

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ Z-ПИНЧ В ГАЗЕ. I. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ МЕЖДУ ИНТЕГРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ РАЗРЯДА

У. Юсупалиев

Экспериментально исследовались ранее неизвестные зависимости между интегральными характеристиками цилиндрического Z-пинча в аргоне на стадии формирования его токовой оболочки и начальной стадии сжатия его плазменного шнура. На основе указанных зависимостей определён баланс мощностей на стадии формирования токовой оболочки и начальной стадии сжатия разряда с учетом его энергии магнитного поля, работы электродинамических сил, энергии ионизации газа, джоулева и ударного нагрева плазмы.

Ключевые слова: цилиндрический Z-пинч, ударная волна, магнитный поршень, ионизация газа.

В настоящее время для решения ряда прикладных задач (например, для создания перспективной системы получения послойного (трёхмерного) изображения обозреваемого пространства в оптическом диапазоне спектра [1]) требуется мощный источник излучения короткой длительности (< 100 нс). Роль такого источника не могут выполнять существующие импульсные лазеры, так как спектр их излучения является фиксированным. Анализ физических принципов работы различных импульсных источников излучения показывает [2–4], что необходимыми характеристиками излучения в указанных диапазонах спектра могут обладать цилиндрические Z-пинчи в газе [4]. Теоретическое и экспериментальное изучение динамики такого Z-пинча проводилось в [4–11]. Однако имеющиеся теоретические модели не позволяют определить оптимальные режимы работы Z-пинчей в качестве мощных импульсных источников излучения. Для создания такого источника излучения короткой длительности, прежде всего, требуется знание за-

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38, Россия; e-mail: nesu@phys.msu.ru.

висимостей между интегральными характеристиками разряда. Поэтому данная работа посвящена исследованию указанных зависимостей.

1. *Экспериментальная установка и методики измерения.* Установка содержала разрядный контур, диагностический стенд и систему управления. Разрядный контур состоял из батареи конденсаторов с блоком зарядки (емкость $C = 20$ мкФ, зарядное напряжение $U_0 = 15 - 35$ кВ), управляющего разрядника, системы разрядной камеры с блоком откачки и напуска рабочего газа–аргона. Разрядная камера представляла собой два коаксиально расположенных кварцевых цилиндра (длиной $l_0 = 30$ 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 $b = 10$ см.

Напряжение на разрядном промежутке $U(t)$ и разрядный ток $J(t)$ измерялись с помощью делителя напряжения и пояса Роговского [2, 7]. Пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля $H(t, r)$ Z-пинча изучалось магнитным зондом [5, 7], где r – радиальная координата цилиндрической системы координат, ось Oz которой совпадает с осью симметрии разрядной камеры. Из осциллограмм тока $J(t)$ и напряжения $U(t)$ рассчитывалась индуктивность разряда $L_d(t)$. За начало отсчёта времени $t = 0$ принят момент появления разрядного тока. Если пренебречь омическим падением напряжения разряда и приэлектродными падениями потенциала, то величина $L_d(t)$ может быть определена как [5]: $L_d(t) = (\int_0^t U(\xi)d\xi)/J(t)$. Эффективный радиус токового шнура $a^*(t)$ с учётом скин-эффекта в предположении цилиндрической симметрии разряда определялся по формуле: $L_d(t) = s_0\mu_0 l_0 [\ln(b/a^*(t))]/2\pi$, где μ_0 – магнитная постоянная, s_0 – коэффициент, величина которого определяется из опыта ($s_0 \geq 1$). В условиях нашей работы (несплошного обратного токопровода) величина $s_0 \approx 3.42$.

Имея распределение напряженности магнитного поля $H_\varphi(t, r)$ по сечению разряда, в предположении цилиндрической симметрии разряда определялись энергия магнитного поля разряда $W_M(t) = \int \int \int \frac{\mu_0 H_\varphi^2(t, r)}{2} d\Omega$ и плотность разрядного тока $j_z(t, r)$ из уравнения Максвелла при пренебрежении токами смещения [7–9, 15]: $\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi(t, r) \right) = j_z(t, r)$, где Ω – объем разряда. Если известны величины $H_\varphi(t, r)$, $j_z(t, r)$ и радиальная скорость плазмы u_r , то удаётся рассчитать работу элек-

тродинамических сил разряда в единицу времени $A(t) = \frac{1}{c} \int \int \int_{\Omega} u_r(t) [\vec{j}(t, r) \vec{H}(t, r)] d\Omega$ (в СГСЭ). Используя уравнение Максвелла, в работе [7] для $A(t)$ получено следующее выражение: $A = u_r \frac{l_0}{4} \left[RH_{\varphi}^2(R) + \int_0^R H_{\varphi}^2(r) dr \right]$.

Характерные размеры излучающих областей Z-пинча в видимом диапазоне спектра регистрировались двумя сверхскоростными фоторегистраторами СФР-2М [2, 7]. При этом фоторегистрация разряда осуществлялась одновременно с двух сторон: сбоку и с торца (через специальное кварцевое окно в электроде) разрядной камеры. Радиус свечения плазменного шнура $R(t)$ определялся путём фотометрирования его фотоснимков, развёрнутых по времени. При этом погрешность в определении $R(t)$, обусловленная размытием границы изображения шнура на фотоплёнке, может достигать 5–7%. Погрешность измерения U и J составляет ~ 8 –10%, а для напряжённости магнитного поля H – ~ 10 –12%.

С помощью спектрографа СП-30 и фоторегистратора СФР регистрировались развёрнутые во времени спектры излучения разряда в диапазоне 200–600 нм, а с помощью ФЭУ-79 – импульсы излучения разряда.

2. *Динамика однократного сжатия плазменного шнура и его структура.* В этом режиме можно выделить следующие стадии развития разряда: стадия формирования токовой оболочки; стадия сжатия и разлёта плазменного шнура (рис. 1).

После завершения электрического пробоя газа начинает быстро повышаться проводимость разряда и увеличивается разрядный ток, в результате чего он скинируется около стенки камеры. При этом значительная его доля сосредоточена в кольцевом слое толщиной ~ 2.5 мм. 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 (рис. 1), когда магнитная сила разрядного тока уравнивается с силой инерции и силой, возникающей за счёт газокINETического давления плазмы p [8]. Из данных рис. 1(b) следует, что сжимающийся под действием электродинамических сил плазменный шнур состоит из двух областей: сильносветящейся области и слабо-светящейся области между внутренней стенкой камеры и сильносветящейся областью. Можно предположить, что задняя граница этой сильносветящейся области является также границей токового шнура (на рис. 1(b),(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 они совпа-

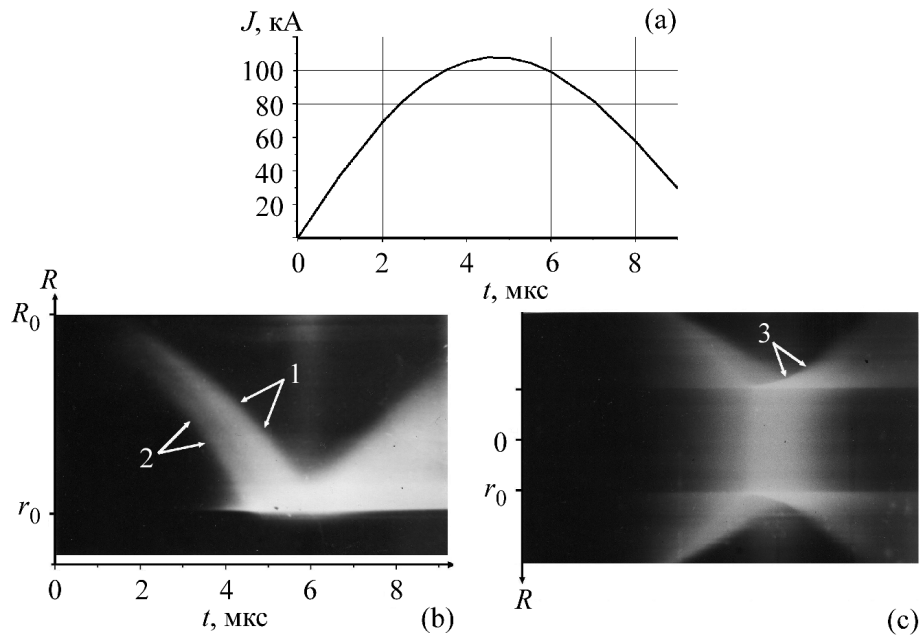


Рис. 1: Синхронизированные с разрядным током (а) непрерывные развертки по времени излучающих областей плазменного шнура, полученные сбоку (b) и с торца (c) разрядной камеры при $U_0 = 20$ кВ, давлении аргона $p_0 = 133$ Па. R_0 и r_0 – радиусы внешнего и внутреннего кварцевых цилиндров. 1 – радиус плазменного шнура $R(t)$, 2 – сходящаяся к центру разрядной камеры ударная волна, 3 – отражённая ударная волна.

дают: $a^*(t) \approx R(t)$ (см. таблицу 1). 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 создаёт перед собой ударную волну (УВ) с числом Маха $M = V_{SW}/c_0 \approx 20.2$ (V_{SW} – скорость ударной волны). Согласно [12], в УВ с таким числом M происходят ударный нагрев до температуры $T_1 \approx 1.7 \cdot 10^4$ К и заметная ионизация газа (о степени ионизации см. ниже). Такой газ в УВ, находясь перед её поршнем – плазменным слоем – начинает излучать. Поэтому передняя граница сильноосвещающегося слоя на рис. 1(b) представляет собой фронт УВ (на рисунке отмечен цифрой 2). Столкновение сходящейся цилиндрической УВ со стенкой внутренней кварцевой трубки камеры приводит к образованию отражённой 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 (рис. 2(c)). Отражённая УВ распространяется против набегающей плазмы к центру, и одновременно с этим происходит дополнительный ударный нагрев этой плазмы за её фронтом. Таким образом, на стадии максимального сжатия шнура плазма вблизи внутренней трубки нагревается как отражённой УВ, так и дополнительным сжатием за счет электродинамических сил. Взаимодействие набегающей плазмы и отражённой УВ длится от ~ 5 до ~ 7.5 мкс. Это и есть стадия максимального сжатия плазменного шнура. Как видно из спектра разряда, на этой стадии сжатия шнура в исследуемом спектральном диапазоне наблюдается резкая вспышка континуума (рис. 2(b)). Интенсивность сплошного спектра очень мала на всех стадиях развития разряда, за исключением стадии максимального сжатия. Отсюда следует, что основная доля энергии излучения 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),(c)).

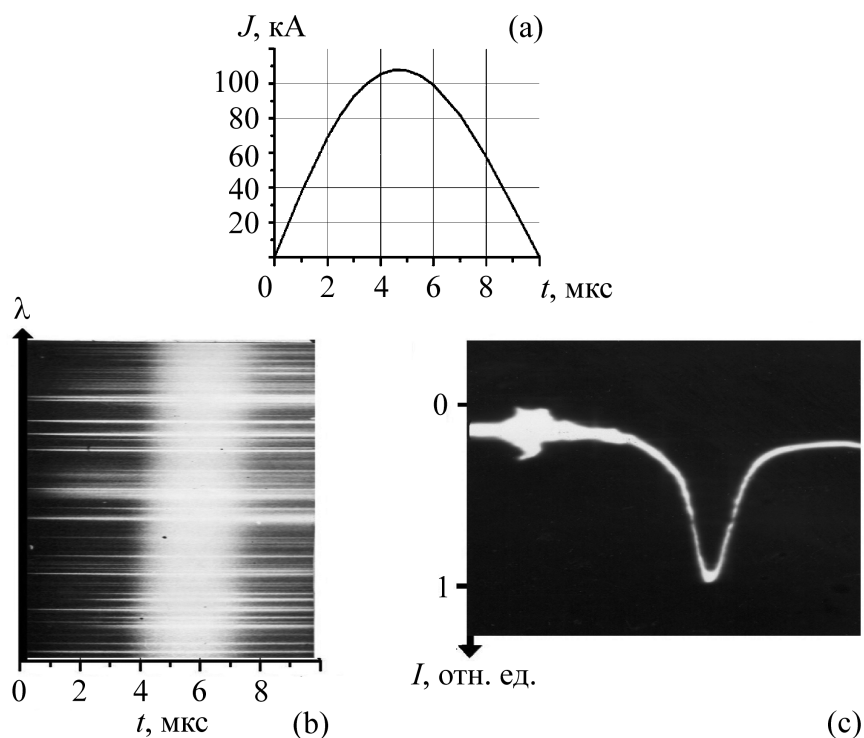


Рис. 2: Синхронизированные с разрядным током (a) непрерывная развертка по времени спектра излучения плазменного шнура (b) и импульс излучения разряда (c) при $U_0 = 20$ кВ и давлении аргона $p_0 = 133$ Па. I – величина, пропорциональная мощности излучения, падающего на поверхность фотокатода ФЭУ площадью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

Т а б л и ц а 1

Экспериментальные данные цилиндрического Z-пинча в аргоне
в режиме однократного сжатия при $p_0 = 133$ Па ($n_0 = 3.53 \cdot 10^{22}$ м⁻³), $U_0 = 20$ кВ,
амплитуде разрядного тока $J_0 \approx 108$ кВ, $F \approx 3.75 \cdot 10^{10}$ А/с ($\Xi \approx 878$).

Данные для $t = 2.4$ мкс взяты из [9]; $U_0 = 40$ кВ, $C = 82$ мкФ, $p_0 = 6.65$ Па,
дейтерий, $R_0 = 20$ см, $l_0 = 90$ см, $b = 27$ см,
 $T/2 \approx 18$ мкс, $J_0 \approx 500$ кА, $F \approx 2.0 \cdot 10^{11}$ 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

t , мкс	1.0	2.0	3.0	2.4
$J(t)$, кА	37.0	69.0	88.0	240.0
$U(t)$, кВ	6.3	6.2	5.9	24.6
$L_d(t)$, мкГн	0.17	0.18	0.20	0.17
$J \frac{dL_d}{dt}$ кВ; $(\frac{dL_d}{dt}) \cdot 10^{-2}$ Гн/с	0 (0)	0.25 (0.37)	0.66 (0.75)	17.8 (7.4)
$L_d \frac{dJ}{dt}$ кВ; $(dJ/dt, 10^{10}$ А/с)	6.0 (3.53)	5.4 (3.0)	4.4 (2.2)	4.9 (0.94)
Jr_{0m} , кВ; $(r_{0m} 10^{-3}$ Ом)	0.3 (8.0)	0.55 (8.0)	0.84 (9.5)	1.9 (7.9)
$R(t)$, см	4.5	4.3	3.8	
$a^*(t)$, см	4.4	4.1	3.6	10.5
$\sigma, 10^3$ Ом ⁻¹ м ⁻¹ $(T, 10^4$ К)	5.30 (1.63)	6.45 (1.86)	9.62 (2.43)	5.6 (1.70)
$U(t) \cdot J(t), 10^8$ Вт $(Q(t),$ кДж)	2.33 (0.118)	4.27 (0.42)	5.2 (1.05)	59.0 (11)
$\frac{dW_M}{dt}, 10^8$ Вт $(W_M(t),$ кДж)	0.96 (0.05)	1.88 (0.18)	2.25 (0.44)	28 (4.33)
$A, 10^8$ Вт	0	1.92	2.1	26
$J^2 r_{0m}, 10^8$ Вт	0.11	0.38	0.74	4.56
$E_R, 10^8$ Вт	0.06	0.07	0.08	0.36

На начальной стадии сжатия плазменного шнура линейчатый спектр его излучения в основном состоит из интенсивных спектральных линий ионизованного атома аргона ArII. В спектре присутствуют также линии возбуждённых атомов ArI, но их суммар-

ная интенсивность относительно мала. Спектральные линии двукратно ионизованных атомов ArIII наблюдаются только на стадии максимального сжатия шнура.

3. *Структура разряда.* Токовая оболочка с действующими на неё 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 её фронтом ударно сжимается, нагревается и ионизируется. Причём за фронтом УВ достигается предельное сжатие газа: $\rho_{SW}/\rho_0 \approx (\gamma_0 + 1)/(\gamma_0 - 1)$, так как $M \gg 1$ (ρ_0 и γ_0 – плотность и показатель адиабаты рабочего газа, ρ_{SW} – плотность газа за фронтом УВ) [12]. Далее этот нагретый и сильноионизованный газ дополнительно нагревается и ионизируется электрическим полем разряда (см. ниже). Так формируется плотный плазменный (сильносветящийся) слой, который ограничен снаружи скинированным токовым слоем, а спереди – ударной волной. Однако магнитный поршень “сгребает” ионизованный газ не полностью. Поэтому плотность этого плазменного слоя равна $\eta(\rho_{SW}/\rho_0)$ (η – доля захваченной магнитным поршнем массы плазмы, которая будет определена ниже).

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 $(1 - \eta)\rho_0(\gamma_0 + 1)/(\gamma_0 - 1)$, $p > p_0$ и $T \gg T_0$ (где T – температура плазмы, $T_0 = 300$ К – начальная температура рабочего газа).

4. *Связи между интегральными характеристиками разряда.* Здесь такие связи исследуются только для стадии формирования токовой оболочки и начальной стадии сжатия плазменного шнура. Для этого рассмотрим общие выражения для U и закона сохранения энергии, так как в них содержатся интегральные характеристики разряда.

Общее выражение для величины U имеет вид:

$$U = U_K + U_A + Jr_{0m} + J(dL_d/dt) + L_d(dJ/dt), \quad (1)$$

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, 5–7]. Плотность разрядного тока j в импульсных сильноточных электрических разрядах [2–8] имеет такой же порядок, что и в сильноточных стационарных дугах [13] ($j \sim 10^2 - 10^6$ А/см²). Согласно [13], при таких значениях j величины U_K и U_A имеют порядок потенциала

ионизации газа ($I/e \approx 10 - 30$ В, где I – потенциал ионизации атома, e – заряд электрона), а ширины катодного и анодного слоев не превышают характерной длины пробега заряженных частиц l_{ch} .

Из экспериментально полученных $U(t), J(t)$ и $L_d(t)$ рассчитывались следующие величины: вводимая в разряд мощность $U(t) \cdot J(t)$ и энергия $Q(t) = \int_0^t U(\xi)J(\xi)d\xi$; $J(dL_d/dt)$ и $L_d(dJ/dt)$. А далее из (1) определялись напряжение Jr_{0m} на активном сопротивлении разряда r_{0m} , мощность J^2r_{0m} , выделяемая на нём, и само r_{0m} . Величины каждого члена в (1) зависят от стадии развития разряда. В таблице приведены значения измеренных величин $J(t), U(t)$ и $R(t)$ для $t \approx 1, 2$ и 3 мкс, а также рассчитанные значения $L_d(t), J(dL_d/dt), L_d(dJ/dt), [U(t) \cdot J(t)], Q(t), Jr_{0m}, J^2r_{0m}$ и r_{0m} . Из данных таблицы 1 следует, что на стадии формирования токовой оболочки ($0 < t \leq 1.0$ мкс) и начальной стадии сжатия плазменного шнура ($1.8 \leq t \leq 3.0$ мкс) выполняются следующие неравенства $(U_K + U_A) \ll U(t), Jr_{0m}$ и $L_d(dJ/dt)$, 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, и при таких давлениях $l_{ch} \leq 3 \cdot 10^{-3}$ см [13], что намного меньше длины разрядного промежутка $l_0 (l_{ch} \ll l_0)$. На основе этих фактов можно считать, что напряжённость электрического поля разряда E не зависит от координаты z .

Для рассматриваемого режима разряда $J \leq 108$ кА, давление в плазменном шнуре $p \leq 10^4$ Па и $E/p \leq 9.8$ В/м·Па (E – напряжённость электрического поля). Тогда, согласно [13], в аргоновой плазме при таких значениях E/p эффективная частота столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами ν_m равна $5.3 \cdot 10^9 \cdot p$ (Торр). При этом отношение $\omega_L/\nu_m \lesssim 0.1$, т.е. выполняется условие изотропности удельной проводимости плазмы разряда $\sigma(\omega_L = e\mu_0 H_\varphi / 2m_e, m_e$ – ларморовская частота вращения и масса электрона).

4.1. Стадия формирования токовой оболочки. Согласно механизму формирования токовой оболочки Z -пинча [9], толщина этой оболочки определяется толщиной скин-слоя δ . Тогда удельную проводимость σ в оболочке можем рассчитать из формулы для скин-слоя $\delta = t_{sk}/(\pi\mu_0\delta^2)$ [5]. На этой стадии величину σ удаётся определить также из выражения для величины r_{0m} с учётом скин-эффекта. Благодаря этому основной ток течёт по полуму цилиндрическому проводнику, у которого сопротивление больше, чем сопротивление сплошного цилиндрического проводника. В этом случае величина r_{0m} определяется следующей формулой [14]: $r_{0m} = l_0/(2\pi R_0\sigma\delta)$. Значения величины

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

Для рассматриваемой стадии разряда источником тепловой энергии является энергия, выделяемая на активном сопротивлении r_{0m} . Поэтому давление p в плазменном слое можем оценить из формулы для тепловой энергии $\int_0^t J^2 r_{0m} d\xi = \frac{3}{2} pl_0 \pi [R_0^2 - (R_0 - \Delta r)^2]$, 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 ~ 0.7 см. Тогда из приведённой формулы получим $p \approx 3.8 \cdot 10^3$ Па. Для такого давления $E/p \approx 0.263$ В/(м·Па) и, согласно [13], 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 [13]: $u_{dr}/u_e = \sqrt{3\pi\chi}/4$ (где u_e – тепловая скорость электронов, для одноатомного газа $\chi = 2m_e/m_A(m_A - \text{масса атома})$). Отсюда для $t \approx 1.0$ мкс при $u_{dr} \approx 3.3 \cdot 10^3$ м/с $T_e \approx 1.63 \cdot 10^4$ К.

Для определения концентрации электронов n_e используем удельную проводимость $\sigma = (e^2 n_e)/m_e \nu_e$ при известной величине ν_m . Тогда для $t \approx 1.0$ мкс при $\sigma \approx 5.3 \times 10^3$ Ом⁻¹ м⁻¹ $n_e \approx 1.26 \cdot 10^{22}$ м⁻³ и, соответственно, степень ионизации $\alpha = n_e/n_0$ в плазменном слое при начальной концентрации атомов $n_0 = 3.53 \cdot 10^{22}$ м⁻³ составляет ~ 0.35 . При таких значениях T_e и n_0 равновесная степень ионизации $\alpha_{eq} \approx 0.95$ (расчёт по формуле Саха [12, 13]), т.е. ионизация в таком слое является неравновесной. На стадии формирования токовой оболочки $E \approx \text{const}$ и изменение тока происходит за счёт изменения проводимости газа, которая пропорциональна числу ионизованных частиц. В этом случае эффективная частота ионизации газа w_i определяется уравнением [15]: $dJ/dt \approx w_i J$. Тогда для $t \approx 1.0$ мкс получим $w_i \approx 9.5 \cdot 10^5$ с⁻¹. При такой величине w_i до равновесной концентрации электронов $\alpha_{aq} n_0 = 3.35 \cdot 10^{22}$ м⁻³ она дорастёт за время ~ 1 мкс ($\alpha_{av} n_0 = n_e \cdot \exp(w_i t)$).

В плазменном слое с T_e , плотностью ионов $n_i \approx 1.26 \cdot 10^{16}$ см⁻³, относительным атомным весом $A = 39.8$ (Ar) и кулоновским логарифмом $\ln \Lambda \approx 5.86$ характерное время выравнивания электронной и ионной температур $\tau_{ei} = (250 A T_e^{3/2})/n_i \ln \Lambda$ [13] составляет $2 \cdot 10^{-7}$ с. Следовательно, на этой стадии разряда ($\sim 10^{-6}$ с) плазма в указанном слое

является изотермической. Это 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:

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

где $E_I(t) = I_0\pi[R_0^2 - (R_0 - r_0)^2](dn_e/dt)$ – энергия, затраченная на ионизацию газа в единицу времени, $E_{el}(t)$ – потери тепловой энергии из шнура на электроды в единицу времени, $E_R(t)$ – мощность излучения разряда. На стадии формирования токовой оболочки средняя скорость изменения концентрации n_e равна $dn_e/dt = w_i n_e = [(dJ/dt)/J]n_e$ и величина w_i равна $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Основным механизмом потерь тепла на электроды является конвекция, связанная с разрядным током, и согласно работе [16], $E_{el}(t) = JkT/e$.

Из приведенных данных для $t \approx 1.0$ мкс получим $E_I(t) \approx 1.19 \cdot 10^8$ Вт, $J(U_A + U_K) \approx 1.1 \cdot 10^6$ Вт при $(U_A + U_K) \approx 30$ В. Вне токовой оболочки температура плазмы при $t \approx 1.0$ мкс $T \leq 1.63 \cdot 10^4$ К, и поэтому величину $E_{el}(t)$ удаётся оценить сверху: $E_{el}(t) \leq 5.2 \cdot 10^4$ Вт. Мощность излучения разряда $E_R(t)$ при известных величинах $J(t)U(t)$, dW_M/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 (2) (см. таблицу 1).

4.2. Начальная стадия сжатия плазменного шнура. Из рис. 1(б) следует, что после отрыва плазменного шнура от стенок камеры ионизация газа и его нагрев происходят дважды: сначала в УВ, а затем в токовой оболочке. Однако на основе существующих теоретических моделей цилиндрического Z -пинча [6–11] невозможно рассчитать степень ионизации газа и его нагрев в ударной волне, что связано с недостаточно подробным исследованием таких процессов в Z -пинче. Поэтому рассмотрим их в кратком изложении.

Нагрев и ионизация газа в ударной волне. В условиях опыта диапазон изменения числа Маха УВ M составляет 15–65. Понятно, что при таких M необходимо учитывать как нагрев, так и ионизацию газа в УВ. Ионизация аргона в УВ при низких давлениях экспериментально и теоретически исследовалась в [17]. В [17] проводились измерения 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 ней также 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. Экстраполяция данных работы [17] 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 УВ с $M = 18$ в аргоне при $p_0 = 13.3 \cdot 10^2$ Па

и $T_0 = 300$ К газ за фронтом нагревается до температуры $T_{SW} \approx 30000$ К [12]. Далее за счёт 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 ~ 0.25 [12]. Такая высокая степень ионизации газа за фронтом УВ при $M \geq 18$ объяснена авторами работы [18] ступенчатым возбуждением атомов резонансным излучением фронта УВ.

Итак, в цилиндрическом Z -пинче нагрев и ионизация слабоионизованного газа происходит дважды: сначала в ударной волне, а затем в токовой оболочке. Для УВ с $M \geq 20$ в аргоне при $p_0 = (1.33 - 13.3) \cdot 10^2$ Па время $\tau_p (\leq 10^{-7}$ с) и ширина релаксационной зоны $\delta r (\leq 6 \cdot 10^{-3}$ см) оказываются намного меньше характерной длительности начальной стадии сжатия шнура $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с и ширины плазменного слоя $\sim (1-1.5)$ см соответственно. То есть в условиях нашего опыта за фронтом УВ устанавливается равновесная ионизация. Это во-первых. Во-вторых, для таких УВ температура за её фронтом $T_1 \geq 1.7 \cdot 10^4$ К [12], и тогда при $p_0 \leq 13.3 \cdot 10^2$ Па из формулы Саха следует, что для аргоновой плазмы $\alpha \geq 0.7$. Дальнейшее повышение степени ионизации газа происходит в плазменном слое.

Баланс мощностей. В процессе сжатия плазменного слоя (при движении плазмы в магнитном поле) возникает индукционный ток $j_{\text{ind}} = \sigma u_r H_\varphi / c$. Поскольку число Маха УВ $M \gg 1$, то вещество в этом слое сильно сжато. Следовательно, скорость плазмы u_r внутри слоя изменяется не сильно. Тогда этому слою с достаточным приближением можно приписать общую скорость $dR/dt \approx u_r$ [8]. При этом величину σ можно найти из обобщенного закона Ома [19]: $j_z = \sigma(E_z + u_r H_\varphi / c)$, где $E_z = (J r_{0m}) / l_0$. Плазма в этом слое практически однократно ионизована ($\alpha \approx 1$, см. ниже), и поэтому для определения её температуры использовалась формула Спитцера. При $t \approx 2$ мкс в этом плазменном слое $j_z \approx 2.19 \cdot 10^4$ кА/м², $E_z \approx 1833$ В/м, $H_\varphi \approx 2.56 \cdot 10^5$ А/м, $u_r \approx 4.85 \cdot 10^3$ м/с, а при $t \approx 3$ мкс $j_z \approx 4.85 \cdot 10^4$ кА/м², $E_z \approx 2800$ В/м, $H_\varphi \approx 3.68 \cdot 10^5$ А/м, $u_r \approx 4.85 \cdot 10^3$ м/с.

Итак, при $u_r \approx 4.85 \cdot 10^3$ 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 счёт 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:

$$J(t)U(t) = dW_M/dt + A(t) + J^2(t)r_{0m}(t) + E_R(t) + E_{el}(t) + J(U_A + U_K). \quad (3)$$

Уравнение (3) без слагаемых $E_R(t)$, $E_{el}(t)$ и $J(U_A + U_K)$ было использовано в [5] для определения величины $J^2(t)r_{0m}(t)$. 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 1 приведены значения $Q(t)$, W_M , dW_M/dt , $A(t)$ и $E_R(t)$ для моментов времени $t \approx 2$ и 3 мкс. При известных $[U_d(t)J(t)]$, dW_M/dt , $A(t)$, $J^2(t)r_{0m}(t)$, $E_{el}(t)$ и $J(U_A + U_K)$ из уравнения (3) определялась энергия излучения разряда E_R . В таблице для сравнения также приведены опытные данные цилиндрического Z -пинча в дейтерии [7]: $J(t)$, $U(t)$, $L_d(t)$, $a^*(t)$, σ , $[U_d(t)J(t)]$, $Q(t)$, W_M , dW_M/dt , $A(t)$. С помощью вышеприведённых методов из данных этой работы нами определены $J(dL_d/dt)$, $L_d(dJ/dt)$, r_{0m} , J^2r_{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.

Из данных таблицы 1 следует, что на начальной стадии сжатия цилиндрического Z -пинча в его энергетическом балансе энергией его излучения E_R можно пренебречь. Однако на стадии максимального сжатия (5–7 мкс на рис. 2) энергия излучения E_R сильно увеличивается за счет работы электродинамических сил $A(t)$.

Умножим обе части (1) на $J(t)$ и, сравнивая с (3), для начальной стадии сжатия Z -пинча получим следующее соотношение между его интегральными величинами:

$$J^2(t)[dL_d(t)/dt] + J(t)L_d(t)[dJ(t)/dt] = dW(t)/dt + A(t) + E_R(t) + E_{el}(t). \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что это соотношение для рассматриваемой стадии разряда выполняется для условий как нашей работы, так и работы [7]. Заметим, что в этом соотношении слагаемое, связанное с джоулевым нагревом, отсутствует.

Итак, установленные зависимости между интегральными характеристиками цилиндрического Z -пинча в дальнейшем будут использованы для создания адекватной модели такого разряда, которая позволит решить конкретные прикладные задачи.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] У. Юсупалиев, С. А. Шутеев, П. У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН **35**(6), 21 (2008).
- [2] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (М., Атомиздат, 1976).
- [3] *Импульсные источники света*, под ред. И. С. Маршака (М., Энергия, 1978).
- [4] В. И. Артамонов, Канд. диссер. на соиск. к.ф.-м.н. (М., МГУ, 1981).
- [5] А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, *Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА* В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, том 2, (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 185.

- [6] Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции* (М., Физматгиз, 1963).
- [7] С. Ю. Лукьянов, *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М., Наука, 1975).
- [8] В. В. Вихрев, С. И. Брагинский, *Динамика Z-пинча*. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича, вып. 10 (М., Атомиздат, 1980), с. 243.
- [9] С. И. Брагинский, И. М. Гельфанд, Р. П. Федоренко, *Теория сжатия и пульсаций плазменного столба в мощном импульсном разряде*. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, том 4 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 201.
- [10] В. Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник, *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.
- [11] В. С. Имшенник, Н. А. Боброва, *Динамика столкновительной плазмы* (М., Энергоатомиздат, 1997).
- [12] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М., Наука, 1966).
- [13] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
- [14] Е. М. Тамм, *Основы теории электричества* (М., Наука, 1989).
- [15] С. И. Брагинский, Г. И. Будкер, *Физические явления в процессе разгорания разряда при неполной ионизации*. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, том 1 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 186.
- [16] С. И. Брагинский, В. Д. Шафранов, *Плазменный шнур с потерей тепла на электродах*. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, том 2 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 26.
- [17] Г. Печек, С. Байрон, *Приближение к равновесной ионизации за ударной волной в аргоне*. В сб.: Ударные трубы (М., ИЛ, 1962), с. 471.
- [18] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М., Наука, 1982).
- [19] А. И. Морозов, *Введение в плазмодинамику* (М., Физматлит, 2006).

Поступила в редакцию 12 марта 2010 г.