

УДК 537.523

НАЧАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ВИХРЯ В ВОЗДУХЕ

У. Юсупалиев

Экспериментально исследован процесс образования плазменного тороидального вихря в воздухе при атмосферном давлении. На основании экспериментальных данных и законов сохранения получено уравнение, позволяющее оценить начальную скорость поступательного движения сформировавшегося вихря в терминах характеристик плазмотрона и окружающей среды. Показано, что решение этого уравнения удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Плазменный тороидальный вихрь (ПТВ) образуется при импульсном истечении плотной плазмы из сопла плазмотрона в газовую среду (например, воздух при атмосферном давлении) [1 – 6]. Условия образования такого вихря и других плазменных (шаровидных, сигарообразных, ударно-волновых) образований и критерии подобия импульсного истечения плотной плазмы в газовую среду определены в работе [5]. Подробному исследованию динамики движения ПТВ в воздухе при атмосферном давлении посвящены работы [6, 7], в которых определены силы, действующие на такой вихрь в безграничной среде, и выведено уравнение его движения, решение которого удовлетворительно согласуется с опытными данными. На основании полученного решения и экспериментальных данных найден коэффициент лобового сопротивления ПТВ.

Что касается процесса образования ПТВ, то он изучен недостаточно. По этой причине до сих пор не удается получить формулу для оценки такого важного параметра ПТВ, как его начальной поступательной скорости U_0 в зависимости от параметров плазмотрона и окружающей среды. Исследование динамики движения такого вихря показало, что пройденный им путь, его скорость и радиус тора, помимо времени, также зависят

от U_0 и начального радиуса R_0 . Здесь под начальными параметрами ПТВ подразумеваются параметры к моменту завершения его образования. С практической точки зрения важной является задача об управлении начальным состоянием ПТВ. Решение этой задачи требует знания зависимостей начальных параметров вихря от характеристик среды и плазмотрона. В связи с этим данная работа посвящена исследованию зависимости начальной поступательной скорости U_0 ПТВ в воздухе при атмосферном давлении от характеристик плазмотрона и окружающей среды.

Экспериментальная установка. Для создания ПТВ в воздухе при атмосферном давлении использовался специальный генератор импульсной плазменной струи – плазмотрон, конструкция которого подробно изложена в [3, 5]. Сопло плазмотрона представляло собой цилиндрическую трубку из диэлектрика с внутренним диаметром $2r_C = 65$ мм и длиной $4r_C$ (r_C – радиус сопла). Плазмотрон был подключен к разрядному контуру с емкостью накопителя 30 мкФ и рабочим напряжением $V = 5 - 25$ кВ. Разрядная камера плазмотрона после откачки до давления $0.5 \cdot 10^2$ Па наполнялась рабочим газом (Xe, Kr, N_2) до давления $p_0 = (0.6 - 1.0) \cdot 10^5$ Па. Методы измерения характеристик сильнооточного разряда плазмотрона подробно изложены в [3, 5, 8]. Динамика образования ПТВ изучалась сверхскоростными фоторегистраторами СФР-2М, один из которых работал в режиме покадровой съемки, а другой – в режиме щелевой развертки. Газодинамическая структура плазменного потока исследовалась с помощью теневого метода [9]. Теневая установка описана в работе [6].

На опыте изучалась зависимость начальной скорости поступательного движения U_0 ПТВ от длины импульсной струи $L = u_C \Delta t_u$, где u_C – скорость истечения плазмы на срезе сопла, Δt_u – длительность истечения плазмы из разрядной камеры плазмотрона. За начальные параметры ПТВ принимались его параметры на расстоянии $\sim 12r_C$ от среза сопла.

Величина скорости истечения плазмы u_C варьировалась путем изменения напряжения на батарее конденсаторов. Для варьирования длительности истечения плазмы из разрядной камеры плазмотрона использовалось дополнительное устройство, схематически приведенное на рис. 1. Многосекционный воздушный разрядник P_3 подключался к плазмотрону параллельно, а на расстоянии 0.7 м от него устанавливался импульсный источник излучения ЭВ-45. После запуска разрядника P_1 и начала истечения плазмы, через заданный промежуток времени, из генератора задержки подавался сигнал запуска

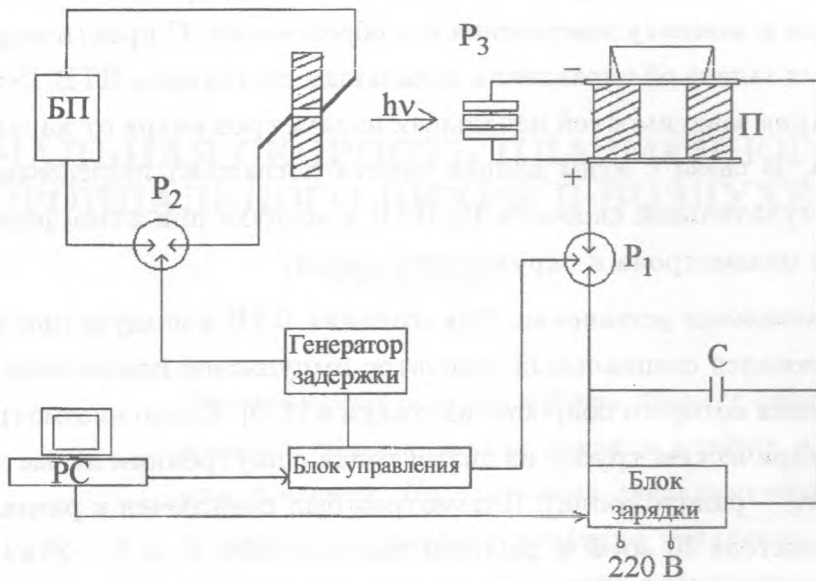


Рис. 1. Экспериментальная установка для управления длительностью импульсного истечения плазмы. P_1 – управляемый вакуумный разрядник в разрядном контуре плазматрона, P_2 – управляемый воздушный разрядник импульсного высокоинтенсивного источника излучения типа ЭВ-45, P_3 – управляемый многосекционный воздушный разрядник, П – плазматрон, БП – блок питания источника излучения ЭВ-45, $h\nu$ – поток излучения от ЭВ-45, С – конденсаторная батарея, РС – вычислительное устройство.

для импульсного источника излучения ЭВ-45. Под действием УФ излучения источника срабатывал многосекционный разрядник, и основной разрядный ток замыкался через него, тем самым прерывая истечение плазмы.

Экспериментальные результаты. Для решения задачи выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , ось Oz и начало координат которой совпадают с осью струи и с центром струи на срезе сопла. Опыт показал, что процесс формирования плазменного ТВ имеет три характерные стадии: начальная стадия ($t \ll \Delta t_u$), стадия образования спиральной струи тороидальной формы (грибообразной конфигурации импульсной струи, $t \leq \Delta t_u$) и стадия установления определенного распределения завихренности в ТВ после прекращения истечения плазмы ($t > \Delta t_u$).

Начальная стадия. Анализ тенеграмм показывает, что при импульсном истечении плазмы перед ней образуется контактная поверхность, разделяющая внешнюю среду (воздух) и истекающий плазменный поток. Если скорость контактной поверхности u_K

превышает скорость звука в воздухе c_∞ ($u_K \geq c_\infty$), то по мере движения контактной поверхности перед ней формируется ударно-сжатый слой воздуха, передний фронт которого ограничен ударной волной, а за ней – сжатый слой плазмы и истекающий плазменный поток. Ударно-сжатый слой воздуха тормозит истекающий высокоскоростной плазменный поток. В начальной стадии истечения торможение истекающего потока происходит в основном за счет вовлечения в движение вытесненного плазменным потоком воздуха. Если $u_K < c_\infty$, то вместо ударно-сжатого слоя воздуха и ударной волны возникают сжатый слой воздуха и волна сжатия. 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 $u_K \geq c_\infty$. В случае $u_K \ll c_\infty$ степень сжатия воздуха перед контактной поверхностью намного меньше, чем в случае $u_K < c_\infty$.

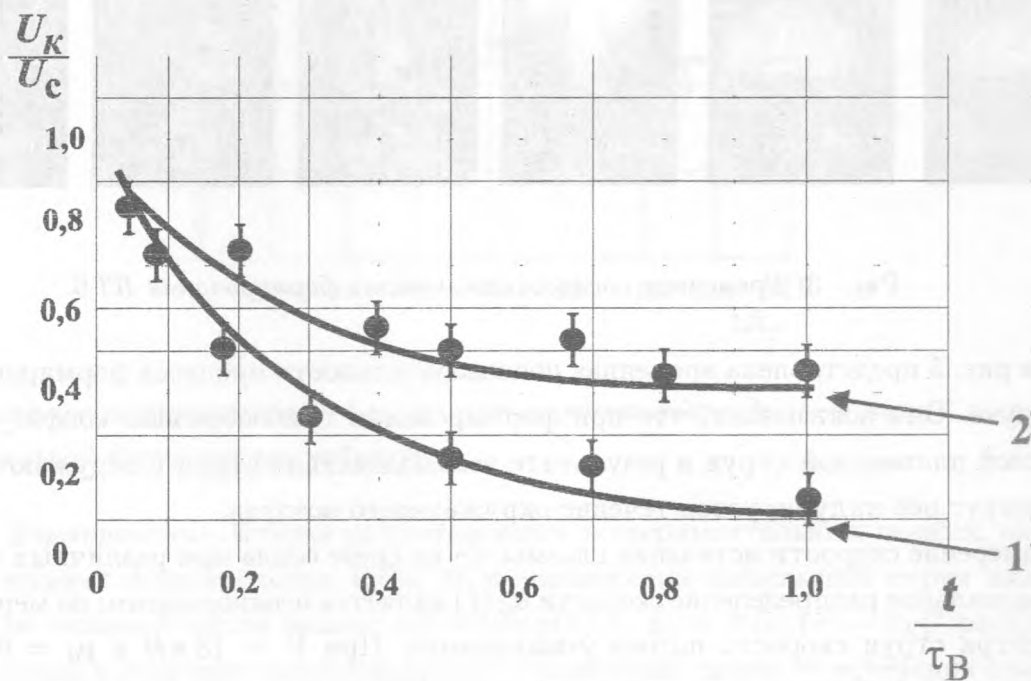


Рис. 2. Зависимость скорости динамического препятствия от времени (в относительных единицах) 1 – при $u_K > c_\infty$, 2 – при $u_K \ll c_\infty$.

На рис. 2 показаны характерные зависимости относительной скорости u_K/u_c от относительного времени t/τ_B к моменту завершения формирования ПТВ для случаев $u_K \geq c_\infty$ и $u_K \ll c_\infty$, τ_B – характерное время формирования вихря. К моменту фор-

мирования вихря скорость головной части импульсной струи сильно уменьшается: при $u_K \geq c_\infty$ до 4 – 5 раз в зависимости от величин начального напряжения V и давления рабочего газа p_0 плазмотрона, а при $u_K \ll c_\infty$ примерно до двух раз. Сильное торможение головной части импульсной струи в случаях $u_K \geq c_\infty$ и $u_K < c_\infty$ связано с образованием ударно-сжатого и сжатого слоев окружающей среды перед контактной поверхностью. Другими словами, перед импульсно истекающей плазменной струей возникает динамическое препятствие в окружающей среде, на котором сама струя растекается в перпендикулярном оси струи направлении.

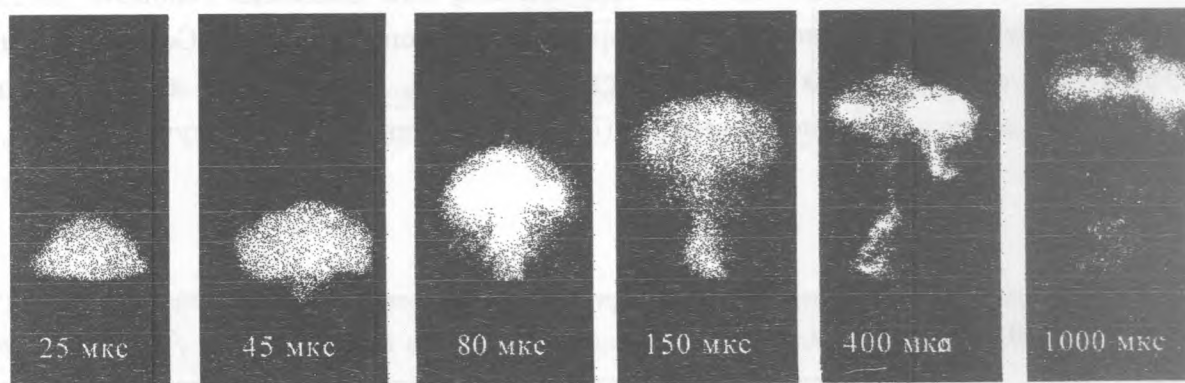


Рис. 3. Временная последовательность формирования ПТВ.

На рис. 3 представлена временная последовательность процесса формирования ПТВ в воздухе. Она показывает, что при формировании грибообразной конфигурации импульсной плазменной струи в результате взаимодействия струи с окружающим воздухом вокруг нее индуцируется течение окружающего воздуха.

Измерение скорости истечения плазмы u_C на срезе сопла при различных r показало, что радиальное распределение скорости $u_C(r)$ является неоднородным: по мере удаления от центра струи скорость потока уменьшается. При $V = 18 \text{ кВ}$ и $p_0 = 0.8 \cdot 10^5 \text{ Па}$ скорость $u_C(r)$ вблизи края сопла составляет 25% от скорости потока в центре струи. За величину u_C принимается средняя по срезу сопла скорость истечения.

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость (экспериментальные точки) относительной начальной скорости поступательного движения ПТВ $y = U_0/u_C$ от относительной длины импульсной струи $x = u_C \Delta t_u / r_C$ для режима работы плазмотрона $V = 18 \text{ кВ}$ и $p_0 = 0.8 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Опыт показал, что устойчивый ПТВ (имеющий характерное время существования намного больше Δt_u) формируется только при $x \geq 2.0$.

При $1 \leq x \leq 2$ также образуется ПТВ, однако диаметр его светящегося ядра тора оказывается намного меньше радиуса тора. Поэтому после его формирования сразу же начинают проявляться его неустойчивости, и он быстро распадается. Если $x < 1$, то ПТВ не образуется. В связи с этим длина струи, из которой образовался вихрь, всегда должна быть большей r_C (или же $x > 1$) и в принципе x не может быть равным нулю. После формирования ПТВ он отделяется от хвостовой части. Оставшаяся часть струи имеет вид облака и движется за вихрем со скоростью u_x , меньшей, чем скорость вихря.

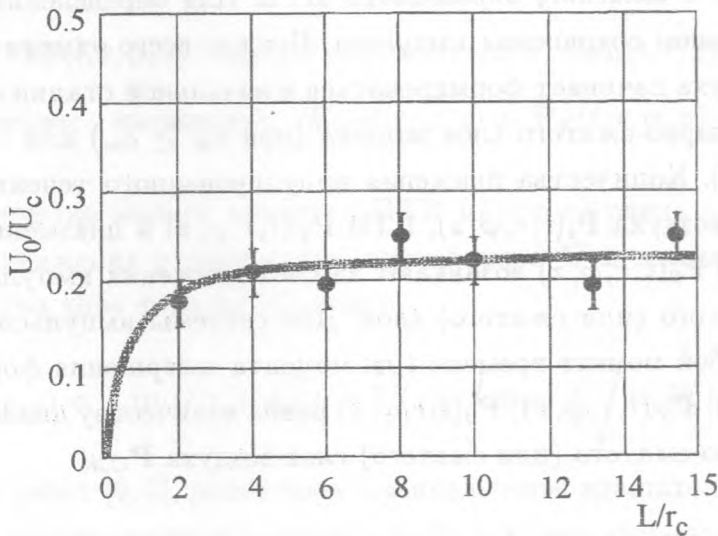


Рис. 4. Зависимость относительной начальной скорости торональных вихрей в воздухе от относительной длины импульсной струи.

Процесс формирования. Исходя из приведенных экспериментальных данных, вкратце опишем процесс формирования ПТВ. При торможении импульсной струи плазмы воздухом в ее головной части полное давление $p(r) = p_\alpha + \frac{\rho_C}{2}[u_C(r) - u_K]^2$ распределено неоднородно вследствие неоднородного распределения скорости истечения плазмы $u_C(r)$ в радиальном направлении (где ρ_C — плотность струи, p_α — давление окружающей среды). Поэтому в лобовой части струи давление плазмы в ее центре больше, чем на периферии. Под действием указанной разности давлений плазма из центральной области головной части струи приобретает ускорение в радиальном направлении. Так появляется поперечная составляющая скорости потока головной части струи. Эта расширяющаяся головная часть импульсной струи усиливает ее торможение. В результате перед головной частью струи давление набегающего потока воздуха повышается,

а за ней снижается, что способствует появлению течения струи сначала против оси $0r$, а затем появляется поток против оси $0z$. Результирующим движением головной части струи будет ее закручивание вокруг оси формирующегося тороида. Это завихрение, по сути, является началом образования спиральной струи плазмы в сечении формирующегося ПТВ плоскостью, содержащей ось $0z$. После прекращения поступления плазмы в спиральную струю установление определенного распределения завихренности в ПТВ происходит в результате взаимодействия спиральной струи с газом окружающей среды, попавшим в “шляпку гриба” при формировании спиральной струи.

Баланс импульса к моменту образования ПТВ. Для определения U_0 ПТВ можно воспользоваться законом сохранения импульса. Прежде всего отметим, что индуцированное течение воздуха начинает формироваться в начальной стадии образования ПТВ за счет движения ударно-сжатого слоя воздуха (при $u_K \geq c_\infty$) или сжатого слоя воздуха (при $u_K < c_\infty$). Количества движения индуцированного течения приграничных со струей областей воздуха $\mathbf{P}_i(t, r, \varphi, z)$, ПТВ $\mathbf{P}_V(t, r, \varphi, z)$ и плазменного облака (хвостовой части струи) $\mathbf{P}_0(t, r, \varphi, z)$ возникают за счет движения импульсно истекающей струи и ударно-сжатого (или сжатого) слоя. Для системы импульсная струя – окружающая среда в любой момент времени t до момента завершения формирования ПТВ τ_B сумма $\mathbf{P}_i(t, r, \varphi, z)$, $\mathbf{P}_V(t, r, \varphi, z)$, $\mathbf{P}_0(t, r, \varphi, z)$ равна количеству движения импульсной струи $\mathbf{P}_C(t)$ и ударно-сжатого (или сжатого) слоя воздуха $\mathbf{P}_{CЖ}$:

$$\mathbf{P}_C(t) + \mathbf{P}_{CЖ} = \mathbf{P}_{in}(t, r, \varphi, z) + \mathbf{P}_V(t, r, \varphi, z) + \mathbf{P}_0(t, r, \varphi, z), \quad (1)$$

где $\mathbf{P}_C(t) = \rho_C S_C u_C^2 t \mathbf{n}_z$, $\mathbf{P}_0(t, r, \varphi, z) = \rho_C S_C u_C t u_x \mathbf{n}_z$, $\mathbf{P}_{in}(t, r, \varphi, z) = \int_{V_{in}} \mathbf{u}_{in}(t, r, \varphi, z) dm_i$, $\mathbf{P}_V(t, r, \varphi, z) = \int_{V_{TB}} \mathbf{u}_V(t, r, \varphi, z) dm_V$, $\mathbf{u}_V(t, r, \varphi, z)$ – скорость элемента массы вихря dm_V относительно плазмотрона, V_{TB} – объем тороидального вихря, $\mathbf{u}_{in}(t, r, \varphi, z)$ – скорость элемента массы индуцированного течения воздуха dm_i относительно плазмотрона, u_x – скорость плазменного облака, V_{in} – объем индуцированного течения воздуха, \mathbf{n}_z – единичный вектор вдоль оси $0z$, S_C – площадь поперечного сечения сопла плазмотрона. Здесь за величину u_C принято ее среднее значение на срезе сопла и учтен опытный факт ее постоянства. В выражении (1) можно пренебречь сжимаемостью плазмы, так как истекающая струя является дозвуковой.

Отметим, что в случае $u_K \ll c_\infty$ перед контактной поверхностью степень сжатия воздуха намного меньше, чем степень сжатия в случаях $u_K \geq c_\infty$, $u_K < c_\infty$: воздух перед контактной поверхностью успевает растекаться вследствие медленности ее движения (малости скорости истечения импульсной струи u_C). Поэтому для случая

$u_K \ll c_\infty$ $P_{CЖ} = 0$. Исследование начальной стадии формирования ПТВ с помощью теневой установки показывает, что форма ударно-сжатого слоя воздуха перед контактной поверхностью обладает симметрией относительно оси Oz , вследствие чего полный его импульс направлен вдоль оси Oz . При $t \leq \Delta t_u$ для конкретного случая из экспериментальных данных в случаях $u_K \geq c_\infty$ и $u_K < c_\infty$ удастся определить величину импульса $P_{CЖ}$.

Экспериментальное изучение распределения скоростей по угловой координате φ показало, что они в пределах ошибки измерения являются однородными по φ и поэтому:

$$\mathbf{u}_V(t, r, \varphi, z) = \mathbf{u}_V(t, r, z), \quad \mathbf{u}_i(t, r, \varphi, z) = \mathbf{u}_i(t, r, z). \quad (2)$$

Теперь определим выражения $P_{in}(t, r, \varphi, z)$ и $P_V(t, r, \varphi, z)$ в правой части уравнения (1).

Скорость бесконечно малого элемента ПТВ $\mathbf{u}_V(t, r, z)$ равна сумме скоростей его поступательного движения относительно плазматрона \mathbf{U} и вращательного движения относительно центра ядра тора \mathbf{u}_φ . Поэтому

$$P_V(t, r, z) = \int_V \mathbf{u}_V(t, r, z) dm_V = \mathbf{U}(z) \cdot \int_V dm_V + \int_V \mathbf{u}_\varphi(t, r, z) dm_V. \quad (3)$$

Согласно данным работ [6, 7], радиальное распределение вращательной скорости обладает симметрией относительно оси ядра тора. Вследствие этой симметрии для любого момента времени

$$\int_V \mathbf{u}_\varphi(t, r, z) dm_V = 0. \quad (4)$$

Масса ПТВ состоит из массы струи и массы воздуха, попавшей в вихрь в процессе его образования. Поэтому масса вихря к моменту завершения его формирования τ_B равна

$$\int_V dm_V = \rho_C S_C u_C (\tau_B - t_X) + \Delta m_i(\tau_B), \quad (5)$$

где t_X – время формирования хвостовой части импульсной струи (плазменного облака), $\Delta m_i(\tau_B)$ – масса воздуха, захваченная в вихревое движение ПТВ при его формировании. Поэтому к моменту завершения формирования ПТВ τ_B его количество движения равно

$$P_V(\tau_B, r, z) = [\rho_C S_C u_C (\tau_B - t_X) + \Delta m_i(\tau_B)] \mathbf{U}(z) \quad (6)$$

и направлено вдоль оси Oz .

Количество движения окружающей среды $\mathbf{P}_{in}(t, r, z)$, приобретенное к моменту времени t , можно определить из измеренного поля скоростей индуцированного течения приграничной области воздуха. Однако непосредственное измерение поля скоростей газа таких приграничных областей является сложной задачей. Количество движения окружающей среды $P_{in}(t, r, z)$ можно определить из закона изменения импульса. Согласно этому закону, изменение количества движения окружающей среды под действием результирующей силы $\mathbf{F}_C(t, r, z)$, действующей со стороны истекающей струи, равно импульсу этой силы:

$$\mathbf{P}_{in}(t, r, z) - \mathbf{P}_{in}(0) = \int_0^t \mathbf{F}_C(\xi, r(\xi), z(\xi)) d\xi, \quad (7)$$

где ξ – переменная интегрирования, $\mathbf{P}_{in}(0)$ – начальное количество движения окружающей среды и $P_{in}(0) = 0$. Из уравнения (7) следует, что для определения $\mathbf{P}_{in}(t, r, z)$ достаточно найти результирующую силу $\mathbf{F}_C(t, r, z)$ на основе закона изменения количества движения. Действительно, согласно третьему закону Ньютона со стороны прилегающих к струе областей окружающей среды на истекающую струю действует результирующая сила $\mathbf{F}_{in}(t, r, z)$, равная по величине и противоположная по направлению $\mathbf{F}_C(t, r, z)$:

$$\mathbf{F}_{in}(t, r, z) = -\mathbf{F}_C(t, r, z). \quad (8)$$

Кроме того, из экспериментальных данных следует, что поле скоростей индуцированного течения окружающей среды имеет симметрию относительно оси струи, вследствие чего сумма радиальных составляющих $\mathbf{P}_{in}(t, r, z)$ равна нулю. Поэтому согласно (7) сумма радиальных составляющих силы $\mathbf{F}_C(t, r, z)$ равна нулю. Тогда из (8) следует, что $\mathbf{F}_{in}(t, r, z)$ также не зависит от r : $\mathbf{F}_{in}(t, r, z) = \mathbf{F}_{in}(t, z)$.

В результате действия силы $\mathbf{F}_{in}(t, z)$ направление скорости частиц плазмы в головной части истекающей струи меняется на противоположное. Дальнейшее изменение направления скорости струи (заворачивание частиц головной части струи) происходит за счет индуцированного самой струей течения окружающей среды. Согласно второму закону Ньютона, под действием силы $\mathbf{F}_{in}(t, z)$ за время Δt происходит изменение количества движения истекающей струи $\Delta P_C(t, r, z)$:

$$\frac{\Delta P_C(t, r, \varphi, z)}{\Delta t} = \mathbf{F}_{in}(t, z). \quad (9)$$

Если правая часть уравнения (9) не зависит от переменных r и φ , то его левая часть также не должна зависеть от r и φ : $\Delta P_C(t, r, \varphi, z) = \Delta P_C(t, z)$. Для определения $\Delta P_C(t, z)$ учтем тот факт, что импульсно истекающая струя создает перед собой динамическое препятствие, движущееся со скоростью контактной поверхности u_K . Изменение количества движения импульсно истекающей струи за время Δt при движении динамического препятствия (движущейся "стенки") со скоростью u_K относительно плазматрона равно:

$$\Delta P_C(t, z) = \Delta m \cdot u_{C1} - \Delta m \cdot u_{C0} = -2 \cdot \rho_C S_C [u_{C1} - u_K(z)]^2 \cdot \Delta t \cdot n_Z, \quad (10)$$

где u_{C0} , u_{C1} – скорость струи до и после взаимодействия с динамическим препятствием соответственно. Здесь учтен тот опытный факт, что в пределах ошибки измерений при $z \leq 8 \cdot r_C |u_{C1}| \approx |u_{C0}|$.

Теперь из (8), (9) и (10) определим силу $F_C(t, z)$:

$$F_C(t, z) = 2 \cdot \rho_C \cdot S_C \cdot (u_C - u_K(z))^2 \cdot n_Z. \quad (11)$$

Подставив (11) в (7), получим формулу для определения суммарного количества движения индуцированного струей течения окружающей среды:

$$P_{in}(t, z) = n_Z \int_0^t 2\rho_C S_C [u_C - u_K(\xi)]^2 d\xi. \quad (12)$$

Как видно из (12), направление общего количества движения индуцированного течения окружающей среды совпадает с направлением истечения импульсной струи на срезе сопла. Если известно аналитическое выражение для u_K , то можно вычислить интеграл в (12). Однако при дозвуковом импульсном истечении плазмы аналитическое выражение для скорости u_K до сих пор не получено. Для ряда практических задач интерес представляет аналитическая зависимость U_0 (хотя бы приближенная) от характеристик плазматрона и окружающей среды. Поэтому экспериментальную зависимость $u_K(t)$, как это видно из рис. 2, можно аппроксимировать так, чтобы в нее вошли величины u_C , τ_B и U_0 . Если экспериментальную зависимость $u_K(t)$ в течение времени τ_B аппроксимировать линейной $u_K(t) = u_C - \left(\frac{u_C - U_0}{\tau_B}\right)t$ и квадратичной $u_K(t) = \frac{(u_C - U_0)}{\tau_B^2}(t - \tau_B)^2 + U_0$ функциями, то интеграл $\int_0^t 2\rho_C S_C [u_C - u_K(\xi)]^2 d\xi = A \cdot \rho_C \cdot S_C \cdot (u_C - U_0)^2 t$, где $A = 2/3$ для линейной аппроксимации и $A = 16/15$ для квадратичной аппроксимации. Поэтому выражение для $P_{in}(t, z)$ выберем в виде

$$\mathbf{P}_{in}(t, z) = \mathbf{n}_Z A \cdot \rho_C \cdot S_C \cdot (u_C - U_0)^2 t, \quad (13)$$

где конкретное значение коэффициента A определяется из сравнения u_K с опытом.

Подставляя (6) и (13) в (1) при $t = \tau_B$, получим следующее безразмерное квадратное уравнение относительно $y \equiv \frac{U_0}{u_C}$:

$$y^2 + \frac{1}{A} \left[\left(1 - \frac{x_H}{x}\right) - 2A + C + \frac{x_H k}{x} \right] y + 1 - \frac{1}{A} - \frac{\eta}{A} = 0, \quad (14)$$

где $\frac{x_H}{x} = \frac{\Delta t}{\tau_B} = \frac{\left(\frac{u_C \Delta t}{r_C}\right)}{\left(\frac{u_C \tau_B}{r_C}\right)}$, $C = \frac{\Delta m_i}{\rho_C S_C u_C \tau_B}$, $\eta = \frac{P_{CЖ}}{\rho_C S_C u_C^2 \tau_B}$. На основе экспериментального факта $u_X \approx k \cdot U_0$ отношение u_X/u_C в (14) определено в виде $u_X/u_C \approx k \cdot U_0/u_C$.

Из двух решений уравнения (14) при относительной длине импульсной струи $x > 0$ физический смысл имеет следующее решение:

$$y = -\frac{1}{2A} \left[\left(1 - \frac{x_H}{x}\right) - 2A + C - \frac{x_H k}{x} \right] - \quad (15)$$

$$-\frac{1}{2} \sqrt{\left[\left(\frac{1}{A^2}\right) \left(\left(1 - \frac{x_H}{x}\right) - 2A + C - \frac{x_H k}{x} \right) \right]^2 - 4 + \frac{1}{A} + \frac{4\eta}{A}}.$$

На рис. 4 приведена кривая $y(x)$, построенная по формуле (15) при $V = 18 \text{ кВ}$, $p_0 = 0.8 \cdot 10^5 \text{ Па}$ и атмосферном давлении воздуха. При таких начальных параметрах плазмотрона и воздуха $u_C \approx 560 \text{ м/с}$, $k \approx 0.3$, $x_H \approx 1.5$, $C \approx 0.1$, $\eta \approx 0.12$. Эта кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными при $A \approx 1.5$.

Итак, учет количества движения индуцированного струей течения воздуха приграничных струе областей (газа окружающей среды) в уравнении баланса импульса для системы струя-окружающая среда позволяет получить зависимость начальной скорости U_0 поступательного движения ПТВ от характеристик плазмотрона и окружающей среды: скорости истечения плазмы на срезе сопла u_C , длительности ее истечения Δt_u и радиуса сопла r_C . В свою очередь, величина u_C зависит от отношения p_p/p_∞ , где p_p – давление плазмы в разрядной камере плазмотрона. Давление плазмы p_p является известной функцией от напряжения на батарее конденсаторов, разрядного тока плазмотрона, начального давления рабочего газа в разрядной камере плазмотрона.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Андрианов А. М., Синицин В. И. ЖТФ, **47**, N 11, 2318 (1977).
- [2] Aleksandrov A. F., Timofeev I. B., Chernikov V. A., and Yusupaliev U. Proc. XVII Intern. Conf. Phen. Ion. Gas. Suansu (UK), Part 2, 426 (1987).
- [3] Юсупалиев У. Импульсное истечение плотной плазмы в затопленную среду. Диссер. на соис. уч. ст. к.ф.-м.н. М., МГУ, 1988.
- [4] Александров А. Ф., Тимофеев И. Б., Черников В. А., Юсупалиев У. ТВТ, **26**, N 4, 639 (1988).
- [5] Юсупалиев У. ЖТФ, **74**, N 7, 52 (2004).
- [6] Юсупалиев У. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 39 (2004).
- [7] Юсупалиев У. Физика плазмы, **31**, N 6, 543 (2005).
- [8] Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.
- [9] Васильев В. А. Теневые методы. М., Наука, 1972.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 2 июня 2005 г.