

УДК 537.523

Одномерная модель начальной стадии сжатия цилиндрического Z-пинча в газе

У. Юсупалиев, С. А. Шутеев, П. У. Юсупалиев

Экспериментально исследовались зависимости между интегральными характеристиками цилиндрического Z-пинча в аргоне на стадии формирования его токовой оболочки и начальной стадии сжатия его плазменного шнура. Исходя из этих опытных данных, из энергетического баланса разряда с учетом его энергии магнитного поля, работы электродинамических сил, энергии ионизации газа, джоулева и ударного нагрева плазмы получено дифференциальное уравнение для относительного радиуса шнура, содержащее два безразмерных комплекса — Ξ и d_0 . Из этого уравнения определена зависимость относительной начальной скорости сжатия шнура от этих комплексов. Показано, что решение уравнения и полученная зависимость согласуются с опытными данными.

PACS: 52.80. —s

Ключевые слова: цилиндрический Z-пинч, модель сжатия плазменного шнура, ударная волна, магнитный поршень, ионизация газа.

Введение

В работе [1] описывается перспективная система получения послойного (трехмерного) изображения обозреваемого пространства в оптическом диапазоне спектра с использованием импульсной подсветки короткой (~ 30 пс) длительности (минимальная толщина слоя — разрешение по третьей координате составляет $\sim 1,5$ мм). Для получения изображения объектов через мутные среды (туман, дым) на расстоянии до $\sim 2,0$ км для этой системы требуется создание мощных источников излучения с перестраиваемым спектральным составом в диапазоне 270—670 нм и длительностью импульса менее 1 мкс. Использование принципа работы такой системы в рентгеновском диапазоне с длительностью излучения менее 0,1 мкс позволяет получать послойное изображение твердого тела. Роль таких источников не могут выполнять существующие импульсные лазеры, так как спектр их излучения является фиксированным. Анализ физических принципов работы различных импульсных источников излучения показывает [2—7],

что необходимыми характеристиками излучения в указанных диапазонах спектра могут обладать цилиндрические Z-пинчи в аргоне [6, 7] и в водороде (дейтерии) [5, 8—15].

Цилиндрические Z-пинчи в водороде и дейтерии имеют амплитуду разрядного тока $J_0 \sim (2 \cdot 10^5 \div 10^6)$ А и начальную скорость нарастания тока $F = (dJ/dt)_{t=0} \sim (10^{11} \div 10^{12})$ А/с [8—15]. Такие разряды Вихрев В. В. и Брагинский С. И. [16] называли быстрыми пинчами. Следуя такой трактовке, будем Z-пинчи в газе с $F < 10^{11}$ А/с и $J_0 < 1,5 \cdot 10^5$ А называть медленными. В быстрых Z-пинчах в водороде обнаружено жесткое рентгеновское излучение, возникающее в результате генерации в разряде быстрых электронов [8—15]. Механизм генерации таких электронов в водороде подробно исследован авторами работы [14], в которой экспериментально показано, что длительность такого излучения составляет ~ 90 нс.

Теоретическое изучение динамики цилиндрического Z-пинча проводилось в работах [16—21]. В [17] впервые показана определяющая роль силы инерции в динамике сжатия плазменного шнура и получено уравнение движения такого шнура. Динамика сжатия такого Z-пинча на основе магнитогидродинамического моделирования полностью ионизованной плазмы исследовалась в [18, 19]. Трехжидкостная магнитогидродинамическая модель сжатия плазменного шнура предложена в работах [16, 20, 21], в которых система уравнений такой модели решалась численно.

Однако имеющиеся теоретические модели не позволяют определить оптимальные режимы работы Z-пинчей, например, в качестве мощных им-

Юсупалиев Усен, старший научный сотрудник.
Шутеев Сергей Александрович, старший научный сотрудник.

Юсупалиев Павел Усенович, младший научный сотрудник.
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова.

Россия, 119992, Москва, ГСП-2, Ленинские горы.
Тел. (495) 939-06-38. E-mail: nesu@phys.msu.ru

Статья поступила в редакцию 18 мая 2010 г.

пульсных источников излучения. В частности, до сих пор не определены зависимости радиуса плазменного шнура R и его начальной скорости сжатия V_{in} от начальных параметров разряда и рабочего газа. Для создания такого источника излучения короткой длительности прежде всего требуется знание именно этих зависимостей. Поэтому данная работа посвящена их количественному определению.

Экспериментальная установка и методики измерения

Экспериментальная установка содержала разрядный контур, диагностический стенд и систему управления. Разрядный контур состоял из батареи конденсаторов с блоком зарядки (емкость $C = 20$ мкФ, зарядное напряжение $U_0 = 15\text{—}35$ кВ), управляющего разрядника, системы разрядной камеры с блоком откачки и напуска рабочего газа — аргона. Разрядная камера представляла собой два коаксиально расположенных кварцевых цилиндра (длинной $l_0 = 30$ см), плотно зажатых между плоскими металлическими электродами. Внутренний радиус R_0 внешнего цилиндра был равен 4,5 см, внешний радиус r_0 внутреннего цилиндра — 1,5 см. Рабочий объем разрядной камеры откачивался до давления 10^{-2} Па и заполнялся аргоном до величины 13,3—1330 Па. Для удобства диагностики обратный токопровод разрядной камеры выполнен в виде восьми стержней, равномерно расположенных вокруг камеры по окружности с радиусом $b = 0,1$ м.

Напряжение на разрядном промежутке $U(t)$ и разрядный ток $J(t)$ измеряли с помощью делителя напряжения и пояса Роговского с компенсирующим витком соответственно [2, 15]. Пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля $H(t, r)$ Z-пинча изучалось с помощью магнитного зонда [22], где r — радиальная координата цилиндрической системы координат, ось Oz которой совпадает с осью симметрии разряда.

Зонд представлял собой миниатюрную двухслойную катушку диаметром 1,5 мм и длиной 2 мм. Число витков катушки, намотанной из медной проволоки диаметром 0,05 мм, составило 40. Катушка с присоединенным коаксиальным кабелем (с диаметром 2,5 мм) помещали в защитную кварцевую трубку (с внутренним 3 мм и внешним 5 мм диаметрами), расположенную радиально в разрядной камере. Для обеспечения герметичности торец кварцевой трубки, где находилась катушка, был запаян. Конструкция разрядной камеры давала возможность перемещать трубку с зондом внутри камеры в радиальном направлении.

Из осциллограмм тока $J(t)$ и напряжения $U(t)$ рассчитывалась индуктивность (коэффициент самоиндукции) разряда $L_d(t)$. За начало отсчета времени $t = 0$ принят момент появления разрядного тока. Если пренебречь омическим падением напряжения на разрядном промежутке и приэлектродными падениями потенциала, то величина $L_d(t)$ может быть определена как [9, 13]:

$$L_d(t) = \frac{1}{J(t)} \int_0^t U(\xi) d\xi. \quad (1)$$

В [9] показано, что формула (1) может быть использована лишь для первой четверти квазипериода разрядного тока. Из опытных данных [7, 9, 12] следует, что при $t \rightarrow 0$ $U \rightarrow U_{d0} = \text{const}$, $J \rightarrow Ft$, $\int_0^t U(t) dt \rightarrow U_{d0} t$, и тогда из (1) получим $L_d \rightarrow L_{d0} = \frac{U_{d0}}{F}$, где U_{d0} — начальное падение напряжения на разрядном промежутке (после завершения электрического пробоя газа).

В предположении цилиндрической симметрии разряда эффективный радиус токового шнура $a^*(t)$ с учетом скин-эффекта определялся по следующей формуле:

$$L_d(t) = s_0 \frac{\mu_0}{2\pi} l_0 \ln \frac{b}{a^*(t)}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная; s_0 — коэффициент, величина которого определяется опытным путем ($s_0 \geq 1$). Для сплошного коаксиального обратного токопровода величина $s_0 = 1$, и формула (2) для этого случая была применена для определения $L_d(t)$ быстрого Z-пинча в дейтерии в работах [9, 13].

В условиях нашей работы (несплошного обратного токопровода) величина s_0 определялась следующим образом. Вместо разрядной камеры между электродами ставились металлические трубки с различными радиусами ($a^* = 45, 35, 30, 25$ и 20 мм), толщиной стенки 5 мм (модель полого цилиндрического проводника) и одновременно измерялись $J(t)$ и $U(t)$. Далее по формуле (1) определялась индуктивность системы "полый цилиндрический проводник — несплошной обратный токопровод", а из выражения (2) — коэффициент s_0 . Его усредненное значение составило 3,42.

Имея распределение напряженности магнитного поля $H_\phi(t, r)$ по сечению разряда, в предположении цилиндрической симметрии разряда можно рассчитать энергию магнитного поля разряда

$W_M(t) = \iiint_{\Omega} \frac{\mu_0 H_\phi^2(t, r)}{2} d\Omega$ и плотность разрядного тока $j_z(t, r)$ из уравнения Максвелла при пренебрежении токами смещения ($\frac{\varepsilon_0 \varepsilon \omega}{\sigma} \ll 1$) [13, 22]:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r H_{\varphi}(t, r) \right) = j_z(t, r), \quad (3)$$

где Ω — объем разряда; ε_0 — электрическая постоянная; $\omega = 2\pi/T_J$, T_J — квазипериод разрядного тока; ε и σ — диэлектрическая проницаемость и удельная электропроводность плазмы разряда; $T_J \approx 19$ мкс, $\sigma \sim (5-9) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (см. таблицу).

Экспериментальные данные цилиндрического Z-пинча в аргоне в режиме однократного сжатия при $p_0 = 133 \text{ Па}$ ($n_0 = 3,53 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$), $U_0 = 20 \text{ кВ}$, амплитуде разрядного тока $J_0 \approx 108 \text{ кВ}$, $F \approx 3,75 \cdot 10^{10} \text{ А/с}$ ($\Xi \approx 878$)

t , мкс	$J(t)$, кА	$U(t)$, кВ	$L_d(t)$, мкГн	$J \frac{dL_d}{dt}$, кВ; ($\frac{dL_d}{dt}$, 10^{-2} Гн/с)	$L_d \frac{dJ}{dt}$, кВ; (dJ/dt , 10^{10} А/с)	Jr_{Om} , кВ; (r_{Om} , 10^{-3} Ом)	$R(t)$, см	$a^*(t)$, см	$\sigma \cdot 10^3$, $\text{Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, (T , 10^4 К)	$U(t) \cdot J(t)$, 10^8 Вт ; ($Q(t)$, кДж)	$\frac{dW_M}{dt}$, 10^8 Вт ; ($W_M(t)$, кДж)	A , 10^8 Вт	$J^2 r_{Om}$, 10^8 Вт	E_R , 10^8 Вт	Лите- ра- ту- ра
1,0	37,0	6,3	0,17	0 (0)	6,0 (3,53)	0,3 (8,0)	4,5	4,4	5,30 (1,63)	2,33 (0,118)	0,96 (0,05)	0	0,11	0,06	
2,0	69,0	6,2	0,18	0,25 (0,37)	5,4 (3,0)	0,55 (8,0)	4,3	4,1	6,45 (1,86)	4,27 (0,42)	1,88 (0,18)	1,92	0,38	0,07	
3,0	88,0	5,9	0,20	0,66 (0,75)	4,4 (2,2)	0,84 (9,5)	3,8	3,6	9,62 (2,43)	5,2 (1,05)	2,25 (0,44)	2,1	0,74	0,08	
2,4	240,0	24,6	0,17	17,8 (7,4)	4,9 (0,94)	1,9 (7,9)		10,5	5,6 (1,70)	59,0 (11)	28 (4,33)	26	4,56	0,36	[9]
$U_0 = 40 \text{ кВ}$, $C = 82 \text{ мкФ}$, $p_0 = 6,65 \text{ Па}$ дейтерий, $R_0 = 20 \text{ см}$, $l_0 = 90 \text{ см}$, $b = 27 \text{ см}$, $T/2 \approx 18 \text{ мкс}$, $J_0 \approx 500 \text{ кА}$, $F \approx 2,0 \cdot 10^{11} \text{ А/с}$. Первое сжатие плазменного шнура происходит при 3,8 мкс, а второе – при 5,3 мкс. Для этого режима разряда величина безразмерного комплекса Ξ составляет 2096.															[9]

Если известны величины $H_{\varphi}(t, r)$, $j_z(t, r)$ и радиальная скорость плазмы u_r , то удастся рассчитать работу электродинамических сил разряда в единицу времени $A(t) = \frac{1}{c} \iiint_{\Omega} \vec{u}_r(t) [\vec{j}(t, r) \vec{H}(t, r)] d\Omega$ (в системе СГСЭ). Используя уравнение Максвелла (3), в работе [9] для $A(t)$ получено следующее выражение:

$$A = u_r \frac{l_0}{4} \left[R H_{\varphi}^2(R) + \int_0^R H_{\varphi}^2(r) dr \right]. \quad (4)$$

Характерные размеры излучающих областей Z-пинча в видимом диапазоне спектра регистрировались двумя сверхскоростными фоторегистраторами СФР-2М [15], работающими в режиме непрерывной развертки с временным разрешением на плоскости фотопленки ("Аэрофотопленка") $\sim 0,1$ мкс. При этом фоторегистрация разряда осуществлялась одновременно с двух сторон: с боку и с торца (через специальное кварцевое окно в электроде) разрядной камеры. В последнем случае получается изображение плазменного шнура в плоскости, перпендикулярной к оси симметрии камеры. Для получения качественного изображения плазменного шнура (для защиты от переэкспозиции высокочувствительной фотопленки) перед объективом фоторегистратора помещался нейтральный светофильтр. Для каждого режима раз-

ряда величина ослабления фильтра подбиралась опытным путем. Радиус свечения плазменного шнура $R(t)$ определялся путем фотометрирования его фотоснимков, развернутых по времени. При этом погрешность в определении $R(t)$, обусловленная размытием границы изображения шнура на фотопленке, может достигать 5—7 %. Погрешность

измерения U и J составляет $\sim 8-10$ %, а для напряженности магнитного поля $H - \sim 10-12$ %.

С помощью спектрографа СП-30 и фоторегистратора СФР регистрировались развернутые во времени спектры излучения разряда в диапазоне 200–600 нм, а с помощью ФЭУ-79 — импульсы излучения разряда (зависимости интенсивности излучения от времени) в видимом (400–670 нм) диапазоне спектра. Запуск импульсного разряда и диагностической аппаратуры осуществлялся от скоростного фоторегистратора.

Экспериментальные результаты

Однородность напряженности магнитного поля по углу φ в разрядной камере

В работе [7] специально проверялась однородность поля H_{φ} по углу φ в разрядной камере с несплошным обратным токопроводом (с радиусом $b=10$ см), изготовленным из шести медных стержней. Измерение поля напротив стержней $H_{\varphi C}$ и между ними $H_{\varphi 0}$ в разрядной камере при $U_0 = 15$ кВ и давлении аргона $p_0 \geq 66,5$ Па показало, что соответствующие величины в пределах точности измерений совпадают ($H_{\varphi C} \approx H_{\varphi 0}$), а при снижении давления рабочего газа до $p_0 = 26,6$ Па на периферии камеры величины полей $H_{\varphi C}$ и $H_{\varphi 0}$ отличаются: $H_{\varphi C} \approx 222 \text{ кА/м}$ (2,8 кЭ), $H_{\varphi 0} \approx 191 \text{ кА/м}$. Такая неоднородность поля на стадии формирования токовой оболочки разряда приводит к образованию токовых волокон, расположенных на периферии разрядной камеры и направленных вдоль нее (па-

параллельно оси камеры). Для улучшения однородности магнитного поля по углу φ авторами был изготовлен обратный токопровод из восьми медных стержней. В этом случае однородность магнитного поля ($H_{\varphi c} \approx H_{\varphi 0}$) для $U_0 \geq 15$ кВ наблюдается уже при давлении аргона $p_0 \geq 26,6$ Па, и образование токовых волокон не происходит. Поэтому для исследования были выбраны именно такие режимы работы разряда: $U_0 \geq 15$ кВ, $p_0 \geq 26,6$ Па.

Динамика сжатия плазменного шнура и его структура

На рис. 1 представлены синхронизированные с разрядным током непрерывные развертки по времени излучающих областей плазменного шнура в режиме однократного сжатия цилиндрического Z-пинча. В этом режиме можно выделить следующие стадии развития разряда: стадия формирования токовой оболочки; стадия сжатия и разлета плазменного шнура.

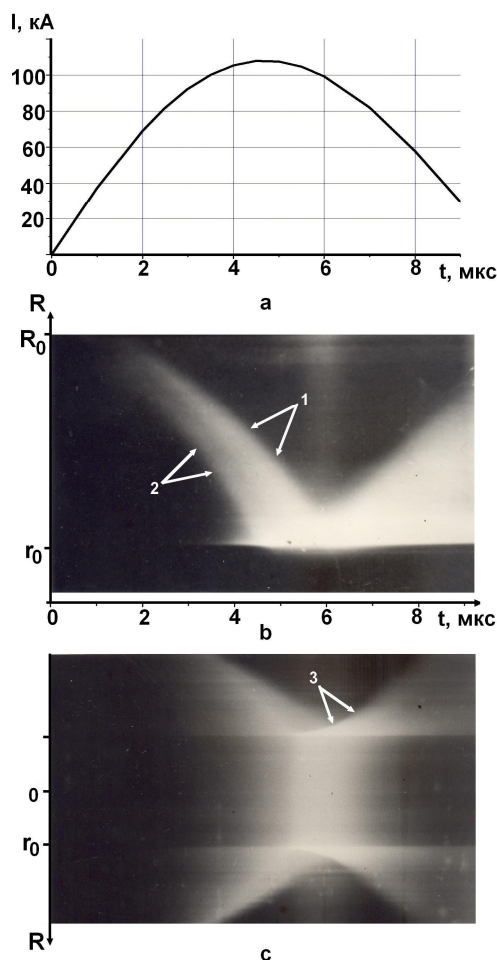


Рис. 1. Синхронизированные с разрядным током (а) непрерывные развертки по времени излучающих областей плазменного шнура, полученные с боку (b) и с торца (с) разрядной камеры при $U_0 = 20$ кВ, давлении аргона $p_0 = 133$ Па:

R_0 и r_0 — радиусы внешнего и внутреннего кварцевых цилиндров; 1 — радиус плазменного шнура $R(t)$, 2 — сходящаяся к центру разрядной камеры ударная волна, 3 — отраженная ударная волна

После завершения электрического пробоя газа начинает быстро повышаться проводимость разряда и увеличивается разрядный ток, в результате чего он скинируется около стенки разрядной камеры. При этом значительная его доля сосредоточена в кольцевом слое толщиной $\sim 2,5$ см. Эта токовая оболочка формируется примерно за время $t_{sk} \approx 0,9—1,0$ мкс.

Отрыв плазменного шнура от стенки разрядной камеры происходит в момент $t_1 \approx 1,8$ мкс (см. рис. 1), когда магнитная сила разрядного тока уравнивается с силой инерции и силой, возникающей за счет газокINETического давления плазмы p [16]. Из данных рис. 1, b следует, что сжимающийся под действием электродинамических сил плазменный шнур состоит из двух областей: сильноосветящейся и слабоосветящейся области между внутренней стенкой камеры и сильноосветящейся областью. Можно предположить, что задняя граница этой сильноосветящейся области является также границей токового шнура (на рис. 1, b и c отмечена цифрой 1). Поэтому для произвольного момента времени t сравнивались радиус токового шнура $a^*(t)$ и радиус свечения плазменного шнура $R(t)$. Сравнение этих величин показало, что в пределах ошибок измерений они совпадают: $a^*(t) \approx R(t)$ (см. таблицу). Отсюда следует, что радиус свечения плазменного шнура можно интерпретировать как радиус плазменного шнура.

Начальная скорость сжатия плазменного шнура V_{in} для условий разряда, данных на рис. 1, составляет $4,85 \cdot 10^3$ м/с, что намного больше скорости звука c_0 в рабочем газе. Следовательно, движущийся плазменный слой создает перед собой ударную волну с числом Маха $M = V_{SW}/c_0 \approx 20,2$ (V_{SW} — скорость ударной волны, о связи между скоростями V_{in} и V_{SW} см. ниже). Согласно [23] в ударной волне (УВ) с таким числом M происходят ударный нагрев до температуры $T_1 \approx 1,7 \cdot 10^4$ К и заметная ионизация газа. Такой газ в УВ, находясь перед ее поршнем — плазменным слоем, начинает излучать. Поэтому передняя граница сильноосветящегося слоя на рис. 1, b представляет собой фронт УВ (на рис. 1, b отмечен цифрой 2). Столкновение сходящейся цилиндрической УВ со стенкой внутренней кварцевой трубки камеры приводит к образованию отраженной УВ (на рис. 1, c отмечена цифрой 3). При этом интенсивность излучения плазмы вблизи внутренней трубки сильно возрастает, что подтверждается непрерывной разверткой во времени спектра излучения шнура (рис. 2, b) и формой импульса излучения разряда (см. рис. 2, c). Отраженная УВ распространяется против набегающей плазмы к центру, и одновременно с этим происходит дополнительный ударный нагрев этой плазмы за ее фронтом. Таким об-

разом, на стадии максимального сжатия шнура плазма вблизи внутренней трубки нагревается как отраженной УВ, так и дополнительным сжатием за счет электродинамических сил. Взаимодействие набегающей плазмы и отраженной УВ длится от ~5 до ~7,5 мкс. Это и есть стадия максимального сжатия плазменного шнура. Как видно из спектра разряда, развернутого во времени, на этой стадии сжатия шнура в исследуемом спектральном диапазоне наблюдается резкая вспышка континуума (см. рис. 2, *b*).

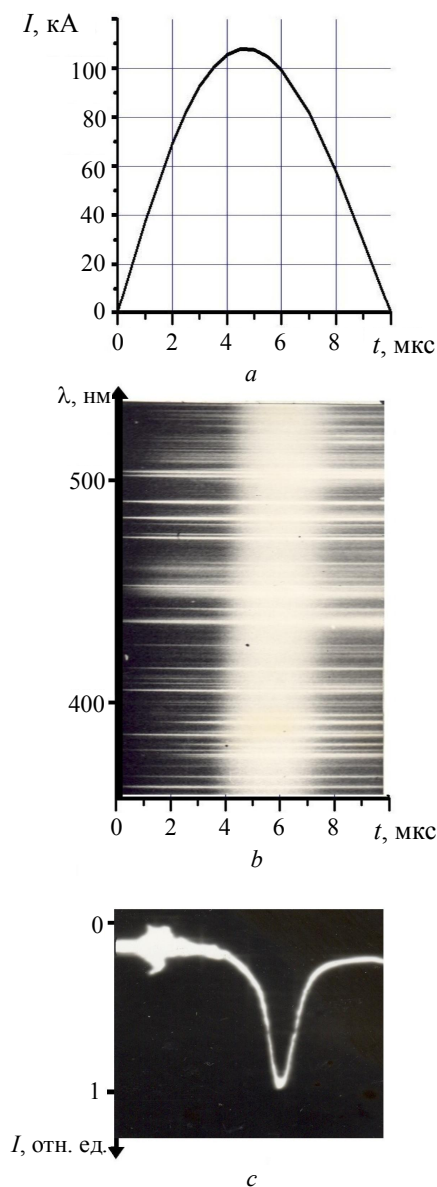


Рис. 2. Синхронизированные с разрядным током (а) непрерывная развертка по времени спектра излучения плазменного шнура (b) и импульс излучения разряда (с) при $U_0 = 20$ кВ и давлении аргона $p_0 = 133$ Па. I — величина, пропорциональная мощности излучения, падающего на поверхность фотокатода ФЭУ площадью 1 см^2

Интенсивность сплошного спектра очень мала на всех стадиях развития импульсного разряда, за исключением стадии максимального сжатия. Отсюда следует, что основная доля энергии излуче-

ния рассматриваемого Z-пинча высвечивается на стадии максимального сжатия плазменного шнура (4—8 мкс на рис. 2, *a*; см. также спектр и импульс излучения на рис. 2, *b* и *c*).

На начальной стадии сжатия плазменного шнура (при 1,8—3,0 мкс на рис. 1) линейчатый спектр его излучения в основном состоит из интенсивных спектральных линий ионизованного атома аргона ArII. В спектре присутствуют также линии возбужденных атомов аргона ArI, но их суммарная интенсивность относительно мала. Спектральные линии двукратно ионизованных атомов ArIII наблюдаются только на стадии максимального сжатия шнура.

Структура разряда

Токовая оболочка с действующими на нее электродинамическими силами представляет собой магнитный "поршень" для ионизованного газа. При своем движении этот поршень толкает ("сгребает") ионизованный газ со скоростью $V_{in} > c_0$, и поэтому в слабоионизованном газе перед поршнем образуется ударная волна. Набегающий на фронт УВ газ за ее фронтом ударно сжимается, нагревается и ионизуется. Причем в цилиндрическом Z-пинче легко достигается предельное сжатие га-

за: $\frac{\rho_{sw}}{\rho_0} \approx \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}$, так как $M \gg 1$ (где ρ_0 и γ_0 —

плотность и показатель адиабаты рабочего газа; ρ_{sw} — плотность газа за фронтом УВ) [23]. Далее этот нагретый и сильно ионизованный газ дополнительно нагревается и ионизуется электрическим полем разряда. Так формируется плотный плазменный (сильносветящийся) слой, который ограничен снаружи скинированным токовым слоем, а спереди — ударной волной. Однако магнитный поршень "сгребает" ионизованный газ неполностью. Поэтому плотность этого плазменного слоя равна $\eta \rho_0 \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}$, где η — доля захваченной маг-

нитным поршнем массы плазмы, величина которой будет определена далее.

Из вышеприведенных данных следует, что после отрыва плазменного шнура от стенки разрядной камеры разряд имеет следующую структуру: относительно плотный плазменный слой; ударная волна; слабоионизованная плазма перед фронтом УВ (с $\rho = \rho_0$ и $p \approx p_0$); плазма за магнитным "поршнем" с плотностью $(1 - \eta) \rho_0 \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}$, $p > p_0$ и

$T \gg T_0$ (где T — температура плазмы, $T_0 = 300$ К — начальная температура рабочего газа).

Перейдем теперь к определению основных характеристик разряда, что требуется для обоснова-

ния предлагаемой модели цилиндрического Z-пинча.

Зависимости между интегральными характеристиками разряда

Закономерности между интегральными характеристиками цилиндрического Z-пинча [5—21], установленные до сих пор, недостаточны для обоснования предлагаемой модели такого разряда. Здесь зависимости между такими характеристиками исследуются только для стадии формирования токовой оболочки и начальной стадии сжатия плазменного шнура. Для этого рассмотрим общее выражение для падения напряжения на разрядном промежутке U и закон сохранения энергии цилиндрического Z-пинча в единицу времени, так как в них содержатся интегральные характеристики разряда.

Общее выражение для величины U имеет вид

$$U = U_K + U_A + Jr_{0m} + J \frac{dL_d}{dt} + L_d \frac{dJ}{dt}, \quad (5)$$

где U_K и U_A — катодное и анодное падения потенциала, соответственно. Выражение для напряжения U без потенциалов U_K и U_A использовано в работах [2, 9, 10, 13, 15].

Плотность разрядного тока j в импульсных сильнотоковых электрических разрядах [2—4, 6, 7, 9, 12, 13] имеет такой же порядок, что и в сильнотоковых стационарных дугах [24] ($j \sim 10^2$ — 10^6 А/см²). Согласно [24] при таких значениях j величины потенциалов U_K и U_A имеют порядок потенциала ионизации газа ($I/e \approx 10$ — 30 В, где I — потенциал ионизации атома газа, e — заряд электрона), а ширины катодного и анодного слоев не превышают характерной длины пробега заряженных частиц l_{ch} .

При известных значениях $U(t)$, $J(t)$ и $L_d(t)$ можно рассчитать следующие величины: вводимую в разряд мощность $U(t) \cdot J(t)$ и энергию $Q(t) = \int_0^t U(\xi) J(\xi) d\xi$; напряжения $J \frac{dL_d}{dt}$ и $L_d \frac{dJ}{dt}$, ин-

дуцированные за счет изменения магнитного потока в разряде при изменении тока $J(t)$ и радиуса плазменного шнура $R(t)$ (см. таблицу). А далее из (5) определялись падение напряжения Jr_{0m} на активном сопротивлении разряда r_{0m} , мощность $J^2 r_{0m}$, выделяемая на нем, и само r_{0m} . Величины каждого члена в (5) зависят от стадии развития разряда.

В таблице приведены значения измеренных величин тока $J(t)$, напряжения $U(t)$ и радиуса $R(t)$ для моментов времени $t \approx 1, 2$ и 3 мкс, а также рассчитанные значения $L_d(t)$, $J \frac{dL_d}{dt}$, $L_d \frac{dJ}{dt}$, $U(t) \cdot J(t)$, $Q(t)$, Jr_{0m} , $J^2 r_{0m}$ и r_{0m} . Из данных таблицы следует, что на стадии формирования токовой оболочки ($0 < t \leq 1,0$ мкс) и начальной стадии сжатия

($1,8 \text{ мкс} \leq t \leq 3,0 \text{ мкс}$) плазменного шнура выполняются следующие неравенства $(U_K + U_A) \ll U(t)$,

Jr_{0m} и $L_d \frac{dJ}{dt}$, т. е. приэлектродными падениями

потенциалов (U_K и U_A) можно пренебречь. Кроме того, для $t \leq 3$ мкс давление плазмы в шнуре $p \geq 10^3$ Па (см. ниже) и при таких давлениях характерная длина пробега заряженных частиц $l_{ch} \leq 3 \cdot 10^{-3}$ см [24], что намного меньше длины разрядного промежутка l_0 ($l_{ch} \ll l_0$). На основе этих фактов можно считать, что напряженность электрического поля разряда E не зависит от координаты z : $\partial E / \partial z = 0$.

Для указанных моментов времени также $Jr_{0m} < U(t)$ (см. таблицу), т. е. условие применимости формулы (1) выполняется.

На начальной стадии сжатия главным членом в (5) является $L_d \frac{dJ}{dt}$, и по мере сжатия шнура уве-

личиваются индуктивность разряда и $J \frac{dL_d}{dt}$, причем последняя достигает максимального значения при достижении максимальной скорости сжатия шнура (при $t \approx 5,3$ мкс, см. рис. 1, б).

Для рассматриваемого режима разряда $J \leq 108$ кА и давление в плазменном шнуре $p \leq 10^4$ Па. При таких значениях J и p отношение ларморовской частоты вращения электронов ω_L (в магнитном поле разрядного тока) к эффективной частоте столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами ν_m не превышает $\sim 0,1$, т. е. выполняется условие изотропности удельной проводимости плазмы σ разряда (при $\omega_L / \nu_m \ll 1$ величина σ не зависит от напряженности магнитного поля H , $\omega_L = e\mu_0 H / 2m_e$ — ларморова частота вращения электронов в магнитном поле; m_e — масса электрона) [2,13,15]. В условиях данной работы $E/p \leq 9,8$ В/(м·Па) (13 В/(см·Торр)) и тогда, согласно [24] в аргоновой плазме при таких значениях E/p частота столкновений равна $\nu_m = 5,3 \cdot 10^9 \cdot p$ (Торр).

Стадия формирования токовой оболочки

Согласно механизму формирования токовой оболочки Z-пинча [16] толщина этой оболочки определяется толщиной скин-слоя δ . Тогда среднюю удельную проводимость плазмы σ в оболочке можем рассчитать из формулы для скин-слоя $\sigma = t_{sk} / (\pi \mu_0 \delta^2)$ [9].

На этой стадии величину σ удастся определить также из выражения для активного сопротивления разряда r_{0m} с учетом скин-эффекта. Благодаря скин-эффекту основной разрядный ток течет по полюсу цилиндрическому проводнику, у которого

сопротивление больше, чем сопротивление сплошного цилиндрического проводника. В этом случае выражение для r_{0m} такого проводника имеет следующий вид [25]: $r_{0m} = \frac{l_0}{2\pi R_0 \sigma \delta}$ (в системе

СГСЭ). Значения величины σ , определенные двумя перечисленными независимыми методами, в пределах ошибки измерений практически совпадают. Такое же значение для удельной проводимости σ следует и из закона Ома.

Для рассматриваемой стадии разряда источником тепловой энергии является энергия, выделяемая на активном сопротивлении r_{0m} . Поэтому газикинетическое давление p в плазменном слое можем оценить из формулы для тепловой энергии

$$\int_0^l J^2 r_{0m} d\xi = \frac{3}{2} p l_0 \pi \left[R_0^2 - (R_0 - \Delta r)^2 \right],$$

где Δr — толщина плазменного слоя. За время 0,3—1,0 мкс величина r_{0m} практически изменяется слабо и к моменту времени $t = 1,0$ мкс толщина светящегося плазменного слоя Δr составляет $\sim 0,7$ см. Тогда из приведенной формулы получим $p \approx 3,8 \cdot 10^3$ Па. При таком давлении отношение напряженности электрического поля к давлению плазмы E/p равно $\sim 0,263$ В/(м·Па) [$0,35$ В/(см·Торр)], и согласно [24] при этом значении E/p в аргоновой плазме величина дрейфовой скорости электронов u_{dr} составляет $\sim 3,3 \cdot 10^3$ м/с. Поскольку в нашем случае электрическое поле слабое (~ 10 В/см), то для оценки температуры электронов T_e можем использовать известное соотношение между их тепловой и дрейфовой скоростями [24]:

$$\frac{u_{dr}}{u_e} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \sqrt{\chi} \quad (\text{где } u_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \text{ — тепловая скорость электронов; } \chi \text{ — коэффициент потерь, который представляет собой долю энергии, передаваемой атому и иону электроном при столкновении, и для одноатомных газов } \chi = 2m_e / m_A, (m_A \text{ — масса атома, } k \text{ — постоянная Больцмана}). \text{ Отсюда для } t = 1,0 \text{ мкс при } u_{dr} \approx 3,3 \cdot 10^3 \text{ м/с получим } T_e \approx 1,63 \cdot 10^4 \text{ К.}$$

Для определения концентрации электронов n_e используем удельную проводимость $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_m}$ при известной величине v_m . Тогда для $t = 1,0$ мкс при $\sigma \approx 5,3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ из формулы для удельной проводимости следует $n_e \approx 1,26 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и, соответственно, степень ионизации $\alpha = n_e / n_0$ в плазменном слое при начальной концентрации атомов $n_0 = 3,53 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ составляет $\sim 0,35$. При таких значениях T_e и n_0 равновесная степень ионизации $\alpha_{eq} \approx 0,95$ (расчет по формуле Саха [23, 24]), т. е. ионизация в таком

слое является неравновесной. На стадии формирования токовой оболочки напряженность электрического поля изменяется слабо ($E \approx \text{const}$) и изменение тока происходит главным образом за счет изменения проводимости газа, которая пропорциональна числу ионизованных частиц. В этом случае эффективная частота ионизации газа w_i определяется уравнением [26]: $\frac{dJ(t)}{dt} \approx w_i J(t)$. Тогда из этого уравнения для $t \approx 1,0$ мкс получим $w_i \approx 9,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. При такой частоте ионизации до равновесной концентрации электронов $\alpha_{eq} n_0 = 3,35 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ концентрация n_e дорастет всего лишь за время ~ 1 мкс ($\alpha_{av} n_0 = n_e \cdot \exp(w_i t)$).

Характерное время выравнивания электронной и ионной температур $\tau_{ei} = \frac{250A T_e^{3/2}}{n_i \ln \Lambda}$ [24] в плазмен-

ном слое с T_e , плотностью ионов $n_i \approx 1,26 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, относительным атомным весом $A=39,8$ (Ar) и кулоновским логарифмом $\ln \Lambda \approx 5,86$ составляет $2,8 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Следовательно, на этой стадии разряда ($\sim 10^{-6} \text{ с}$) плазма в указанном слое является изотермической. Это обстоятельство позволяет вычислить слагаемые в законе сохранения энергии.

До отрыва плазменного шнура от стенки разрядной камеры для произвольного момента времени баланс мощностей цилиндрического Z-пинча имеет следующий вид:

$$J(t)U(t) = \frac{dW_M(t)}{dt} + J^2(t)r_{0m}(t) + E_I(t) + E_R(t) + E_{el}(t) + J(U_a + U_k), \quad (6)$$

где $E_I(t) = I l_0 \pi \left[R_0^2 - (R_0 - r_0)^2 \right] \frac{dn_e}{dt}$ — энергия, затраченная на ионизацию газа в единицу времени; $E_{el}(t)$ — потери тепловой энергии из плазменного шнура на электроды в единицу времени; $E_R(t)$ — мощность излучения разряда. На стадии формирования токовой оболочки средняя скорость изменения концентрации электронов равна

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w_i n_e(t) = \frac{(dJ(t)/dt)}{J(t)} n_e(t),$$

и средняя эффективная частота ионизации w_i составляет $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Основным механизмом потерь тепла на электроды является конвекция, связанная с разрядным током, и согласно работе [27]

$$E_{el}(t) = \frac{J(t)}{e} k T(t).$$

Из приведенных данных для $t \approx 1,0$ мкс получим $E_I(t) \approx 1,19 \cdot 10^8 \text{ Вт}$, $J(U_a + U_k) \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ Вт}$ при $(U_a + U_k) \approx 30 \text{ В}$. Вне токовой оболочки температура плазмы при $t \approx 1,0$ мкс $T \leq 1,63 \cdot 10^4 \text{ К}$, и поэтому величину $E_{el}(t)$ удастся оценить сверху: $E_{el}(t) \leq 5,2 \cdot 10^4 \text{ Вт}$. Мощность излучения разряда

$E_R(t)$ при известных величинах $J(t)U(t)$, $\frac{dW_M(t)}{dt}$, $J^2(t)r_{0m}$, $E_I(t)$, $E_{el}(t)$, $J(U_A + U_K)$, $E_I(t)$ и $E_{el}(t)$ определялась из (6) (см. таблицу).

Начальная стадия сжатия плазменного шнура

Из рис. 1, *b* следует, что после отрыва плазменного шнура ионизация газа и его нагрев происходят дважды: сначала в ударной волне, а затем в токовой оболочке. Процесс ионизации газа в токовой оболочке Z-пинча в рамках модели атомов с одним возбужденным состоянием рассмотрен в [16]. Однако на основе существующих теоретических моделей цилиндрического Z-пинча [17—21] невозможно рассчитать степень ионизации газа и его нагрев в ударной волне. Кроме того, оба эти процессы исследованы недостаточно подробно [6—21], поэтому рассмотрим их в кратком изложении, достаточном для дальнейшего понимания материалов данной работы.

Нагрев и ионизация газа в ударной волне

Прежде всего заметим, что в условиях нашего эксперимента (медленные цилиндрические Z-пинчи) диапазон изменения числа Маха ударной волны M составляет 15—65, а для быстрых цилиндрических Z-пинчей, согласно данным работ [9—12] — $M \approx 30$ —115. Понятно, что при таких числах Маха необходимо учитывать как нагрев, так и ионизацию газа в УВ. Ионизация аргона в УВ при низких давлениях экспериментально и теоретически исследовалась в работах [28, 29]. В [28] проводились измерения времени ионизационной релаксации (времени установления равновесной ионизации) τ_p и ширины релаксационной зоны δr за фронтом УВ при $M=10$ —20,3 для давлений аргона $p_0 = 2,66 \cdot 10^2$, $13,3 \cdot 10^2$ и $66,5 \cdot 10^2$ Па. В этой работе показано, что при $M=16,4$ —20,3 и $p_0 = 13,3 \cdot 10^2$ Па величины τ_p и δr составляют $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ — 10^{-7} с и $\sim 3,2 \cdot 10^{-2}$ — $6 \cdot 10^{-3}$ см, соответственно, а при $p_0 = 2,66 \cdot 10^2$ Па — $\tau_p \approx 6 \cdot 10^{-7}$ — $2 \cdot 10^{-7}$ с. При заданном давлении с ростом числа M величина T_1/T_0 повышается как M^2 и, соответственно, степень ионизации α увеличивается, а величины τ_p и δr уменьшаются. Так, экстраполяция данных из работы [28] для $M = 30$ показывает, что при $p_0 = 13,3 \cdot 10^2$ ($2,66 \cdot 10^2$) Па величины τ_p и δr равны $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ (10^{-7}) с и $4 \cdot 10^{-3}$ ($2,4 \cdot 10^{-2}$) см, соответственно.

Для ударной волны с $M = 18$ в аргоне при $p_0 = 13,3 \cdot 10^2$ Па и $T_0 = 300$ К газ за скачком уплотнения нагревается до температуры $T_{sw} \approx 30000$ К [23]. Далее за счет ионизации газа и нагрева электронов температура этого ионизованного газа снижается до $T_1 \approx 14000$ К. Тогда при величинах T_1 и $p_0 = 13,3 \cdot 10^2$ Па степень равновесной ионизации

аргона α составляет $\sim 0,25$ [23]. Такая высокая степень ионизации газа за фронтом УВ при числах $M \geq 18$ объяснена авторами работы [29]. Они пришли к выводу, что в ускорении образования начальных ("затравочных") электронов важную роль играет возбуждение атомов резонансным излучением, выходящим из зоны за фронтом УВ. Резонансное излучение, диффундируя по газу и проникая через поверхность фронта, выходит и за пределы нагретой области. Оно диффундирует в невозмущенном газе, опережая фронт УВ, т. е. происходит радиационный перенос возбуждения. Такой процесс был рассмотрен в этой же работе (с учетом тушения возбужденного уровня атомов) и показано, что для числа $M = 18$ на расстоянии ~ 1 м перед ее фронтом в аргоне при $p_0 = 13,3 \cdot 10^2$ Па (концентрации атомов $n_0 = 3,53 \cdot 10^{23}$ м⁻³) концентрация возбужденных атомов достигает $\sim 5 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Учет этого факта позволил авторам добиться удовлетворительного согласия между экспериментальными и расчетными значениями для величин τ_p и δr .

Наличие возбужденных атомов за фронтом УВ приводит к существенному увеличению скорости ионизации. Действительно, при локальном термодинамическом равновесии в плазме скорость ионизации таких атомов газа $N_n w_n$ согласно [29] оценивается как: $N_n w_n \sim n^6 N_1 w_1$ (где N_1 и N_n — концентрация атомов, находящихся в основном и n -возбужденном состояниях, w_1 и w_n — частота ионизации атомов, находящихся в основном и n -возбужденном состояниях). Для энергетических (в том числе резонансных) уровней атомов с $n = 2$ и 3 величина $N_n w_n$ почти на два и три порядка больше скорости ионизации с основного состояния атомов.

Наличие перед фронтом УВ возбужденных атомов приводит к их ионизации в холодном газе на значительном расстоянии от фронта, что и наблюдалось на опыте [29]. При этом ионизация таких атомов происходит в результате ступенчатых процессов: фотонами с энергией $h\nu \ll I$ (ν — частота излучения фотона, h — постоянная Планка). Поэтому газ перед фронтом УВ с $M \geq 18$ становится слабоионизованным.

Итак, в случае цилиндрического Z-пинча нагрев и ионизация слабоионизованного газа происходят дважды: сначала в ударной волне, а затем в токовой оболочке. Для УВ с числом Маха $M \geq 20$ в аргоне при $p_0 = (1,33$ — $13,3) \cdot 10^2$ Па время установления равновесной ионизации τ_p ($\leq 10^{-7}$ с) и ширина релаксационной зоны δr ($\leq 6 \cdot 10^{-3}$ см) оказываются намного меньше характерной длительности начальной стадии сжатия плазменного шнура $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с и ширины плазменного слоя $\sim (1$ — $1,5)$ см,

соответственно. Это во-первых. Во-вторых, для таких УВ температура газа за ее фронтом $T_1 \geq 1,7 \cdot 10^4$ К [23], и тогда при $p_0 \leq 13,3 \cdot 10^2$ Па из формулы Саха следует, что для аргона $\alpha \geq 0,7$. Дальнейшее повышение степени ионизации газа происходит в плазменном слое.

В связи с этим заметим, что еще Курчатов И. В. [8] на основе опытных данных впервые показал, что работа электродинамических сил расходуется на сообщение кинетической энергии сходящемуся цилиндрическому слою плазмы и под действием таких сил образуется цилиндрическая УВ, сходящаяся к оси камеры. При движении этой волны газ увлекается вместе с плазмой, и одновременно с этим происходит дополнительная ионизация газа.

Баланс мощностей для начальной стадии сжатия разряда

В процессе сжатия плазменного слоя (при движении электропроводящей среды — плазмы в магнитном поле) возникает индукционный ток $j_{ind} = \frac{\sigma}{c} u_r H_\phi$ (u_r — радиальная скорость плазмы).

Поскольку число Маха УВ $M \gg 1$, то вещество в этом слое сильно сжато. Следовательно, скорость плазмы u_r внутри слоя изменяется несильно. Тогда этому слою с достаточным приближением можно приписать общую скорость $dR/dt \approx u_r$ [16]. При этом удельную проводимость плазмы σ можно найти из обобщенного закона Ома [30]:

$$j_z = \sigma \left(E_z + \frac{1}{c} \left(\frac{dR}{dt} \right) H_\phi \right),$$

где $E_z = (J r_{0m}) / l_0$. Плазма в этом слое практически однократно ионизована ($\alpha \approx 1$, см. ниже), и поэтому для определения ее температуры использовалась формула Спитцера.

При $t \approx 2$ мкс в этом плазменном слое $j_z \approx 2,19 \cdot 10^4$ кА/м² (2,19 кА/см²); $E_z \approx 1833$ В/м (18,33 В/см); $H_\phi \approx 2,56 \cdot 10^5$ А/м (3,2 кЭ); $dR/dt \approx 4,85 \cdot 10^3$ м/с, а при $t \approx 3$ мкс $j_z \approx 4,85 \cdot 10^4$ кА/м² (4,85 кА/см²); $E_z \approx 2800$ В/м (28,0 В/см); $H_\phi \approx 3,68 \cdot 10^5$ А/м (4,63 кЭ); $dR/dt \approx 4,85 \cdot 10^3$ м/с.

Итак, при $dR/dt \approx 4,85 \cdot 10^3$ м/с вовлекаемая в процесс сжатия слабоионизованная плазма нагревается сначала в ударной волне до температуры $T_1 \approx 1,7 \cdot 10^4$ К, а затем в плотном плазменном слое до $T \approx 1,86 \cdot 10^4$ К. При этом равновесная степень ионизации плазмы составляет 0,99. Ионизация такой плазмы происходит за счет работы электродинамических сил $A(t)$ и джоулева нагрева $J^2(t)r_{0m}(t)$. Поэтому энергия ионизации $E_i(t)$ должна входить в состав слагаемых $A(t)$ и $J^2(t)r_{0m}(t)$. Тогда для этой стадии разряда сжатия баланс его мощностей имеет следующий вид:

$$J(t)U(t) = \frac{dW_M(t)}{dt} + A(t) + J^2(t)r_{0m}(t) + E_R(t) + E_{el}(t) + J(U_A + U_K). \quad (7)$$

Уравнение (7) без слагаемых $E_R(t)$, $E_{el}(t)$ и $J(U_A + U_K)$ было использовано в [9] для определения мощности омического нагрева разряда $J^2(t)r_{0m}(t)$. Для момента времени $t \approx 2$ мкс $E_{el}(t) \approx 1,1 \cdot 10^5$ Вт; $J(U_A + U_K) \approx 2,0 \cdot 10^6$ Вт, а для $t \approx 3$ мкс $E_{el}(t) \approx 1,52 \cdot 10^5$ Вт; $J(U_A + U_K) \approx 2,6 \cdot 10^6$ Вт.

В таблице приведены значения $Q(t)$, W_M , $\frac{dW_M(t)}{dt}$, $A(t)$ и $E_R(t)$ для моментов времени $t \approx 2$ и 3 мкс. При известных величинах $[U_d(t)J(t)]$, $\frac{dW_M(t)}{dt}$, $A(t)$, $J^2(t)r_{0m}(t)$, $E_{el}(t)$ и $J(U_A + U_K)$ из уравнения (7) определялась энергия излучения разряда E_R .

Для сравнения в таблице также приведены экспериментальные данные цилиндрического Z-пинча в дейтерии [9]: $J(t)$, $U(t)$, $L_d(t)$, $a^*(t)$, σ , $[U_d(t)J(t)]$, $Q(t)$, W_M , $\frac{dW_M(t)}{dt}$, $A(t)$. С помощью вышеприведенных методов из данных этой работы

нами определены величины $J \frac{dL_d}{dt}$, $L_d \frac{dJ}{dt}$, r_{0m} , $J^2 r_{0m}$, $E_{el}(t)$, $J(U_A + U_K)$ и E_R . Для момента времени $t \approx 2,4$ мкс $E_{el}(t) \approx 3,52 \cdot 10^5$ Вт; $J(U_A + U_K) \approx 7,2 \cdot 10^6$ Вт.

Итак, из данных таблицы следует, что на начальной стадии сжатия цилиндрического Z-пинча в его энергетическом балансе энергией его излучения E_R можно пренебречь.

Следует отметить, что на стадии максимального сжатия (5—7 мкс на рис. 2) энергия излучения E_R сильно увеличивается за счет работы электродинамических сил $A(t)$, под действием которых происходят дополнительное нагревание и сжатие плазменного шнура.

Умножим обе части (5) на $J(t)$ и, сравнивая с (7), для начальной стадии сжатия Z-пинча получим следующее соотношение между его интегральными величинами:

$$J^2(t) \frac{dL_d(t)}{dt} + J(t)L_d(t) \frac{dJ(t)}{dt} = \frac{dW_M(t)}{dt} + A(t) + E_R(t) + E_{el}(t).$$

Из данных таблицы нетрудно убедиться, что это соотношение для рассматриваемой стадии разряда выполняется для условий как нашей работы, так и работы [9]. Заметим, что в этом соотношении слагаемое, связанное с джоулевым нагревом, отсутствует.

Доля захваченной магнитным поршнем массы плазмы

Для момента времени $t \approx 3$ мкс при $M \approx 20$ давление за фронтом УВ $p_{sw} = p_0 \frac{5}{4} M^2 \approx 6,78 \cdot 10^4$ Па

и ударное сжатие газа (Ar) максимальное: $\frac{p_{sw}}{p_0} \approx \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1} \approx 4$ [23]. А в то же время давление

$p = (1 + \alpha) 4n_0 kT$ в плотном плазменном слое, рассчитанное при предположении о полном "сгребании" (захвате) ионизованного газа магнитным поршнем, равно $\sim 9,47 \cdot 10^4$ Па. Разница этих давлений составляет $\sim 40\%$ от p_{sw} , что в $\sim 3,5$ раза больше погрешности измерений параметров разряда. Однако величины p_{sw} и p должны быть одинаковыми, так как давление в этом слое выравнивается со скоростью звука $c = \sqrt{\gamma_d \frac{2kT}{m_A}} \approx 3,54 \cdot 10^5$ м/с за время

$\leq 10^{-6}$ с, что меньше времени сжатия шнура $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с (γ_d — показатель адиабаты плазмы). Возникает вопрос, какое значение давлений p_{sw} и p следует считать соответствующим действительности? Справедливость применения формул (3), (5), обобщенного закона Ома и методов, примененных для определения давления плазмы p , а также формулы для давления p_{sw} подтверждалась многократно экспериментально [10, 13, 15, 23, 31, 32]. Поэтому предположение о полном захвате ионизованного газа магнитным поршнем является некорректным. Из этого факта следует, что магнитным поршнем захватывается только часть ионизованного газа, а именно ее доля η для данных условий эксперимента составляет $\sim 60\%$.

Физическая причина неполного захвата плазмы магнитным поршнем состоит в следующем. При отклонении электрона в радиальном направлении в магнитном поле вследствие его теплового движения на него действует сила $e u_{er} B_\phi$, направленная против оси Oz (u_{er} — скорость отклонившегося электрона, B_ϕ — индукция магнитного поля). Под действием этой силы за время между столкновениями v_m^{-1} электрон приобретает скорость $u_{ez} = (e B_\phi / m_e) u_{er} v_m^{-1}$. В свою очередь на движущийся электрон со скоростью u_{ez} действует сила $e u_{ez} B_\phi$, направленная к центру разряда, и она препятствует первоначальному радиальному отклонению электрона. Поэтому магнитное поле разряда для электронов в плазменном слое является энергетическим барьером. Для преодоления действия магнитного поля (такого энергетического барьера) этому отклонившемуся электрону требуется кинетическая энергия $m_e u_{er}^2 / 2$, удовлетворяющая следующему соотношению:

$$\frac{m_e u_{er}^2}{2} \geq A_{ei} + \frac{e^2 \mu_0 H_\phi^2 l_e^2}{m_e}$$

(l_e — длина свободного пробега электрона в плазме, A_{ei} — работа, совершаемая электроном для сообщения кинетической энергии иону в радиальном направлении). Если принять $A_{ei} \approx 3kT/2$, то оценка, проведенная на основе приведенного соотношения, показывает, что действие магнитного поршня преодолевают те электроны, скорости которых превышают в 1,6—2,0 раза их среднюю тепловую скорость. Доля таких электронов в распределении Максвелла по их скоростям может составлять до 6—8 %.

Задача теперь состоит в количественном определении потока электронов, преодолевающих действие магнитного поршня, что является предметом отдельного рассмотрения.

Связь энергии магнитного поля разряда $W_M(t)$ с энергией $Q(t)$, вводимой в разряд

Сравнение $Q(t)$ и $W_M(t)$ в различные моменты времени показывает, что до момента достижения максимальной скорости сжатия плазменного шнура V_{max} (до 5,3 мкс на рис. 1, б) они связаны между собой следующим простым соотношением:

$$W_M(t) \approx d_0 \int_0^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (8)$$

где d_0 — коэффициент пропорциональности.

Для условий нашей работы величина d_0 заключена в интервале 0,40—0,45. Соотношение (8) проверялось также для условий других работ. Так, опытные данные для величин $Q(t)$ и $W_M(t)$ имеются в [7, 9]. Из этих данных следует, что величина коэффициента d_0 для начальной стадии сжатия цилиндрического Z-пинча в дейтерий [9] составляет 0,35—0,39, а в аргоне [7] — $\sim 0,44$.

Этот опытный факт означает, что в энергетическом балансе Z-пинча энергия магнитного поля в динамике его сжатия играет существенную роль.

Зависимость начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in} от характеристик рабочего газа и начальных параметров цилиндрического Z-пинча

Проведенный нами опыт показал, что величина скорости V_{in} зависит от характеристик рабочего газа (p_0 , ρ_0 , γ_0 , T_0 , энергии I_{eff} , затраченной на диссоциацию и ионизацию одной частицы газа), γ_d , U_{d0} , F , α , l_0 . Это значит, что начальная скорость V_{in} является функцией от указанных начальных интегральных параметров: $V_{in} = f(U_{d0}, F, l_0, p_0, \rho_0, T_0, \gamma_0, I_{eff}, \alpha, \gamma_d)$. Эту функцию многих переменных можно свести к функции одной переменной, что

существенно упрощает представление экспериментальных данных. В работе [33] нами была установлена следующая обобщенная переменная цилиндрического Z-пинча в газе:

$$\Xi = \frac{U_{d0} F A_0}{l_0 B_0^2},$$

$$\text{где } A_0 = \pi \rho_0 \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta \frac{1}{2} \right];$$

$$B_0 = \pi \rho_0 \left[\alpha \frac{I_{eff}}{k T_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2 \gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right].$$

Безразмерный комплекс Ξ , зависящий только от начальных параметров разряда и характеристик рабочего газа, представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости изменения суммарной погонной мощности джоулевого нагрева плазмы и работы электродинамических сил, совершаемой в единицу времени и на единицу длины разряда.

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость относительной начальной скорости сжатия шнура V_{in}/c_0 Z-пинча в аргоне от комплекса Ξ при $d_0 \approx 0,4$. Для расчета значений комплекса Ξ использованы следующие опытные данные: $\eta \approx 0,6$; $\gamma_d \approx 1,2$; $\alpha \approx 1$.

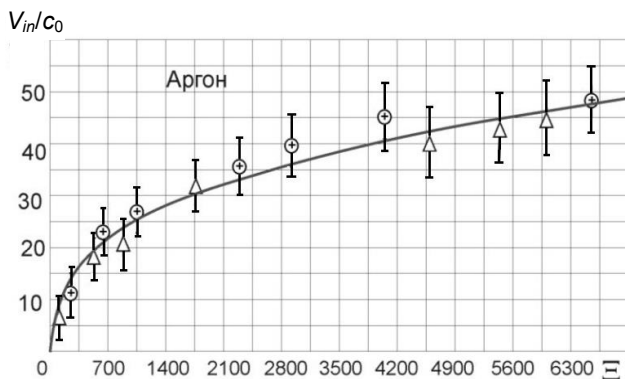


Рис. 3. Зависимость относительной начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in}/c_0 цилиндрического Z-пинча в аргоне от безразмерного комплекса Ξ при $U_0 = 15\text{—}35$ кВ и давлении аргона $p_0 = 26,6\text{—}1330$ Па. Крестики $\oplus$ и треугольники Δ — экспериментальные данные нашей работы и работы [7], соответственно

Одномерная модель начальной стадии сжатия цилиндрического Z-пинча в газе

Из приведенных выше экспериментальных данных (в том числе табличных) следует, что на начальной стадии сжатия плазменного шнура цилиндрического Z-пинча влиянием электродов и энергией его излучения можно пренебречь. Задача для плазменного шнура имеет осевую симметрию $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$, и в этом случае можно положить $j_\phi = 0$ [34]. Тогда при условии $\partial E_z / \partial z = 0$ (см. п. 2.4) из

уравнений Максвелла и уравнения движения (без вязкости) следует, что магнитное и электрическое поля, а также плотность разрядного тока имеют только по одной компоненте H_ϕ , E_z и j_z ($H_r = H_z = 0$, $E_r = E_\phi = 0$, $j_r = 0$). Кроме того, магнитное поле, плотность тока и давление плазмы не меняются вдоль оси разряда ($\frac{\partial H_\phi}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial j_z}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$).

Таким образом, на рассматриваемой стадии сжатия разряд имеет цилиндрическую симметрию, что оправдывает применимость формул (2)–(4), (6), (7) и формулы для энергии магнитного поля разряда $W_M(t)$.

Процесс сжатия плазменного шнура Z-пинча является кумулятивным эффектом, т. е. характеристики шнура на стадии максимального сжатия определяются его начальными параметрами. Поэтому рассмотрим начальную стадию сжатия Z-пинча. Для определения зависимостей величин R и V_{in} от начальных параметров разряда и характеристик рабочего газа используем закон сохранения энергии.

Так как процесс сжатия плазменного шнура является импульсным процессом, то интерес представляет знание величин слагаемых баланса энергии разряда к данному моменту времени t . При этом учтем, что отрыв плазменного шнура от стенки камеры происходит в момент t_1 : при $t \geq t_1$ $A(t) \geq 0$ (см. таблицу). Проинтегрировав по t уравнение (7) при указанных приближениях (без слагаемых E_R , E_{el} , $J(U_A + U_K)$), получим:

$$Q(t) = \int_0^t U(\xi) J(\xi) d\xi = W_M(t) + \int_{t_1}^t A(\xi) d\xi + \int_0^t J^2(\xi) r_{Om}(\xi) d\xi. \quad (9)$$

Используя уравнение движения для плазменного шнура, полученного авторами работы [17], в [13] работа электродинамических сил определена в следующем виде:

$$\int A(\xi) d\xi = E_K + \frac{1}{2} \int \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm(R(\xi)), \quad (10)$$

где E_K — кинетическая энергия захваченной магнитным поршнем массы плазмы разряда; $m = \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$; ρ_0 — плотность рабочего газа.

Второй член в правой части (10) представляет собой тепло, выделяющееся в процессе сжатия при захвате плазмы. Из уравнений (9) и (10) следует, что при сжатии шнура его нагрев происходит за счет протекания тока и работы электродинамических сил. Для определения конкретного вида вы-

ражения величин $\int_{t_1}^t J^2(\xi) r_{im}(\xi) d\xi$ и $\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$ используем опытные данные. При определении выражения $\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$ учтем тот факт, что при сжатии шнура магнитным поршнем захватывается не вся масса плазмы, а только ее часть $m_1 = \eta \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$.

За счет работы электродинамических сил плотный плазменный слой приобретает кинетическую энергию E_K , происходит ударный дополнительный нагрев E_H и дополнительная ионизация плазмы ΔI , а также совершается работа против давления газа A_P :

$$\int_{t_1}^t A(\xi) d\xi = E_K + E_H + \Delta I + A_P. \quad (11)$$

На начальной стадии сжатия плазменного шнура (1,8—3,0 мкс на рис. 1, б) скорость его сжатия практически постоянная. Тогда и давление плазменного слоя также можно считать практически постоянным: $p \approx \text{const}$. На основе этих приближений можно получить формулы для искомых величин E_K , E_H , ΔI , A_P . Конечным результатом джоулева нагрева и ударного нагрева плазменного слоя является повышение его тепловой энергии. Учитывая это, получим следующее соотношение:

$$\int_{t_1}^t J^2 r_{om} dt + E_H = \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) p l_0 \pi (R_0^2 - R^2) - \left(\frac{1}{\gamma_0 - 1} \right) p_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2). \quad (12)$$

Величины E_K , ΔI и A_P определим следующим образом:

$$\begin{aligned} E_K &= \eta \frac{1}{2} \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2; \\ \Delta I &= \alpha \frac{p_0}{k T_0} l_0 \pi (R_0^2 - R^2) I_{eff}; \\ A_P &= (p - p_0) l_0 \pi (R_0^2 - R^2). \end{aligned} \quad (13)$$

При определении величины E_K учтено, что магнитным поршнем разряда захватывается только часть η плазмы.

Из соотношений (9), (11)—(13) видно, что если имеется связь между давлением p и радиусом плазменного шнура $R(t)$, то уравнение баланса энергии (9) можно свести к уравнению с одной переменной относительно $R(t)$. Для этого воспользуемся известной связью между скоростью удар-

ной волны V_{sw} и скоростью ее поршня V_p при $M \gg 1$ [35]:

$$V_{sw} = \frac{\gamma_0 + 1}{4} V_p \left[1 + \left(1 + \frac{16 \tilde{n}_0^2}{(\gamma_0 + 1)^2 V_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cong \frac{\gamma_0 + 1}{2} V_p. \quad (14)$$

Выражение (14) позволяет связать давление p за фронтом УВ со скоростью магнитного поршня $V_p = dR(t)/dt$ следующим образом:

$$p = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 V_p^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0. \quad (15)$$

Подставив выражения (11)—(13) и (15) в (9) с учетом соотношения (8), получим следующее безразмерное нелинейное дифференциальное уравнение для радиуса плазменного шнура $R(t)$:

$$\begin{aligned} B_0 (R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + A_0 (R_0^2 - R^2) = \\ = (1 - d_0) \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi. \end{aligned} \quad (16)$$

С учетом опытного факта для начальной стадии сжатия разряда

$$U \approx U_{d0} = \text{const} \text{ и } J(t) \approx Ft, \quad (17)$$

а также характерного расстояния (радиуса камеры R_0) и характерного времени ($t_c = \sqrt{(B_0 R_0^2) / A_0}$) уравнение (16) можно преобразовать в следующее нелинейное дифференциальное уравнение для относительного радиуса шнура $x = R/R_0$ ($R \leq R_0$):

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + (1 - x^2) = \left(\frac{1 - d_0}{2} \right) \Xi (\tau^2 - \tau_1^2) \quad (18)$$

с начальным условием $x(\tau_1) = 1$, где $\tau = t/t_c$, $\tau_1 = t_1/t_c$.

Из полученного уравнения (18) видно, что динамика сжатия плазменного шнура цилиндрического Z-пинча в газе определяется двумя безразмерными величинами: Ξ и d_0 .

На основе данных рис. 1, б построена экспериментальная зависимость относительного радиуса плазменного шнура R/R_0 от относительного времени τ , которая представлена на рис. 4. Для условия разряда, представленного на рис. 1, $\tau_1 \approx 0,18$; $d_0 \approx 0,4$; $\Xi \approx 355$. На том же рисунке приведено численное решение уравнения (18) с начальным условием $x(\tau_1) = 1$ (кривая) при тех же значениях величин Ξ , d_0 , τ_1 . Видно, что на начальной стадии сжатия Z-пинча (при $0,09 < \tau \leq 0,21$) теоретические расчеты согласуются с экспериментальными данными, а при $\tau > 0,21$ наблюдается их расхождение.

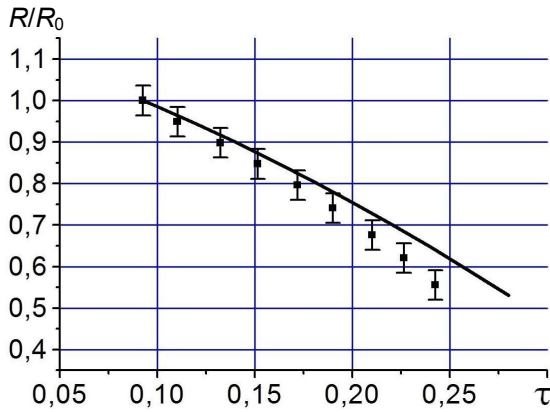


Рис. 4. Зависимость относительного радиуса плазменного шнура R/R_0 цилиндрического Z-пинча в аргоне от относительного времени τ при $U_0 = 20$ кВ и давлении аргона $p_0 = 133$ Па

Начальную скорость сжатия плазменного шнура V_{in} можно определить из уравнения (18). При $\tau \rightarrow \tau_1$ для безразмерной скорости сжатия $\frac{dx(\tau_1)}{d\tau}$ из (18) получим кубическое уравнение. Дискриминант этого уравнения $D = -108 \left\{ 1/27 + \left[(1-d_0)\Xi\tau_1 \right]^2 / 16 \right\}$ отрицателен и поэтому это кубическое уравнение имеет только одно действительное решение:

$$\frac{dx(\tau_1)}{d\tau} = - \left[\sqrt[3]{\frac{1-d_0}{4}\Xi\tau_1} + \sqrt{\left(\frac{1-d_0}{4}\Xi\tau_1 \right)^2 + \frac{1}{27}} + \sqrt[3]{\frac{1-d_0}{4}\Xi\tau_1} - \sqrt{\left(\frac{1-d_0}{4}\Xi\tau_1 \right)^2 + \frac{1}{27}} \right]. \quad (19)$$

Знак минус перед квадратной скобкой в (19) отражает процесс сжатия плазменного шнура. Тогда для относительной начальной скорости сжатия V_{in}/c_0 из (19) получим следующую формулу:

$$\frac{V_{in}}{c_0} = a_0 \left| \frac{dx(\tau_1)}{d\tau} \right|,$$

$$\text{где} \quad a_0 = \sqrt{\left[\frac{\alpha I_{eff}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right] / \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{\eta}{2} \right] \gamma_0}. \quad (20)$$

В условиях нашей работы величина момента отрыва плазменного шнура t_1 изменяется несильно. Поэтому при применении формулы (20) за значение величины τ_1 взято его среднее значение 0,18. Кривая, построенная по формуле (20) для цилиндрического Z-пинча в аргоне при $\tau_1 = 0,18$; $d_0 = 0,4$; $\eta = 0,6$; $\gamma_d = 1,2$; $\alpha = 1$, приведена на рис. 3. На этом же рисунке также представлены экспериментальные данные работы [7], так как ее условия близки к условиям нашей работы. Теоретическая кривая в

пределах ошибки измерения согласуется с экспериментальными данными.

Рассмотрим возможность применения формулы (20) для цилиндрического Z-пинча в других газах. В работах [9, 10, 12] достаточно подробно экспериментально исследован такой Z-пинч в дейтерии. Из данных этих работ следует, что $\tau_1 \approx 0,1$, $d_0 \approx 0,37$, $\eta \approx 0,6$, $\gamma_d \approx 1,2$, $\alpha \approx 1$. На рис. 5 приведены экспериментальные данные указанных работ и кривая, построенная по формуле (20) при $\tau_1 = 0,1$, $d_0 = 0,37$, $\eta = 0,6$, $\gamma_d = 1,2$, $\alpha = 1$. Видно, что кривая в пределах ошибок измерений удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для быстрых пинчей в дейтерии.

V_{in}/c_0

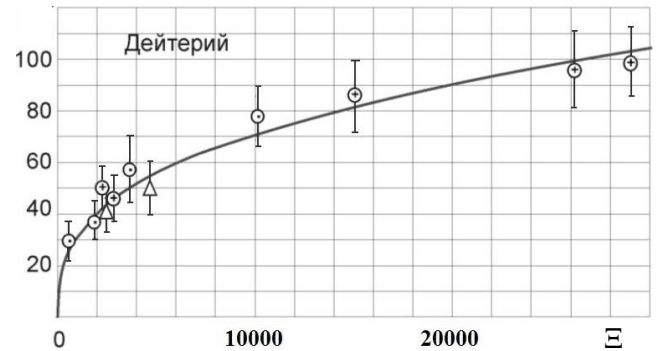


Рис. 5. Зависимость относительной начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in}/c_0 цилиндрического Z-пинча в дейтерии от безразмерного комплекса Ξ . Точки O, крестики $\oplus$ и треугольники Δ — экспериментальные данные работ [9], [10] и [12], соответственно

Заключение

Предложена одномерная модель начальной стадии сжатия плазменного шнура цилиндрического Z-пинча в газе, учитывающая энергию магнитного поля разряда, работу электродинамических сил, джоулев и ударный нагрев плазмы, ионизацию газа, характеристики ударной волны, момент отрыва плазменного шнура от стенки камеры, долю захваченной магнитным поршнем массы плазмы и уравнение цепи. В рамках модели, исходя из экспериментальных данных и из энергетического баланса такого Z-пинча, получено безразмерное нелинейное дифференциальное уравнение для относительного радиуса плазменного шнура, содержащее два безразмерных комплекса — Ξ и d_0 .

Из этого уравнения определена зависимость относительной начальной скорости сжатия плазменного шнура от этих комплексов: $V_{in}/c_0 = f(\Xi, d_0)$. Показано, что решение этого уравнения и зависимость $V_{in}/c_0 = f(\Xi, d_0)$ согласуются с экспериментальными данными как для медленных Z-пинчей в аргоне, так и для быстрых Z-пинчей в дейтерии.

Выражаем свою благодарность А. А. Рухадзе и В. Г. Еленскому за ценные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Александров А. Ф., Сысоев Н. Н., Юсупалиев У. и др. Система получения трехмерного изображения объектов на основе пикосекундного лазера и время-позиционночувствительного детектора излучения: Науч. конф. "Ломоносовские чтения". Сек. Физика. 2009. — М.: МГУ. С. 22—35.
2. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Импульсные источники света / Под ред. И. С. Маршака — М.: Энергия, 1978.
4. Радиационная плазмодинамика. Т. 1. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Александров В. В., Горланов А. И., Ранцев-Карпинов В. А. и др. Пригоден ли Z-пинч в качестве эталонного источника излучения в вакуумном ультрафиолете? // В сб.: Диагностика плазмы. Вып. 3. — М.: Атомиздат, 1973. С. 80.
6. Александров А. Ф., Савичев А. Т., Суворов О. И. и др. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 1. С. 184.
7. Артамонов В. И. // Канд. дис. ... на соиск. канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1981.
8. Курчатов И. В. // Атомная энергия, 1955. № 3. С. 65—75.
9. Андрианов А. М., Базилевская О. А., Прохоров Ю. Г. Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА // В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд. АН СССР, 1958. Т. 2. С. 185.
10. Комельков В. С. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. В. 1(7). С. 16.
11. Комельков В. С., Морозова Т. И., Скворцов Ю. В. Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА // Там же. — М.: Изд. АН СССР, 1958. Т. 2. С. 170.
12. Андрианов А. М., Базилевская О. А., Прохоров Ю. Г. Исследование импульсного разряда в дейтерии при скоростях нарастания тока до 10^{12} А/с и напряжениях до 120 кВ // Там же. Т. 4. С. 182.
13. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Физматгиз, 1963.
14. Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т., Старостин А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 2. С. 68.
15. Лукьянов С. Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. — М.: Наука, 1975.
16. Вихрев В. В., Брагинский С. И. Динамика Z-пинча // В сб.: Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 10. — М.: Атомиздат, 1980. С. 243.
17. Леонтович М. А., Осовец С. М. // Атомная энергия. 1956. Т. 3. С. 81.
18. Брагинский С. И., Гельфанд И. М., Федоренко Р. П. Теория сжатия и пульсаций плазменного столба в мощном импульсном разряде // В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 4. — М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 201.
19. Дьяченко В. Ф., Имиенник В. С. К магнитогидродинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плазме // В сб.: Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 5. — М.: Атомиздат, 1967. С. 394.
20. Имиенник В. С., Боброва Н. А. Динамика столкновительной плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1997.
21. Ананин С. И., Вихрев В. В., Филиппов Н. В. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 2. С. 315.
22. Кнофель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
23. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
24. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
25. Тамм Е. М. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1989.
26. Брагинский С. И., Будкер Г. И. Физические явления в процессе разгорания разряда при неполной ионизации // В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 1. — М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 186.
27. Брагинский С. И., Шафранов В. Д. Плазменный шнур с потерей тепла на электроды // Там же. Т. 2. С. 26.
28. Печек Г., Байрон С. Приближение к равновесной ионизации за ударной волной в аргоне // В сб.: Ударные трубы. — М.: ИЛ, 1962. С. 471—507.
29. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.
30. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. — М.: Физматлит, 2006.
31. Ударные трубы. — М.: ИЛ, 1962.
32. Кобылкин И. Ф., Селиванов В. В., Соловьев В. С., Сысоев Н. Н. Ударные и детонационные волны. Метод исследования. — М.: Физматлит, 2004.
33. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2008. № 4. С. 44.
34. Брагинский С. И., Шафранов В. Д. Плазменный шнур при наличии продольного магнитного поля // В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 2. — М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 26.
35. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.

A cylindrical Z-pinch one-dimensional model for its initial stage

U. Yusupaliev, S. A. Shuteyev, P. U. Yusupaliev
Lomonosov Moscow State University, Russia
E-mail: nesu@phys.msu.ru

Using energy balance of a cylindrical Z-pinch in gas it was deduced differential equation for the dimensionless radius with due regard for magnetic field energy, electrodynamics forces work function, Joule and shock wave heating of plasma. It was showed that the solution of obtaining equation is in reasonably agreement with experimental data. Using this solution and experimental data it is determined an optimum performance of Z-pinch in argon as impulse radiation source.

PACS: 52.80.—s

Keywords: cylindrical Z-pinch, one-dimensional model, impulse radiation source, 3D image.

Bibliography — 35 references.

Received May 23, 2010