

01;04

Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 1. Критерии подобия истечения

© У. Юсупалиев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: nesu@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 14 октября 2003 г. В окончательной редакции 16 декабря 2003 г.)

Экспериментально исследовано импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду в широком диапазоне изменений параметров среды и генераторов плазменной струи. На основе экспериментальных данных и уравнения изменения импульса плазменной струи установлены критерии подобия импульсного осесимметричного истечения плотной плазмы.

Введение

Характер импульсного истечения плазмы в газовые среды зависит от электродинамических процессов, происходящих в генераторах плазмы (ускорителях плазмы, генераторах плазменной струи) [1–19]. С практической точки зрения для ускорения плазменного потока, создания высокоинтенсивных источников излучения, получения бестоковых долгоживущих плазменных образований интерес представляют два предельных случая, когда истечение плазмы целиком определяется электродинамическими и газодинамическими процессами. Первый случай для ускорителей плазмы различных типов изучен достаточно подробно [1–4], а второй, реализующийся, например, в генераторах плазменной струи, несмотря на многочисленные экспериментальные исследования [5–19], изучен еще недостаточно полно. Теоретическое рассмотрение процесса истечения газа в затопленную среду проведено, в частности, в работах [20–23]. Однако учесть при этом целый ряд важных экспериментальных факторов в настоящее время не представляется возможным. Как показывают эксперименты, на газодинамическую структуру плазменной струи влияют выносные токи за срезом сопла, величина которых зависит от конструктивных особенностей генераторов плазменной струи. В работах [3,5–19] экспериментально исследовано импульсное истечение плотной плазмы в газовую среду (воздух, ксенон, аргон, криптон, азот и др.) при атмосферном давлении в условиях малости ($< 10\%$ от общего тока) выносных электрических токов. Начальное давление газа в разрядной камере генераторов плазменной струи в [7,13] составляло $5-50 \cdot 10^5$ Па, а в работах [3,5,6,8–12,14–19] оно не превышало 10^5 Па. Исследованию режимов импульсного истечения плазмы в газовые среды (воздух, азот, ксенон, криптон) посвящены работы [18,19], в которых, исходя из экспериментальных данных, предложен критерий подобия, определяемый безразмерным параметром $\theta = q/p_\infty$, характеризующий тот или иной режим импульсного истечения плазмы, где q — удельный энерговыход в разряд, p_∞ — давление газа затопленной среды. Так, при $\theta > \theta_0$ реализуется режим сверхзвукового истечения

плазмы, для которого характерно наличие ударно-волновых структур — „бочек“, а при $\theta < \theta_0$ — режим дозвукового истечения.

Для импульсных плазменных струй критериальный параметр θ не может характеризовать нестационарности (импульсности) процесса истечения. Что касается критерия подобия, характеризующего нестационарности истечения плазмы в газовую среду, то он до сих пор не установлен, чему и посвящена данная работа.

1. Экспериментальные установки

Эксперименты по импульсному истечению плотной плазмы в газовые среды были проведены на трех установках. Необходимость создания трех установок диктовалась требованием исследовать динамику импульсного истечения плотной плазмы в газовые среды в широких пределах изменения параметров установок: плотности вложенной в разряд электрической энергии q , начального давления в камере генераторов плазменной струи p_0 , диаметра сопла генераторов d , давления газовой среды p_∞ , длительности импульсного истечения плазмы Δt_u , потенциала ионизации газа в разрядной камере генераторов плазменной струи W .

1.1. В первой установке использовался модернизированный униполярный генератор напряжения от высокоинтенсивного эталонного источника излучения ЭВ-45 [9]. Модернизация генератора состояла в реализации возможности изменения рабочего напряжения от 3 до 5 кВ и дискретного изменения величины Δt_u униполярного напряжения от 75 до 150 μ s. В опыте величина объема разрядной камеры V и диаметр сопла генератора плазмы d изменялись дискретно: $V = 0.1, 0.56, 1.12, 5 \text{ cm}^3$; $d = 2, 4, 10 \text{ mm}$. Затопленная (газовая) среда — воздух при атмосферном давлении. Давление плазмы в разрядной камере генератора плазменной струи определялось по методике, изложенной в [9], причем максимальное значение давления плазмы ($p_p = 5 \cdot 10^7$ Па) достигалось при объеме разрядной камеры $V = 0.01 \text{ cm}^3$.

1.2. Вторая установка представляла собой два разрядных контура с емкостями накопителя электрической энергии $C_1 = 20$ (30) μF и $C_2 = 120 \mu\text{F}$ и рабочими напряжениями $U_1 = 5\text{--}25 \text{ kV}$, $U_2 = 8\text{--}45 \text{ kV}$. В качестве генераторов импульсной плазменной струи использовались два генератора плазмы с дисковыми металлическими электродами [18]. Между электродами вакуумно плотно зажимался каркас разрядной камеры — цилиндрический изолятор, изготовленный из капралона, вдоль оси которого было сделано коническое (и цилиндрическое) отверстие. Изолятор с торцевых сторон был герметизирован вакуумной прокладкой. В одном из электродов (верхнего) выполнено отверстие — сопло, представляющее собой плоский насадок с осевым отверстием, закрепленный на торце разрядной камеры. С помощью прижимного металлического кольца и прокладки сопло герметично закрывалось металлизированной лавсановой (либо другой диэлектрической) пленкой — диафрагмой толщиной $\sim 50 \mu\text{m}$. Один слой такой пленки выдерживал статическое давление до 0.4 МПа. Откачка объема разрядной камеры генератора плазменной струи осуществлялась через металлический штуцер, приваренный к нижнему электроду. Объем разрядной камеры откачивался до давления $0.5 \cdot 10^2 \text{ Pa}$. Величина объема камеры генераторов для разрядного контура с емкостью C_1 варьировалась в пределах $V_1 = 1\text{--}12 \text{ cm}^3$, а для разрядного контура с емкостью C_2 — в пределах $V_2 = 20\text{--}160 \text{ cm}^3$ с помощью диэлектрических вставок. При этом были предприняты конструктивные меры для существенного снижения (до 3–5% от общего разрядного тока) величины выносных электрических токов разряда за срезом сопла генератора. Диаметры сопел варьировались в пределах $d_1 = 5\text{--}12 \text{ mm}$, $d_2 = 8\text{--}65 \text{ mm}$.

Давление p_p в разрядной камере генератора плазменной струи измерялось с помощью калиброванных пьезодатчиков [24], которые были введены в разрядную камеру через изолятор генератора и герметично крепились к изолятору.

Для исследования процесса истечения плазмы в атмосфере различных газов была изготовлена камера истечения, состоящая из двух частей. Первая ее часть представляла собой металлический цилиндр (диаметром 400 mm и длиной 500 mm) с четырьмя боковыми фланцами (диаметром 300 mm), к которым вакуумно плотно прикреплялись иллюминаторы. Цилиндр одним торцом плотно крепился к верхнему фланцу генераторов плазменной струи, а другим герметично присоединялся ко второй части камеры истечения. Ее вторая часть также являлась цилиндром из нержавеющей стали толщиной 2 mm (диаметром 250 mm и длиной 1.5 m) с торцевыми нержавеющими фланцами для соединения с первой частью камеры истечения и торцевого иллюминатора. Откачка газа из камеры истечения и запуск в нее необходимого газа осуществлялись с помощью системы штуцеров и вентилях. Камера истечения наполнялась газом — Хе, Кг, Не, N_2 , воздухом и давление наполняемого газа могло меняться в пределах $10^2\text{--}10^5 \text{ Pa}$.

Падение напряжения на разрядном промежутке генераторов плазменной струи и электрический ток через него измерялись безындуктивным делителем напряжения и поясом Роговского соответственно [24,25]. Из вольт-амперных характеристик разряда по стандартной методике [18,25] определялась энергия Q , вводимая в разряд. Разрядный ток и падение напряжения между электродами генераторов представляли собой затухающие синусоиды с декрементом затухания 0.84–0.87. Причем максимальное значение разрядного тока для контура с емкостью C_2 достигало $J_0 \approx 450 \text{ kA}$, а для разрядного контура с емкостью C_1 — 50 kA. Квазипериод разрядного тока от 65 до 110 μs регулировался подбором величины емкости и подключением последовательно к генераторам плазменной струи дополнительной индуктивности. При этом величина длительности импульсного истечения плазмы изменялась от 120 до 540 μs , а средняя плотность (по времени) энерговклада в разряд генератора — в пределах $q_1 \approx 10^5\text{--}10^9 \text{ J/m}^3$ и $q_2 \approx 10^5\text{--}10^8 \text{ J/m}^3$.

1.3. Третья экспериментальная установка имела разрядный контур с многосекционным воздушным разрядником и емкостью накопителя электрической энергии $C_3 = 1.0 \mu\text{F}$ с напряжением $U_3 = 100 \text{ kV}$. Квазипериод разрядного тока контура составлял 6 μs , а длительность истечения плазмы — 28 μs . В качестве генераторов плазмы использовались генераторы плазменной струи из второй экспериментальной установки.

Форма и характерные размеры светящихся областей истекающей плазмы регистрировались сверхскоростными фоторегистраторами типа СФР-2М [18,25].

Газодинамическая структура плазменного потока исследовалась с помощью теневого метода [18,24]. Теневая установка была построена на основе объективов Максутава (диаметром 300 mm) со сверхскоростной фоторегистрацией. При исследовании импульсного истечения излучающей плазмы в качестве источника подсветки теневой установки использовался высокоинтенсивный импульсный источник излучения типа ЭВ-45 с температурой 39000 К [9].

Число Маха сверхзвукового плазменного потока M определялось по углу характеристик на тонком стержне с острой передней кромкой [18,26]. По измеренным скоростям акустических возмущений в плазменном потоке (светящихся треков на щелевых сверхскоростных фоторегистрограммах импульсной струи) и углу характеристик вычислялась скорость истекающего потока плазмы [18].

2. Экспериментальные результаты

Прежде всего отметим, что импульсно истекающая плотная плазма на срезе сопла генераторов плазменной струи, создаваемая с помощью трех экспериментальных установок, имеет концентрацию электронов $\sim 1\text{--}8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и температуру $\sim 1\text{--}4 \cdot 10^4 \text{ K}$. При таких параметрах оптическая толщина такой плазмы

поперек струи становится больше единицы, не говоря уже об оптической толщине вдоль ее оси, поэтому такая плотная плазменная струя в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах спектра излучает как черное тело. При этом интегральная (по спектру и времени) энергия ее излучения может составлять до 10–40% от величины энерговыклада Q в разряд [9,18,19]. Отметим, что эталонный высокоинтенсивный источник ЭВ-45 [9] с температурой 39000 К по сути есть импульсная плотная плазменная струя, истекающая из отверстия текстолита с испаряющейся стенкой в противоположные направления в воздух при атмосферном давлении. Ниже приведенные данные относятся к таким излучающим плазменным струям.

В условиях данной работы течение в пограничном слое вокруг плазменной струи оказалось турбулентным (число Рейнольдса $Re = u_c d / \nu \approx 10^5 - 10^6$, где u_c — скорость плазменного потока на срезе сопла генератора плазменной струи, ν — кинематическая вязкость среды). Из-за этого исследование ударно-волновых структур плазменной струи с помощью теневого метода становится затруднительным. Однако благодаря оптической прозрачности газа пограничного слоя для излучения струи изучение процесса истечения такой излучающей плазмы по ее собственному свечению оказалось наиболее предпочтительным в сочетании с теньевым методом.

Из анализа экспериментальных данных следует, что характер импульсного истечения плотной плазмы в газовую среду определяется набором независимых экспериментальных параметров q , p_0 и p_∞ . Для этих параметров изменение одних можно скомпенсировать изменением других так, что при этом плазмо-газодинамическая структура импульсно истекающей плотной плазменной струи остается качественно подобной. Это обстоятельство позволяет определить критерий подобия режимов импульсного истечения плазмы в газовую среду. Опыт показывает, что одну и ту же плазмо-газодинамическую структуру можно получить либо увеличением значений параметров q и p_0 в разрядной камере генератора плазменной струи, либо снижением давления p_∞ окружающего газа, так что отношение p_p / p_∞ должно остаться неизменным. Поэтому безразмерный параметр $\Pi = p_p / p_\infty$ является одним из критериев подобия импульсного истечения плотной плазмы в газовую среду. Величина параметра $\Pi > 1$, так как истечение плазмы (либо газа) имеет место только при $p_p > p_\infty$.

Процесс импульсного истечения плазмы имеет три характерные стадии: начальную, стадию формирования квазистационарных плазмо-газодинамических структур струи и позднюю стадию. Под начальной стадией истечения понимается промежуток времени Δt_1 от начала процесса истечения до момента, когда начинает нарушаться сферичность истекающего потока, а под поздней стадией — время после прекращения истечения плазмы $t \geq \Delta t_u$. Эксперименты показывают, что $\Delta t_1 \approx 3d / u_c$. При $t \geq \Delta t_1$ сферическая форма истекающего потока плазмы нарушается и возникает выделенное направление вдоль оси плазменного потока.

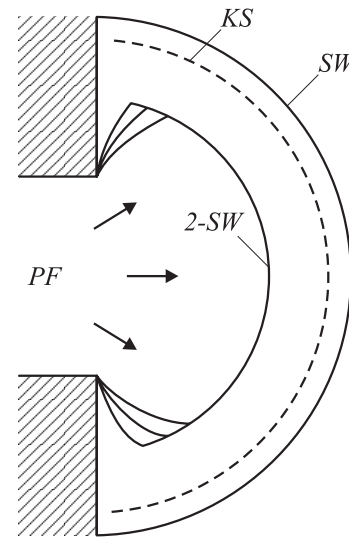


Рис. 1. Газодинамическая структура истекающей плазмы при $\Pi \geq \Pi_0$ в начальной стадии истечения. SW — ударная волна, KS — контактная поверхность, $2-SW$ — вторичная ударная волна, PF — плазменный поток.

Рассмотрим каждую стадию истечения плазмы в отдельности.

2.1. Начальная стадия. Опыт показал, что образование гидродинамических структур истекающего плазменного потока зависит от величины первого критерия параметра Π . Так, следует различать два случая: величина безразмерного параметра: Π конечна и $\Pi \rightarrow \infty$.

а) Величина параметра Π конечна. В этом случае при импульсном истечении плазмы образуется контактная поверхность, разделяющая газ внешней среды и истекающий плазменный поток (рис. 1). Независимо от величины Π , если скорость контактной поверхности u_k превышает скорость звука в газе затопленной среды c_∞ ($u_k \geq c_\infty$), то по мере движения контактной поверхности перед ней формируется ударно-сжатый слой газа затопленной среды, передний фронт которого ограничен ударной волной, а за ней — ударно-сжатый слой плазмы и истекающий плазменный поток (рис. 1). Ударно-сжатый слой газа внешней среды тормозит истекающий относительно высокоскоростной плазменный поток. В начальной стадии истечения торможение истекающего потока происходит в основном за счет вовлечения в движение вытесненного газа затопленной среды плазменным потоком. В результате торможения высокоскоростного потока внешней средой в головной части потока возбуждаются акустические возмущения, в частности распространяющиеся против потока. При сверхзвуковом ($\Pi > \Pi_0$) истекающем потоке эти возмущения не доходят до среза сопла и вследствие роста температуры потока в его головной части при торможении последующие возмущения догоняют предыдущие, т. е. формируется так называемая вторичная ударная волна, распространяющаяся против потока. При дозвуковом ($\Pi < \Pi_0$) истекающем потоке возмущения доходят до сопла и вторичная ударная волна не образуется.

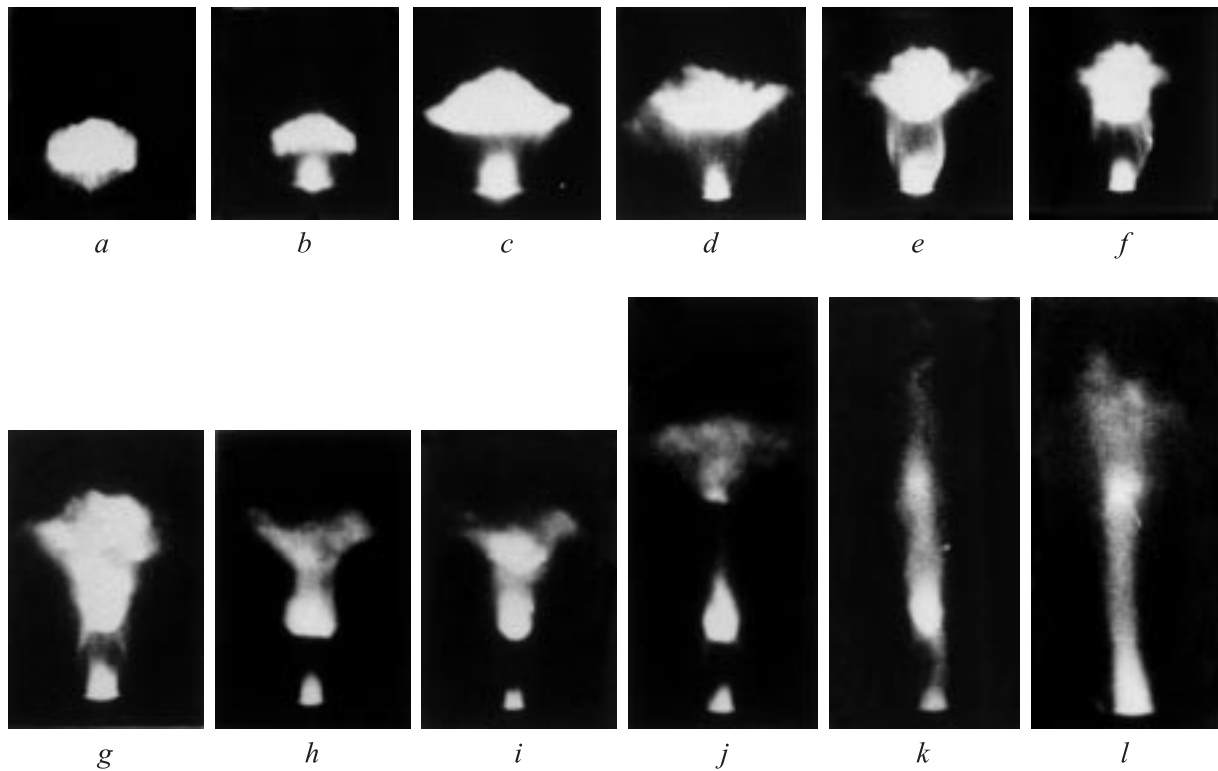


Рис. 2. Характерная временная последовательность фрагментов сверхзвукового истечения плотной плазмы при $\Pi \geq \Pi_0$ и $\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 < \Delta t_u < \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4$ ($\Delta t_u \approx 250 \mu\text{s}$): *a* — 20, *b* — 30, *c* — 50, *d* — 65, *e* — 85, *f* — 100, *g* — 120, *h* — 135, *i* — 155, *j* — 185, *k* — 220, *l* — 250 μs .

Если $u_k < c_\infty$, то вместо ударно-сжатых слоев и ударных волн возникают сжатые слои и волны сжатия как в плазменном потоке, так и в затопленной среде. При этом также происходит торможение истекающего плазменного потока. Причем скорость движения головной части импульсной струи немного меньше, чем скорость истекающего потока. Соответственно эффективность торможения ниже, чем в случае $\Pi > \Pi_0$.

б) Случай $\Pi \rightarrow \infty$. Тогда ($p_\infty \rightarrow 0$ либо $q \rightarrow \infty$) истечение аналогично истечению в вакуум, а торможение истекающего плазменного потока отсутствует и, следовательно, в нем волновые структуры не образуются. При истечении щелевая сверхзвуковая фоторегистрограмма плазменного потока представляет собой монотонно убывающее свечение по мере отхода от среза сопла. Случай $\Pi \rightarrow \infty$ можно реализовать двумя способами: понижая давление газа затопленной среды p_∞ (откачивая газ из объема истечения) или увеличивая энергозатраты в рабочую камеру генератора плазмы q . Существенного повышения давления плазмы удалось достичь только на установке при малом объеме разрядной камеры генератора $V = 1 \text{ cm}^3$.

2.2. Стадия формирования квазистационарных гидродинамических структур. После возникновения выделенного направления вдоль оси импульсной струи в результате торможения истекающего потока передняя часть плазменной струи расширяется в направлении, перпендикулярном ее оси.

Опыт показал, что при $t > \Delta t_1$ дальнейшая динамика истечения плазмы зависит от длительности импульсного истечения Δt_u (либо энергозатраты в рабочей камере генератора плазмы) и времен образования различных плазмо-гидродинамических структур τ_i . Другими словами, величины Δt_u и τ_i являются определяющими независимыми параметрами динамики импульсного истечения плазмы в газовую среду. Тогда, согласно теории подобия и размерности [27], из двух определяющих независимых физических величин можно составить один безразмерный параметр $\beta_i = \tau_i / \Delta t_u$, который можно называть вторым критерием подобия импульсного истечения плазмы.

Рассмотрим плазмо-гидродинамические структуры импульсной струи, образующиеся при различных режимах импульсного истечения в зависимости от значения β_i .

а) Случай сверхзвукового режима импульсного истечения ($\Pi \geq \Pi_0$). При сверхзвуковом истечении формируются ударно-волновые структуры — „бочки“, состоящие из висячего скачка уплотнения, диска Маха и отраженной ударной волны [20,21,26]. Количество таких „бочек“ определяется соотношением длительности импульсного истечения плазмы Δt_u и характерными временами образования „бочек“ τ_i (где i — порядковый номер „бочек“). По сути τ_1 есть промежуток времени, в течение которого возбуждаемые на кромке сопла сильные возмущения в истекающем плазменном потоке доходят до центра струи, а τ_2 — промежуток времени от момента отражения этих возмущений от центра струи до

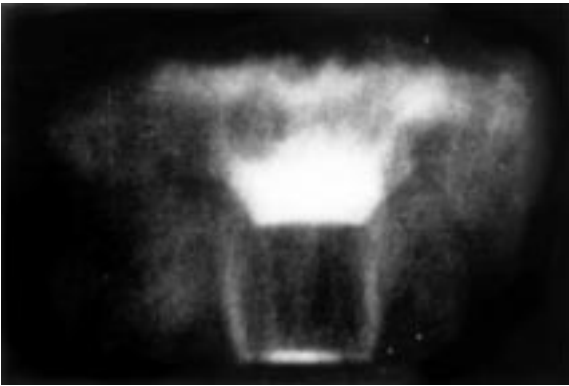


Рис. 3. Фрагмент сверхзвукового истечения плотной плазмы при $\Pi \gg \Pi_0$ и $\Delta t_u > \tau_1$.

следующей встречи в центре струи после отражения их от ее границы. Такими же процессами отражения этих сильных возмущений определяется характерное время τ_3 образования третьей „бочки“ и т.д.

Независимо от величины критериального параметра Π при $\Delta t_u < \tau_1$ ($\beta_1 > 1$) „бочки“ не формируются (рис. 2, *a-d*), а при $\Delta t_u > \tau_1$ ($\beta_1 < 1$) следует различать два случая: $\Pi \gg \Pi_0$ и $\Pi \geq \Pi_0$.

При $\Pi \gg \Pi_0$ в ближайшей области к соплу формируется только первая „бочка“, а течение плазмы в остальной части импульсной струи является несверхзвуковым (рис. 3). При дальнейшем увеличении значения Δt_u ($\beta_1 \ll 1$) наблюдается рост длины несверхзвуковой части импульсной плазменной струи.

В случае $\Pi \geq \Pi_0$ при длительности импульсной струи $\tau_1 < \Delta t_u < \tau_2 + \tau_1$ в струе формируется первая „бочка“ (рис. 2, *e-g*), где τ_2 — время образования второй „бочки“, а при $\tau_1 + \tau_2 < \Delta t_u < \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$ — две „бочки“ (рис. 2, *h-j*). Другими словами, если длительность истечения плазмы такова, что $\sum_{i=1}^j \tau_i < \Delta t_u < \sum_{i=1}^{j+1} \tau_i$, то формируется j -я „бочка“.

В эксперименте удалось получить плазменную сверхзвуковую струю с тремя секциями ударно-волновой структуры (рис. 2, *k*). Импульсные сверхзвуковые плазменные струи с одной и двумя „бочками“ в воздухе при атмосферном давлении получены в [3,5,6,14,16–19]. В работе [14] исследовалась плотная плазменная струя в воздухе при атмосферном давлении, а приведенные в ней фрагменты кадровой сверхскоростной фоторегистрограммы соответствуют стадии истечения, показанной на рис. 2, *c* для случая $\Pi \geq \Pi_0$, $\Delta t_u < \tau_1$.

Отметим, что такая же импульсная сверхзвуковая недорасширенная плазменная струя с одной секцией ударно-волновой структуры получена с помощью лазерного генератора плазмы [3] и при облучении поверхности твердого тела мощным лазерным излучением [28]. В этом случае плазма образуется вследствие поглощения лазерного излучения плазмообразующим веществом генератора плазмы [3] и поверхности твердого тела [28].

На поверхности твердого тела под действием лазерного излучения образуется „лунка“, из которой импульсно вытекает плазма. Согласно вышеизложенному, сверхзвуковые плазменные струи с одной секцией ударно-волновой структуры образуются при $\Pi = (p_0 + q)/p_\infty \gg \Pi_0$ и $\Delta t_u > \tau_1$ ($\beta_1 < 1$). Здесь под q и Δt_u понимаются плотность тепловой энергии плазмы, образованной поглощением мощного лазерного излучения, и длительность лазерного излучения.

б) Дозвуковой режим импульсного истечения ($\Pi < \Pi_0$). В этом случае при $\beta = \tau_b/\Delta t_u < 1$ (где τ_b — характерное время образования плазменного тороидального вихря) формируется грибовидное образование (рис. 4), подобное тому, которое возникает при мощном взрыве (ядерном, ВВ). В случае $\beta > 1$ формируется плазменное образование, форма которого близка к полушару.

в) Режим импульсного истечения при $\Pi \rightarrow \infty$. Пусть значение критериального параметра Π таково, что реализуется дозвуковой режим истечения ($\Pi < \Pi_0$). Тогда с ростом Π сначала реализуется сверхзвуковой режим ($\Pi \geq \Pi_0$), при этом количество „бочек“ зависит от значения второго критерия подобия импульсного истечения β . При дальнейшем росте Π ($\Pi \gg \Pi_0$) и $\Delta t_u \rightarrow \infty$ в сверхзвуковой струе образуется только одна „бочка“ (рис. 3). Увеличение Π приводит к росту характерных размеров „бочки“, а при низких давлениях затопленной среды ($p_\infty \rightarrow 0$) — к их размытию. При этом характер истечения плазмы приближается к истечению в вакуум, когда ударно-волновые структуры не формируются (когда затопленную среду нельзя рассматривать как сплошную среду).

Таким образом, при $\Pi \rightarrow \infty$ сверхзвуковой режим истечения с одной „бочкой“ является предельным режимом перед переходом в режим импульсного истечения в



Рис. 4. Грибовидное плазменное образование при $\Pi < \Pi_0$ и $\Delta t_u > \tau_b$.

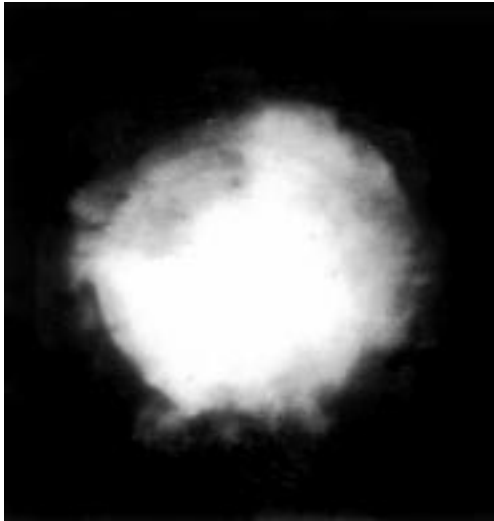


Рис. 5. Шаровидное плазменное облако.

вакуум. В работе [9] величина критериального параметра Π составляла ~ 500 , поэтому практически не наблюдается четкой картины ударно-волновой структуры.

2.3. Поздняя стадия импульсного истечения ($t > \Delta t_u$). В поздней стадии при сверхзвуковом ($\Pi \geq \Pi_0$) режиме истечения, если $\Delta t_u \leq \Delta t_1$ либо $\Delta t_u \leq \tau_1$, то ударно-сжатые слои истекающего потока и газа затопленной среды начинают расширяться, а после прекращения расширения формируется шарообразное облако (рис. 5). Такое же облако образуется и при дозвуковом ($\Pi < \Pi_0$) режиме истечения, если $\Delta t_u \leq \Delta t_1$ либо $\Delta t_u \leq \tau_b$.

Если при сверхзвуковом режиме истечения ($\Pi \geq \Pi_0$) длительность импульсного истечения удовлетворяет условию $\Delta t_u > \tau_1$, то при $t > \Delta t_u$ формируется образование, форма которого близка к шаровидному. В этом случае из головной части отделяется кольцевой вихрь, но он быстро распадается. В сверхзвуковом режиме при длительном времени истечения плазмы после прекращения ее истечения формируется струя, имеющая вид сигары (рис. 2, л).

В поздней стадии дозвукового режима истечения ($\Pi < \Pi_0$) при $\Delta t_u \geq \tau_b$ из оставшейся шляпки „гриба“ формируются плазменный тороидальный вихрь — светящееся плазменное кольцо (рис. 6) и незахваченный в вихревое движение плазменный шар. Со временем светящееся кольцо отделяется от плазменного облака (рис. 7).

Образование плазменного тороидального вихря наблюдалось в работах [8,11,12,14,15,18,19,29–31]. Импульсная плазменная струя в [29–31] создавалась с помощью электрического взрыва круглых металлических диафрагм в воздухе при атмосферном давлении.

В работах [15,18,19] отмечена характерная особенность плазменного тороидального вихря и плазменного шара: шар светится в видимом диапазоне спектра в течение времени, превышающего длительности энерговклада

в 70 раз, а тороидальный вихрь — в 500 раз. Дополнительное исследование показало, что плазменный вихрь излучает в инфракрасном диапазоне спектра $3.2\text{--}4.2\ \mu\text{m}$ в течение $\sim 1\ \text{s}$ при длительности энерговклада в разряд $\Delta t_u \approx 200\text{--}250\ \mu\text{s}$ и $Q \approx 20\ \text{kJ}$. Экспериментально в [32] показано, что время послесвечения такого вихря является функцией разрядного тока. Такое anomalously долгое свечение плазменного тороидального вихря в воздухе до сих пор не получило удовлетворительного объяснения.

При нахождении β_i характерные времена образования различных плазмо-газодинамических структур струи τ_i и τ_b определялись экспериментально. Вопрос теоретических оценок указанных характерных времен, особенно τ_b , на сегодняшний день остается открытым.

Отметим две особенности генераторов плазменной струи на основе сильнооточного разряда с емкостным

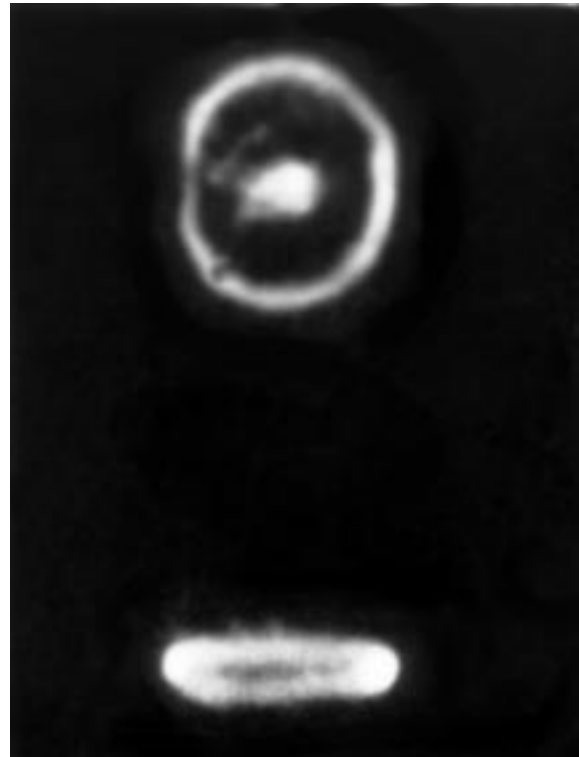


Рис. 6. Плазменный тороидальный вихрь при $\Pi < \Pi_0$ и $t > \Delta t_u > \tau_b$; сверху — вид с торца генератора плазменной струи (светящаяся середина — его сопло), снизу — вид сбоку.



Рис. 7. Фрагменты кадровой сверхскоростной фоторегистрограммы плазменного тороидального вихря и не захваченного в вихревое движение шаровидного плазменного облака при $\Pi < \Pi_0$ и $t > \Delta t_u > \tau_b$. Длительность кадра $40\ \mu\text{s}$, время между кадрами $40\ \mu\text{s}$.

накопителем электрической энергии (второй и третьей экспериментальных установок). Первая особенность состоит в возможности управления длительностью энерговыклада Δt_u в разряд генераторов с помощью многосекционного воздушного разрядника, подсоединенного параллельно генераторам плазмы. Во время работы генераторов плазмы этот разрядник можно было подсветить ультрафиолетовым излучением, тогда основной разряд генератора замыкался через этот разрядник. Точность срабатывания такого разрядника с ультрафиолетовой подсветкой составила $\sim 2 \mu\text{s}$. В качестве ультрафиолетовой подсветки выбирался высокоинтенсивный эталонный источник ЭВ-45. Этот источник запускался через генератор задержки ГЗИ-6 от пульта управления всей экспериментальной установки. Произвольно задавая задержку ГЗИ-6, можно было управлять моментом прекращения разряда через генератор плазмы, т.е. длительностью энерговыклада в разряд. Так, в случаях $\Pi \geq \Pi_0$ и $\Pi \gg \Pi_0$, если включить этот разрядник в момент времени $t \approx \tau_1$, первая „бочка“ не успевает формироваться, что соответствует изображениям импульсной струи на рис. 2, *a-d*, т.е. реализуется случай $\Delta t_u \leq \tau_1$ ($\beta_1 \geq 1$). Если включить разрядник в момент времени $t \approx \tau_3$, то успевают образовываться две „бочки“, т.е. реализуется случай $\tau_1 + \tau_2 < \Delta t_u < \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$ (рис. 2, *a-j*), и в поздней стадии формируется сигароподобное образование. В случае режима дозвукового истечения ($\Pi < \Pi_0$) управление длительностью истечения плазмы таким же образом приводит к образованию „гриба“ при $t \geq \tau_b$, а при $t < \tau_b$ „гриб“ не образуется. В поздней стадии истечения плазмы образуются такие же плазмо-газодинамические структуры, которые описаны в разделе 2.3.

Вторая особенность связана со способом ввода энергии в разряд. В случае униполярного напряжения на генераторе плазменной струи (первая установка) скорость истечения плазмы практически остается постоянной в течение длительности энерговыклада. Соответственно характерные размеры плазмо-газодинамических структур во время разряда остаются неизменными. При подводе к генератору синусоидального напряжения с декрементом затухания (вторая и третья установки) следует различать два режима работы генератора плазмы: эрозионный режим и режим с газовым наполнением. Опыт показывает, что скорость истечения плазмы из сопла генератора плазмы с газовым наполнением во время разряда практически остается постоянной, несмотря на периодический характер ввода мощности dQ/dt в разряд (рис. 8).

Что касается эрозионного режима генератора, то в этом случае скорость истечения плазмы практически повторяет изменение мощности энерговыклада в разряд (рис. 8) и соответственно при $\Pi \gg \Pi_0$, $\Pi > \Pi_0$ характерные размеры ударно-волновых структур струи изменяются практически с тем же периодом, что и мощности. При $\Pi < \Pi_0$ на поздней стадии истечения ($t > \Delta t_u$) наблюдается образование двух (в отдельных случаях трех) плазменных тороидальных вихрей. Естественно, образование нескольких таких вихрей связано с модуляцией величины скорости истечения плазмы.

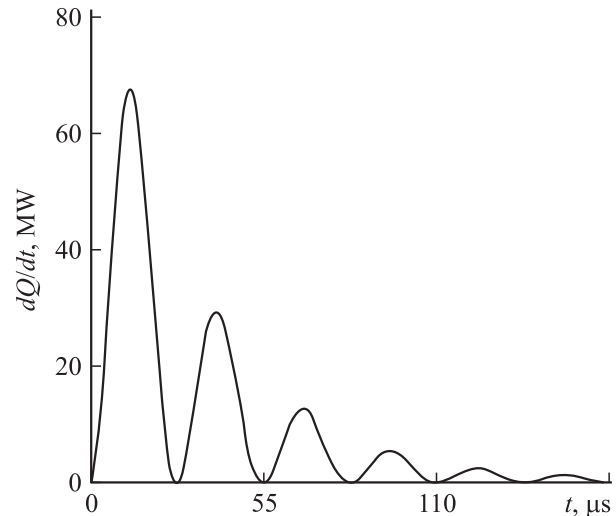


Рис. 8. Зависимость мощности энерговыклада в разряд генератора плазменной струи от времени для $C_2 = 120 \mu\text{F}$, $U_2 = 30 \text{ kV}$, квазипериода разрядного тока $55 \mu\text{s}$.

В случае разряда генератора плазменной струи с затухающим синусоидальным током величина вводимой мощности в течение разряда изменяется в широких пределах (рис. 8) и за один импульс разряда могут реализоваться оба режима истечения плазмы. Сначала реализуется сверхзвуковой режим истечения, а затем дозвуковой режим истечения, что связано, согласно изложенному выше, с уменьшением величины Π , т.е. давления плазмы в разрядной камере генератора плазмы при постоянном p_∞ . При этом образование плазмо-газодинамических структур зависит от параметров $\beta_i = \sum_{i=1}^j \tau_i / \Delta t_u$ и $\beta_b = \tau_b / \Delta t_u$.

3. Обсуждение результатов эксперимента

Для определения критериев импульсного истечения плазмы приведем уравнение изменения импульса плазменной струи к безразмерному виду. Будем считать, что плазменная струя создается генератором плазмы с газовым наполнением. Изменение импульса струи на срезе сопла dI за время dt в системе координат, связанной с генератором, происходит в результате действия результирующей силы

$$\frac{dI}{dt} = [p_p(t)S_c - p_\infty S_c],$$

где

$$I = \int_0^t S_c \rho_c(t) u_c^2(t) dt$$

— импульс струи в момент времени t ; u_c , ρ_c — скорость истечения и плотность плазменного потока на

срезе сопла; p_p — статическое давление плазменного потока на срезе сопла; S_c — поперечное сечение сопла генератора плазмы.

Непосредственные измерения величины p_p в разрядной камере показали, что она прямо пропорциональна удельному энерговыделению $q(t)$ в разряд,

$$p_p \approx p_0 + bq(t) = p_0 + \frac{bQ(t)}{V} = p_0 + \frac{b \int_0^t J(t)U(t) dt}{V}, \quad (1)$$

где $Q(t)$ — энергия, вложенная в разряд к моменту времени t ; b — коэффициент пропорциональности между p_p и q ; $J(t)$ и $U(t)$ — разрядный ток и падение напряжения между электродами генератора.

Тогда уравнение изменения импульса плазменной струи на срезе сопла имеет вид

$$\frac{dI}{dt} = [p_0 + bq(t)]S_c - p_\infty S_c. \quad (2)$$

Разделив на $(S_c p_\infty)$ обе части уравнения (2), получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I}{S_c p_\infty} \right) = \frac{p_0}{p_\infty} + b\theta - 1 = \Pi - 1, \quad (3)$$

где

$$\Pi = \frac{p_0}{p_\infty} + b\theta.$$

Наличие истечения плазмы (газа) в газовую среду означает, что

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I}{S_c p_\infty} \right) > 0$$

и, следовательно, величина параметра $\Pi > 1$.

Далее нетрудно показать [20,21,26], что при определенном значении безразмерного параметра

$$\Pi_0 = \frac{p_0}{p_\infty} + b\theta_0$$

истечение плазмы в газовую среду становится звуковым. По мере удаления от среза сопла течение плазмы в струе вследствие ее расширения становится сверхзвуковым $M > 1$ (где $M = u/c$ — число Маха плазменного потока; u , c — скорость плазменного потока и местная скорость звука плазмы соответственно). Критериальный параметр θ , установленный в работах [18,19], является частным случаем безразмерного критериального параметра Π .

Для генераторов плазменной струи вместо критериального параметра Π можно предложить другие параметры, характеризующие плазму. Действительно, подставив в (2) выражение для давления идеальной плазмы в разрядной камере генератора

$$p_p = n_i k T_i + n_e k T_e + n_a k T_a + \frac{B^2}{4\pi} \quad (4)$$

(где n_e , n_i , n_a , T_e , T_i , T_a — концентрации и температуры электронов, ионов и электрически нейтральных частиц

соответственно; B — среднее значение магнитной индукции тока внутри разрядной камеры; k — постоянная Больцмана) и поделив обе части уравнения (2) на $S_c p_\infty$, при $T_i \approx T_a$ получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I}{S_c p_\infty} \right) = \frac{n_0 k T_a}{p_\infty} \left(\alpha \frac{T_e}{T_a} + 1 \right) + \frac{B^2}{4\pi p_\infty} - 1, \quad (5)$$

где $n_0 = n_e + n_a$, $\alpha = n_e / (n_e + n_a)$ — степень ионизации плазмы.

В (5) учтено магнитное давление $B^2/4\pi$ в разрядной камере генератора плазмы в связи с тем, что конструкции разрядных камер большинства генераторов таковы, что внутри них в той или иной мере проявляется механизм электродинамического ускорения плазмы под действием магнитного давления [3–19].

Итак, критериальный параметр Π режимов импульсного истечения плазмы является обобщенным, поскольку его можно составить из соотношения давления плазмы и газа затопленной среды $(n_0 k T_a) / p_\infty$, степени ионизации плазмы на срезе сопла α , параметра неизотермичности плазмы на срезе сопла T_e / T_a и отношения магнитного давления в разрядной камере к давлению газа затопленной среды $B^2/4\pi p_\infty$. В свою очередь величина α является функцией безразмерного параметра — отношения потенциала ионизации газа в разрядной камере W и тепловой энергии электронов $k T_e$, а также степени диссоциации молекул газа χ в разрядной камере $\alpha = \varphi(W/k T_e, \chi)$.

При отсутствии плазмы в разрядной камере ($\alpha = 0$, $W = 0$, $B = 0$) или при малой степени ионизации ($\alpha \ll 1$) давление создается только электрически нейтральными газами ($p_p \rightarrow p_0$ — начальное давление газа в разрядной камере генератора), тогда безразмерный параметр Π при $\alpha \rightarrow 0$ переходит в безразмерный параметр $N = p_0 / p_\infty$ (степень расширения или нерасчетности для стационарных газовых струй [20,21,26]).

Даже при одинаковых начальных условиях разрядных контуров величина коэффициента пропорциональности b между q и p_p может различаться из-за различия составных элементов контуров (например, конструктивных особенностей генераторов плазменной струи, различия типов разрядников, способа подвода энергии к генераторам и пр.). Поэтому для каждого эксперимента по импульсному истечению плазмы необходимо находить конкретное значение граничного критериального параметра Π_0 . Для этого в эксперименте одновременно проводились измерения разрядного тока $J(t)$, напряжения между электродами генератора плазмы $U(t)$, скорости плазменного потока u_c и скорости звука плазмы на срезе сопла c .

а) Начальная стадия. Для установления других критериев подобия истечения плазмы импульс плазменного потока $I(t)$ необходимо записать с учетом нестационарности истечения и плазменных образований, возникающих при импульсном истечении плазмы. Нестационарность истечения характеризуется длительностью

импульсного истечения Δt_u и характерными временами образования газодинамических структур (поверхности сильного разрыва, ударно-волновые структуры, плазменный тороидальный вихрь) τ . При этом за безразмерное время примем величину $x = t/\Delta t_u$.

Для описания процессов в начальной стадии импульсного истечения плазмы выберем сферическую систему координат, центр которой совпадает с центром среза сопла. Тогда с учетом сохранения импульса истекающего потока левая часть уравнения (2) принимает вид (рис. 1)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I}{S_c p_\infty} \right) = \left(\frac{1}{S_c p_\infty} \right) \frac{d}{dt} \times \left[(m_1 + m_2) \frac{dr_k}{dt} + 4\pi \int_0^{r_2} \rho u r^2 dr \right], \quad (6)$$

где m_1 и m_2 — масса ударно-сжатых слоев газа затопленной среды и плазмы к моменту времени t ; r_k — координата контактной поверхности; r_2 — координата вторичной ударной волны; ρ — плотность плазменного потока за срезом сопла.

Значения m_1 и m_2 можно найти из закона сохранения массы [32]

$$m_1 = \frac{2\pi}{3} \rho_\infty r_k^3, \quad m_2 = \rho_c S_c u_c t - 2\pi \int_0^{r_2} \rho r^2 dr. \quad (7)$$

Для начальной стадии, принимая $\rho \approx \rho_c$ и учитывая $r_2 = u_k \tau_y$, уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{d}{dx} \left[\left(\frac{\rho_c u_c^2}{p_\infty} \right) \right] \left[\left(\frac{u_k}{u_c} \right) \left(\frac{t}{\Delta t_u} \right) - \frac{2\pi}{3} \left(\frac{u_k^2}{u_c^2} \right) \left(\frac{u_k^2 \tau_k^2}{S_c} \right) \left(\frac{\tau_y}{\Delta t_u} \right) \right] + \frac{4\pi}{3} \left(\frac{u_k}{u_c} \right) \left(\frac{u_k^2 \tau_y^2}{S_c} \right) \left(\frac{\tau_y}{\Delta t_u} \right) + \left(\frac{2\pi \rho_\infty u_k r_k^3}{3 S_c \rho_c u_c^2 \Delta t_u} \right) = \Pi - 1, \quad (8)$$

где τ_y — время образования вторичной ударной волны.

Из уравнения (8) видно, что динамика импульсного истечения помимо критериального параметра Π зависит от отношения времени образования вторичной ударной волны и длительности истечения плазмы $\tau_y/\Delta t_u$, числа Эйлера $(\rho_c u_c^2)/p_\infty$, отношения скорости контактной поверхности и скорости истечения плазмы на срезе сопла u_k/u_c , отношения импульса ударно-сжатого слоя затопленной среды и импульса силы, создаваемой потоком плазмы $(2\pi \rho_\infty u_k r_k^3)/(3 S_c \rho_c u_c^2 \Delta t_u)$.

б) Случай сверхзвукового истечения ($\Pi \geq \Pi_0$). В этом случае, как показывает опыт, из-за появления выделенного направления плазменного потока масса сжатого слоя затопленной среды в головной части струи мала по сравнению с начальной стадией истечения. Тогда импульс сверхзвукового плазменного потока в цилиндрической системе координат, начало которой

совпадает с центром среза сопла (рис. 1), равен

$$I = \sum_{i=0}^j \int_0^{m_i} u(r, z, t) dm = \sum_{i=0}^j \int_{Z_i}^{Z_{i+1}} \rho(r, z, t) u(r, z, t) S(z, t) dz, \quad (9)$$

где j — количество „бочек“ в плазменной струе; Z_i, Z_{i+1} — координаты i -го и $(i+1)$ -го „дисков“ Маха струи; m_i — масса плазмы i -й „бочки“ струи; $S(z, t)$ — поперечное сечение струи.

При $i=0$ $Z_0=0$. Используя теорему о среднем по координатам r и z , а также выражение $(Z_{i+1} - Z_i) = \bar{u} \tau_i$, вычислим общий импульс струи

$$I(t) = \bar{\rho}(t) \bar{u}^2(t) \bar{S}(t) \sum_{i=1}^j \tau_i(t), \quad (10)$$

где τ_i — время образования i -й „бочки“, $\bar{\rho}$ и \bar{u} — средние по пространству плотность и скорость плазменного потока, \bar{S} — среднее по z сечение струи.

Подставив (10) в уравнение (2), с учетом $t = x \Delta t_u$ получим безразмерное уравнение

$$\frac{d}{dt} \left[\left(\frac{\bar{S}(t)}{S_c} \right) \left(\frac{\bar{\rho}(t) \bar{u}^2(t)}{p_\infty} \right) \left(\frac{\sum_{i=1}^j \tau_i(t)}{\Delta t_u} \right) \right] = \Pi - 1. \quad (11)$$

Отсюда видно, что динамика импульсного истечения плазмы в газовую среду при $\Pi > \Pi_0$, кроме критериального параметра Π , зависит от отношения характерных времен к длительности истечения плазмы $(\sum_{i=1}^j \tau_i)/\Delta t_u$,

геометрического фактора $\bar{S}(t)/S_c$ и отношения среднего динамического давления плазменного потока к статическому давлению газа затопленной среды $[\bar{\rho}(t) \bar{u}^2(t)]/p_\infty$.

в) Случай дозвукового истечения ($\Pi < \Pi_0$). В этом случае, так же как при $\Pi > \Pi_0$, масса сжатого слоя газа затопленной среды мала и общий импульс плазменной струи $I(t)$ состоит из импульса плазменного тороидального вихря и не захваченной в вихревое движение части струи

$$I(t) = \rho_c(t) u_c(t) S_c u_b \tau_b + \rho_c(t) u_c^2(t) S_c (\Delta t_u - \tau_b), \quad (12)$$

где u_b — скорость плазменного тороидального вихря как целого, τ_b — характерное время образования вихря.

Подставив (12) в (3), получим уравнение

$$\frac{d}{dx} \left[\left(\frac{\rho_c(t) u_c^2(t)}{p_\infty} \right) \right] \times \left[\left(1 - \frac{\tau_b}{\Delta t_u} \right) + \left(\frac{u_b(t)}{u_c} \right) \left(\frac{\tau_b}{\Delta t_u} \right) \right] = \Pi - 1. \quad (13)$$

Из (13) видно, что динамика импульсного истечения плазмы в газовую среду при $\Pi < \Pi_0$ кроме критериального параметра Π зависит от отношения среднего динамического давления к статическому давлению газа затопленной среды $\rho_c(t)u_c^2(t)/p_\infty$, от соотношения характерного времени образования вихря и длительности истечения плазмы $\tau_b/\Delta t_u$, а также от отношения (u_b/u_c) , характеризующего относительную скорость плазменного тороидального вихря.

Таким образом, образование различных плазменно-газодинамических структур при импульсном истечении плотной плазмы в газовую среду определяется критериальными параметрами Π и β_i , характеризующими режимы импульсного истечения плазмы.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить А.Ф. Александрова, А.А. Рухадзе, Л.С. Кузьменкова, И.Б. Тимофеева, В.А. Черникова, М.А. Прусакова за помощь в работе и ценные обсуждения.

Список литературы

- [1] Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973. 342 с.
- [2] Морозов А.И. Физические основы космических электро-реактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 243 с.
- [3] Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. 354 с.
- [4] Радиационная плазмодинамика. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991. 573 с.
- [5] Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 154 с.
- [6] Ельшиевич М.А., Минько Л.Я., Давыдов Б.Б. // Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1970. С. 106–112.
- [7] Левченко Б.П., Рутберг Ф.Г. // Генераторы плазменных струй и высокопоточные дуги. Л.: Наука, 1973. С. 9–20.
- [8] Андрианов А.М., Сеницын В.Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 11. С. 1318–1327.
- [9] Огурцов Н.Н., Подмошенский И.В. // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. № 2. С. 741.
- [10] Комельков В.С. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 203–207.
- [11] Климов А.И., Шугаев Ф.В. // Вестник МГУ. Сер. Физика, астрономия. 1978. № 3. С. 24–27.
- [12] Лучников А.А., Гожяков А.М., Середя П.Д. и др. // ПТЭ. 1981. № 2. С. 237–238.
- [13] Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 153 с.
- [14] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2392–2396.
- [15] Aleksandrov A., Timofeev I., Yusupaliyev U. et al. // Plasma Toroidal Vortex in Air. 17th Intern. Conf. Plasma Ion. Gas. Suansu (UK), 1987. Pt 2. P. 426.
- [16] Anders A. // Contrib. Plasma Phys. 1987. Vol. 27. N 3. P. 203–211.
- [17] Yusupaliyev U. // High Temp. 1988. Vol. 26. N 4. P. 475–479.
- [18] Юсупалиев У. Канд. дис. М.: МГУ, 1988. 154 с.
- [19] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 108–114.
- [20] Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 143 с.
- [21] Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 239 с.
- [22] Набоко И.М. // Нестационарные течения газов с ударными волнами. Л.: АН СССР, 1990. С. 393.
- [23] 18th Междунар. семинар „Течение газа и плазмы в соплах, струях и следах“. СПб., 2000.
- [24] Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971. 552 с.
- [25] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика высокопоточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.
- [26] Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. 653 с.
- [27] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965. 386 с.
- [28] Zvorykin V.D. // High-Power Laser Ablation III. Proc. SPIE. 2000. Vol. 4065. P. 128–142.
- [29] Кунин В.Н., Фуров Л.В. // Изв. вузов. Физика. 1990. № 6. С. 119.
- [30] Kunin V.N., Furov L.V. // Investigation of Metastable Toroidal Plasma Vortice. European Interdisciplinary Congress on Ball Lightning („Vizotum’93“). Salzburg (Austria), 1993. P. 50.
- [31] Кунин В.Н., Плевшицев В.С., Фуров Л.В. // ТВТ. 1997. № 6. С. 866–870.
- [32] Чекмарев С.Ф. // ПМТФ. 1975. № 2. С. 70–79.