

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. Светоиндуцированная диффузия газов // Письма в ЖЭТФ. — 1979. — Т. 29, № 12.
2. Chiner A.V., Stockman M.I., Vaksman M.A. Surface light-induced drift of rarefied gas // Phys. Lett. — 1983. — V. 96A, N 2.
3. Ваксман М.А., Гайнер А.В. Теория дрейфа плотного взаимодействующего со стенками газа при избирательном по скоростям возбуждению // ЖЭТФ. — 1985. — Т. 89, вып. 1(7).
4. Чермянинов И.В., Черняк В.Г. Скольжение газа в поле оптического излучения // Инж.-физ. журн. — 1988. — Т. 55, № 6.
5. Ролдугин В.И. О фотоскольжении газа под действием резонансного излучения // Коллоид. журн. — 1988. — Т. 50, № 3.
6. Базелян Ф.Э., Коган М.Н. Светоиндуцированный дрейф однокомпонентного газа в канале // Докл. АН СССР. — 1989. — Т. 308, № 1.
7. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. — Новосибирск: Наука, 1979.
8. Mc Cormack F.J. Construction of linearized kinetic models for gaseous mixtures and molecular gases // Phys. Fluids. — 1979. — V. 16, N 12.
9. Чермянинов И.В., Черняк В.Г., Фомягин Г.А. Аккомодационная зависимость процессов тепло- и массопереноса многоатомного газа в капилляре при произвольных числах Кнудсена // ТВТ. — 1985. — Т. 23, № 6.
10. Van der Meer G.J., Hoogeveen R.W.M., Hermans L.J.F., Chapovsky P.L. Light-induced drift of CH_3F in noble gases // Phys. Rev. A. — 1989. — V. 39, N 10.
11. Fried B.D., Conte S.D. The plasma dispersion function. — N.Y.: Academic Press, 1961.
12. Чермянинов И.В., Черняк В.Г. Дрейф разреженного газа в плоском канале под действием монохроматического излучения // Инж.-физ. журн. — 1991. — Т. 60, № 6.
13. Михлин С.Г. Вариационные методы в математической физике. — М.: Наука, 1970.
14. Черняк В.Г., Винтовкина Е.А., Чермянинов И.В. Светоиндуцированный дрейф однокомпонентного газа в капиллярах // ЖЭТФ. — 1993. — Т. 103, вып. 5.

г. Екатеринбург

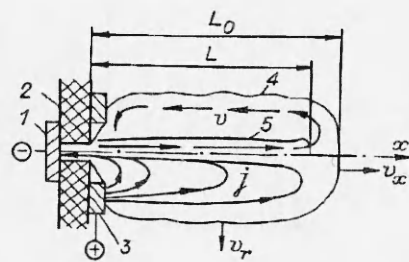
Поступила 10/XI 1993 г.

УДК 533.9.082.5

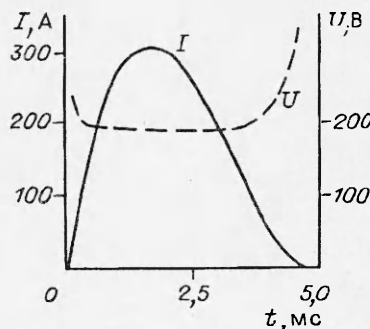
С.Б. Леонов, Г.А. Лукьянов

О СТРУКТУРЕ СТРУЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЭРОЗИОННОГО ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО ИСТОЧНИКА

Газодинамическая структура струй плазмы импульсных электроразрядных источников существенным образом зависит от геометрических и электрических параметров источника, условий истечения плазмы из сопла и параметров окружающей среды. Различное сочетание этих параметров и условий определяет достаточно большое разнообразие структур течения таких струй. На начальном участке струи сильное влияние на характер течения оказывают такие специфические особенности электроразрядного источника, как вынос электрического тока за срез сопла и большая неравномерность параметров на срезе сопла источника, связанная с поступлением плазмообразующего вещества со стенок сопла и другими обстоятельствами. Сложность картины истечения требует большой осторожности в перенесении на такие струи выводов, полученных для струй иного типа (например, импульсных газовых струй или стационарных струй электроразрядных источников с газообразными рабочими телами) [1]. В целом эксперименталь-



Р и с. 1



Р и с. 2

ное изучение импульсных струй плазмы еще не достигло уровня, на котором возможны достаточно широкие обобщения. Большинство исследований носит частный характер. Из наиболее значительных экспериментальных работ по изучению струй плазмы данного типа можно отметить [2, 3].

В данной работе исследуются структура и параметры эрозионной плазменной струи, генерируемой импульсным электроразрядным источником с разрядным каналом цилиндрической формы и истекающей в затопленное пространство (покоящийся воздух при нормальных условиях) при степени нерасчетности $n = p_a/p_\infty$, близкой к единице (p_a — давление на срезе сопла, p_∞ — давление в окружающей среде).

Конструкция источника плазмы приведена на рис. 1. Источник состоит из графитового катода 1, диэлектрической вставки 2 из полиметилметакрилата (ПММА), являющейся одновременно источником рабочего тела благодаря испарению стенок разрядного канала, и многосекционного медного анода 3 (для устранения анодного факела ток разряда распределяется балластными цепями по 10—20 секциям анода). Питание источника плазмы производилось от емкостного накопителя с затягивающими индуктивностями. Характерные формы тока разряда и напряжения U на электродах даны на рис. 2.

Для выполненных экспериментов типичны следующие параметры плазменного источника: диаметр разрядного канала $d = 0,5—4$ мм, длина разрядного канала $l = 3—15$ мм, ток разряда в максимуме $I = 280—1500$ А, длительность импульса разряда $\tau = 1—8$ мс, средний расход плазмообразующего вещества, определяемый взвешиванием, $G = 0,1—4$ г/с, среднемассовая энтальпия торможения (определяемая по средней мощности энерговыклада P) $h = (5—10) \cdot 10^7$ Дж/кг. Условия истечения соответствовали числам Рейнольдса $Re = 4G/\pi d\mu = 10^3—10^4$ и степени ионизации $\alpha = 0,1—0,9$. Вязкость μ и степень ионизации находились при нормальном давлении и среднемассовой температуре торможения. Характеристика типичных режимов плазменного источника и условий истечения струй дана в таблице.

Методы измерений. Для получения информации о картине и параметрах течения в описываемых экспериментах использовались следующие методы: интегральная по времени фотография, скоростная фоторазвертка (в том числе в режиме лупы времени с экспозицией кадра 10—50 мкс), прямотеневой метод, метод Теллера и метод расфокусированных диафрагм [4] с временем экспозиции 20 нс. В первом случае использовалась зеркальная камера «Зенит», во втором — фоторегистратор СФР-1М, в теневых методах — лазерная установка с активным элементом на алюмоиттриевом гранате с неодимом и удвоением частоты излучения, с модуляцией добротности резонатора, подобная установкам, описанным в [5]. Скорость течения газа вычислялась по наклону линий распространения плазменных неоднородностей на СФР-граммах по стандартной методике.

Режим	l , мм	d , мм	I , А	G , г/с	P , кВт	τ , мс	$\frac{h}{10^7}$ Дж/кг	L/d	M
1	15	3÷4	300	1,0	57	4,2	5,7	10÷30	≤ 1
2	10	2÷2,5	305	0,5	34	4,5	6,8	30÷80	≤ 1
3	15	3÷4	850	2,2	135	2,0	6,0	10÷30	> 1
4	15	3÷4	1500	4	250	1,2	6,2	10÷20	> 1
5	3	0,5÷1	280	0,15	15	6	10	200÷600	~ 1
6	4	1÷1,5	1500	1,0	87	1,5	8,7	50÷100	~ 1

Температура плазмы на оси струи определялась методом одиночного электростатического зонда, радиальное распределение температуры нейтральных частиц в приосевой области — по относительным интенсивностям колебательно-вращательных полос фиолетовой системы полос циана [6] с пересчетом от интегральных к локальным характеристикам по регулизирующим алгоритмам [7]. Концентрация электронов вблизи оси струи измерялась по штарковскому уширению спектральной линии водорода H_{β} [8]. Измерения показали, что температура электронов и тяжелых частиц за срезом сопла источника для различных режимов находится в пределах $(10-20) \cdot 10^3$ К.

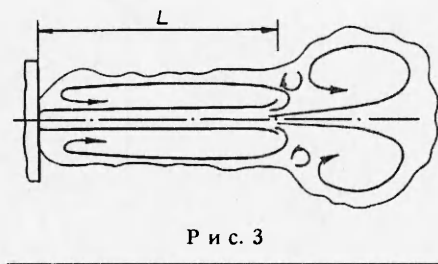
Картина течения. Процесс генерации и истечения струи плазмы условно может быть разделен на четыре стадии: пробой, начальная, квазистационарная стадии и распад.

Электрический разряд начинается с высоковольтного пробоя в промежутке, ограниченном диэлектриком. Нагрев стенки разрядного канала вызывает испарение вещества диэлектрической вставки. Протекающий электрический ток нагревает газ в канале. Повышение давления в результате нагрева приводит к установлению потока газа из сопла источника.

Схемы течения на начальной и квазистационарных стадиях даны на рис. 1 и 3. Прямотеневая и теплововая съемки позволяют отчетливо наблюдать контактную границу 4 (рис. 1), разделяющую истекающий газ и окружающую среду. На оси течения имеется ярко светящаяся область 5 почти цилиндрической геометрии. В этой области плазма движется с большой скоростью и обладает высокой удельной энтальпией. На рис. 1 приведена также качественная картина распространения в струе плотности электрического тока j (нижняя часть) и движения плазмы со скоростью v (верхняя часть). В процессе экспериментов хорошо наблюдаемая на фотографиях, которые здесь не приводятся, граница высокоэнтальпийной приосевой области соответствует зоне больших градиентов температуры и плотности плазмы, толщина которой в радиальном направлении примерно 2—3 мм. На этом расстоянии температура с удалением от оси падает не менее чем в 2 раза, а степень ионизации уменьшается приблизительно на порядок.

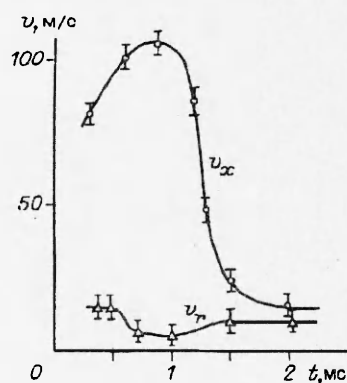
На начальной стадии истечения высокоэнтальпийный приосевой поток достигает контактной границы и растекается в радиальном направлении, затем разворачивается и движется в обратном направлении к соплу источника. Область между высокоэнтальпийным ядром и контактной границей образует вокруг приосевого течения своеобразную оболочку, наполняемую истекающей плазмой. Плотность в этой оболочке значительно меньше плотности газа в окружающем пространстве. На начальной стадии длина высокоэнтальпийного потока L и длина плазменной оболочки L_0 увеличиваются с одинаковой и почти постоянной скоростью. На рис. 4 приведены экспериментальные данные о скорости движения контактной границы в осевом и радиальном направлениях для режима 2.

Через некоторое время (1—1,5 мс после пробоя) длина высокоэнтальпийного ядра L перестает увеличиваться, размеры плазменной оболочки продолжают расти. Момент достижения наибольшей длины высокоэнтальпийного приосевого потока естественно принять за конец начальной стадии истечения. Схема течения на квазистационарной стадии истечения пред-



Р и с. 3

Р и с. 4



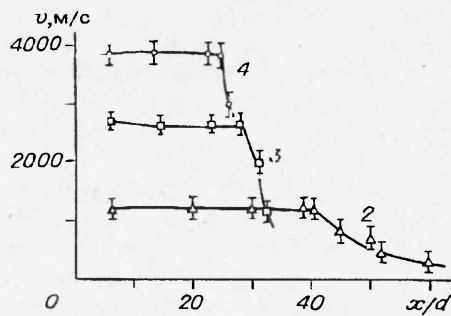
ставлена на рис. 3. На квазистационарной стадии плазменная оболочка расширяется равномерно во всех направлениях. Об этом говорит выравнивание скоростей движения контактной границы в осевом и радиальном направлениях при $t > 1,5$ мс (рис. 3). В головной части плазменной оболочки возникает шарообразная область. Внутри этой области формируется крупномасштабное движение газа (типа кольца Вуда), которое сохраняет устойчивость после окончания разряда и регистрируется по собственному свечению в течение единиц и даже десятков миллисекунд.

Анализ результатов. Зависимость скорости плазмы на оси струи от относительного расстояния до сопла источника $x^0 = x/d$ для режимов 2—4 приведена на рис. 5. Измерения показали, что в пределах высокоэнтальпийного ярко светящегося ядра струи скорость движения плазмы практически постоянна, а далее быстро падает. По принятой в газодинамике струйных течений схематизации участок струи за соплом источника с постоянной скоростью называется начальным участком струи [1]. Таким образом, высокоэнтальпийное ядро струи является ее начальным участком. Относительная длина начального участка L/d для различных режимов представлена в таблице. Эксперименты показали, что величина L/d имеет значительный статистический разброс при повторных запусках источника для одного режима и может существенно изменяться даже в течение одного разряда. По-нашему мнению, причина данной нестабильности — колебания токов выноса.

В экспериментах наблюдались как сверхзвуковые (число Маха на выходе из канала источника $M \approx 1$), так и дозвуковые ($M < 1$) режимы истечения. При сверхзвуковых режимах на начальном участке струи имеет место характерная ударно-волновая структура, включающая одну или несколько «бочек» [1]. В таблице режимы 1 и 2 соответствуют $M < 1$ и дозвуковому течению за соплом источника на начальной и квазистационарной стадиях истечения. Режимы 3 и 4 отвечают сверхзвуковому течению на начальном участке струи на части начальной и квазистационарной стадий истечения, когда ток разряда достаточен для создания сверхкритического перепада давления между камерой источника и окружающим пространством. На этих режимах при росте и падении тока разряда струя последовательно проходит стадии дозвукового, сверхзвукового и снова дозвукового истечения.

При росте тока дозвуковой начальный участок сменяется сверхзвуковым с периодической «многобочечной» ударно-волновой структурой, которой соответствует диапазон степеней нерасчетности $1 < n < 2$ [1]. Дальнейшее увеличение тока разряда приводит к повышению n и постепенному сокращению числа «бочек» до одной. На фотографиях и СФР-граммах, относящихся к режимам 5 и 6 с наибольшей удельной энтальпией, ударно-волновая структура не наблюдается. Визуальная картина течения и оценки числа Маха на начальном участке для этих режимов свидетельствуют о близости течения на начальном участке к звуковому.

Рассмотрим экспериментальные данные о длине начального участка струи на квазистационарной стадии расширения. Конец дозвукового и сверхзвукового начального участка отвечает смыканию на оси струи слоя смешения истекающего из источника газа с газом окружающей среды. В рассматриваемых импульсных струях роль окружающей среды играет газ, заполняющий плазменную оболочку. В отличие от дозвуковых струй при сверхзвуковом истечении из источника скорость на начальном участке в общем случае не остается постоянной, а изменяется в соответствии с геометрией ударно-волновой структуры [1]. Лишь в частном случае, когда $n = 1$, скорость на оси в пределах начального участка неизменна. Представленные на рис. 5 сверхзвуковые режимы истечения 3 и 4 отвечают значениям n , близким к единице, когда интенсивность ударных волн на начальном участке относительно невелика. Последнее объясняет отсутствие заметных (превышающих погрешность измерений) изменений скорости в пределах начального участка на этих режимах.



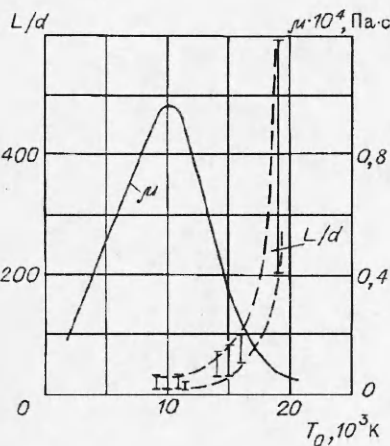
Р и с. 5

Для сверхзвуковых стационарных затопленных газовых струй малой нерасчетности ($n \leq 2$) при турбулентном режиме течения длина начального участка определяется эмпирической формулой [9]

$$L/d = 9,5[M\sqrt{n\gamma} - 1,05/(M\sqrt{n\gamma})^{2,7}].$$

При $M = 1$, $n = 1-2$, $\gamma = 1,1-1,5$ $L/d = 10-15$. Аналогичные результаты получены в опытах со струями плазмы стационарных электродуговых плазмотронов при истечении из звуковых сопел при $n < 2$ и ламинарном режиме течения [1].

Результаты обсуждаемых экспериментов по определению величины L/d приведены в таблице и на рис. 6. Для режимов 1, 3 и 4 наблюдаемые в опытах значения относительной длины начального участка на квазистационарной стадии истечения удовлетворительно согласуются с имеющимися представлениями. Для более высокоэнтальпийных режимов результаты оказались достаточно неожиданными. В режиме 5 течение в узкой приосевой области струи с почти постоянной скоростью сохраняется на расстоянии в несколько сотен диаметров сопла источника.



Р и с. 6

Обсудим на качественном уровне физическую природу эффекта образования anomalно длинного начального участка или anomalно большой «дальнобойности» высокоэнтальпийной импульсной струи. По-нашему мнению, причиной anomalно высокой «дальнобойности» струй в высокоэнтальпийных режимах является резкое снижение вязкости плазмы при $T > 10^4$ К, обуславливающее соответствующее уменьшение вязкой диссипации в приосевой области струи и удлинение начального участка. На рис. 6 построена зависимость L/d от температуры торможения T_0 , определенной в предположении термодинамического равновесия по экспериментальному значению h с помощью данных [10]. На рис. 6 приведена также зависимость от температуры вязкости ПММА (оргстекла) μ при нормальном давлении. В области температур

соответствующих низким степеням ионизации ($\alpha < 3 \cdot 10^{-2}$), $\mu \sim T$. При $\alpha > 3 \cdot 10^{-2}$ основную роль в переносе количества движения начинают играть столкновения атомов и ионов, сопровождающиеся перезарядкой и имеющие большие эффективные сечения столкновения. В диапазоне $T = \cong 10^4 - 2 \cdot 10^4$ К наблюдается резкое уменьшение вязкости (приблизительно в 40 раз). При дальнейшем росте T и α вязкость определяется ион-ионными столкновениями и монотонно растет с увеличением T ($\mu \sim T^{5/2}$). Данные, приведенные на рис. 6, свидетельствуют о явно выраженной корреляции в температурных зависимостях для L/d и μ .

Получение на выходе из источника температуры $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, соответствующей высокотемпературному минимуму вязкости в зависимости $\mu = \mu(T)$, является условием, необходимым для достижения эффекта аномально высокой «дальнобойности» струи. Другое определяющее условие — наличие тока выноса достаточной плотности, обеспечивающего джоулев подогрев плазмы в приосевой области струи. В диапазоне исследованных параметров источника и режимов истечения эффект аномально большой «дальнобойности» реализуется при плотностях тока в разрядном канале $j > 10^8$ А/м². В этой области j справедлива аппроксимирующая эмпирическая зависимость

$$L/d \approx 0,5 \cdot 10^{-6} I/d^2,$$

где ток I , А; диаметр d , м. Третье существенное условие получения большой «дальнобойности» — трансзвуковой режим течения на начальном участке. При этом достигаются достаточно высокие значения осевого импульса, определяющие скорость движения головной части плазменной оболочки на начальной стадии истечения. В струях рассматриваемого типа указанные факторы взаимосвязаны таким образом, что при достижении на выходе из источника температуры, соответствующей высокотемпературному минимуму вязкости, за соплом формируется устойчивая газодинамическая структура с аномально длинным начальным участком. Очевидно, что такая структура может существовать лишь в течение времени, ограниченного периодом существования плазменной оболочки.

Авторы признательны И.А. Соколовой за представленные данные о вязкости плазмы ПММА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. — Л.: Машиностроение, 1985.
2. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. — Минск: Наука и техника, 1970.
3. Кисилевский Л.И., Морозов В.А., Снопко В.Н. Свойства и применение импульсных высокоэнтальпийных сверхзвуковых плазменных струй // Физика и применение плазменных ускорителей. — Минск: Наука и техника, 1974.
4. Васильев Л.А. Теневые методы. — М.: Наука, 1968.
5. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. — Л.: Наука, 1977.
6. Оптическая пирометрия плазмы / Под ред. Н.Н. Соболева. — М.: ГИИЛ, 1963.
7. Воскобойников Ю.Е., Преображенский Н.Г., Седельников А.Н. Математическая обработка эксперимента в молекулярной газодинамике. — Новосибирск: Наука, 1984.
8. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. — М.: Мир, 1967.
9. Нещерет П.А., Капустин Е.А., Шлик О.Э. К расчету течения в основном участке сверхзвуковой струи с учетом влияния торца сопла // ПМТФ. — 1984. — № 5.
10. Бойко Ю.В., Гришин Ю.М., Камруков А.С. и др. Термодинамические и оптические свойства металлов и диэлектриков. — М.: Metallургия, 1988.

г. Санкт-Петербург

Поступила 28/VII 1993 г.