

УДК 532.525.2:533.95+535.21

© 1997 г. Е.К. БОРИСОВ, Е.П. СКОРОХОД, И.В. ШАРИКОВ

СТРУКТУРА СВЕРХЗВУКОВОЙ ЭРОЗИЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Сверхзвуковая эрозийная плазменная струя получена в сильноточном разряде в капилляре. Приведена схема временного развития струи. Проведены спектральные исследования истекающей из капилляра струи (десигнатограммы негатива). Определены температуры и концентрация электронов и ионов.

Теория струи, вытекающей из сопла с избыточным статическим давлением в неподвижный газ, достаточно полно изложена в монографиях [1–3]. В [4] приведена фотография воздушной сверхзвуковой струи ($M = 1,4$, $P_0/P = 3,13$). Отчетливо прослеживаются (фиг. 276 в [4]) четыре "бочки" с последующим турбулентным размыванием.

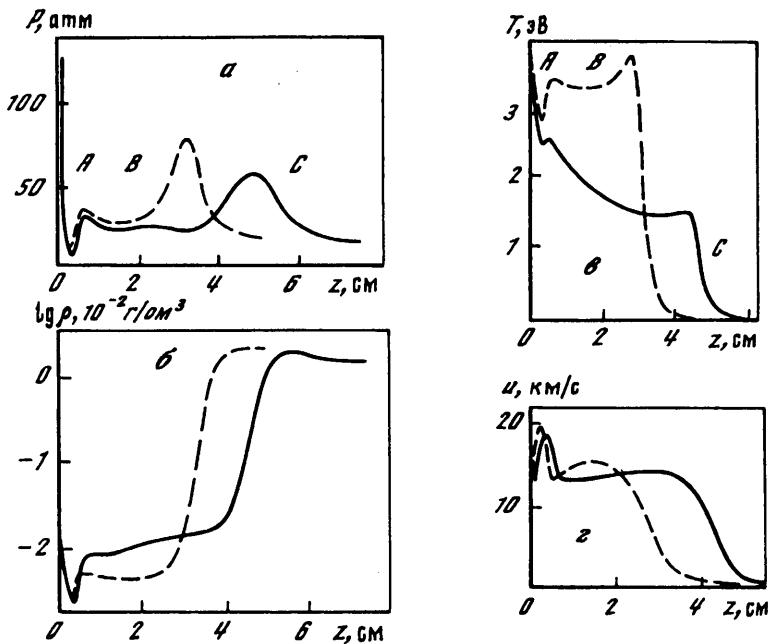
Исследования ударных волн, формируемых при разлете лазерной (замороженной) плазмы в окружающей газ, проводились на установке "Кальмар". Шлирен-фотография такой ударной волны приведена в [5]. Чередование контрастных светлых и черных областей характерно для ударных волн при разлете лазерной плазмы. В [5] отмечено наличие четырех характерных областей: области I, связанной с действием лучистой теплопроводности; области II, определяемой электронной теплопроводностью; скачка уплотнения III и области IV, характеризуемой установлением температурного равновесия между ионной и электронной компонентами плазмы. Перечисленные особенности не выявляются однозначно в сверхзвуковой плазменной струе, получаемой на установках типа прямоточного коаксиального ускорителя плазмы [6, 7] ($M = 1,5\text{--}2$, $P_0/P = 10\text{--}100$, $P = 0,1\text{--}11$ Торр), на ее длине более 1 м.

Как правило, методы исследования струи связаны с интерференцией или рассеянием света на неоднородностях. В рассматриваемом случае плазма излучает сама. Это позволяет выявлять особенности структуры струи по собственному свечению плазмы. Трудности диагностики такой квазистационарной плазмы обусловлены ее неравновесностью.

Сверхзвуковая эрозийная плазменная струя получена с помощью сильноточного капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (источник И.В. Подмошенского [8]). Параметры, характеризующие разряд в тектолите ($C_{37}H_{47}O_{16}$) [9] (как и в [8]), следующие: ток разряда 9 кА, давление на срезе капилляра 20 МПа ($P_0/P = 200$), диаметр канала 2 мм, длительность разряда 300 мкс. Истечение плазмы происходило в воздух при атмосферном давлении ($M = 1,5\text{--}3$).

Результаты двумерных расчетов такого разряда и струи, взятые из малоизвестной работы [10], приводятся на фиг. 1. Учет излучения плазмы меняет характер распределения температуры в струе и ее геометрию. Из результатов расчетов следует, что в бочке (область струи от 1 до 5 см по оси z) давление ~ 3 МПа, что соответствует давлению окружающей среды, а температура газа остается на уровне $T = 1,8$ эВ. Зависимости на фиг. 1 относятся к моменту времени $t = 40$ мкс для прямоугольного импульса, в данном случае (фиг. 2) это соответствует моменту времени ~ 100 мкс.

Фотография струи, полученная при указанных выше параметрах разряда в тектолите, близких к расчетным [9], приведена на фиг. 3. Наклон бочки (фиг. 2) обусловлен



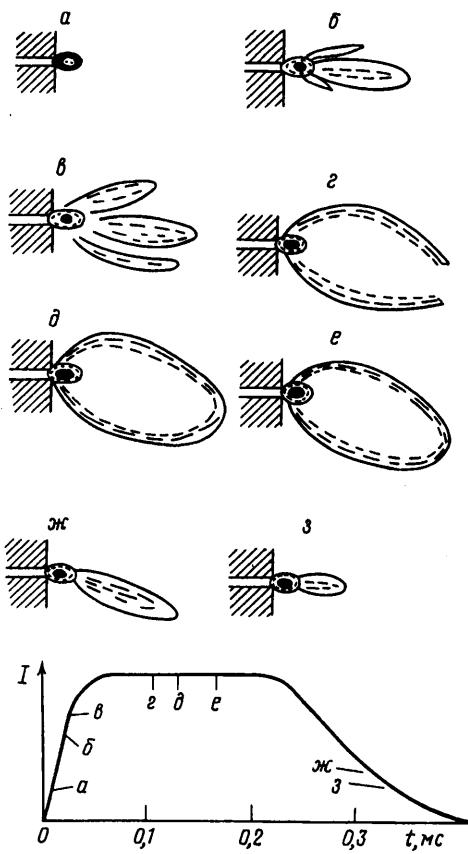
Фиг. 1. Расчетные значения давления P (а), плотности ρ (б), температуры T (в), скорости u (г) (штриховые кривые – без учета излучения) из [10], $t = 40$ мкс

конструкцией электродов. Видно, что размеры бочки равны 7–10 калибрам капилляра, что составляет 1,5 см и втрое меньше, чем это следует из расчетов. Обращает на себя внимание отсутствие свечения в бочке (светится только ее граница с одной стороны), хотя в диафрагменном разряде [11] с далеко разнесенными электродами свечение распределено по объему (бочка находится в сильном электрическом поле). Ниже по потоку от бочки свечение появляется во всем объеме струи. За диском Маха наблюдаются слабо выраженные флуктуации свечения.

Денситограммы (фиг. 4) двух последующих кадров СФР-грамм (фиг. 2) различаются по интенсивности (время задержки ~ 10 мкс). Штриховая кривая соответствует позиции г на фиг. 2, сплошная – позиции д. Область А на фиг. 4 – ярко светящаяся область дозвукового истечения плазмы из капилляра; В – бочка; С – область формирования второй бочки, которая зафиксирована на фиг. 1 в [8]. Из фиг. 2 следует, что время формирования первой бочки ~ 150 мкс. Вторая бочка не успевает установиться, так как импульс тока прекращается. Развитие второй бочки задерживается, ее конфигурация подобна фрагменту в' на фиг. 2. Свойства такой жгущейся плазмы изучены недостаточно. Представляется возможным использовать такую среду в плазмохимии при обработке мелкодисперсных порошков.

В [8] разработан эффективный метод измерения скорости струи в сильноточном капиллярном разряде. Для диафрагменного разряда скорость струи согласно [8] на расстоянии 8 см от среза канала составила 13 км/с в момент времени 50 мкс. Напомним, что в [8] исследуемая струя находилась в электрическом поле, и поэтому сравнение с результатами расчетов [10] (фиг. 1) не вполне корректно, хотя экспериментальные и численные результаты, характеризующие первую бочку, не противоречивы.

Скорость нарастания фронта ударной волны в [8] – 1 км/с, в данном случае для $t = 60$ мкс скорость фронта ~ 750 м/с, для $t = 150$ мкс – 1,2 км/с.



Фиг. 2

Фиг. 2. Схематическое изображение СФР-граммы и осциллографма тока I :
 $a - t = 0,02 \mu\text{с}; б - 0,06 \mu\text{с}; в - 0,08 \mu\text{с};$
 $г - 0,1 \mu\text{с}; д - 0,13 \mu\text{с}; е - 0,016 \mu\text{с}; ж - 0,3$
 $\mu\text{с}; з - 0,34 \mu\text{с}$

Фиг. 3. Струя плазмы ($t = 150 \mu\text{с}$)

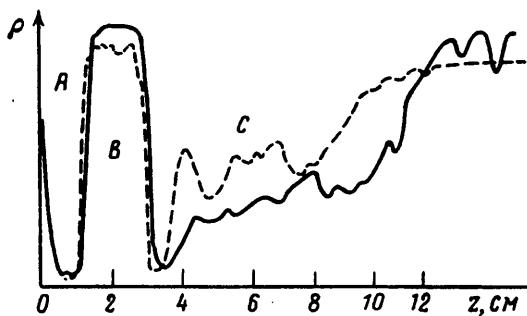


Фиг. 3

Время пролета частиц сквозь темное пространство (бочку), как показывают оценки, составляет $\sim 2 \mu\text{с}$, что согласуется с оценками [12] по временам разлета водородной плазмы (время нарушения в плазме ионизационного равновесия). Из оценок видно, что общая масса объема A (фиг. 4) близка к массе объема B . Поскольку радиус бочки (фиг. 3) в 2 раза больше радиуса приусы A , концентрация электронов практически полностью ионизованной плазмы в бочке B падает в 8 раз и, следовательно, интенсивность, оцениваемая по тормозному излучению, уменьшится в 32 раза. Из фиг. 4 видно, что интенсивность излучения в области B падает в 30 раз, плазма "заморожена". Действительно, сравнение спектров области B с данными [11] показывает, что в рассматриваемом случае в спектрограммах присутствует лишь линия H_α , а в [11] – вся серия Бальмера: $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$.

При снятии спектров прямо в торец капилляра конфигурация бочки (ее радиус больше радиуса остальной части струи) позволяет отбирать собственное излучение ее края. В спектре присутствуют яркие линии иона углерода C^+ с длиной волны 6812, 6780–6791, 6102, 5891,6, 4267 Å и линия водорода H_α 6562,79 Å. Имеется еще около 20 очень слабых линий ионов углерода и кислорода, которые пропадают при увеличении тока разряда. Общее число проявившихся линий очень мало в сравнении с количеством ярких линий дугового разряда, где плазма находится в термодинамическом равновесии. Это является косвенным подтверждением того, что в области бочки плазма рекомбинационного типа замороженная.

Для оценок концентрации электронов N_e брались линии углерода с длиной волны 6580 Å с отрицательным сдвигом и линия 4267 Å. Определялась ширина контура этих



Фиг. 4. Денситограмма струи вдоль оси: *A* – область пристыка; *B* – бочка; *C* – область формирования второй бочки; сплошная кривая – $t = 0,13$ мс; штриховая – $0,1$ мс

линий и затем из таблиц [13] – значения N_e . Радиальное распределение интенсивности не учитывалось, что вносило по расчетам [14] погрешность 20–30%. Уширение линии 4267 Å составляет $\Delta\lambda = 7,4$ Å, что дает согласно [13] $N_e = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, по линии 6580 Å получаем $N_e \sim 6 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. В [8] $N_i + N_e = 6 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

Контур линии 4267 Å имеет ярко выраженную асимметрию, и при определении концентрации ионов можно воспользоваться методикой [15]. Вычисленная константа квадратичного штарковского уширения $C_4 = 2,9 \cdot 10^{-14}$ см 4 /с, отношение красной и синей полуширины равно 7/5, параметр асимметрии $\alpha = 0,3$. Таким образом, концентрация ионов $N_i = 2,6 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

Расчеты ионизационного состава в приближении термодинамического равновесия завышают значения концентраций электронов и ионов в 3–5 раз.

По линиям иона углерода 4267 и 5889 Å определена температура возбужденных состояний $T = 0,8 \pm 0,3$ эВ, температура же электронов может оставаться около 1,6 эВ, что близко к расчетному значению. По концентрациям компонентов и температуре можно оценить давление $P = N_i k T_i + N_e k T_e$. При рассматриваемых условиях оно близко к атмосферному, что соответствует условиям эксперимента.

В бочке температура ионов примерно в 2 раза меньше электронной, так же как и в [5] в области I, в которой плазма заморожена и где преобладает лучистая теплопроводность. За диском Маха происходит значительное уменьшение лучистой теплопроводности, обусловленное временем рекомбинации плазмы, что изменяет условия формирования второй бочки и увеличивает время ее установления. Здесь преобладает электронная теплопроводность вторичных хемоэлектронов с температурой $T \sim 0,5$ эВ [16]. Степень ионизации такой плазмы резко уменьшается, а лучистая теплопроводность падает на два порядка [17].

В расчетах [10] лучистая теплопроводность оценивалась как σT^4 , что отдало диск Маха (фиг. 1, сплошная кривая), на 50% по сравнению с расчетами (штриховая кривая), без ее учета. В эксперименте наблюдается обратная картина – диск Маха смещается к торцу капилляра примерно на 50%, его положение коррелирует с временем рекомбинации плазмы, как и в случае разлета лазерной плазмы [5].

Заключение. При исследовании энергоемких плазменных образований, инициируемых эрозийным разрядом [3], возникают определенные трудности в спектральной диагностике из-за области холодной плазмы, оружающей дозвуковое истечение плазмы (керн), которое в рассмотренном случае соответствует позиции *a* на фиг. 2 и сохраняется в течение всего разряда. В сверхзвуковой струе область разлета замороженной плазмы (первая бочка) пригодна для детального спектрального анализа состава плазмы керна [3]. Из спектров следует, что для плазмы керна (текстолит) не реализуется серия Бальмера для водорода, а присутствует лишь линия H_α . Такое "окно прозрачности" для плотной плазмы пока не объясняется (особый вид кластеризации).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Лукьяннов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
3. Авраменко Р.Ф., Николаева В.И., Поскачева Л.П. Энергоемкие плазменные образования, инициируемые эрозийным разрядом – лабораторный аналог шаровой молнии // Шаровая молния в лаборатории. М.: Химия, 1994. С. 15–65.
4. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 181 с.
5. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Рунаков А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Нагрев и сжатие термоядерных мишней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНИТИ, 1982. Т. 26. Ч. 1. 303 с.
6. Ваулин Е.П., Однцова Г.А. Диагностика плазменных струй инертных газов спектральными методами // Генераторы низкотемпературной плазмы. М.: Энергия, 1969. С. 446–454.
7. Ваулин Е.П., Феоктистов Л.В., Ярошенко Л.М. Исследование параметров сверхзвуковых потоков газовых смесей // Исследования по теоретической и прикладной физике: Тр. МАИ, 1974. Вып. 290. С. 87–94.
8. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Характеристики плазменной струи мощного капиллярного разряда // Оптика и спектроскопия. 1963. Т. 15. Вып. 6. С. 743–746.
9. Борисов Е.К., Климов А.В., Кипаренко Г.Ф., Лобов А.Г., Скороход Е.П., Суров О.И., Шариков И.В. Неравновесная струя сильноточного разряда в капилляре и молекулярные спектры // Материалы 2-го Междунар. симпоз. по теорет. и прикл. плазмохимии. Иваново: Гос. хим.-технол. акад., 1995. С. 380–382.
10. Окунев В.Е., Павлюкович Н.В., Романов Г.С., Сметаников А.С. Численное моделирование динамики эрозийной плазмы мощных электрических разрядов. Ч. 2. Минск, 1984. 84 с. Препринт Ин-та тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН БССР № 7.
11. Калашников Е.В. Динамика и излучение эрозионной струи диафрагменного разряда: Дис. на соискание уч. степени канд. физ.-мат. наук. Л., 1993. 200 с.
12. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 253 с.
13. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 491 с.
14. Курков А.А., Ершов-Павлов Е.А., Чвялева Л.В. Диагностика неоднородной низкотемпературной плазмы с помощью метода локализации. Минск, 1980. 52 с. Препринт Ин-та физики АН БССР им. Степанова № 589.
15. Решетникова О.Ф., Скороход Е.П., Тюрин В.Д., Лобов А.Г. Определение концентрации электронов по нормализованным асимметричным линиям однократно заряженного иона // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 2. С. 233–236.
16. Скороход Е.П., Ананьев А.Ф., Борисов Е.К., Самсонов А.Б., Суров О.И., Шариков И.В. Спектроскопия эрозийной плазменной струи // Теплофизика и аэромеханика. 1994. Т. 1. Вып. 3. С. 205–212.
17. Лаппо Г.Б., Скороход Е.П., Иосилевский И.Л. Коэффициент лучистой теплопроводности низкотемпературной плазмы аргона с калием в широком диапазоне давлений // Тезисы докл. 1-го Всесоюзного симпоз. по радиационной плазмодинамике. М.: Энергоатомиздат, 1989. Ч. 2. С. 83–85.

Москва

Поступила в редакцию
4.XII.1995