

О нагреве ионов в нецилиндрических Z-пинчах

© Э.Б. Свирский

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: Svirskiy_EB@nrcki.ru

(Поступило в Редакцию 24 января 2017 г.)

Предложена методика анализа процессов в горячей плазме нецилиндрических Z-пинчей, основанная на выделении в особую фракцию группы высокоэнергичных ионов. Они составляют незначительную долю (~10%) от общего объема плазмы Z-пинча, но именно они вносят наиболее существенный вклад в формирование условий, при которых пинч становится источником продуктов ядерного синтеза и рентгеновского излучения. Методика позволяет использовать достаточно корректный способ количественной оценки параметров плазмы, выхода энергии реакций ядерного синтеза и особенности потоков нейтронов в экспериментах на Z-пинчах.

DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45475.2176

Введение

Цель настоящей работы — предложить для инженерных оценок упрощенную модель плазмы в стадии конечного сжатия исходного Z-пинча, выделив из общей массы ионов высокоэнергичные ионы в отдельную фракцию — бесстолкновительный пинч (collision less pinch; C-пинч).

Прямой Z-пинч неустойчив, особенно к радиальной деформации. В экспериментах на нецилиндрических Z-пинчах при развитии неустойчивости моды $m = 0$ всегда присутствует некоторое количество „перегретых“ ионов. Кулоновское сечение взаимодействия высокоэнергичных ионов с остальной плазмой резко падает, что позволяет им не терять энергию в столкновениях, а накапливать ее, многократно отражаясь от сдвигивающего пинч магнитного поля. Такие ионы с большой вероятностью избегают столкновений внутри Z-пинча, они становятся „бесстолкновительными“.

К ним относятся те ионы, у которых длина свободного пробега оказалась больше диаметра пинча. Выделение их в отдельную фракцию — C-пинч — дает возможность описывать процесс сжатия исходного нецилиндрического Z-пинча как два различных совместно протекающих процесса. Такая модель уместна при решении задачи использования энергетических возможностей плазмы для технологических целей [1–3], например, для оценки параметров плазмы в экспериментах по выяснению ее свойств [4–23] или для оценки термоядерного выхода в системе нецилиндрического Z-пинча — „перетяжке“, азимутально-симметричном высокотемпературном плазменном образовании. Ионы приобретают дополнительную энергию за счет добавляющейся скорости „схлопывающегося“ магнитного поля [3]. Уменьшающийся радиус „перетяжки“ увеличивает вероятность того, что ионы с большой длиной пробега, движущиеся в радиальном направлении, пересекут „перетяжку“ без столкновений. Таким образом, чем сильнее сжимается пинч и уменьшается его радиус, тем больше в нем „бесстолкно-

вительных“ ионов. Соответствующий рост количества высокоэнергичных, бесстолкновительных ионов приводит к изменению кинетических свойств плазмы [24–27], требующих дальнейших исследований. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что можно добиться уменьшения радиального размера пинча в десятки раз [27–32]. В процессе исследований по практическому использованию нецилиндрического Z-пинча (плазменный фокус: ПФ) в проекте термоядерного ракетного двигателя [23], в лабораторных экспериментах [3–32] стабильно наблюдались продукты выхода ядерного синтеза, несмотря на то, что энергетические характеристики плазмы, ее объем, плотность и температура были ниже, чем требуется для классического термоядерного синтеза [24,26]. Модель с разделением плазмы на „основную“ и C-пинч позволяет объяснить этот эффект, поскольку именно от энергии „перегретых“ ионов C-пинча в наибольшей степени зависит выход продуктов термоядерного синтеза [24–26]. Оценки выхода продуктов термоядерного синтеза, выполняемые с использованием модели C-пинча, дают удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами и не требуют громоздких вычислений. Итогом настоящей работы являются достаточно простые формулы для предварительной количественной оценки выхода продуктов ядерного синтеза на этапе быстрого сжатия нецилиндрического Z-пинча. Показан существенный вклад высокоэнергичных ионов C-пинча в процесс инициализации ядерных реакций синтеза. Рассматривается влияние „перегретых“ ионов на неизотропность нейтронного излучения.

Нагрев ионов плазмы в нецилиндрических Z-пинчах

Исследования по использованию горячей плазмы для инициирования термоядерного синтеза ведутся с середины прошлого столетия [3–32], за это время созданы и изучены сотни способов формирования необходимых

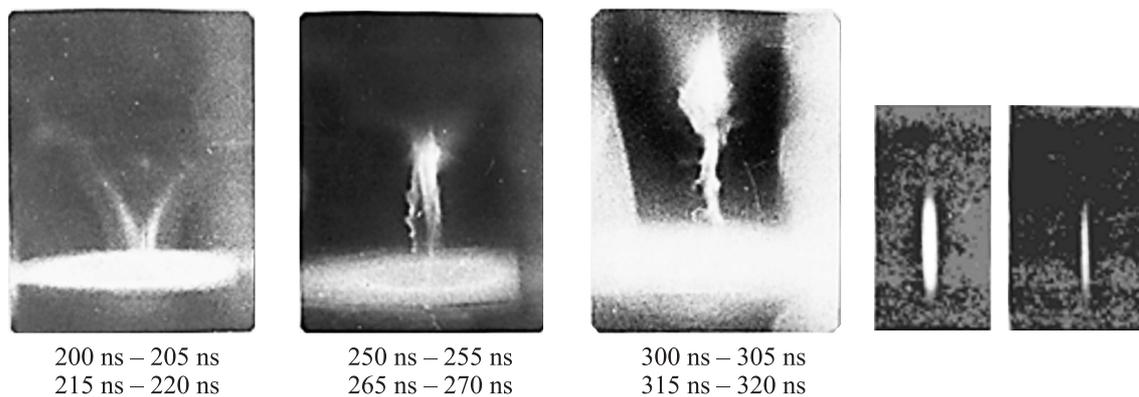


Рис. 1. Снимки нецилиндрического Z -пинча в видимом свете (слева). Снимки, разрешенные во времени; по два снимка на каждой фотографии, получены с помощью ячеек Керра (экспозиция снимков 5 ns через 10 ns и 50 ns между фотографиями). На втором снимке видно углубление в аноде диаметром 2 см (привязка по размеру). Справа: те же снимки — в мягком рентгеновском свете, полученные за разными фильтрами, за время разряда [37]. Все размеры $\sim 1 : 1$.

условий для термоядерного синтеза и методов диагностики плазмы по продуктам выхода. Исследования продолжаются, потому что модели протекающих в плазме процессов не всегда хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми данными по продуктам выхода, используемыми для диагностики внутреннего состояния плазмы. В частности, применимость МГД-модели ограничена наличием в плазме некоторого количества интересующих нас ионов — ионов с длиной пробега больше характерного размера пинча.

Безотносительно к конкретным особенностям тех или иных установок оценим количество таких ионов в плазме с начальным максвелловским распределением ионов по энергии. Рассмотрим конкретный пример: пусть средняя температура плазмы 1 keV, а исходный диаметр пинча 1.4 см.

Это характерные параметры нецилиндрических Z -пинчей, встречающиеся во многих работах [3–32]. Чтобы длина свободного пробега иона была больше диаметра пинча $d \approx 1.4$ см, ион должен иметь энергию > 2.6 keV, это следует из формулы (2.37) из [3]. Если после торможения плазмы токовой плазменной оболочки (ТПО) на оси температуры ионов (T_i) и электронов (T_e) равны, то длина свободного пробега ионов вначале равна

$$\lambda_i = (1/\pi n L_k)(\epsilon_i/(Z_i e^2)^2). \quad (1)$$

Здесь и далее индекс „ i “ обозначает принадлежность параметра ионам, n — плотность плазмы, Z_i — заряд иона, L_k — кулоновский логарифм, e — величина элементарного заряда.

Доля ионов с энергией 2.6 keV в максвелловском распределении частиц со средней энергией 1 keV составляет $\exp\{-2.6 \cdot 10^3/10^3\} \sim 0.074$. Некоторая часть ионов (примерно 0.014 от общего объема пинча) движется по траекториям, прилегающим к оси системы. Они уходят при сжатии сразу. Оставшиеся ионы (примерно 0.06 от общей массы пинча) могут войти в выделенную нами фракцию „перегретых“ ионов —

S -пинч. Бесстолкновительные ионы дейтерия S -пинча, непрерывно набирают энергию с большей скоростью, чем вся остальная плазма, и „нагреваются“ быстрее [11–23]. Азимутально-симметричная токовая плазменная оболочка (ТПО) нецилиндрического Z -пинча сходится на оси. Ее толщина 1 см, а радиальная скорость $v_{CPS} = 3 \cdot 10^7$ cm/s [11,29]. Нецилиндрический Z -пинч (без продольного магнитного поля) — это конечная фаза развития неустойчивости на сходящейся к оси ТПО, ее наиболее проявляющаяся мода $m = 0$. Она задана конструкцией камеры и ходом разряда в эксперименте [11]. Этот момент отражен на фотографиях (рис. 1), полученных с помощью скоростного фотографирования ячейками Керра [33]. При торможении ТПО на оси практически вся кинетическая энергия ионов переходит в тепловую [11,29–32]: $T_i \approx \rho v_i^2/3$. Температуру плазмы в этот момент можно было бы назвать „температурой торможения“ при кумуляции оболочки на оси системы. Скорость бесстолкновительных ионов при такой температуре $(4–5) \cdot 10^7$ cm/s. Отражаясь от сжимающейся магнитной стенки ТПО, ионы будут увеличивать свою энергию.

Характерное время существования пинча, время его „стояния“ (стагнации) составляет ~ 100 ns (экспериментально зафиксированное время существования нецилиндрического Z -пинча). Характерное время пересечения пинча бесстолкновительными ионами (с пробегом, большим его поперечного размера) ~ 10 ns. В течение 100 ns пинч дожимается до плотности $10^{19}–10^{20}$ cm $^{-3}$ [29–33] с вытеканием плазмы вдоль оси, затем разрушается. Бесстолкновительные ионы все это время накапливают энергию быстрее ионов основной плазмы. Поскольку мы разделили ионы на две фракции, полная функция распределения ионов исходного нецилиндрического Z -пинча, зависящая от времени, координат и энергии, трансформируется в две функции, описывающие совместные

явления с участием двух групп ионов:

$$F(t, r, \varphi, z, \varepsilon) \rightarrow f_0(t, r, \varphi, z, \varepsilon) + f_1(t, r, \varphi, \varepsilon) \\ = f_0(t, r, \varphi, z)f_0(\varepsilon_0) + f_1(t, r, \varphi, z)f_1(\varepsilon_1).$$

Здесь r, φ, z — азимутальные координаты, ε — энергия, F — исходное распределение ионов плазмы нецилиндрического Z-пинча, f_0 — распределение ионов основного пинча в процессе сжатия, f_1 — распределение ионов С-пинча.

Так как обе фракции ионов сосредоточены в пределах конфигурации общего пинча (рис. 2), то распределения $f_0(t, r, \varphi, z)$ и $f_1(t, r, \varphi, z)$ по координатам практически идентичны с той лишь разницей, что распределение $f_1(t, r, \varphi, z)$ С-пинча на два ларморовских радиуса шире. Совместное распределение основной плазмы и перегретых ионов по энергии уже не будет максвелловским, оно станет бимодальным: в области высоких энергий появится новообразование — „плато“ (часть графика после границы A (рис. 3)), — вклад высокоэнергичных ионов С-пинча в общую энергию плазмы. Основная часть распределения по-прежнему имеет почти максвелловскую форму M (рис. 3). В области высоких энергий ионы основной части плазмы по мере сжатия пинча пополняют „плато“ С-пинча.

Полная функция распределения будет использоваться при оценках вероятности совместных и независимых событий в виде

$$F(t, r, \varphi, z) = f_0(t, r, \varphi, z)f_0(\varepsilon_0) + f_1(t, r, \varphi, z)f(\varepsilon_1)$$

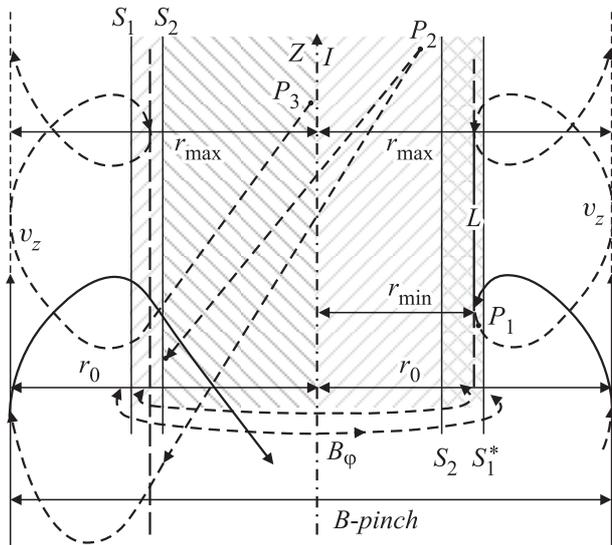


Рис. 2. Условное изображение дрейфа заряженной частицы в магнитном поле прямого тока пинча. Здесь Z — ось пинча, B — индукция азимутального магнитного поля, $r_{\min} = 0.1 \text{ cm}$ — радиус исходного пинча, радиус С-пинча $= r_{\max} = r_{\text{С.п.}} = r_{\min} \exp(\Delta)$. Δ — безразмерный параметр; $I = 1 \text{ MA}$ — ток пинча, v_0 — абсолютная скорость частицы. Все размеры даны в относительных ед. S_1, S_2^* обозначает „скин-слой“, P_1, P_2, P_3 — траектории ионов С-пинча внутри не замагниченной плазмы.

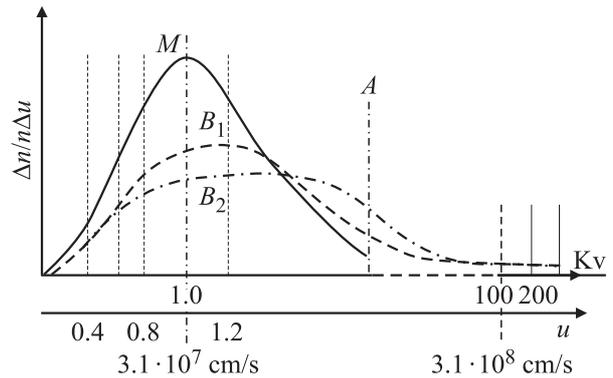


Рис. 3. Стилизованный график общего распределения ионов по скоростям (по энергиям) для трех моментов времени M_1, M_2, M_3 . Деформация во времени исходного (M_1) максвелловского распределения ионов по скоростям (энергиям) в M_2 и M_3 происходит за счет того, что высокоэнергичные частицы уходят за границу A в распределение ионов С-пинча.

или $f_0(t, r, \varphi, z)f_0(\varepsilon_0)f_1(t, r, \varphi, z)f(\varepsilon_1)$ соответственно. Так, с распределением $f_0(t, r, \varphi, z)f_0(\varepsilon_0)$ связано исходное распределение большей части ионов, а $f_1(t, r, \varphi, z)f_1(\varepsilon_1)$ описывает интересное нас „новообразование“ — С-пинч, к которому (как было подсчитано выше) изначально относилось 6% от общего количества ионов. Однако при уменьшении поперечного размера сжимаемого пинча доля их будет становиться больше согласно (1) и рис. 3.

Вероятность столкновений частиц с энергиями, достаточными для ядерного синтеза, пропорциональна отношению объемов Z-пинча и С-пинча. Оба пинча имеют одинаковую высоту, поэтому для оценок важны только их радиусы.

Первоначально почти равные радиусы $r_{\text{м.п.}}$ основного пинча и $r_{\text{С.п.}}$ — С-пинча начинают различаться по мере сжатия основного пинча и „перегрева“ энергичных ионов С-пинча. Уравнение адиабаты в переменных температуры T_i удельного объема пинча V_i при сжатии в разные моменты времени имеет вид $T_{i1}V_{i1}^{\gamma-1} = T_{i2}V_{i2}^{\gamma-1}$. Считаем, что плазма основного пинча сжимается как идеальный газ с показателем адиабаты $\gamma = 1.67$. Для С-пинча превалирует радиальное сжатие, поэтому будем считать, что оно квазиадиабатично с $\gamma = 2$, поскольку азимутальная составляющая скорости С-ионов v_φ постепенно трансформируется в их осевую составляющую v_z [34,35]. Величины объемов Z-пинча и С-пинча отличаются только радиусами (длина у них общая и не изменяется), поэтому

$$T_2 \geq T_1(r_1/r_2)^2. \quad (2)$$

Для оценок нейтронного выхода потребуются уточненные размеры радиусов пинчей. Конкретный пример. Пусть поперечный размер пинча уменьшается в 5 и в 10 раз (его измеренный конечный диаметр 0.3 и 0.14 cm, а длина 1.5 cm). Энергия ионов С-пинча при

сжатия вырастет по сравнению с начальной энергией 2.6 keV пропорционально квадрату отношения радиусов, т.е. в 25 и в 100 раз, и окажется равной 60.5 и 260 keV соответственно. Можно уточнить величину конечной энергии ионов С-пинча, подставив в (2) более строгую оценку его радиуса. Для этого используем решенную задачу [34] для дрейфа частицы с зарядом $Z_i e$, массой дейтрона m_i , обладающую энергией ε_i , в поле прямого тока $I = 10^6$ А. Скорость дрейфа заряженной частицы в неоднородном магнитном поле осевого тока [34]

$$v_0 = v_0 I_1(\Delta) / I_0(\Delta). \quad (3)$$

В числителе и знаменателе стоят функции Бесселя мнимого аргумента нулевого и первого порядков от безразмерного параметра Δ ; v_0 — собственная скорость иона, равная $\sqrt{2\varepsilon_i/m_i}$. Сразу же отметим, что в формуле (3) стоит максимальное значение скорости, так как приведенное решение записано для вакуумных условий дрейфа частицы без учета скин-эффекта слоя $S_1 S_1^*$ (рис. 2). Средняя скорость ионов будет меньше, так как они при движении заходят в область плазмы, где поле спадает (рис. 2) или его нет. Получив безразмерный параметр $\Delta = (2_i m_i)^{0.5} c^2 / (4eI)$ (c — скорость света), оценим максимальное расстояние удаления быстрого иона ($r_{C.m.}$) от границы обычного пинча $r_{m.p.}$ в зависимости от его энергии (рис. 2). Достаточно использовать отмеченную в [34] связь параметра Δ , ларморовский радиус дрейфующей частицы ρ в точке $r_{C.p.} = \Delta \rho$ (формула 1.22 в [34]) и радиус основного пинча $r_{m.p.}$ как: $r_{C.p.} = r_{m.p.} (1 + \Delta)$.

При уменьшении радиуса основного пинча в 5 и в 10 раз радиус С-пинча $R_{C.p.}$ принимает значения 0.3 и 0.16 см соответственно. Подставим значение $r_{C.p.}$ вместо r_2 в (2). Интервалы значений энергий ионов С-пинча окажутся смещенными. Тем самым значения средней „температуры“ ионов плазмы С-пинча будут лежать в диапазоне $\sim 60\text{--}250$ keV, в то время как обычный пинч имеет температуру $T_{m.p.} \sim 1\text{--}2$ keV, и количество ионов в „теплой“ плазме уменьшается за счет того, что часть ионов уйдет в высокоэнергетическое „плато“ в процессе „сжатия“ исходного пинча до плотности $10^{19}\text{--}10^{20}$ см³ [29–35].

Ионы С-пинча будут активно участвовать в ядерных реакциях синтеза, которые наиболее интенсивны вблизи оси Z вдоль всей высоты пинча $h \approx 1\text{--}1.5$ см в течение всего времени существования нецилиндрического Z -пинча $\tau \sim 10^{-7}$ с. Оценим выход ядерных реакций синтеза, производимых „перегретыми“ ионами С-пинча $Y_{C.p.}$ и выход ядерных реакций синтеза $Y_{m.C.p.}$, связанный с взаимодействием ионов С-пинча с ионами основного пинча. Вероятность столкновения ионов С-пинча с ионами обычного пинча, пропорциональна отношению их объемов $V_{m.p.}/V_{C.p.}$. Общий выход продуктов ядерного синтеза суммируется в связи с замечанием к функции распределения двух пинчей, почти совмещенных в

пространстве: $Y \approx Y_{C.p.} + Y_{m.C.p.}$. Его слагаемые в зависимости от объемов пинчей, скорости ионов С-пинча относительно ионов основного пинча $v_{C.p.}$ и v_{ot} имеют вид

$$Y_{C.p.} = 0.5 n_{C.p.}^2 \langle \sigma_{C.p.} v_{C.p.} \rangle V_{C.p.} \tau \approx 7 \cdot 10^{10},$$

$$Y_{m.C.p.} \approx n_{m.p.} n_{C.p.} \langle \sigma_{ot} v_{ot} \rangle V_{m.p.} (V_{m.p.}/V_{C.p.}) \tau \approx 10^{10}, \quad (4)$$

где $n_{m.p.}$ — плотность плазмы обычного пинча, $n_{C.p.}$ — плотность плазмы С-пинча, $\sigma_{C.p.}(E)$, $\sigma_{ot}(E_{ot})$ — сечение реакций ядерного синтеза для быстрых ионов между собой и быстрых ионов относительно ионов основного пинча, усредненные по относительным скоростям. На самом деле в выражении (4) могло бы присутствовать третье слагаемое — реакции синтеза в общей „теплой“ плазме, но они маловероятны.

Этот факт дает возможность сформулировать важную рекомендацию по проекту термоядерного ракетного двигателя — ТЯРД (публикация [23,36] 2011 г.). При практическом применении нецилиндрического Z -пинча (ПФ) для „поджига“ плазмы в термоядерном ракетном двигателе следует учитывать, что С-пинч инициирует реакции ядерного синтеза задолго до того, как вся плазма нагреется до соответствующих температур. Это дает возможность уменьшить закладываемую в проект ТЯРД мощность источников для нагрева плазмы. Это экономит средства и позволит избежать такого перегрева плазмы, при котором реакция ядерного синтеза станет неуправляемой и камера окажется камерой „разового действия“.

Полученные формулы применимы для оценок выхода продуктов ядерного синтеза практически без ограничений, поправки на особенности конкретных установок легко вносятся.

Неизотропность потока нейтронов нецилиндрического Z -пинча

В экспериментах с нейтронной диагностикой плазмы [6–15,17,31,37–38] регистрируется неизотропность нейтронного излучения, исходящего из нецилиндрического Z -пинча, хотя теоретически сталкивающиеся и распадающиеся частицы в реакциях ядерного синтеза должны иметь симметричные по углам разлета спектры в неподвижной системе координат их центра инерции [39].

Наблюдаются также сдвиги в распределениях нейтронов по энергии относительно характерных „табличных“ энергий выхода продуктов ядерного синтеза [13,24,26]. К нарушению симметрии разлетающихся продуктов ядерного синтеза и сдвигам в их распределениях по энергии могут приводить следующие факторы.

1. В общей плазме нецилиндрического Z -пинча присутствует С-пинч: заметная ($\sim 10\%$ от общего количества) фракция „перегретых“ ионов, имеющих в среднем в десятки раз большую энергию, чем ионы основной плазмы.

2. Существует сильная зависимость сечения реакций синтеза от энергии сталкивающихся частиц.

3. Имеют место дрейфовые движения в сторону катода, характерные для отдельных высокоэнергетических ионов C-пинча. Именно дрейф в сторону катода (рис. 2) на границе пинча в магнитном поле (3) определяет энергетический сдвиг в нейтронном излучении в направлении катода 60–250 keV. Связан он с осевой составляющей скорости дрейфа сталкивающихся ионов C-пинча, а значит, и нейтронов — продуктов их реакций.

4. При этом как в первых экспериментальных работах [6–15], так и в последующих [17,31,32] наблюдалась неизотропность потока нейтронов как совокупный результат всех трех вышеперечисленных причин. Поэтому, скорее всего, такие особенности нейтронного излучения, исходящего из нецилиндрического Z-пинча, обуславливаются истечением быстрых ионов из воронки пинча с „надтепловой“ скоростью.

5. Спектр энергии ионов общего пинча, в котором происходят ядерные реакции синтеза, начиная с 2.6 keV, не будет максвелловским. Зажатая сходящейся магнитной „воронкой“ ТПО группа быстрых ионов начинает стартовать на разных расстояниях от основания пинча (анода). Для них получается разное количество „кумулярующих“ отражений с дрейфом к катоду, зависящее от глубины старта в воронке. И спектр энергии ионов в плазме пинча уже не будет описываться максвелловским распределением, имеющим среднюю температуру $\sim 1-2$ keV, а будет определяться скоростью сходящегося плазменного поршня $\sim 10^7$ cm/s [30–33] и формой „воронки“ (рис. 1).

В обычном максвелловском распределении при средней температуре $\sim 1-2$ keV ионы с энергией больше 3 keV практически отсутствуют [19,23,24,34,38], но, как показано выше, за счет особого механизма нагрева бесстолкновительных ионов в конечной фазе стагнации нецилиндрического Z-пинча образуется C-пинч. Значения средней „температуры“ ионов C-пинча лежат в диапазоне 60–250 keV. Таким образом, в области высоких энергий, где „максвелловских“ ионов исходной плазмы практически нет, появляется „плато“ C-пинча, и распределение потоков нейтронов становится асимметричным. Эта асимметрия проявляется в экспериментах по нейтронной диагностике плазмы как соответствующий энергетический сдвиг регистрируемых нейтронов.

6. Вид распределения частиц, захваченных механизмом „перегрева“, зависит от формы осевого сечения нецилиндрического Z-пинча (в некоторых случаях его представляют квадратичной параболой [30,32]). Отсюда возможные степенные распределения ионов по энергиям из-за мультипликативной добавки к исходной энергии иона (2.6 keV) при сжатии пинча. Похожие распределения возникают при интерпретации экспериментальных результатов [10,36–38].

7. Ионы набирают энергию постепенно, проходя по всей длине пинча, поэтому самая большая энергия у ионов, стартующих от анода. Например, чтобы поднять

энергию ионов до уровня MeV, специально увеличивают высоту нецилиндрического Z-пинча при конечном сжатии за счет углубления конуса воронки в аноде у оси анода [28].

8. Неизотропность нейтронного излучения, исходящего из нецилиндрического Z-пинча [6–15,17,32–35], перпендикулярная оси симметрии, связана с тем, что скорость движения центра инерции „перегретых“ ионов вдоль радиуса значительно превышает аналогичную составляющую скорости ионов обычной плазмы. Это приводит к энергетическому сдвигу 50–100 keV и по радиусу.

9. Итак, неизотропность потока нейтронов нецилиндрического Z-пинча связана с асимметрией энергетического распределения ионов, участвующих в реакциях ядерного синтеза, а также с особенностями их движения в магнитном поле на границе пинча, „не в общем русле“ с движением остальной плазмы (рис. 2).

10. Сдвиг по энергиям присущ потоку быстрых ионов C-пинча относительно центра инерции ионов основного пинча — значит, он присущ и потоку генерируемых ими нейтронов. Но величина энергетического сдвига нейтронов по r меньше и $\approx 50-100$ keV. А суммарный сдвиг по энергиям по Z может быть равным 90–350 keV.

Обсуждение результатов

1. Достоверность полученных оценок энергии ионов C-пинча косвенно подтверждается сопоставлением с полученными ранее экспериментальными данными и теоретическими расчетами по другим методикам. Сравним полученные оценки средней энергии перегретых ионов C-пинча с оценками энергии ионов в поле тока по формуле Беннета, связывающей величину тока и параметры плазмы. Для этого запишем соотношение для общего тока C- и Z-пинчей $I = 10^6$ А и температур $T_{C,p}$ и $T_{m,p}$, одна из которых, $T_{C,p}$, неизвестна. Число частиц на сантиметр длины общего пинча $N_{m,p}$ с долей фракции бесстолкновительных ионов известно, поэтому соотношение Беннета будет иметь вид

$$2 \cdot 0.06 N_{m,p} k (T_{C,p} + T_{m,p}) c^2 + 4 \cdot 0.94 N_{m,p} k T_{m,p} c^2 = I^2. \quad (5)$$

Подстановка известных величин ($T_{m,p} \sim 1$ keV, $N_{m,p} = 3.14 \cdot 10^{17}$ cm $^{-1}$, k — постоянная Больцмана, c — скорость света) позволяет оценить „температуру“ бесстолкновительных ионов C-пинча. Из (5) следует, что $T_{C,p} \sim 100$ keV, что по порядку величины удовлетворительно соотносится с полученными выше оценками энергии ионов C-пинча в диапазоне 60–250 keV.

2. Адиабатическое схождение поршня с магнитным полем продолжается после выхода ударной волны на границу с магнитным полем, при этом модель квази-адиабатического сжатия пинча с показателем $\gamma = 2$ дает удовлетворительные результаты.

3. При отражении бесстолкновительных ионов от стенок магнитного поля скорость „схлопывания“ магнит-

ных стенок прибавляется к скорости ионов. Здесь возможны дальнейшие исследования и поиски технических решений — как оптимально распределить в задаче нагрева плазмы функции магнитных и электрических полей. На нашей модели показано, какой существенный вклад в „перегрев“ ионов С-пинча вносят магнитные поля (по сути, механизм ускорения частиц Ферми), которые генерирует собственный ток Z-пинча.

4. Теоретически температура „перегретых“ ионов может понижаться при пролете поперек пинча из-за трения с электронами. Но эти потери несущественны, и ими можно пренебречь.

5. На границе (в „скин-слое“) выполняются необходимые условия для разделения зарядов. Энергия электронов по экспериментальным оценкам соответствует потенциалу электрического поля разделяемых зарядов, создаваемого „перегретыми“ ионами [31–33]. Их плотности примерно соответствуют плотности фракции ионов, обеспечивающих разделение зарядов, а количество имеет похожий порядок [30,34,37].

6. Фракция „перегретых ионов“ не находится в термодинамическом равновесии с остальной, „теплой“ плазмой пинча. Движение быстрых ионов создает радиальное электрическое поле, по порядку величины стремящееся компенсировать неравновесность в 50–250 keV. На разделения зарядов реагируют электроны — они ускоряются, поэтому неудивительно, что „скин-слой“ пинча может светиться в рентгеновском диапазоне [32]. Такая неоднородность видна в некоторых режимах и в видимом свете (рис. 1, второе фото слева) как место локализации электрического поля и как место преимущественного ускорения электронов проводимости. Таким образом, трение быстрых ионов об электроны как процесс энергопотери (и тем более об медленные ионы) за один проход менее существен, чем разделение зарядов и уход электронов „в провисит“.

7. Изотропность нейтронного излучения, исходящего из нецилиндрического Z-пинча [4–187,25–27], вписывается в картину истечения быстрых ионов С-пинча с дрейфовой скоростью в сторону катода из воронки, образуемой общим током Z-пинча. При этом общий энергетический сдвиг в направлении катода составит 90–350 keV, а поперечный или радиальный — 50–100 keV.

8. По порядку величины совпадает и количество ускоренных электронов, согласно оценкам [5–7,30], с количеством дейтонов, подвергающихся „перегреву“ в нашей модели с разделением ионов на „теплую“ плазму и высокоэнергичную фракцию — С-пинч.

9. В настоящей работе сформулирована важная рекомендация по проектированию ТЯРД [23]. Предлагается учитывать, что в „поджиге“ плазмы „опережающую“ роль играют перегреты высокоэнергичные ионы С-пинча. Так ионы С-пинча набирают энергию благодаря отражениям от „схлопывающихся“ магнитных стенок Z-пинча в его последней стадии, без дополнительных

затрат энергии на этот нагрев. На этот нагрев работает собственное магнитное поле пинча, сокращая общие затраты на нагрев плазмы. А априорный учет продуктов ядерного синтеза С-пинча в проекте ТЯРД предотвратит опасный перегрев всей плазмы и, как возможное следствие, неуправляемый „термоядерный синтез“.

Заключение

В настоящей работе представлена модель горячей плазмы с разделением плазмы общего нецилиндрического Z-пинча на „теплую“ плазму и фракцию „перегретых“ бесстолкновительных ионов — С-пинч. Представленная модель может быть полезна разработчикам термоядерных установок при моделировании механизма Ферми в лабораторных условиях.

Результаты расчетов по этой модели удовлетворительно коррелируют с экспериментальными данными, полученными в различных измерениях и на различных установках.

Получены достаточно простые формулы для инженерных оценок выхода продуктов термоядерного синтеза при использовании плазменного разряда для поджига реагирующей смеси в термоядерном реакторе или в термоядерном ракетном двигателе [23].

Показано, что с учетом эффекта бесстолкновительных ионов С-пинча КПД выхода ядерных реакций синтеза должен быть выше, чем термоядерный выход, оцененный по температуре основного пинча при рабочих токах ~ 1 МА. Поэтому, акцентируя внимание на поисках методов повышения энергии фракции бесстолкновительных ионов, можно проектировать более экономичные термоядерные установки.

Выражаю искреннюю благодарность коллегам по защищенному патенту на ракетный двигатель на ядерных реакциях синтеза [36] А.Н. Веселовзорову и А.А. Погорелову, продуктивно участвующим и далее в обсуждении и планировании представления фрагментов физического обоснования для компоновки некоторых видов устройств термоядерного реактора и термоядерного ракетного двигателя. Я искренне благодарен всем коллегам за такт и терпение при обсуждении тех или иных нюансов по физике и функционированию нецилиндрического Z-пинча — плазменного фокуса (ПФ). Особенно я благодарен В.Ф. Еремеевой — с ней обсуждались вопросы восприимчивости материала для физиков-плазменщиков, читателей других специализаций.

Список литературы

- [1] Велухов Е.П., Гагаринский А.Ю., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Эволюция энергетики в XXI веке. М.: ИздАТ, 2008. 135 с.
- [2] Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1963. 487 с.

- [3] Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматлит, 1961. 467 с.
- [4] Арцимович Л.А., Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г., Филиппов Н.В. // Атомная энергия. 1956. № 3. С. 76.
- [5] Борзунов Н.А., Орлинский Д.В., Осовец С.М. // Атомная энергия. 1958. Т. 4. С. 180.
- [6] Борзунов Н.А., Орлинский Д.В. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 150.
- [7] Осовец С.М. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 165.
- [8] Комельков В.С., Морозова Т.И., Скворцов Ю.В. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 170.
- [9] Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 185.
- [10] Демичев В.Ф., Прохоров Ю.Г. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 4. С. 81.
- [11] Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 4. С. 170.
- [12] Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 4. С. 182.
- [13] Лоусон Дж.Д. Управляемые термоядерные реакции (ГУ по атомной энергии при СМСССР). М.: Атомиздат, 1960. С. 17.
- [14] Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М. Атомная энергия. 1956. № 3. С. 97.
- [15] Lukyanov S.Y., Sinitsyn V.I. // Proc. of the 2nd United Nations Intern. Conf. of the Peaceful Uses of Atomic Energy. 1958. Vol. 32. P. 358.
- [16] Тэллер Э. // Физика горячей плазмы и термоядерные реакции // II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. М.: Изд-во ГУ по использованию атомной энергии. 1959. Докл. № 18. 710 с.
- [17] Каррен С., Аллен, Бодин, Фитч, Липок, Рейнольдс. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции // II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. М.: Изд-во ГУ по использованию атомной энергии. 1959. Докл. № 1460. С. 315.
- [18] Так Д.Л. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции // II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. М.: Изд-во ГУ по использованию атомной энергии. 1958. Докл. АН. С. 329.
- [19] Мезонье Ч. // ПМТФ. 1975. Вып. 4. С. 23.
- [20] Вихрев В.В., Королев В.Д. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 419.
- [21] Матвеев Ю.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 33. № 3. С. 221–236.
- [22] Velikovich A.L., Clark R.W., Davis J., Chong Y.K., Denney C., Coverdale C.A., Ruiz C.L., Cooper G.W., Nelson A.G., Franklin J., Rudakov L.I. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. N 2. P. 022701. 10.1063/1.2435322.
- [23] Miernik J., Statham G., Fabisinski L., Maples C.D., Adams R., Polsgrove T., Fincher S., Cassibry J., Cortez R., Turner M., Percy T. // Proc. of the 5th Spacecraft Joint Subcommittee Meeting of the Joint Army Navy NASA Air Force (JANNAF). Nuntsville, AC, USA, 2011.
- [24] Козан В.И. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 110.
- [25] Вихрев В.В., Мироненко-Маренков А.Д. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 3. С. 251–260.
- [26] Thompson W.B. // Proc. Roy. Soc. Condon B. 1957. Vol. 70. P. 1–5.
- [27] Дьяченко В.Ф., Имиенник В.С. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8. С. 164.
- [28] Филиппов Н.В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 1. С. 25.
- [29] Агафонов В.И., Беляева И.Ф., Вихрев В.В., Иванов В.Д., Моисеева М.П., Свирский Э.Б., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. Препринт ИАЭ. 2017. 1970.
- [30] Агафонов В.И., Голуб Г.В., Голубчиков Л.Г., Дьяченко В.Ф., Иванов В.Д., Имиенник В.С., Колесников Ю.А., Свирский Э.Б., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research / Intern. Atomic Energy Agency. Vienna, 1969. Vol. II. P. 21.
- [31] Филиппов Н.В., Агафонов В.И., Беляева И.Ф., Вихрев В.В., Грибков В.А., Голубчиков Л.Г., Дьяченко В.Ф., Имиенник В.С., Иванов В.Д., Крохин О.Н., Моисеева М.П., Склизков Г.В., Филиппова Т.И. // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. IAEA. Vienna, 1971. Vol. 1. P. 586.
- [32] Ivanov V.D., Kochetov V.A., Moiseeva M.P., Svirskij E.B., Terent'ev A.R., Filippova T.I., Filippov N.V., Veretennikov V.A., Yuskubov V.P., Gribkov V.A., Dubrovskij A.V., Isakov A.I., Kalachev N.V., Kozlova T.A., Korzhavin V.M., Krochin O.N., Nikulin V.Ya., Semenov O.G., Silin P.V., Suvorov V.A., Cheblukov Yu.N. IAEN-CN-38/G-1-1. Vienna, 1981. P. 161.
- [33] Коржавин В.М., Ранцев-Картинов В.А., Свирский Э.Б. // Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1981. № 6452. С. 16.
- [34] Трубников Б.А. Введение в теорию плазмы. М.: МИФИ, 1969. С. 10, 188.
- [35] Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964. С. 80, 283.
- [36] Свирский Э.Б., Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А. Патент № 2397364. // Б.И. 2010. № 23.
- [37] Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P. // Nucl. Fusion. Pt 2. Suppl. 1962. P. 577–587.
- [38] Belyaeva I.F. // Nucl. Fusion. 1980. Vol. 20. P. 1037.
- [39] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Физматгиз, 1958. С. 57. С. 206.