

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.521

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

## НЕРАВНОВЕСНЫЙ СВЧ ПЛАЗМОТРОН ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. В. Быков, С. В. Голубев, В. Е. Семенов

Неравновесный СВЧ разряд высокого давления представляет значительный интерес, в частности, для осуществления высокоэффективных плазмохимических реакций. Преимущество проведения плазмохимических процессов в условиях сильной неравновесности ( $T_e, T_e \gg T_m$ , где  $T_e$  — температура электронов;  $T_e, T_m$  — температуры колебаний и поступательного движения молекул) хорошо известны [1, 2]. Повышение удельной производительности (производительности единицы объема) плазмохимического реактора требует увеличения интенсивности СВЧ излучения, давления и скорости потока газа. В этих условиях практическая реализация высокой производительности плазмохимических процессов зависит в первую очередь от возможности создания электродинамических и газодинамических устройств, способных обеспечить необходимую степень неравновесности при высоких давлениях (близких к атмосферному) и плотностях потока СВЧ энергии. В частности, эксперименты [2] показали, что в системах, использующих поток газа поперек волновода (поперечный поток), канализирующего СВЧ излучение, начиная с некоторых уровней мощности для обеспечения нужной степени неравновесности разряда приходится использовать сверхзвуковые газодинамические устройства. В то же время результаты экспериментальных и теоретических исследований [3–5] так называемого иницированного разряда высокого давления в сфокусированном пучке электромагнитных волн свидетельствуют о принципиальной возможности реализации плазмотрона с регулируемой степенью неравновесности в дозвуковом потоке газа атмосферного давления при плотностях потока энергии СВЧ излучения до 20 кВт/см<sup>2</sup>.

Действительно, основные параметры разряда: температура газа  $T_m$ , температура электронов  $T_e$  и скорость его распространения навстречу СВЧ излучению в экспериментах однозначно определялись плотностью потока СВЧ энергии  $S$  (см. рисунок). Наблюдавшийся при сравнительно низких значениях  $S$  квазиравновесный разряд ( $T_e \approx T_m$ ) при увеличении  $S$  сверх некоторой критической величины  $S_c$  переходил в неравновесный ( $T_e \gg T_m$ ), ионизация газа в котором обеспечивается благодаря достаточному повышению отношения  $E/N_m$  ( $E$  — среднеквадратичная напряженность электрического поля,  $N_m$  — концентрация нейтральных молекул) вследствие уже сравнительно небольшого изобарического нагрева газа. Распространение разряда в условиях экспериментов [3–5] определялось в основном движением расширяющегося при нагреве газа. Это означает, что наблюдавшаяся скорость движения фронта ионизации  $u$  существенно выше скорости втекания газа в ионизованную область  $v_1$ , величина которой, следовательно, вплоть до значений  $S=20$  кВт/см<sup>2</sup> была существенно дозвуковой.

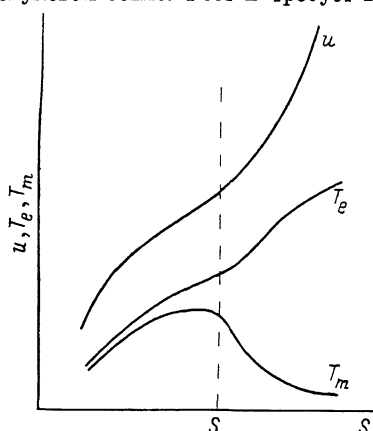
Естественно предположить, что отмеченные выше особенности разряда сохраняются и при организации его стационарного горения, т. е. организации потока газа вдоль направления падающего СВЧ излучения (продольного потока) со скоростью, равной скорости движения фронта ионизации относительно газа  $v_1$ . Подбирая при этом для каждого значения плотности потока энергии  $S$  соответствующую величину скорости потока газа  $v_1(S)$ , можно реализовать стационарный разряд с различными значениями  $T_e$  и  $T_m$ . Следует подчеркнуть, что обоснование возможности реализации неравновесного плазмотрона атмосферного давления по предлагаемой здесь схеме опирается на экспериментально установленный факт уменьшения температуры газа с ростом интенсивности СВЧ излучения [5].

Достигающаяся в плазмотроне степень неравновесности определяется при прочих равных условиях (одинаковых температуре электронов  $T_e$ , плотности  $\rho$  и составе газа) степенью

ионизации  $N_e/N_m$ , температурой  $T_{m1}$  газа на входе в активную область и величиной удельного энерговыклада в газ  $W^1$

$$W \sim \rho T_e \frac{N_e}{N_m} \frac{L}{v_1}, \quad (1)$$

где  $L$  — характерный размер зоны энерговыделения в направлении потока газа. Приведенное здесь соотношение (1) является ключевым для понимания основных трудностей реализации высокой энергетической эффективности в крупномасштабных плазмохимических реакторах на основе неравновесного разряда, обсуждавшихся в [2]. Увеличение масштабов плазмотрона неизбежно влечет за собой увеличение протяженности области энерговыделения  $L$  не только в случае поперечного, но, как будет показано ниже, и в случае продольного потока газа, если использовать разряд, возникающий в результате снижения плотности газа в сверхзвуковом сопле. Рост  $L$  требует в свою очередь уменьшения скорости течения газа  $v_1 \sim L$ ,



поскольку уменьшение степени ионизации или увеличение энерговыклада сверх определенного значения снижает энергетическую эффективность плазмохимических процессов. Переход к быстрым (сверхзвуковым) потокам сопровождается обычно снижением температуры газа, что способствует повышению эффективности плазмотрона. Однако уже в установках с  $L=30$  см приходится использовать потоки газа с числом Маха  $M=2.5$  [2], дальнейшее же увеличение скорости газового потока представляется весьма затруднительным и энергетически невыгодным.

Рассмотрим теперь характерные особенности плазмотрона на основе иницированного разряда в дозвуковом продольном потоке газа, аналогичного наблюдавшемуся в экспериментах [3–5]. Как уже отмечалось выше, повышение параметра  $E/N_m$ , необходимое для обеспечения его неравновесности, обусловлено нагревом газа в разряде. Поэтому реализация такого разряда возможна только в дозвуковом потоке газа, где нагрев способствует уменьшению плотности последнего, а основные параметры разряда: протяженность зоны энерговыделения  $L$  и степень ионизации  $N_e/N_m$  определяются механизмами распространения его по газу и не зависят от масштабов установки (ширины СВЧ пучка). Например, для фотоионизационного механизма распространения иницированного разряда, реализующегося при больших интенсивностях СВЧ излучения [3–6], характерный масштаб  $L \sim 1$  см определяется длиной свободного пробега ионизирующего излучения, а степень ионизации в основном разряде может достигать значений  $10^{-4}$ . Именно благодаря уменьшению протяженности области энерговыделения в предлагаемом плазмотроне возможна реализация неравновесного разряда при больших плотностях газа и интенсивностях СВЧ излучения и меньших скоростях потока газа по сравнению с используемыми сейчас системами.

Нагрев газа в иницированном разряде принципиален, так как он необходим для обеспечения достаточно большого значения отношения  $E/N_m$ , однако при высоких плотностях потока энергии СВЧ излучения сравнительно невелик. Обнаруженные в экспериментах [5] закономерности быстрого роста скорости распространения разряда и уменьшения температуры газа в нем с увеличением СВЧ мощности свидетельствуют не только о росте коэффициента поглощения СВЧ излучения в разряде, но и об уменьшении доли поглощенной энергии, идущей в поступательные степени свободы молекул. Оценки показывают, что при плотности потока энергии в падающей электромагнитной волне  $S=10$  кВт/см<sup>2</sup> в атмосферном воздухе (соответствующие параметры разряда: температура газа  $T_m \approx 1500$  К, скорость распространения  $u \approx 10$  м/с, эквивалентная скорость втекания газа в разряд  $v_1 = u T_{m1}/T_m \approx 2$  м/с, коэффициент поглощения СВЧ излучения не менее 30 %) удельный энерговыклад в поступатель-

<sup>1</sup> Выражение для  $W$  можно представить в форме (1) на основании следующих соображений. Удельный энерговыклад в газ определяется, очевидно, отношением плотности энергии джоулева нагрева  $eE^2L/v_1$  к плотности газа  $\rho$ . Если газ достаточно плотный, то проводимость плазмы  $\sigma \sim N_e/N_m$ , а температура электронов определяется величиной отношения  $E/N_m$ , т. е. при заданной  $T_e$  имеем  $E/\rho = \text{const}$ .

ные степеней свободы молекул составляет  $\sim 0.3$  эВ/мол., а полный удельный энерговклад  $\mathcal{W}$  превышает 2 эВ/мол.

В обсуждавшейся ранее схеме плазмотрона с продольным сверхзвуковым потоком газа [2] рассматривался в отличие от предложенной выше системы самостоятельный СВЧ разряд, возникающий в области пониженной плотности газа в сверхзвуковом сопле. Характерные параметры этого разряда должны зависеть от масштабов сопла. В крупномасштабных системах такого типа не только возрастает  $L$ , но и уменьшается степень ионизации.

Действительно, в условиях, когда нагрев газа не приводит к возрастанию отношения  $E/N_m$  (как это имеет место в сверхзвуковом потоке газа), плотность образующейся плазмы  $N_e$  можно оценить на основании анализа электродинамики разряда.<sup>2</sup> В плотных газах, где частота столкновений электронов с молекулами  $\nu$  превышает частоту поля  $\omega$ , ослабление амплитуды электромагнитной волны  $E$  в плазме определяется ее поглощением<sup>3</sup>

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{2\pi\sigma}{c} E, \quad (2)$$

$z$  — координата вдоль направления распространения СВЧ излучения,  $\sigma = e^2 N_e / m \nu$  — проводимость плазмы. Полагая для простоты с растущей функцией параметра  $E/N_m$  ( $N_m$  — концентрация нейтральных молекул), нетрудно получить из (2), что

$$\sigma \leq \max \left\{ -\frac{c}{2\pi} \frac{1}{N_m} \frac{\partial N_m}{\partial z} \right\}. \quad (3)$$

Отсюда следует, что даже в отсутствие нагрева газа, который при сверхзвуковом течении последнего приводит к возрастанию его плотности и, следовательно, уменьшению отношения  $E/N_m$ , максимальная проводимость плазмы самостоятельного разряда в сопле Лаваля не превышает значения

$$\sigma_m \sim c/2\pi L, \quad (4)$$

где протяженность области энерговыведения  $L$  совпадает в данном случае с продольным масштабом сопла  $a$ . На основании (4) можно утверждать, что при использовании неравновесного разряда в продольном сверхзвуковом потоке газа в крупномасштабных установках весьма затруднительным представляется не только реализация малых протяженностей области энерговыведения  $L$ , но и достижение высоких степеней ионизации, необходимых для обеспечения эффективной неравновесной накачки энергии в газ. В частности, для воздуха в условиях самостоятельного разряда  $\nu/N_m \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$  и из (4) находим  $N_e/N_m \leq \leq 3 \cdot 10^{-6}/a$  [см].

Таким образом, в крупномасштабных плазмохимических установках может оказаться энергетически выгодным использование плазмотрона на иницированном разряде в продольном дозвуковом потоке газа. Параметры плазмы такого разряда не должны зависеть от масштабов системы, а доля энергии, теряемая на нагрев газа, невелика и убывает с ростом мощности СВЧ излучения.

## Литература

- [1] Животов В. К., Русанов В. Д., Фридман А. А. Сб. «Химия плазмы». М.: Энергоатомиздат, 1984, в. 11, с. 200—243.
- [2] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984, 415 с.
- [3] Батанов Г. М., Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Труды ФИАН, 1985, т. 160, с. 174—203.
- [4] Бродский Ю. Я., Венедиктов Н. П., Голубев С. В. и др. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 3, с. 187—190.
- [5] Богатов Н. А., Бьков Ю. В., Венедиктов Н. П. и др. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 6, с. 725—732.

<sup>2</sup> Подробные исследования электродинамического механизма ограничения плотности плазмы самостоятельного разряда в сфокусированных пучках электромагнитных волн надпробойной интенсивности даны в [7, 8].

<sup>3</sup> Предполагается, что плотность плазмы достаточно мала ( $\sigma \ll \omega$ ) и отражением электромагнитных волн от нее можно пренебречь. Как будет ясно из дальнейшего, эти условия реализуются в крупномасштабных установках.

- [6] Бородачева Т. В., Семенов В. Е. ЖТФ, 1985, т. 55, № 9, с. 1743—1747.  
 [7] Гильденбург В. Б. ЖТФ, 1980, т. 78, № 3, с. 952—956.  
 [8] Семенов В. Е. Физика плазмы, 1982, т. 8, № 3, с. 613—618.

Институт прикладной физики  
 АН СССР  
 Горький

Поступило в Редакцию  
 5 августа 1986 г.  
 В окончательной редакции  
 25 июня 1987 г.

УДК 539.188

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

## УСКОРЕНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ В АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. Авроров, В. Т. Астрелин, Э. Л. Бояринцев,  
 В. А. Капитонов, В. М. Лагунов

В работе представлены результаты экспериментов на установке «Акватор» по получению методом «газодинамического» ускорения [1] и транспортировке в сильном ( $\sim 10$  кЭ) магнитном поле мощных потоков ионов углерода. Подробное описание установки дано в [2]. В качестве источника плазмы, из которой извлекаются ионы, применена фторопластовая пленка толщиной 20—40 мкм. Применение такой пленки и соответствующая вакуумная гигиена

позволили получить потоки ионов углерода с малым ( $\leq 5\%$ ) содержанием протонов. Для измерения абсолютной величины плотности тока тяжелых ионов в магнитном поле предложен и использован новый вид коллектора, позволяющий регистрировать за один импульс радиальный профиль пучка. Конструкция такого датчика приведена на рис. 1. Квазинейтральный поток частиц 3 попадает через отверстия 4 диаметром 0,8 мм внутрь коаксиальной линии, магнитное поле которой, создаваемое током, протекающим по центральному проводнику 1, разделяет заряды и подавляет ток вторичной эмиссии электронов с коллекторных пластин 5. Питание коаксиальной линии осуществляется батарейей из двух конденсаторов ИК 6-150, период колебаний разрядного контура 40 мкс, максимум тока достигает 180 кА, магнитное поле на внутренней поверхности цилиндра 2 (рис. 1) — 50 кЭ. При такой величине магнитного

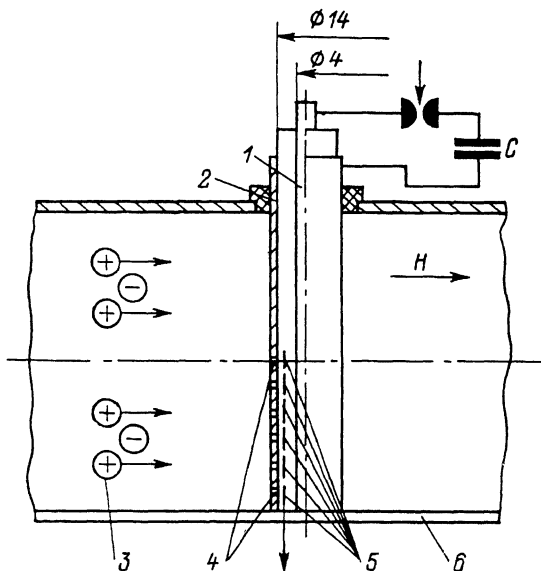


Рис. 1.

поля ларморовский радиус релятивистских электронов предельного (вакуумного) для дрейфовой камеры тока уменьшается настолько, что они перестают попадать на коллекторы датчика и не создают помех для измерения начала импульса тока ускоренных ионов. В описываемых экспериментах коаксиальная линия располагалась вдоль радиуса цилиндрической дрейфовой камеры 6, причем гальваническая связь совпадающего со стенкой камеры короткозамкнутого конца линии облегчала проведение измерений сигналов с коллекторов.

Было изготовлено и опробовано несколько датчиков, коаксиальными линиями которых служили трубки как из нержавеющей стали, так и из меди с толщиной стенки 1—2 мм, до статочной для проникновения внешнего квазистационарного ( $\sim 10^{-3}$  с) аксиального магнитного поля. Основное возмущение, вносимое датчиком, — это провисающее в отверстия 4 (рис. 1) магнитное поле тока, протекающего по коаксиальной линии. На расстоянии, много