

## ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

**Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке**В. М. Шибков<sup>a</sup>, Л. В. Шибкова, А. А. Логунов

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
E-mail: <sup>a</sup>shibkov@phys.msu.ru*

Статья поступила 02.06.2016, подписана в печать 23.09.2016.

Определены параметры плазмы пульсирующего разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке с числом Маха  $M = 2$ . Показано, что в спектре излучения газоразрядной плазмы, наряду с интенсивными полосами циана и молекулярного иона азота, а также спектральными линиями атомарного кислорода, азота, водорода и меди, наблюдается интенсивный непрерывный спектр, обусловленный торможением электронов на ионах. Получены зависимости температуры электронов от разрядного тока и продольной координаты. Показано, что исследуемая плазма является неравновесной с температурой электронов, намного превышающей температуру газа.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой воздушный поток, пульсирующий в потоке разряд, низкотемпературная плазма, тормозной спектр, температура электронов.

УДК: 533.9. PACS: 52.80.-s, 52.70.-m.

Для развития современной авиации требуется поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками газового потока вблизи поверхности летательного аппарата, снижать поверхностное трение, задерживать ламинарно-турбулентный переход, управлять отрывом потока, уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения сверхзвуковых потоков горючего в прямоточном двигателе. Одним из новых решений данных проблем является использование различного типа газовых разрядов. Поэтому в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы, а именно сверхзвуковая плазменная аэродинамика [1]. При этом для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов предлагается создавать перед ними и на их несущих поверхностях плазменные образования, а в целях уменьшения времени воспламенения горючего в прямоточном двигателе использовать неравновесную газоразрядную плазму. Одна из проблем, которую необходимо решить при создании современной высокоскоростной авиации, — обеспечение эффективного, устойчивого и управляемого горения углеводородного топлива в сверхзвуковом воздушном потоке с учетом переменных характеристик внешней среды, возникающих в процессе полета летательного аппарата. В различных институтах проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования в рамках сверхзвукового плазменно-стимулированного горения топливной смеси. Тем не менее на сегодняшний день недостаточно проработаны экспериментальные исследования, посвященные изучению различных механизмов, связанных с быстрым объемным воспламенением и стабилизацией горения

высокоскоростных потоков углеводородного топлива. Продолжается поиск оптимального типа электрического разряда и необходимого оптимального режима создания плазмы [2–28].

Экспериментально тестировались различные типы самостоятельных газовых разрядов, а именно свободно локализованный разряд, создаваемый сфокусированным пучком электромагнитного излучения; микроволновый разряд, создаваемый поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха; а также импульсные поперечные и продольные поверхностные и объемные электродные разряды [2, 6, 10–25]. Так как самостоятельные СВЧ-разряды существуют при высоких величинах приведенного электрического поля, то в случае их применения нарабатывается больше активных частиц, чем в плазме электродного разряда. Это сильно влияет на кинетику процессов с участием активных радикалов и, как следствие, уменьшает время индукции, что является очень перспективным для инициации воспламенения сверхзвуковых потоков газообразного топлива

Воспламенение сверхзвукового пропан-воздушного потока с помощью СВЧ-разрядов для различных значений давления газа, длительности воздействия, СВЧ-мощности, состава смеси и т. д. было исследовано в ряде работ (см. [6] и цит. лит.). В работах [3, 4] для воспламенения используется высоковольтный наносекундный разряд, развивающийся в виде высокоскоростной волны ионизации и создающий сильно возбужденную плазму в разрядном промежутке на характерных временных масштабах в десятки наносекунд. В [5] исследуется возможность использования высоковольтного наносекунд-

ного разряда, создаваемого в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 50 кГц, для воспламенения дозвуковых воздушно-углеводородных потоков. Вопросы, связанные с применением газоразрядной плазмы для воспламенения воздушно-углеводородных топлив, обсуждаются в [7–9]. Кроме того, в литературе большое внимание уделяется влиянию различных активных частиц на механизм воспламенения.

Различная степень ионизации газа достигается для разных разрядов при одинаковой вкладываемой удельной мощности. При этом подводимая электрическая энергия различным образом распределяется по внутренним степеням свободы молекулярного газа. Это распределение сильно зависит от приведенного электрического поля, которое, в свою очередь, определяется электродинамикой разряда. Эксперименты [24, 25] показали, что импульсно-периодический электродный разряд приводил к поджигу только при длительности импульса больше, чем 150 мкс. Воспламенение сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси с помощью свободно локализованного СВЧ-разряда осуществлялось уже при длительности импульса  $\tau \approx 25$  мкс, а воспламенение с помощью поверхностного СВЧ-разряда происходило практически без задержки сразу же после включения микроволновой энергии. Самостоятельные СВЧ-разряды существуют при высоких величинах приведенного электрического поля [24]. В этом случае нарабатывается большое количество активных частиц, что оказывает сильное влияние на кинетику процессов с участием активных радикалов и приводит к уменьшению времени индукции. Полученные в [24, 25] результаты наглядно подтверждают тот факт, что в плазме СВЧ-разряда при высоких величинах приведенного электрического поля наблюдается быстрый нагрев газа со скоростью  $10^7$ – $10^8$  К/с и высокая степень диссоциации молекул  $\sim 50\%$ , что в конечном счете способствует быстрому воспламенению горючего.

Для оптимизации сгорания газообразных и жидких топлив в условиях сверхзвуковых воздушных потоков необходимо знать параметры плазмы, используемой для воспламенения и стабилизации горения углеводородных топлив. Параметры самостоятельных сверхвысокочастотных разрядов достаточно хорошо изучены [14–25]. В настоящей работе исследуются параметры малоизученного пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряд постоянного тока, который является, по существу, нестационарным разрядом, создаваемым с помощью источника постоянного напряжения.

Экспериментальный стенд включает вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, систему для создания сверхзвукового потока, прямоугольный аэродинамический канал с присоединенным воздуховодом, высоковольтный источник питания для создания газоразрядной плазмы, систему синхрони-

зации и диагностическую аппаратуру. Основной экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера с внутренним диаметром 1 м и длиной 3 м. Аэродинамический канал помещался внутрь барокамеры. Сверхзвуковой поток в аэродинамическом канале создавался при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лавалья. Для предотвращения теплового запираания использовался канал переменного сечения, причем отношение выходного сечения к входному сечению  $S_2/S_1 = 12$ . Продольная длина канала 50 см.

Пульсирующий разряд, создаваемый с помощью источника постоянного напряжения  $U = 1$ –5 кВ, формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами, сечение которых представляло собой тонкий вытянутый ромб со сглаженными вершинами (максимальная толщина электродов не превышала 1 мм, а ширина 5 мм). Электроды монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала. Эксперименты проводились при открытой барокамере при атмосферном давлении воздуха в условиях холодного ( $T = 200$  К) сверхзвукового воздушного потока при следующих условиях: длительность существования сверхзвукового потока  $\tau = 3$  с; число Маха потока  $M = 2$ ; разрядный ток изменялся в пределах от 2 до 18 А; секундные массовые расходы воздуха 100 г/с и пропана 4.2 г/с; длительность импульса разрядного тока  $\tau = 2$  с. Исследуемый разряд представляет собой тонкий плазменный канал диаметром порядка 1 мм, вытягиваемый потоком вниз по его распространению. При подаче на электроды постоянного напряжения между ними происходит пробой воздуха. Образующийся при этом плазменный канал скользит по электродам в направлении высокоскоростного воздушного потока, а затем фиксируется на кончиках электродов и плазменная петля начинает вытягиваться вниз по потоку. При достижении своей максимальной длины, когда напряжение на разрядном промежутке начинает превышать критическую величину, между электродами происходит новый пробой, разрядная петля разрывается, и процесс вытягивания плазменной петли вниз по потоку периодически повторяется. Поэтому разряд постоянного тока, создаваемый в воздушном потоке в принципе представляет собой нестационарный пульсирующий разряд.

Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксируется с помощью цифрового двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы Avantes. Усреднение проводилось за время экспозиции  $\tau = 20$  мс, частота повторения кадров 20 кГц, т.е. за один пуск длительностью  $t = 2$  с последовательно регистрируется до 40 спектров. На рис. 1 приведен обзорный спектр излучения плазмы пульсирующего в сверхзвуковом воздушном потоке разряда, зарегистрированный на расстоянии  $z = 1$  см от кончиков электродов при разрядном токе  $i = 16$  А.

Вначале была проведена коррекция зарегистрированного спектра с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа. Калибровка абсолютной чувствительности спектрографа выполнялась с использованием вольфрамовой банд-лампы. Так как накаливаемая вольфрамовая лампа не излучает как абсолютно черное тело, то при определении коэффициента спектральной чувствительности спектрографа учитывался тот факт, что при фиксированной температуре вольфрама отличие интенсивности его излучения от спектра излучения абсолютно черного тела меняется при изменении длины волны излучения [29–32]. Отличительной особенностью излучения плазмы является то, что, наряду с интенсивными полосами циана и молекулярного иона азота, а также спектральными линиями атомарного кислорода, азота, водорода и меди, в спектре наблюдается мощный континуум.

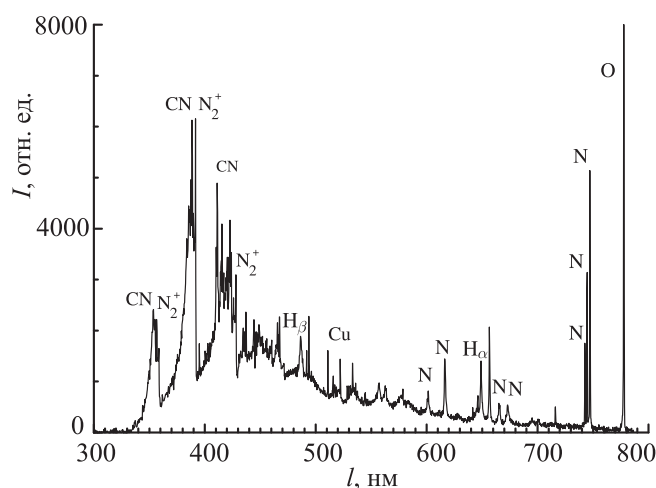


Рис. 1. Обзорный спектр излучения, зарегистрированный на расстоянии  $z = 1$  см от электродов, пульсирующего разряда, создаваемого в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью источника питания постоянного напряжения

По полосам циана и молекулярного иона азота была определена температура газа в разряде. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и  $N_2^+$  при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектов, приводящих к уширению спектральных линий в плазме изучаемого разряда (доплеровское уширение, штарковское уширение, уширение за счет эффектов давления, т.е. при столкновении с молекулами воздуха и др.). 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. Получено, что температура газа вблизи электродов изменяется в пределах 300–900 К.

В спектре излучения регистрируются также атомарные линии водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . Концентрация электронов  $n_e$  в плазме канального разряда измерялась по штарковскому уширению линии  $H_\beta$  бальмеровской серии водорода [29, 33]. Показано, что с ростом разрядного тока от 2 до 18 А концентрация электронов увеличивается от  $3 \cdot 10^{14}$  до  $3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Полученная величина хорошо согласуется с концентрацией электронов, рассчитанной по формуле  $i = en_e v_{dr} S$ , где  $i$  — разрядный ток,  $e$  — заряд электрона. Дрейфовая скорость  $v_{dr}$  рассчитывалась по значению напряженности электрического поля в плазме, которая определялась по измеренному падению напряжения  $U$  на разряде, при этом длина  $l$  и площадь  $S$  сечения канала разряда регистрировались с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры «ВидеоСпринт», позволяющей фиксировать разряд с частотой следования кадров до 50 кГц при времени экспозиции каждого кадра 2 мкс. Полная длина плазменного канала, образующего разрядную петлю, увеличивается в эксперименте от 60 мм при токе 2 А до 120 мм при разрядном токе 18 А. Следует также отметить, что длина канала изменяется во времени синхронно с падением напряжения на разряде. В этом случае напряженность электрического поля в процессе распространения разряда остается практически постоянной во времени и уменьшается с ростом разрядного тока. Уменьшение напряженности электрического поля приводит к снижению дрейфовой скорости электронов и соответственно к увеличению концентрации электронов.

В длинноволновой области спектра  $\lambda = 600$ –800 нм регистрируются интенсивные линии излучения атомарного кислорода, а также линии атомарного азота, возникающие в результате эффективной диссоциации молекул кислорода и азота в плазме при высоком значении концентрации электронов. Интенсивная диссоциация молекул является источником образования радикалов и активных возбужденных частиц в плазме, что способствует ускорению цепных реакций, обеспечивающих быстрое воспламенение углеводородного топлива и поддержание его стационарного горения в сверхзвуковом воздушном потоке.

Природа регистрируемого в эксперименте непрерывного спектра (рис. 1) может быть связана либо с эффектами торможения электронов на ионах или атомах, либо с рекомбинационным спектром, либо может определяться излучением нагретых металлических микрочастиц, попадающих в область разряда за счет их абляционного сноса с поверхности электродов. Оценки показывают, что в условиях эксперимента интенсивность тормозного спектра, возникающего при взаимодействии электронов с ионами, преобладает над интенсивностью спектра, связанного с торможением электронов на атомах. Рекомбинационный спектр немонотонно зависит от длины волны,

тогда как экспериментально измеренный сплошной спектр имеет монотонную зависимость от  $\lambda$ . Регистрируемые молекулярные полосы и спектральные линии не имеют никакого отношения к границам серий рекомбинационного спектра.

Метод измерения температуры электронов заключается в сравнении зарегистрированного спектра с тормозным спектром, рассчитанным по следующей формуле при различных температурах электронов [34]:

$$I_{\lambda} = C_1 \frac{n_e n^+}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{hc}{\lambda k T_e} \right\} d\lambda, \quad (1)$$

где  $C_1$  — константа,  $n_e$  и  $n^+$  — концентрации электронов и положительных ионов,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $h$  и  $k$  — постоянные Планка и Больцмана,  $c$  — скорость света,  $T_e$  — температура электронов. В расчетах предполагается, что функция распределения электронов по энергиям является максвелловской, что не противоречит условиям эксперимента, а именно высоким значениям концентрации электронов и низким значениям приведенного электрического поля.

На рис. 2 представлена номограмма рассчитанных по формуле (1) зависимостей интенсивностей тормозного спектра, нормированных на единицу при  $\lambda = 600$  нм, от длины волны излучения при различных температурах электронов. Видно, что при низких температурах электронов  $T_e < 10000$  К интенсивность нормированного на единицу спектра в области  $400 \text{ нм} < \lambda < 800 \text{ нм}$  растет с увеличением длины волны излучения, тогда как при высоких  $T_e > 10000$  К интенсивность спектра уменьшается с увеличением длины волны. Этот факт позволяет легко оценить температуру электронов по виду тормозного спектра.

Континуум, связанный с тепловым излучением с поверхности нагретых в разряде микрочастиц,

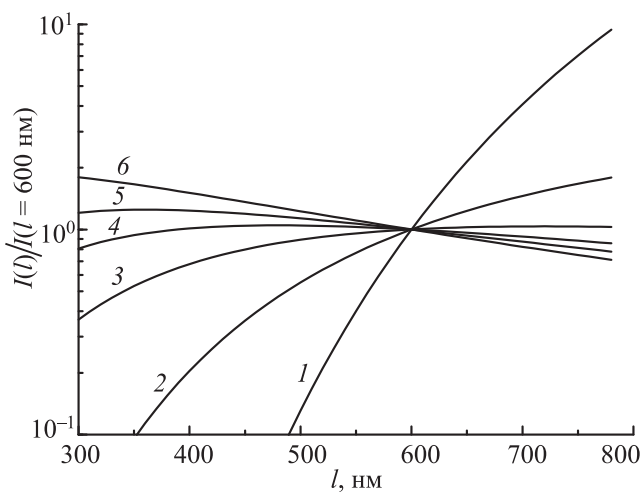


Рис. 2. Зависимости рассчитанных интенсивностей тормозного спектра, нормированных на единицу при  $\lambda = 600$  нм, от длины волны излучения при различных температурах электронов  $T_e$ : 1 — 2000 К; 2 — 5000 К; 3 — 10000 К; 4 — 15000 К; 5 — 20000 К; 6 — 30000 К

можно сравнить со спектром абсолютно черного тела. Как известно [30, 34], зависимость яркости абсолютно черного тела  $b_{\lambda,T}$  от длины волны задается формулой Планка

$$b_{\lambda,T} = \frac{C_2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \left\{ \frac{hc}{\lambda k T} \right\} - 1}. \quad (2)$$

где  $T$  — температура поверхности тела,  $C_2$  — константа.

Сравнивая экспериментально зарегистрированный спектр, пересчитанный с учетом спектральной чувствительности спектрографа [30–32], с тормозным или планковским спектрами, рассчитанными по формулам (1) и (2), можно определить его природу и, соответственно, температуру электронов или температуру поверхности излучающих накаливаемых частиц, возникающих в плазме в результате их абляционного сноса с поверхности электродов.

На рис. 3 представлено сравнение нормированного на единицу при длине волны 600 нм экспериментально измеренного спектра излучения пульсирующего разряда в воздушном потоке (кривая 1), пересчитанного с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа, с тормозным спектром при  $T_e = 15000$  К (пунктирная кривая 2) и планковским при  $T_g = 15000$  К (штрихпунктирная кривая 3). Условия эксперимента: число Маха сверхзвукового потока  $M = 2$ , разрядный ток  $i = 16$  А, секундный массовый расход воздуха 100 г/с, расстояние от кончиков электродов  $z = 1$  см. Видно, что наблюдается хорошее согласие экспериментально измеренного спектра с тормозным спектром при  $T_e = 15000$  К, тогда как поведение теплового излучения не соответствует эксперименту. Были проведены подобные измерения при различных значениях разрядного тока и расстояний вниз по потоку от кончиков электродов. Полученные

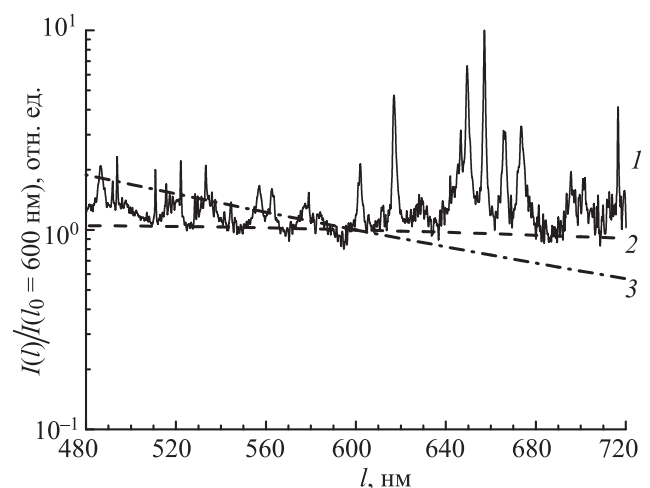


Рис. 3. Сравнение экспериментально измеренного (1) спектра излучения пульсирующего разряда в воздушном потоке с тормозным спектром при  $T_e = 15000$  К (пунктирная кривая 2) и планковским при  $T_g = 15000$  К (штрихпунктирная кривая 3) спектрами



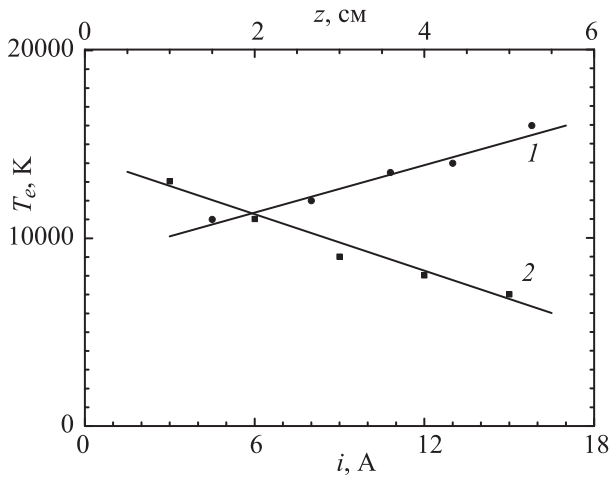


Рис. 4. Зависимости температуры электронов от разрядного тока, измеренной на расстоянии  $z = 1$  см от электродов (прямая 1) и от продольной координаты  $z$  при разрядном токе  $i = 10.8$  А (прямая 2)

результаты представлены на рис. 4. Видно, что температура электронов, измеренная по тормозному спектру, увеличивается от 10 000 до 15 000 К с ростом разрядного тока от 2 до 16 А, а с увеличением расстояния от электродов от 0 до 5 см температура электронов уменьшается от 15 000 до 8 000 К.

Добавление в сверхзвуковой воздушный поток небольшого количества пропана существенно меняет параметры разряда. Сравнение нормированного на единицу при длине волны 600 нм экспериментально измеренного спектра излучения пульсирующего разряда в пропан-воздушном потоке с тормозным спектром при  $T_e = 5000$  К (пунктирная кривая 2) и планковским при  $T_g = 5000$  К (штрихпунктирная кривая 3) спектрами приведено на рис. 5. Условия эксперимента: число Маха сверхзвукового потока  $M = 2$ , разрядный ток  $i = 4.5$  А, секундный массовый расход воздуха 100 г/с, секундный массовый

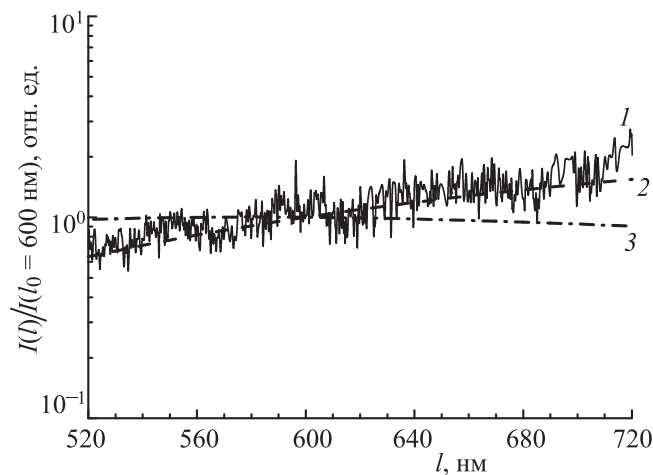


Рис. 5. Сравнение измеренного спектра излучения пульсирующего разряда в пропан-воздушном потоке (1) с тормозным спектром при  $T_e = 5000$  К (пунктирная кривая 2) и планковским при  $T_g = 5000$  К (штрихпунктирная кривая 3) спектрами

расход пропана 4.2 г/с, расстояние от кончиков электродов  $z = 1$  см. Видно, что температура электронов в газоразрядной плазме, создаваемой в пропан-воздушном потоке, существенно ниже температуры электронов в разряде в сверхзвуковом воздушном потоке.

В спектре (см. рис. 1) наблюдаются также линии атома меди  $\lambda = 510.5, 515.3$  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 катодных и анодных пятен. По относительным интенсивностям этих линий была определена температура распределения по уровням энергии заселенностей возбужденных атомов меди. Так как роль радиационных процессов резко уменьшается по мере приближения к границе непрерывного спектра (при больших главных квантовых числах  $n$  сила осциллятора  $f$  пропорциональна  $n^{-3}$ ), то интенсивность радиационных процессов убывает с уменьшением энергии связи. Интенсивность же ударных процессов с участием электронов, наоборот, резко возрастает (сечения I-го и II-го родов взаимодействия электронов с возбужденными атомами пропорциональны  $n^4$ ). Это позволяет разбить энергетический интервал на две области [35]. В первой области, где энергия связи  $\varepsilon_b$  меньше  $\varepsilon_R$ , доминируют ударные процессы; во второй области, где  $\varepsilon_b > \varepsilon_R$ , возбуждение уровней осуществляется электронным ударом, а тушение происходит за счет излучения. Тогда для малых энергий связи распределение возбужденных атомов, находящихся в равновесии с электронами, будет близко к распределению электронов по энергиям, т. е. в этих условиях величину электронной температуры можно оценить по температуре распределения атомов по состояниям возбуждения, измеренной по относительным интенсивностям спектральных линий. Для этого нужно использовать спектральные линии, для которых выполняется условие [35]

$$\varepsilon_b < \varepsilon_R = \left( \frac{n_e}{4.5 \cdot 10^{13}} \right)^{1/4} \frac{1}{T_e^{1/2}}, \quad (3)$$

где размерность концентрации электронов —  $\text{см}^{-3}$ , а температуры электронов и энергии связи — эВ.

Следует отметить, что в условиях эксперимента при высоких значениях концентрации электронов  $n_e \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и температуре электронов порядка  $T_e = 1$  эВ функция распределения заселенностей уровней меди по состояниям возбуждения должна быть идентична функции распределения электронов по энергиям, т. е. температура распределения по уровням атомов меди близка к температуре электронов. На рис. 6 представлены температуры  $T_{Cu}$  распределения заселенностей возбужденных атомов меди. Температура  $T_{Cu}$  измерялась по относительным интенсивностям различных пар спектральных линий меди:  $I_1/I_3$  (1) и  $I_1/I_2$  (2),

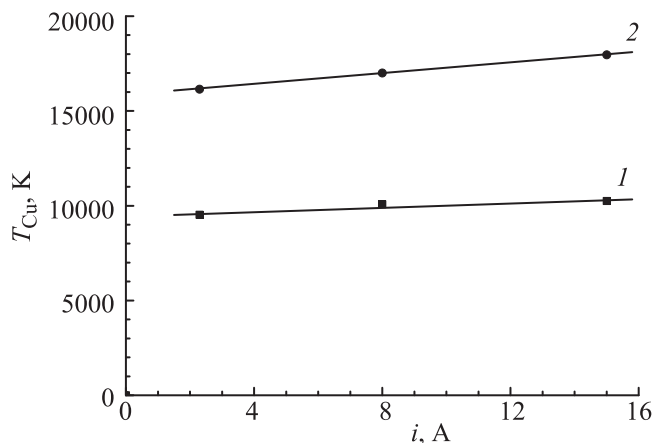


Рис. 6. Температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди при различных разрядных токах на расстоянии  $z = 1$  см от электродов

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 соответственно. Видно, что температура распределения атомов меди лежит в пределах 1.0–1.5 эВ, что близко к температуре электронов, измеренной по тормозному спектру.

Следует отметить, что длины волн линий меди, используемых для измерения температуры возбуждения, незначительно отличаются друг от друга, расположены в спектральном диапазоне, где чувствительность спектрального прибора высока, а коэффициент спектральной чувствительности незначительно меняется с длиной волны. Это позволяет достаточно просто измерить температуру электронов без использования трудоемкого метода измерения температуры электронов по абсолютной интенсивности сплошного спектра. Однако этот метод существенно менее точен и используется здесь только для того, чтобы оценить порядок величины температуры электронов.

### Заключение

Исследован пульсирующий разряд постоянного тока, создаваемый в сверхзвуковом воздушном потоке с числом Маха  $M = 2$ . Показано, что температура электронов, измеренная по тормозному спектру, увеличивается от 10 000 до 15 000 К с ростом разрядного тока от 2 до 18 А, а с увеличением расстояния от электродов от 0 до 5 см температура электронов уменьшается от 15 000 до 8000 К. Температура газа в этих условиях изменяется в пределах 300–900 К. При добавлении в воздушный поток пропана температура электронов резко уменьшается до 5000 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

### Список литературы

1. Van Wie D. // 10th Weakly Ionized Gas Workshop. January 8, 2008. Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory.

2. Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Кинетика и катализ. 2005. № 6. С. 821.
3. Starikovskaya S.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. **39**. P. R265.
4. Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N. et al. // J. of Propulsion and Power. 2008. **24**, N 6. P. 1182.
5. Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G. // J. of Propulsion and Power. 2008. **24**, N 6. P. 1198.
6. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A. et al. // J. of Propulsion and Power. 2009. **25**, N 1. P. 123.
7. Kossyi I.A. // Proc. of 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2007. Reno, NV. USA. AIAA-2007-0429.
8. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косский И.А. и др. // Физика плазмы. 2009. **35**, № 3. С. 281.
9. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н. и др. // Физика плазмы. 2009. **35**, № 10. С. 941.
10. Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Физика плазмы. 2012. **38**, № 6. С. 551.
11. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // ТВТ. 2004. **42**, № 4. С. 516.
12. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. // ТВТ. 2004. **42**, № 5. С. 669.
13. Ершов А.П., Калинин А.В., Сурконт О.С. и др. // ТВТ. 2004. **42**, № 6. С. 856.
14. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. // Физика плазмы. 2005. **31**, № 9. С. 857.
15. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. // Журн. техн. физики. 2005. **75**, № 4. С. 67.
16. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. // Журн. техн. физики. 2005. **75**, № 4. С. 74.
17. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 5. С. 68. (Aleksandrov A.F., Shibkov V.M., Shibkova L.V. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2008. **63**. P. 365.)
18. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 6. С. 65. (Aleksandrov A.F., Shibkov V.M., Shibkova L.V. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2008. **63**. P. 433.)
19. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А. // ТВТ. 2009. **47**, № 5. С. 650.
20. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // ТВТ. 2010. **48**, № 5. С. 643.
21. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Громов В.Г. и др. // ТВТ. 2011. **49**, № 2. С. 163.
22. Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Журн. техн. физики. 2009. **79**, № 10. С. 65.
23. Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Журн. техн. физики. 2010. **80**, № 1. С. 59.
24. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 2007.
25. Константиновский Р.С. Плазменно-стимулированное воспламенение высокоскоростных воздушно-углеродородных потоков в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., 2011.
26. Алферов В.И., Бушмин А.С. // ЖЭТФ. 1963. **44**, № 6. С. 1775.
27. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. // ЖЭТФ. 1966. **51**, № 5(11). С. 1281.
28. Алферов В.И. // МЖГ. 2004. № 6. С. 163.
29. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971.
30. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.

31. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996.
32. Шибкова Л.В., Шибков В.М. Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005.
33. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
34. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
35. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.

### **The electron temperature in the plasma of a DC discharge created in a supersonic airflow**

**V. M. Shibkov<sup>a</sup>, L. V. Shibkova, A. A. Logunov**

*Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.  
Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>shibkov@phys.msu.ru.*

The plasma parameters of a pulsating DC discharge created in a supersonic airflow with a Mach number of  $M=2$  are determined. It is revealed that along with the intense bands of CN and the molecular nitrogen ion, as well as the spectral lines of atomic oxygen, nitrogen, hydrogen and copper, an intense continuous spectrum is observed in the spectrum of the gas-discharge plasma radiation, which is caused by the deceleration of electrons on ions. The dependences of the electron temperature on the discharge current and longitudinal coordinates are determined. It was revealed that the studied plasma is nonequilibrium, with the electron temperature being much higher than the gas temperature.

**Keywords:** supersonic airflow, pulsating discharge, low-temperature plasma, bremsstrahlung, electron temperature.

**PACS:** 52.80.-s, 52.70.-m.

*Received 2 June 2016.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 3. Pp. 294–300.

### **Сведения об авторах**

1. Шибков Валерий Михайлович — доктор физ.-мат.наук, профессор; тел.: (495) 939-13-37, (495) 939-25-47, e-mail: shibkov@phys.msu.ru.
2. Шибкова Лидия Владимировна — доктор физ.-мат.наук, профессор, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-13-37, e-mail: valshibmsu@gmail.com.
3. Логунов Александр Александрович — физик; тел.: (495) 939-13-37, e-mail: shibkov@phys.msu.ru.