выходы нейтронов в сравнении с экспериментальными данными.

4. Заключение

Моделирование развития перетяжки показало, что из-за развития турбулентности формирования перетяжки с малым радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия не происходит. Давления, плотности и магнитные поля

в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, а стабилизируются. Не происходит и генерации высоких напряжений вблизи оси, что могло бы способствовать формированию ионных пучков и генерации нейтронов за счёт ускорительного механизма. В расчётах устанавливается МГД-равновесное состояния на границе перестановочной неустойчивости. Таким образом, для описания генерации нейтронов в УМ необходим учёт кинетических процессов формирования высоких напряжений в плазме.

Сравнение расчётов динамики плазмы в сферических камерах ПФ с экспериментом показало адекватность МГД-модели и возможность её использования для исследования динамики ТПО в камерах ПФ. При расчёте нейтронного выхода с моделью ускорительного механизма получено согласие с экспериментом.

В расчётах динамики плазмы для установки "Ангра-5-1" удалось удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные по распределению плотности газа в разрядном промежутке и напряжению на входе в нагрузку и нейтронному выходу. Получены следующие параметры пинча: диаметр $\sim 0,2$ см, сжатие по плотности более 160, температура в пинче ~ 20 кэВ, магнитное поле на радиусе пинча $\sim 4-6$ МГс. Размер области генерации нейтронов $z \times r$ составляет $\sim 0,7 \times 0,03$ см для ускорительных нейтронов и $\sim 0,2 \times 0,02$ см для термоядерных нейтронов. Максимальный выход нейтронов в расчёте составил $1,5 \times 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую нейтронного выхода приходилось 9×10^{10} ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно, 6×10^{10} ДД-нейтронов.

2D кинетические расчёты ПФ, проведённые для конечной фазы формирования пинча, показывают согласие с экспериментальными данными по нейтронному выходу и распределению ионов в образующихся пучках и подтверждают, что anomalous сопротивление плазмы может быть обусловлено нижегибридной неустойчивостью, что предполагалось в феноменологических МГД-расчётах, описывающих генерацию нейтронов в Z-пинче и ПФ.

5. Приложение. Кадомцевские профили на границе устойчивости

Построим профили характерных величин в равновесном Z-пинче на границе $m = 0$ перестановочной неустойчивости, т.е. при выполнении условия равновесия

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{B}{4\pi r} \frac{d}{dr}(rB) \quad (\text{П.1})$$

и знака равенства вместо неравенства в условии устойчивости (7)

$$\frac{d \ln p}{d \ln r} = -\frac{4\gamma}{2 + \beta\gamma} \quad (\text{П.2})$$

При этом исправим ошибку, которая имеет место в оригинальной статье Б.Б. Кадомцева [49].

Условие равновесия (П.1) можно переписать в виде

$$\frac{d \ln p}{d \ln r} = \frac{1}{1 + \beta} \left(\frac{d \ln \beta}{d \ln r} - 2 \right) \quad (\text{П.3})$$

Тогда, используя (П.2) и (П.3), получаем

$$\frac{d \ln \beta}{d \ln r} = \frac{4 - 2\gamma\beta - 4\gamma}{2 + \gamma\beta}. \quad (\text{П.4})$$

Интегрируя (П.4), получим зависимость радиуса от β

$$r = a \frac{(\beta + 2 - (2/\gamma))^{(2-\gamma)/(2(\gamma-1))}}{\beta^{1/(2(\gamma-1))}}, \quad (\text{П.5})$$

где a — константа интегрирования. Для $\gamma = 5/3$ (П.5) даёт

$$r = a \frac{(\beta + 0,8)^{1/4}}{\beta^{3/4}}. \quad (\text{П.6})$$

Для нахождения зависимости p от β исключаем радиус, деля (П.3) на (П.4). Тогда после простых преобразований получаем

$$\frac{dp}{p} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{1}{\beta} + \frac{\gamma}{2 - \gamma\beta - 2\gamma} \right) d\beta. \quad (\text{П.7})$$

Интегрируя (П.7), получаем зависимость давления от β :

$$p = p_0 \left(\frac{\beta}{\beta + 2 - (2/\gamma)} \right)^{\gamma/(\gamma-1)}. \quad (\text{П.8})$$

где p_0 — константа интегрирования. Для $\gamma = 5/3$ (П.8) даёт

$$p = p_0 \left(\frac{\beta}{\beta + 0,8} \right)^{5/2}, \quad (\text{П.9})$$

где p_0 — давление при $r = 0$, т.е. при $\beta \rightarrow \infty$. Зависимости (П.5) и (П.8) или (П.6) и (П.9) определяют в параметрической форме зависимость давления от радиуса. Соответствующие зависимости давления и магнитного поля от радиуса представлены для $\gamma = 5/3$ на рис. 20 сплошными кривыми.

Рассмотрим теперь равновесный Z-пинч на границе $m = 1$ неустойчивости. Используя условие устойчивости (8) и условие равновесия (П.1), которое можно записать в виде

$$\frac{d \ln p}{d \ln r} = \frac{1}{1 + \beta} \left(\frac{d \ln \beta}{d \ln r} - 2 \right),$$

где $\beta = (8\pi p)/B^2$ получаем: $\beta = Cr + 1$, или

$$p = \frac{B^2}{8\pi} (Cr + 1), \quad (\text{П.10})$$

где C — константа.

Подставляя (П.10) в условие равновесия (П.1) получаем

$$B = \frac{C_1}{\sqrt{r}}. \quad (\text{П.11})$$

Далее подставляя (П.11) в (П.10) получаем

$$p = \frac{C_1^2}{8\pi r} + C_2, \quad (\text{П.12})$$

где C_1, C_2 — константы. Формулы (П.11) и (П.12) показывают, что если $m = 1$ неустойчивость приводит эффективной перестройке магнитного поля на границу

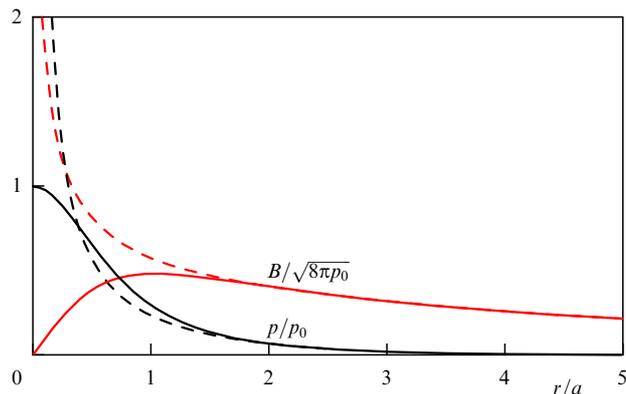


Рис. 20. Профили давления — p и магнитного поля — B , (сплошные — граница для $m = 0$, пунктир — $m = 1$).

устойчивости Z-пинча, то эффективные магнитное поле и давление вещества будут кумулироваться вблизи оси по законам $1/\sqrt{r}$ и $1/r$, а β будет стремиться к 1.

Чтобы построить решение на границе устойчивости для обоих случаев $m = 0$ и $m = 1$, нужно сшить решения (П.5), (П.8) и (П.11), (П.12) в точке, где (П.2) совпадёт с (8), т.е. при $\beta_0 = 2/3\gamma$. Приравняв в этой точке давление и магнитное поле, свяжем константы C_1, C_2 и a, p_0

$$C_1 = \sqrt{8\pi p_0 a \frac{B_0^{1/(2(\gamma-1))}}{(0,8 + \beta_0)^{(3\gamma-2)/(2(\gamma-1))}}},$$

$$\frac{C_1^2}{8\pi} = p_0 a \frac{\beta_0^{1/(2(\gamma-1))}}{(0,8 + \beta_0)^{(3\gamma-2)/(2(\gamma-1))}},$$

$$C_2 = -p_0 \left(\frac{\beta_0}{0,8 + \beta_0} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \left(\frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right).$$

Для $\gamma = 5/3$ связь C_1, C_2 с константами p_0 и a (П.6), (П.9) будет выглядеть как

$$C_1 = \sqrt{8\pi p_0 a \frac{B_0^{3/4}}{(0,8 + \beta_0)^{9/4}}},$$

$$\frac{C_1^2}{8\pi} = p_0 a \frac{\beta_0^{3/4}}{(0,8 + \beta_0)^{9/4}},$$

$$C_2 = -p_0 \left(\frac{\beta_0}{0,8 + \beta_0} \right)^{5/2} \left(\frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right). \quad (\text{П.13})$$

Поскольку в этом случае $\beta_0 = 2/5$ то константы в (П.13) равны

$$\frac{\beta_0^{3/4}}{(0,8 + \beta_0)^{9/4}} \approx 0,334, \quad \left(\frac{\beta_0}{0,8 + \beta_0} \right)^{5/2} \left(\frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right) \approx 0,0962.$$

Список литературы

1. Дьяченко В Ф, Имшенник В С, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 8 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1974) с. 164; Пер. на англ. яз.: D'yachenko V F, Imshennik V S, in *Reviews Plasma Physics* Vol. 8 (Ed. M A Leontovich) (Boston, MA: Consultants Bureau, 1980) p. 199, DOI:10.1007/978-1-4615-7814-7_3

2. Вихрев В В, Брагинский С И, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 10 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1980) с. 243; Пер. на англ. яз.: Vikhrev V V, Braginskii S I, in *Review Plasma Physics* Vol. 10 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1986) p. 425
3. Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K *Rev. Mod. Phys.* **72** 167 (2000)
4. Haines M G *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 093001 (2011)
5. Ise J, Pyle R V, in *Conf. on Controlled Thermonuclear Reactions, Princeton Univ., 17–20 October 1955, TID-7503* (Washington, DC: USAEC, 1955) p. 218
6. Арцимович Л А и др. *Атомная энергия* **1** (3) 84 (1956); Artsimovich L A et al. *Sov. J. Atom. Energy* **1** 375 (1956)
7. Gilbert F C et al., in *Conf. on Controlled Thermonuclear Reactions, Gaitlinburg, TN, 4–7 June 1956 TID-7520 Pt. 1* (Washington, DC: USAEC, 1956) p. 144; Dunaway R, in *Conf. on Controlled Thermonuclear Reactions, Gaitlinburg, TN, 4–7 June 1956 TID-7520 Pt. 1* (Washington, DC: USAEC, 1956) p. 127
8. Filippov N V, Filippova T I, Vinogradov V P *Nucl. Fusion Suppl.* **2** 577 (1962)
9. Mather J W *Phys. Fluids Suppl.* **7** 5 (1964)
10. Макеев Н Г, Румянцев В Г, Маслов В В *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* Сер. Б, Т. IX-3 (Под ред. В А Грибкова) (М.: Янус, 2007) с. 176
11. Макеев Н Г, Румянцев В Г, Черемухин Г Н, в сб. *Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстротекущих процессов* (Под ред. Н Г Макеева) (Саров: РФЯЦ—ВНИИЭФ, 1996) с. 281
12. Батюнин А В и др. *Физика плазмы* **16** 1027 (1990); Batyunin A V et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **16** 597 (1990)
13. Klir D et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 065013 (2010)
14. Lee S, Serban A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1101 (1996)
15. Михайлов Ю В, Лемешко Б Д, Прокураторов И А *Физика плазмы* **45** 323 (2019); Mikhailov Yu V, Lemeshko B D, Prokuratorov I A *Plasma Phys. Rep.* **45** 334 (2019)
16. Gribkov V A et al. *J. Phys. D* **40** 3592 (2007)
17. Аблесимов В Е и др. *Физика плазмы* **36** 396 (2010); Ablesimov V E et al. *Plasma Phys. Rep.* **36** 403 (2010)
18. Klir D et al. *Phys. Plasmas* **15** 032701 (2008)
19. Klir D et al. *New J. Phys.* **20** 053064 (2018)
20. Klir D et al. *Matter Radiat. Extremes* **5** 026401 (2020)
21. Velikovich A L et al. *Phys. Plasmas* **14** 022701 (2007)
22. Coverdale C A et al. *Phys. Plasmas* **14** 022706 (2007)
23. Coverdale C A et al. *Phys. Plasmas* **14** 056309 (2007)
24. Stanislawski J et al. *Nuclonika* **46** S73 (2001)
25. Milanese M M *Rev. Sci. Instrum.* **77** 036106 (2006)
26. Грабовский Е В и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **45** (1) 119 (2022)
27. Трубников Б А, Жданов С К *Письма в ЖЭТФ* **41** (7) 292 (1985); Trubnikov B A, Zhdanov S K *JETP Lett.* **41** 358 (1985)
28. Жданов С К, Трубников Б А *ЖЭТФ* **90** 1380 (1986); Zhdanov S K, Trubnikov B A *Sov. Phys. JETP* **63** 809 (1986)
29. Гаранин С Ф, Чернышев Ю Д *Физика плазмы* **13** 974 (1987)
30. Гаранин С Ф *Физические процессы в системах МАГО-МТФ* (Саров: ФГУП РФЯЦ—ВНИИЭФ, 2012); Garanin S F "Physical processes in the MAGO/MTF systems", LA-UR-13-29094 (Los Alamos, 2013)
31. Вихрев В В *Физика плазмы* **12** 454 (1986); Vikhrev V V *Sov. J. Plasma Phys.* **12** 735 (1986)
32. Трубников Б А *Физика плазмы* **12** 468 (1986); Trubnikov B A *Sov. J. Plasma Phys.* **12** 271 (1986)
33. Яньков В В *Физика плазмы* **17** 521 (1991); Yan'kov V V *Sov. J. Plasma Phys.* **17** 305 (1991)
34. Shan B, Lee P, Lee S *Sing. J. Phys.* **16** 25 (2000)
35. Lee S *J. Fusion Energy* **33** 319 (2014)
36. Schmidt A et al. *Phys. Plasmas* **21** 102703 (2014)
37. Offermann D T et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 195001 (2016)
38. Bennett N et al. *Phys. Plasmas* **24** 012702 (2017)
39. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (New York: Pergamon Press, 1984)
40. Трубников Б А, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 1 (Отв. ред. М А Леонтович) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 289
41. Kruskal M, Schwarzschild M *Proc. R. Soc. London A* **223** 348 (1954) DOI:10.1098/rspa.1954.0120
42. Шафранов В Д *Атом. энергия* **1** (5) 38 (1956); Shafranov V D *Sov. J. Atom. Energy* **1** 709 (1956)
43. Book D L, Ott E, Lampe M *Phys. Fluids* **19** 1982 (1976)
44. Яньков В В, Препринт ИАЭ-4218/7 (М.: Институт атомной энергии имени И.В. Курчатова, 1985)
45. Lebedev S V, Frank A, Ryutov D D *Rev. Mod. Phys.* **91** 025002 (2019)
46. Гаранин С Ф, Мамышев В И *Физика плазмы* **34** 695 (2008); Garanin S F, Mamyshev V I *Plasma Phys. Rep.* **34** 639 (2008)
47. Гаранин С Ф и др. *Физика плазмы* **46** 890 (2020); Garanin S F et al. *Plasma Phys. Rep.* **46** 978 (2020)
48. Гаранин С Ф, Долинский В Ю *Физика плазмы* **47** 728 (2021); Garanin S F, Dolinskii V Yu *Plasma Phys. Rep.* **47** 814 (2021)
49. Кадомцев Б Б, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 2 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 132; Пер. на англ. яз.: Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 2 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1966) p. 153
50. Брагинский С И, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 183; Пер. на англ. яз.: Braginskii S I, in *Reviews in Plasma Physics* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1965) p. 205
51. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
52. Davidson R C, Gladd N T *Phys. Fluids* **18** 1327 (1975)
53. Krall N A, Liewer P C *Phys. Rev. A* **4** 2094 (1971)
54. Гудблуд И П, Пятак А И, Сизоненко В Л *ЖЭТФ* **64** 2084 (1973); Goedbloed J P, Pyatak A I, Sizonenko V L *Sov. Phys. JETP* **37** 1051 (1973)
55. Сасоров П В *Физика плазмы* **18** 275 (1992); Sasorov P V *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 143 (1992)
56. Кадомцев Б Б *Коллективные явления в плазме* (М.: Наука, 1976); Пер. на англ. яз.: Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad. Plenum Publ., 2001) p. 1, DOI:10.1007/978-1-4615-1309-4_1
57. Трубников Б А *Теория плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1996)
58. Chadwick M B et al. *Nucl. Data Sheets* **107** 2931 (2006)
59. Флетчер К *Вычислительные методы в динамике жидкостей* Т. 1 *Основные положения и общие методы* (М.: Мир, 1991); Пер. с англ. яз.: Fletcher C A J *Computational Techniques for Fluid Dynamics* Vol. 1 *Fundamental and General Techniques* (Berlin: Springer, 1988) DOI:10.1007/978-3-642-97035-1
60. Самарский А А, Попов Ю П *Разностные методы решения задач газовой динамики* (М.: Наука, 1992)
61. Гаганов В В, Гаранин С Ф, Долинский В Ю *Физика плазмы* **49** 332 (2023); Gaganov V V, Garanin S F, Dolinskii V Yu *Plasma Phys. Rep.* **49** 428 (2023)
62. Завьялов Н В и др. *Физика плазмы* **39** 276 (2013); Zavyalov N V et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 243 (2013)
63. Sohrabi M, Zarinshad A, Habibi M *Sci. Rep.* **6** 38843 (2016)
64. Ito H, Nishino Y, Masugata K *J. Korean Phys. Soc.* **59** 3674 (2011)

65. Dolinskii V Yu et al., in *Proc. of the 16th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Kashiwa, 2018*, p. 131
66. Гаранин С Ф и др., в сб. *XLVI Международная Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, ИСРАФ-2019, 18–22 марта 2019, г. Звенигород* (М.: ПЛАЗМАИОФАН, 2019) с. 122
67. Сасоров П В *Физика плазмы* **16** 1236 (1990)
68. Гаранин С Ф, Мамышев В И *Физика плазмы* **16** 1218 (1990)
69. Ananyev S S, Suslin S V *Fusion Eng. Design* **137** 338 (2018)
70. Гаранин С Ф, Буйко А М, Якубов В Б *Прикладная механика и техническая физика* **58** (5) 26 (2017); Garanin S F, Buiko A M, Yakubov V B *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **58** 779 (2017) DOI:10.1134/S0021894417050030
71. Liskien H, Paulsen A *Atom. Data Nucl. Data Tables* **11** 569 (1973)
72. Гаранин С Ф, Долинский В Ю *Физика плазмы* **50** 887 (2024); Garanin S F, Dolinskii V Yu *Plasma Phys. Rep.* **50** 948 (2024)
73. Schmidt A, Tang V, Welch D *Phys. Rev. Lett.* **109** 205003 (2012)
74. Schmidt A et al. *Phys. Rev. E* **89** 061101 (2014)

Simulations of Z-pinchs

S.F. Garanin*, V.Yu. Dolinskii

Russian Federal Nuclear Center–All-Russian Research Institute,
prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation
E-mail: *sfgaranin@vniief.ru

Studies of the development of a ‘sausage’ instability of Z-pinch in the MHD-approximation and the account for the development of two-dimensional turbulence have shown that turbulence development prevents the formation of the neck with an infinitely decreasing radius. Under the neck compression in this approximation there is also no generation of high voltages near the axis that could contribute to the formation of ion beams and neutrons generation due to the beam-target mechanism. Thus, to describe neutron generation in the beam–target mechanism, it is necessary to take into account the kinetic processes of high voltage generation in plasma. 2D MHD-computations with the account for kinetic processes in the phenomenological form of anomalous resistivity make it possible to achieve for a number of plasma focus configurations and gas puff Z-pinch an agreement with experimental data on current, voltage and neutron measurements. 2D kinetic computations of the plasma focus carried out for the final phase of pinch formation agree with experimental data on the neutron yield and distribution of ions in the resulting beams and confirm that the anomalous plasma resistivity may be due to lower hybrid drift instability, which was assumed in phenomenological MHD-computations that describe neutron generation in Z-pinch and plasma focus.

Keywords: MHD-simulations, plasma dynamics, ‘sausage’ instability, Z-pinch, plasma focus

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.58.Lq

Bibliography — 74 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (3) 221–237 (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.039998>

Received 10 June 2025, revised 7 August 2025

Physics – Uspekhi **69** (3) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.08.039998>