

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ
ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ
ПОТОКАХ ВОЗДУХА© 2022 г. В. М. Шибков^{а, *}, К. Н. Корнев^а, А. А. Логунов^а, Ю. К. Нестеренко^а^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: shibkov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 01.05.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2022 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований параметров плазмы пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках воздуха. Экспериментально показано, что в условиях изучаемого разряда концентрация электронов в канальной плазме пульсирующего разряда увеличивается от $\sim 10^{16}$ до 4×10^{16} см⁻³ с ростом разрядного тока от 4 до 16 А и нарастает при увеличении скорости потока при постоянном значении разрядного тока. Показано также, что температура электронов в плазме пульсирующего разряда порядка 1 эВ, а канальная плазма является сильно ионизированной средой, степень ионизации которой увеличивается от 1 до 30% при переходе от дозвуковых к сверхзвуковым воздушным потокам.

Ключевые слова: поперечно-продольный разряд, концентрация и температура электронов, степень ионизации плазмы, дозвуковые и сверхзвуковые потоки, методы диагностики

DOI: 10.31857/S0367292122100201

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для повышения эффективности прямоточных воздушно-реактивных двигателей со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания используются различные застойные зоны в виде пилонов и плохообтекаемых механических стабилизаторов [1, 2]. Однако в последнее время активно разрабатываются новые способы, позволяющие увеличить скорость горения и обеспечить полное сгорание топлива внутри двигателя без применения механических стабилизаторов. Альтернативным механическим стабилизаторам является применение различного типа электрических разрядов [3–12]. В [3] приводится описание развития плазменной аэродинамики в нашей стране и за рубежом в 90-х годах прошлого века. В обзоре [4] рассмотрены работы, в которых представлены экспериментальные и теоретические исследования по плазменно-стимулированному воспламенению и стабилизации горения в высокоскоростных потоках. В [5] исследуются импульсно-периодические наносекундные высоковольтные разряды с целью их применения в плазменной аэродинамике. Изучению наносекундного разряда, создаваемого в импульсно-периодическом режиме, как средству для быстрого воспламенения дозвуковых воздушно-углеводородных потоков посвящена работа

[6]. В [7] рассмотрено влияние факельного разряда на процесс горения сверхзвуковых потоков воздушно-углеводородных смесей. Основные свойства и параметры свободно локализованных и поверхностных СВЧ-разрядов и возможность их применения в сверхзвуковой плазменной аэродинамике рассмотрены в [8]. Воспламенение пропан-воздушной смеси в условиях подкритического несамостоятельного СВЧ-разряда исследовано в [9]. В [13] рассмотрено воспламенение метан-кислородной смеси с помощью коаксиального СВЧ-плазмотрона. Для поддержания стабильного горения воздушно-углеводородных смесей в нашей лаборатории широко используется квазистационарный пульсирующий поперечно-продольный разряд [10–12, 14, 15].

Плазменная технология позволяет в масштабах реального времени целенаправленно воздействовать на высокоскоростные топливовоздушные потоки, управлять процессом сжигания многокомпонентных химически активных смесей в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках и стабилизировать горение топлива в прямоточных воздушно-реактивных двигателях. Для применения пульсирующего поперечно-продольного разряда в качестве стабилизатора горения топлива необходимо знать основные параметры канальной плазмы, а именно, концентрацию и

температуру электронов. В настоящей работе проведено экспериментальное изучение свойств электронной компоненты в канальной плазме, создаваемой в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках с помощью квазистационарного электродного разряда. Исследование электронной компоненты плазмы поперечно-продольного электродного разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках воздуха, необходимо для оптимизации его создания с целью быстрого плазменно-стимулированного воспламенения и увеличения полноты сгорания углеводородного топлива. Экспериментально получены зависимости концентрации и температуры электронов от величины разрядного тока и скорости потока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка состоит из вакуумной цилиндрической барокамеры объемом три кубических метра, двух камер высокого давления для хранения пропана и сжатого воздуха, прямоугольного расширяющегося аэродинамического канала, высоковольтного источника питания, системы синхронизации и диагностической аппаратуры. Подробно основные характеристики функционирования установки приведены в [10–12, 14–16]. Расширяющийся аэродинамический канал использовался с целью предотвращения его теплового заклинивания при горении углеводородного топлива [15]. Система хранения воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.6 м³ с компрессором, поднимающим давление воздуха до величины $p_0 = 1–6$ атм и электромагнитного клапана с временем срабатывания $t \sim 10$ мс. Воздух высокого давления с помощью гибкого воздуховода поступает на вход профилированного сопла Лаваля, к выходу которого жестко присоединен расширяющийся аэродинамический канал прямоугольного сечения. При этом отношение выходного сечения $S_2 = 38$ см² к входному $S_1 = 3$ см² сечению канала $S_2/S_1 = 12.7$. Продольная длина канала – 50 см. Поперечно-продольный разряд, создается в высокоскоростных потоках воздуха между двумя электродами, смонтированными внутри расширяющегося канала симметрично относительно его продольной оси. Минимальное расстояние между катодом и анодом $d = 0.1–1.0$ мм. Длина электродов одинакова и равна $l = 65$ мм. Максимальное расстояние между анодом и катодом равно 20 мм. Схематическое изображение расширяющегося аэродинамического канала, электродной системы, плазменной петли пульсирующего поперечно-продольного разряда и системы регистрации спектра представлено на рис. 1. Один конец световода (6), фокусирующая линза (7) и поворотное зеркало (8) были жестко связаны в единый блок и могли перемещаться в пространстве.

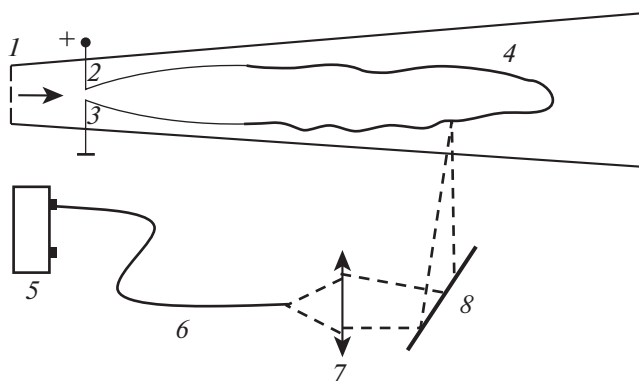


Рис. 1. Схематическое изображение расширяющегося аэродинамического канала – 1, стрелкой показано направление потока. Электродный узел: анод – 2, катод – 3 заземлен, плазменная петля – 4, двухканальный спектрометр – 5, световод – 6, фокусирующая линза – 7, поворотное зеркало – 8.

Электрическая схема состоит из последовательно включенных стационарного источника питания с выходным напряжением $U_0 = 4.5$ кВ и внутренним сопротивлением 100 Ом, обеспечивающим в течение 2 с существование поперечно-продольного пульсирующего разряда при токе от 2 до 20 А, балластного сопротивления, величина которого могла ступенчато переключаться в пять фиксированных позиций $R_4 = 145–675$ Ом, безындукционного сопротивления $R_5 = 0.32$ Ом для измерения величины разрядного тока. Падение напряжения на разряде измерялось с помощью безындукционного делителя напряжения с коэффициентом деления $k = 8760$. Используемый электродный узел позволял реализовать пульсирующий разряд квазипостоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне давления $p = 10–760$ Торр воздуха в барокамере, скорости потока $v = 50–600$ м/с, температуры холодного воздуха в потоке $T = 168–250$ К. Массовый расход воздуха 60–120 г/с. В экспериментах сверхзвуковой воздушный поток существовал в течение 2–3 с. В течение 1–2 с создавался разряд с временной задержкой 0.4 с по отношению к переднему фронту импульса пуска воздуха.

3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

В экспериментах использовался диагностический комплекс, состоящий из цифровых спектрометров, осциллографов, фотокамер, видеосистемы, персональных компьютеров. Параметры потока определялись по измеренным значениям статического p_1 и полного p_0 давлений, соответственно, в аэродинамическом канале и ресивере, содержащем сжатый до высокого давления воздух. По измеренному отношению p_1/p_0 , используя

хорошо известные формулы газовой динамики [1], рассчитывались величины скорости потока, температуры газа и концентрации молекул воздуха в холодном высокоскоростном потоке.

Процесс развития плазменной петли фиксировался с использованием цифровой видеокамеры “ВидеоСпринт” с электронно-оптическим затвором. Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксируется с помощью цифрового двухканального спектрометр AvaSpec-2048-2-DT с полушириной аппаратной функции 0.06 нм для первого канала и 0.35 нм для второго. Усреднение проводилось за время экспозиции $\tau = 2$ мс.

В спектре излучения плазмы нестационарного пульсирующего разряда в высокоскоростном потоке воздуха при атмосферном давлении в барокамере присутствуют интенсивные полосы циана и молекулярного иона азота, спектральные линии атомарного водорода, кислорода, азота и меди, а также наблюдается интенсивный континуум. Для измерения параметров плазмы необходимо было провести коррекцию зарегистрированного спектра с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрометра [17–19]. При определении коэффициента спектральной чувствительности спектрометра учитывался тот факт, что при фиксированной температуре вольфрама отличие его интенсивности от излучения абсолютно черного тела меняется при изменении длины волн излучения [19]. Температура газа в плазменном канале пульсирующего разряда определялась спектральным методом по полосам циана [20] и молекулярного иона азота. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и N_2^+ при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора. Далее проводилось сравнение экспериментально полученного спектра с данными математического моделирования. Температура газа считалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами.

Концентрация электронов измерялась по штарковскому уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода. Регистрируемое в эксперименте уширение спектральных линий H_α и H_β бальмеровской серии водорода изменялось в диапазоне 0.6–2.4 нм. В эксперименте использовался цифровой шестиканальный спектрометр “OceanOptics” с обратной линейной дисперсией 0.063 нм/мм, минимальное время экспозиции $\tau = 2$ мс. Для измерения степени ионизации воздуха использовалась непосредственная связь концентрации электронов с полушириной $\Delta\lambda$ спектральной линии [21]. Уширение линии происходит не только из-за эффекта Штарка, но и за счет эффекта Доплера, конечного времени жизни воз-

бужденного атома, эффектов давления и аппаратной функции спектрального прибора, определяемой экспериментально. Из полученных значений полуширины $\Delta\lambda$ спектральных линий H_α и H_β выделялась штарковская компонента в соответствии с теорией контуров и эмпирической зависимостью [22].

В эксперименте температура электронов отождествлялась с температурой распределения заселенностей уровней, измеренных по интенсивностям излучения паров меди. Такая оценка справедлива для сильно ионизованной плазменной среды, которой является при токах порядка 5–20 А канальная плазма поперечно-продольного квазистационарного разряда. Пары меди появлялись в канальном поперечно-продольном разряде за счет абляционного сноса атомов меди из области катодных и анодных пятен, образующихся на электродах при протекании тока в высокоскоростном потоке воздуха.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимости концентрации электронов от разрядного тока представлены на рис. 2 при скорости воздушного потока 240 (прямая 1) и 420 м/с (прямая 2). Кратчайшее расстояние между электродами $d = 0.7$ мм. Важно отметить, что при токе $i \sim 4$ А концентрации электронов при скорости воздушного потока 240 и 420 м/с приблизительно равны. В то же время температура газа отличается приблизительно на 1000 К (см. [23]). Следует заметить, что экспериментально измеренная температура газа тем выше, чем больше кратчайшее расстояние между анодом и катодом [24].

Зависимости температуры газа в холодном потоке (кривая 1) и в нагретом плазменном канале (кривая 2) пульсирующего поперечно-продольного разряда от скорости высокоскоростного воздушного потока представлена на рис. 3. Видно, что увеличение скорости потока от 230 до 500 м/с приводит к уменьшению температуры в холодном потоке от 280 до 170 К, в то время как температура в плазменном канале растет от 6500 до 7500 К.

Одновременно, как видно из рис. 4, из-за снижения плотности уменьшается концентрация нейтральных атомов, как в холодном потоке, так и в нагретом плазменном канале, что, как будет показано позднее, ведет к резкому росту приведенного электрического поля и увеличению степени ионизации плазмы. Также видно, что кривая для холодного потока спадает медленнее, чем кривая для нагретого канала. Это связано с тем, что с ростом скорости потока увеличивается температура газа в плазменном канале, создаваемом в свободном пространстве при атмосферном давлении воздуха.

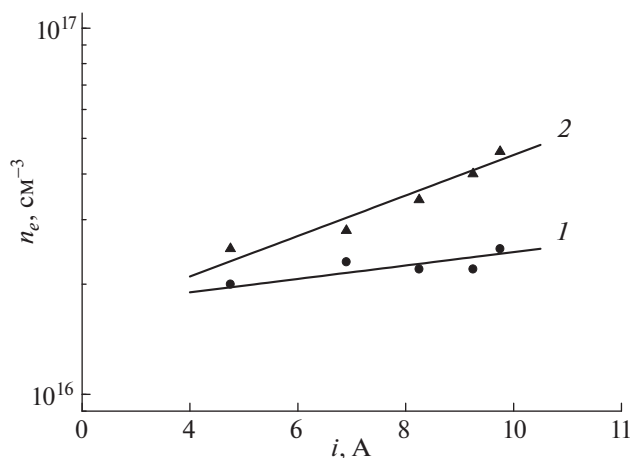


Рис. 2. Зависимости концентрации электронов в плазме исследуемого разряда от разрядного тока при скорости воздушного потока 240 м/с (прямая 1) и 420 м/с (прямая 2).

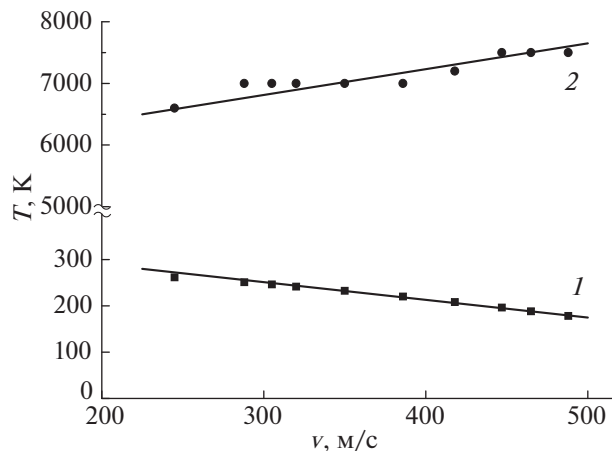


Рис. 3. Зависимости температуры газа на расстоянии $z = 25$ мм от анода в холодном потоке (кривая 1) и в нагретом плазменном канале (кривая 2) пульсирующего поперечно-продольного разряда при $i = 14.5$ А от скорости высокоскоростного воздушного потока.

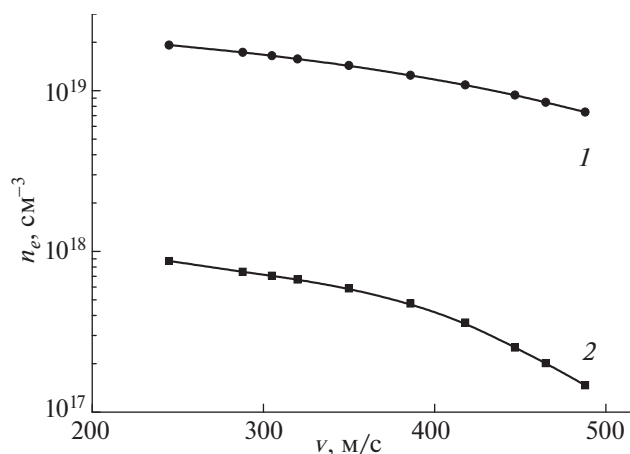


Рис. 4. Зависимости от скорости высокоскоростного воздушного потока концентраций нейтральных невозбужденных молекул в холодном потоке (кривая 1) и в нагретом плазменном канале (кривая 2) пульсирующего поперечно-продольного разряда на расстоянии $z = 25$ мм при $i = 14.5$ А.

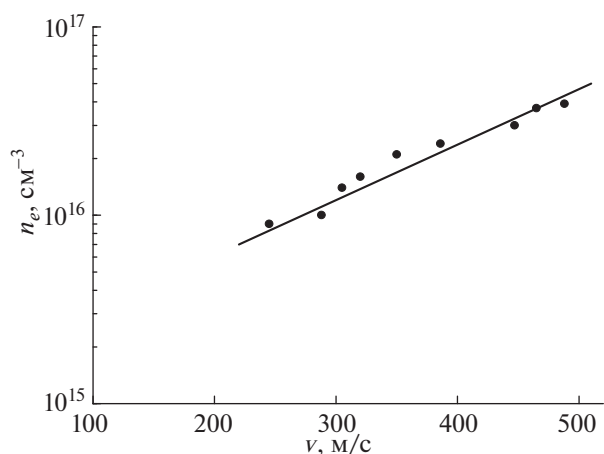


Рис. 5. Зависимость концентрации электронов от скорости потока при разрядном токе 14.5 А, расстояние от электродов $z = 10$ мм, кратчайшее расстояние между электродами $d = 0.1$ мм.

На рис. 5 представлена зависимость концентрации электронов от скорости потока. Измерения проводились на расстояние от электродов $z = 10$ мм, при этом кратчайшее расстояние между электродами $d = 0.1$ мм, а разрядный ток 14.5 А. Видно, в этих условиях при постоянной величине разрядного тока увеличение скорости воздушного потока ведет к росту концентрации электронов почти на порядок величины от $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при скорости 250 м/с до $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $v = 500$ м/с.

Из рис. 6, где приведена зависимость степени ионизации газа от скорости воздушного потока,

полученной по экспериментальным данным, представленным на рис. 4 и 5, видно, что при скорости воздушного потока порядка 500 м/с степень ионизации достигает 20–30%, т.е. плазма пульсирующего поперечно-продольного разряда оказывается сильно ионизованной, что способствует быстрому воспламенению топлив. При высокой степени ионизации, и соответственно, при больших концентрациях электронов основным каналом нагрева молекулярного газа является упругий нагрев, тогда как в слабоионизованной плазме на первый план выходят механизмы, связанные с неупругими взаимодействиями (см., например, [25, 26] и работы других авторов). Воздух

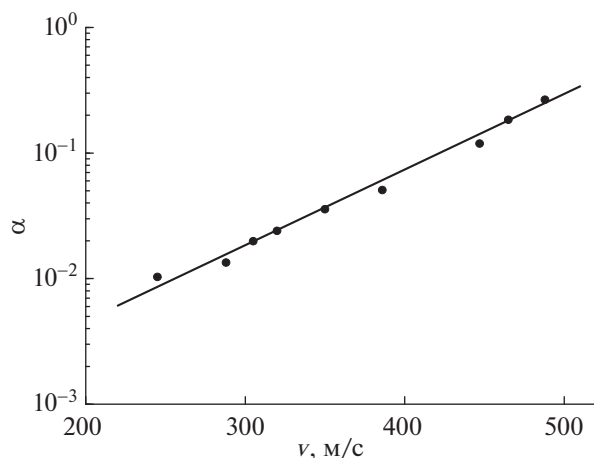


Рис. 6. Зависимость степени ионизации газа от скорости потока при $i = 14.5$ А, $z = 10$ мм, $d = 0.1$ мм.

в канальной плазме быстро нагревается, при этом высокая температура нейтрального газа является основным условием, обеспечивающим воспламенение и поддержание несамостоятельного плазменно-стимулированного горения углеводородного топлива. Эксперименты проводятся в нестационарном пульсирующем поперечно-продольном электродном разряде, создаваемом в высокоскоростных воздушных потоках. В этих условиях одновременно изменяются во времени и пространстве все основные параметры плазмы. При этом диаметр канала слабо растет с увеличением тока. Уменьшение диаметра канала можно ожидать при больших разрядных токах. Для ограничения роста диаметра за счет стабилизации собственным магнитным полем нужны, согласно [27], токи разряда $i > 50$ А.

Экспериментально получено, что с ростом степени ионизации разряда с увеличением скорости воздушного потока, растет и величина напряженности продольного электрического поля в нагретом плазменном канале, это можно видеть на рис. 7. Отметим, что в отличие от продольного электрического поля, величина приведенного электрического поля имеет нелинейную зависимость и переходит в фазу быстрого роста при скорости потока 400 м/с. Это связано с резким уменьшением концентрации нейтралов в плазменном канале в той же области скоростей, что уже было показано на рис. 4 (кривая 2).

В спектре наблюдаются также спектральные линии атома меди с длинами волн 510.5, 515.3 и 521.8 нм. Пары меди возникают в плазме в результате абляции, т.е. процесса уноса вещества с поверхности электродов, обтекаемых сверхзвуковым воздушным потоком, при протекании через них электрического тока и образования на кончиках электродов сильно нагретых катодных и анод-

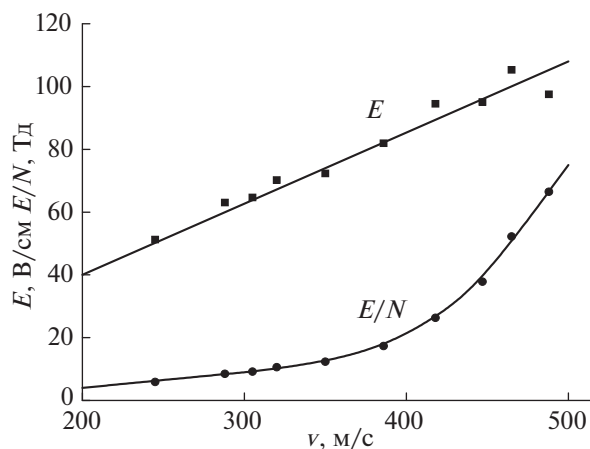


Рис. 7. Зависимости напряженности продольного электрического поля и приведенного значения электрического поля в нагретом плазменном канале пульсирующего поперечно-продольного разряда от скорости высокоскоростного воздушного потока при $i = 14.5$ А.

ных пятен, в которых происходит плавление материала электродов [28–34]. По отношению интенсивностей различных пар спектральных линий меди I_1/I_2 и I_1/I_3 , где I_1 интенсивность линии с длиной волны $\lambda_1 = 510.5$ нм, $I_2 - \lambda_2 = 515.3$ нм и $I_3 - \lambda_3 = 521.8$ нм измерялась температура распределения по уровням энергии заселенностей возбужденных атомов меди T_{Cu} . Температура электронов в плазме пульсирующего разряда оценивалась по относительным интенсивностям этих линий меди. Экспериментально показано, что температура распределения атомов меди лежит в пределах 1.0–1.5 эВ, что близко к температуре электронов, измеренной по тормозному спектру [23].

Для подтверждения экспериментально полученных результатов по измерению температуры электронов в [35] было выполнено математическое моделирование функции распределения электронов по энергиям в неравновесной импульсной плазме. Функция распределения электронов по энергиям вычислялась на основе решения уравнения Больцмана для сферически симметричной компоненты ФРЭЭ. Было показано [35], что при высокой степени ионизации плазмы в условиях квазистационарного поперечно-продольного разряда в потоке воздуха реализуется близкая к максвелловской функция распределения электронов по энергиям с эффективной температурой электронов порядка 1 эВ (см. рис. 8, штриховая линия 2), так как в этих условиях ФРЭЭ формируется в основном за счет электрон-электронных столкновений, частота которых намного превышает частоту обмена энергией при

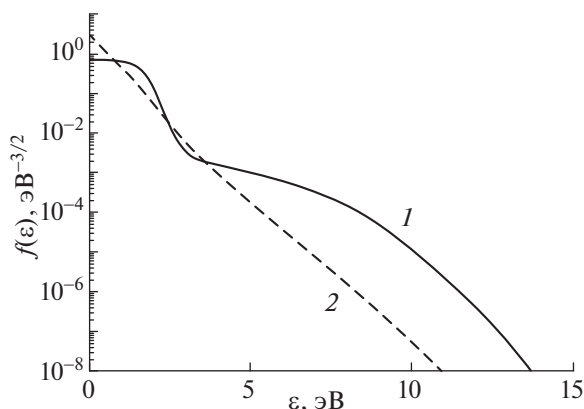


Рис. 8. Функция распределения электронов по энергиям при $E/n = 30$ Тд и степени ионизации плазмы 10^{-6} (сплошная кривая 1) и 10^{-3} (штриховая кривая 2).

столкновении электронов с нейтральной компонентой.

При тех же условиях приведенного электрического поля $E/n = 30$ Тд, но в слабоионизованной плазме со степенью ионизации 10^{-6} , реализуется неравновесная функция распределения электронов по энергиям, вид которой сильно зависит от степени колебательного возбуждения молекул воздуха (рис. 8, кривая 1).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что в условиях поперечно-продольного электродного пульсирующего разряда в высокоскоростных воздушных потоках концентрация электронов в канальной плазме увеличивается от $\sim 10^{16}$ до 4×10^{16} см^{-3} с ростом разрядного тока от 4 до 16 А и нарастает при постоянном значении разрядного тока с увеличением скорости потока от 250 до 500 м/с. Показано также, что температура электронов в плазме пульсирующего разряда порядка 1 эВ, а канальная плазма является сильно ионизованной средой, степень ионизации которой достигает 30% при сверхзвуковых воздушных потоках со скоростью 500 м/с.

Константин Корнев является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” и благодарит его за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. Изд. 4-е. М.: Наука, 1976. 597 с.
2. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей. Учебник для вузов / Под ред. Шляхтенко С.М. Изд. 2-е. М.: Машиностроение, 1987. 568 с.

3. *Fomin V.M., Tretyakov P.K., Taran J.-P.* // Aerospace Sci. Technology. 2004. V. 8. P. 411.
4. *Starikovskaya S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R265.
5. *Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N., Mintousov E.I., Nudnova M.M., Rakitin A.E., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Zhukov V.P.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1182.
6. *Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1198.
7. *Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A., Jackson T., Williams S., Barnett J., Tam C.-J., Bivolaru D.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 641.
8. *Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V.* // J. Propulsion and Power. 2009. V. 25. P. 123.
9. *Esakov I., Grachev L., Khodataev K., VanWie D.* // AIAA Pap. 2004. V. 2004. P. 840.
10. *Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 551.
11. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 314.
12. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 661.
13. *Artem'ev K.B., Kazantsev S.Yu., Kononov N.G., Kosyri I.A., Malykh N.I., Popov N.A., Tarasova N.M., Filimonova E.A., Firsov K.N.* // J. Phys. D – Applied Phys. 2013. V. 46. P. 055201-11.
14. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А.* // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. С. 183.
15. *Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. С. 353.
16. *Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. Послано в печать.
17. *Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М.* Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ. 1996, 204 с.
18. *Шибкова Л.В., Шибков В.М.* Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005, 200 с.
19. *Малышев В.И.* Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 480 с.
20. Оптическая пирометрия плазмы. Сб. статей / Под ред. Н.Н. Соболева. М.: Иностранная лит-ра, 1969. 428 с.
21. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгрена. М.: Мир, 1971.
22. *Olivero J.J., Longbothum R.L.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1977. V. 17. P. 233.
23. *Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н.* // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. С. 836.
24. *Логунов А.А., Корнев К.Н., Шибкова Л.В., Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. С. 22.
25. *Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35. С. 693.
26. *Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35. С. 871.

27. *Финкельбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма / Под ред. В.А. Фабриканта. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1961. 369 с.
28. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
29. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Т. 1. М.: Гостехиздат, 1952. 432 с.
30. *Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В., Аныпалов А.С., Хвесьюк В.И., Дюжев Г.А., Дандарон Г.* Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Монография. Новосибирск: Наука. 1982. 158 с.
31. *Любимов Г.Л., Раховский В.И.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 665.
32. *Кесаев И.Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
33. *Бейлис И.И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 1124.
34. *Королев Ю.Л., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 256 с.
35. *Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N., Dolbnya D.S.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1394. P. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/0120021> (8th Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics).