

Heat Transfer in Nonequilibrium Dissociated Nitrogen Jets: Experiments in RF-Plasmatron and Numerical Modeling

A.F. Kolesnikov¹, A.N. Gordeev¹, S.A. Vasil'evskii¹, V.I. Sakharov²

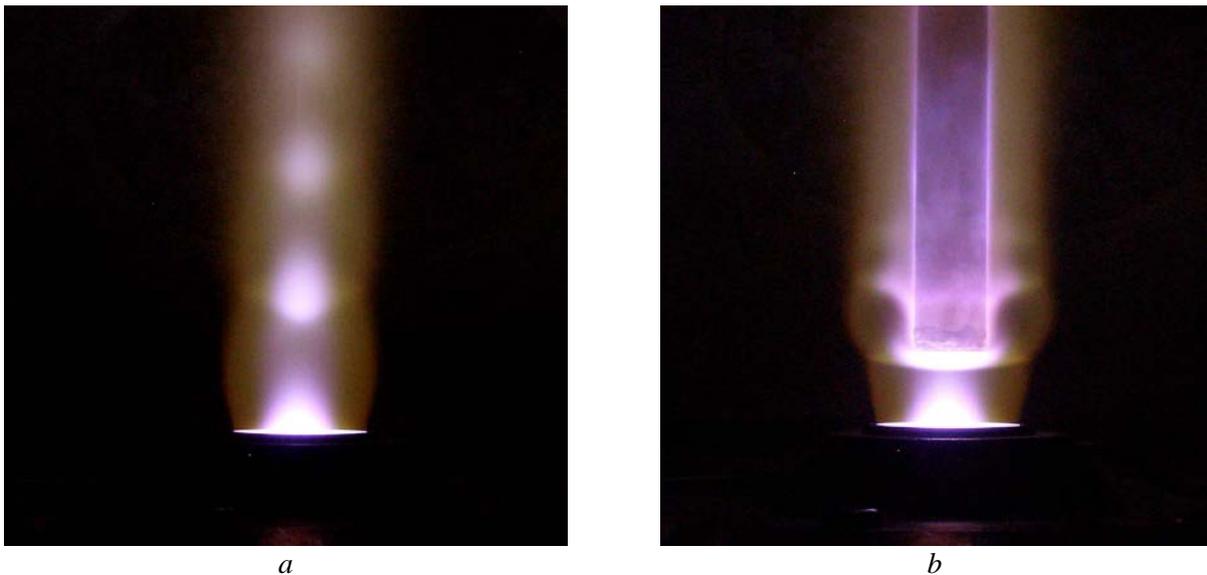
¹*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119526, Russia*
koles@ipmnet.ru

²*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119192, Russia*
sakharov@imec.msu.ru

Abstract

Experimental and numerical investigations of heat transfer from dissociated nitrogen jet flow to cylindrical flat face water cooling model are presented. Experiments are made in IPG-4 induction plasmatron in IPMech RAS for both supersonic and subsonic jet flow conditions at anode power $N_{ap} = 35 \div 65$ kW. Stagnation pressure and heat flux to model stagnation point are measured for different materials: copper, stainless steel, nickel, graphite, quartz. Different heating effect due to different surface recombination rates for different materials is demonstrated; qualitative catalytic scale for the tested materials is established. CFD modeling of supersonic underexpanded nonequilibrium jet flow over the model is made for experimental conditions by the codes developed in IM MSU. CFD modeling of subsonic jet flow is made by the codes developed in IPM RAS. Comparison of experimental data and computation results is presented. Estimation of effective recombination coefficient for the tested materials is made on the basis of matching the measured and calculated heat flux values.

Keywords: RF-plasmatron, dissociated nitrogen, underexpanded jet, subsonic jet, heat transfer, nitrogen atoms catalytic recombination.



Complex shock wave structures in the supersonic underexpanded nitrogen free jet flow (a) and the flow around cylindrical flat face water cooling model (b). The model diameter is 20 mm, the sonic nozzle diameter is 40 mm, plasmatron anode power is $N_{ap} = 64$ kW, nitrogen mass flow rate is $G = 3.6$ g/s.

УДК 533.6.011.8

Теплообмен в неравновесных струях диссоциированного азота: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование

А.Ф. Колесников¹, А.Н. Гордеев¹, С.А. Васильевский¹, В.И. Сахаров²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского Российской академии наук
(ИПМех РАН), Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского 101, к. 1
koles@ipmnet.ru

²Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, Москва,
119192, Мичуринский пр. 1
sakharov@imec.msu.ru

Аннотация

На индукционном плазмотроне ВГУ-4 проведены эксперименты по теплообмену в недорасширенных сверхзвуковых струях высокоэнтальпийного азота при давлении в барокамере 10.4 гПа. При расходах газа 2.4, 3.6 г/с и мощностях ВЧ-генератора 45, 64 кВт измерены тепловые потоки к поверхности меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке водоохлаждаемой цилиндрической модели с плоским торцом диаметром 20 мм. В этих же режимах измерены давления торможения. Проведены также эксперименты в дозвуковых струях диссоциированного азота, измерены тепловые потоки к поверхности меди, нержавеющей стали, графита и кварца в критической точке водоохлаждаемой цилиндрической модели с плоским торцом диаметром 20 мм, а также скоростные напоры при давлении в барокамере 50 гПа и мощности ВЧ-генератора 35 ÷ 65 кВт. В экспериментах на сверхзвуковых и дозвуковых струях продемонстрирован эффект влияния каталитичности поверхности по отношению к рекомбинации атомов азота на тепловой поток, установлена качественная шкала каталитичности исследованных материалов. Для условий экспериментов в сверхзвуковых и дозвуковых режимах двумя различными численными методами выполнено моделирование течений плазмы азота в разрядном канале плазмотрона и обтекания цилиндрической модели. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных по давлению торможения и тепловым потокам к охлаждаемым поверхностям металлов, графита и кварца. Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных по тепловым потокам установлена количественная шкала каталитичности исследованных материалов по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов азота.

Ключевые слова: ВЧ-плазмотрон, диссоциированный азот, недорасширенная струя, дозвуковая струя, теплообмен, каталитическая рекомбинация атомов азота.

1. Введение

Широкие возможности исследований влияний кинетики газофазных и поверхностных реакций на теплообмен высокоэнтальпийных потоков газов с поверхностью и валидации компьютерных кодов предоставляют эксперименты в недорасширенных струях диссоциированного воздуха, углекислого газа и азота [1–5] на 100-киловаттном индукционном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 (ИПМех РАН) [6].

Целью данной работы является уточнение и обобщение экспериментальных данных [5] по теплообмену на водоохлаждаемых моделях в сверхзвуковых недорасширенных струях частично диссоциированного азота на ВГУ-4. Для четырех сверхзвуковых режимов ВЧ-плазмотрона выполнены контрольные измерения давления торможения вдоль оси потока с помощью трубки Пито. Повторно измерены тепловые потоки к водоохлаждаемым поверхностям меди, нержавеющей стали, графита и кварца в точке торможения на цилиндрической модели с плоским торцом диаметром 20 мм вдоль оси струи. Экспериментально подтвержден эффект влияния каталитичности поверхности по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов азота на конвективный тепловой поток. Для тех же режимных параметров плазмотрона ВГУ-4 решалась задача численного расчета течения неравновесной плазмы азота в разрядном канале и в пространстве, ограниченном стенками барокамеры и поверхностью модели. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных по тепловым потокам к высоко каталитическим холодным поверхностям и давлению в точке торможения на цилиндрической модели с плоским носком в первой сверхзвуковой зоне недорасширенной струи диссоциированного азота.

В дополнение к экспериментам в сверхзвуковых недорасширенных струях исследован теплообмен дозвуковых потоков диссоциированного азота с водоохлаждаемой поверхностью цилиндрической модели диаметром 20 мм при давлении в барокамере 50 гПа. В окрестности точки торможения измерены тепловые потоки к меди, нержавеющей стали, графиту и кварцу. Для условий экспериментов в диапазоне мощности ВЧ-генератора 35 ÷ 65 кВт численно исследовано течение плазмы азота в цилиндрическом разрядном канале, дозвуковое обтекание модели струями диссоциированного азота и рассчитаны карты тепловых потоков. По этим картам и измеренным тепловым потокам определены эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации атомов азота на нержавеющей стали и углеводе при температуре поверхности ~ 300 К.

В целом данная работа является продолжением исследований теплообмена недорасширенных и дозвуковых струй диссоциированных молекулярных газов с охлаждаемыми поверхностями металлов и кварца [1–5, 7].

2. Исследование теплообмена в недорасширенных струях азота

2.1. Эксперименты

Эксперименты в сверхзвуковых режимах ВГУ-4 проводились в недорасширенных струях высокоэнтальпийного азота, истекающих из водоохлаждаемых конических сопел с диаметрами выходного сечения $D = 30$ и 40 мм. Теплообмен водоохлаждаемой цилиндрической модели с плоским носком диаметром 20 мм с высокоэнтальпийной недорасширенной струей азота при давлении в барокамере 10.4 гПа экспериментально исследован в четырех режимах установки ВГУ-4: 1) $D = 30$ мм, $N_{ap} = 45$ кВт, $G = 2.4$ г/с; 2) $D = 30$ мм, $N_{ap} = 64$ кВт, $G = 3.6$ г/с; 3) $D = 40$ мм, $N_{ap} = 45$ кВт, $G = 2.4$ г/с; 4) $D = 40$ мм, $N_{ap} = 64$ кВт, $G = 3.6$ г/с.

На рис. 1 и 2 представлены фотографии ударно-волновых структур в свободных недорасширенных струях высокоэнтальпийного азота и при обтекании цилиндрической водоохлаждаемой модели с плоским носком сверхзвуковой недорасширенной струей. Модель расположена на расстоянии 30 мм от среза конических звуковых сопел диаметром 30 и 40 мм.

Тепловые потоки к охлаждаемым поверхностям меди, предварительно окисленной в течение 5 минут в струе воздушной плазмы, полированной меди, нержавеющей стали Х18Н10Е, а также мелкозернистого прочного графита МПГ-7 и кварца в критической точке модели измерялись при расположении модели вдоль оси струи с шагом 5 мм. Толщина тепловоспринимающей стенки у проточных калориметров, изготовленных из монолитных кусков меди, нержавеющей стали и графита составляла 1 мм, за исключением кварцевого датчика, у которого толщина стенки составляла 1.3 мм. Калориметры устанавливались в носовой части водоохлаждаемой цилиндрической модели с плоским торцом диаметром

20 мм, выполненной из меди. Давление торможения измерялось вдоль оси струи с шагом 5 мм водоохлаждаемой трубкой Пито, имеющей форму цилиндра с плоским торцом диаметром 20 мм с приемным отверстием диаметром 12 мм.

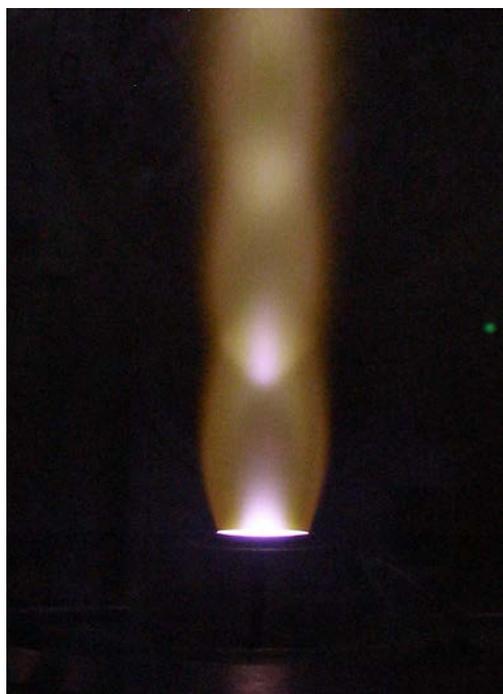
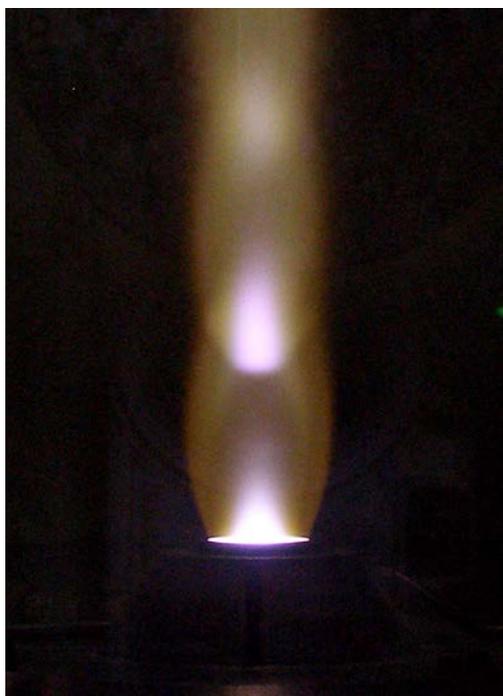
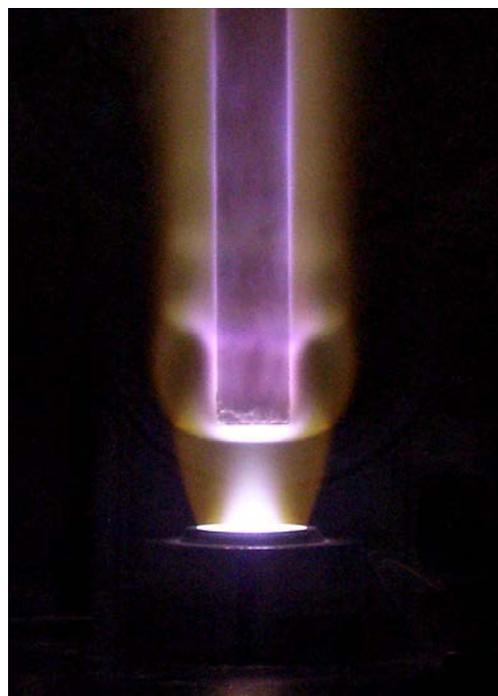
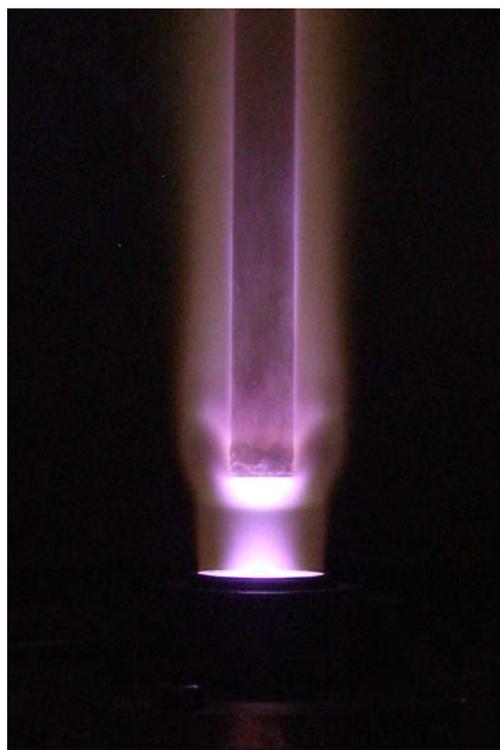
*a**б**в**z*

Рис. 1. Ударно-волновые структуры в свободной сверхзвуковой струе и при обтекании водоохлаждаемой модели с плоским торцом диаметром 20 мм сверхзвуковой недорасширенной струей высокоэнтальпийного азота, истекающей из конического звукового сопла диаметром 30 мм. Режимы 1 (*a, б*) и 2 (*в, z*).



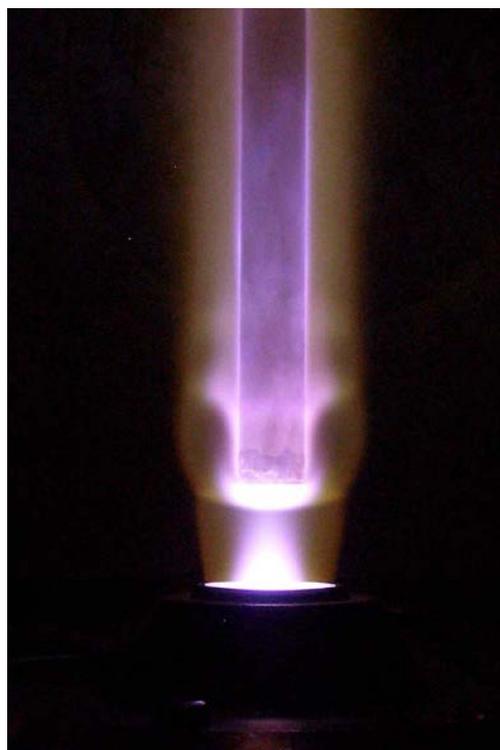
a



б



в



г

Рис. 2. Ударно-волновые структуры в свободной сверхзвуковой струе и при обтекании водоохлаждаемой модели с плоским торцом диаметром 20 мм сверхзвуковой недорасширенной струёй высокоэнтальпийного азота, истекающей из конического звукового сопла диаметром 40 мм. Режимы 3 (*a, б*) и 4 (*в, г*)

2.2. Численное моделирование

Численное моделирование течений в разрядном канале плазмотрона с индукционным нагревом газов и в истекающих недорасширенных струях диссоциированного и частично ионизованного азота проводилось для условий работы установки ВГУ-4. Применялась технология, основанная на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье-Стокса [8] и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ [9].

Система нестационарных уравнений Навье – Стокса в квазитрехмерном приближении решалась численно на структурированной криволинейной сетке методом конечного объема. Система конечно-разностных уравнений состояла из численных аналогов уравнений сохранения для четырехугольных ячеек, покрывающих расчетную область, и разностных аппроксимаций граничных условий. Методом конечного объема определялось приближенное решение – значения физических переменных Z_{ij} (давления, температуры, вектора скорости, концентраций компонентов) в центре каждой ячейки (x_{ij}, y_{ij}) и в центре каждой стороны ячейки (x_{wi}, y_{wi}) , примыкающей к твердой стенке. Невязкие численные потоки \mathbf{F}_G^{inv} через стороны ячейки вычислялись по результату решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва $\mathbf{Z}_G = Ri(\mathbf{Z}_G^L, \mathbf{Z}_G^R)$ [10], где Ri – оператор решения задачи Римана. Граничные значения $\mathbf{Z}_G^{L,R}$ определялись по лимитированным одномерным экстраполяционным формулам вектора \mathbf{Z} от центров ячеек к центрам сторон. Численные значения вязких потоков \mathbf{F}_G^{vis} через стороны ячеек определялись по центральным и односторонним разностным формулам второго порядка точности.

Разностные уравнения решались с помощью двухслойной неявной итерационной схемы, основанной на неявной аппроксимации нестационарных уравнений Навье – Стокса. В конструкции неявного итерационного оператора использовалось расщепление Якобианов численных потоков с учетом знаков собственных значений. Приближенное обращение неявного оператора реализовывалось методом последовательной релаксации Гаусса – Зейделя в линиях с применением LU -разложения блочно-тридиагональных матриц при решении уравнений на каждой линии.

Использовались следующие граничные условия: во входном сечении канала задавались все необходимые параметры течения, с учетом закрутки потока. На оси канала использовались условия симметрии. Поскольку одновременно рассчитывалось течение и около цилиндрической модели, располагавшейся в барокамере плазмотрона, то в выходном сечении расчетной области ставились "неотражающие" граничные условия. На всех твердых поверхностях (стенка кварцевой трубки, торец входного участка разрядного канала, поверхности звукового сопла и цилиндрической модели) задавались нулевые значения компонент скорости и определенные значения температуры. Стенка разрядного канала полагалась некаталитической по отношению к рекомбинации атомарных компонентов диссоциированной и частично ионизованной смеси. Полная постановка задачи приведена в [11, 12].

Индуктор в расчете заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками. При расчете высокочастотного вихревого электрического поля на основе локально одномерного приближения использовались предположения: электромагнитное поле считалось монохроматическим с заданной частотой, определяемой высокочастотным током в индукторе (частота тока в индукторе 1.76 МГц); плазма квазинейтральна; магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$; диэлектрическая проницаемость плазмы не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от координат; током смещения можно пренебречь; изменение электрического поля в осевом направлении пренебрежимо мало по сравнению с его изменением в радиальном направлении. При совместном расчете течения смеси азота и электромагнитного поля в разрядном канале плазмотрона в качестве определяющего пара-

метра задавалась также мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Значение N_{pl} , в свою очередь, определялось с помощью калориметрических измерений выносимой мощности из разрядного канала плазмотрона: $N_{pl} = N_{ap} * Eff(N_{ap})$. Полная постановка электромагнитной части задачи приведена в [13].

В данной работе многокомпонентная частично ионизованная плазма азота рассматривалась как смесь идеальных газов, в которой могут протекать химические реакции и реакции ионизации. Вращения и колебания молекул описывались моделью «жесткий ротатор - гармонический осциллятор» с больцмановским распределением по энергетическим уровням. Предполагалось, что все компоненты находятся в основном электронном состоянии, и вращательная и колебательная температуры молекул равны поступательной температуре. В расчетах учитывались 5 нейтральных и ионизованных компонентов смеси азота: N , N_2 , N^+ , N_2^+ и e^- . Термодинамические и термохимические данные для рассматриваемых компонентов брались из [9]. Числовые значения констант химических реакций, протекающих в высокотемпературной смеси N_2 , заимствованы из [14–17].

Транспортная модель необходима для вычисления вязких потоков массы компонентов, импульса и энергии в газе. Молярные диффузионные потоки определялись из соотношений Стефана–Максвелла для частично ионизованной смеси газа [18] с использованием условий квазинейтральности смеси, отсутствия тока проводимости и диффузионного потока массы. Термодиффузией пренебрегалось. Для вычисления коэффициентов вязкости и теплопроводности газовой смеси использовались приближенные формулы Уилке–Васильевой [19]. Проводимость плазмы определялась из соотношения Стефана–Максвелла для электронной компоненты в пренебрежении скоростью диффузии тяжелых частиц и градиентов параметров в окружном направлении [12].

Бинарные коэффициенты диффузии вычислялись по двухпараметрической интерполяционной формуле [20] через сечения упругих столкновений диффузионного типа нейтральных атомов и молекул между собой и с ионами. Эта формула построена на основе значений сечений при низкой ($T_1 = 300$ К) и высокой ($T_2 = 20000$ К) температурах. Взаимодействие заряженных частиц описывается в приближении парных столкновений с использованием экранированного кулоновского потенциала. Для расчета интегралов столкновений этого типа используются аппроксимационные зависимости, приведенные в [21]. Числа Шмидта для всех компонентов, необходимые при расчете коэффициентов вязкости и теплопроводности, вычислялись в предположении, что отношение значений всех сечений столкновений «вязкостного» типа к соответствующим сечениям «диффузионного» типа равно 1.1.

2.3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных

Данные измерений давлений торможения и тепловых потоков приведены на рис. 3–8. На этих же рисунках приведены результаты расчетов давления торможения и тепловых потоков, выполненных на основе численного моделирования обтекания цилиндрической модели недорасширенными струями диссоциированного азота для условий экспериментов на ВГУ-4 при температуре поверхности $T_w = 300$ К и различных значениях эффективного коэффициента рекомбинации атомов γ .

На рис. 3 приведены измеренные и рассчитанные давления торможения вдоль оси струи для режимов 1 и 2 истечения диссоциированного азота из сопла с диаметром выходного сечения $D = 30$ мм: 1) $N_{ap} = 45$ кВт, $G = 2.4$ г/с и 2) $N_{ap} = 64$ кВт, $G = 3.6$ г/с. На рис. 4 приведены измеренные и рассчитанные давления торможения вдоль оси струи для режимов 3 и 4 истечения диссоциированного азота из сопла с диаметром выходного сечения $D = 40$ мм: 3) $N_{ap} = 45$ кВт, $G = 2.4$ г/с и 4) $N_{ap} = 64$ кВт, $G = 3.6$ г/с. Следует отметить относительно слабое изменение давления торможения вдоль оси струи в режиме 3. В целом, экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами расчетов: для сопла с диа-

метром выходного сечения 30 мм на всем участке Z вплоть до 60 мм, для сопла с диаметром выходного сечения 40 мм на участке Z до 50 мм.

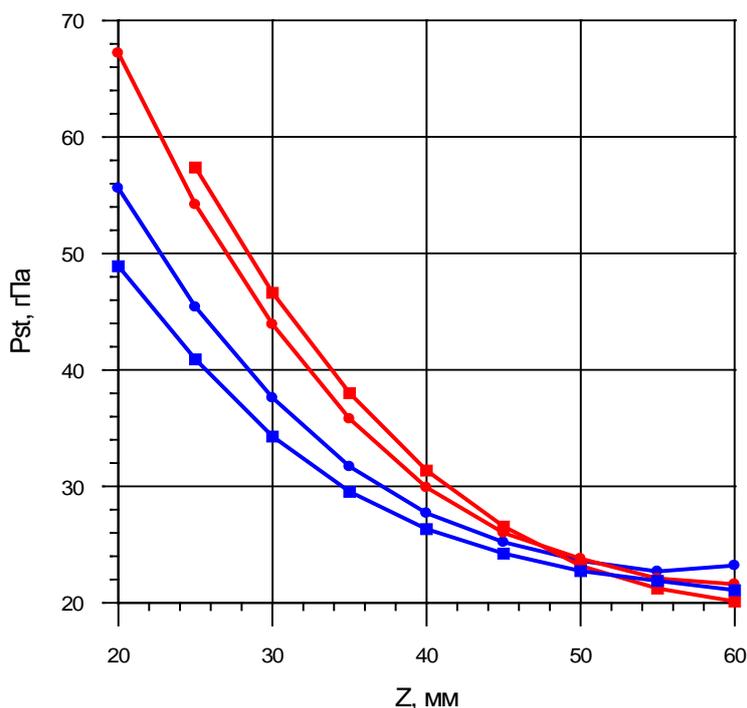


Рис. 3. Давление торможения как функция расстояния от среза сопла плазматрона для двух режимов работы ВГУ-4 с коническим соплом с диаметром выходного сечения 30 мм: режим 1 (синие точки) и режим 2 (красные точки). Квадраты – расчет

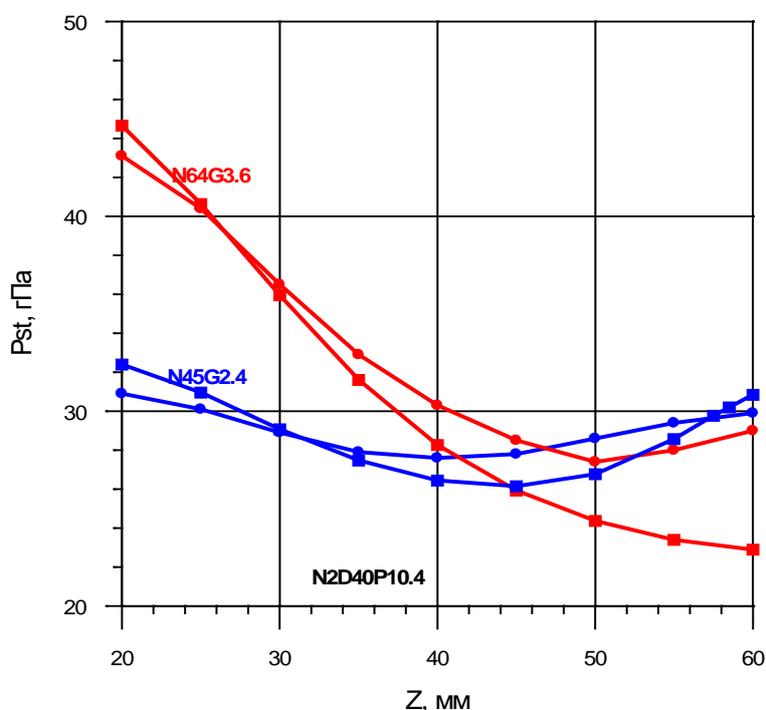


Рис. 4. Давление торможения как функция расстояния от среза канала плазматрона с соплом с диаметром выходного сечения 40 мм для двух режимов работы ВГУ-4: режим 3 (синие точки) и режим 4 (красные точки). Квадраты — расчет

На рис. 5 приведены данные измерений тепловых потоков к поверхностям меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке модели в зависимости от расстояния до звукового сопла диаметром $D = 30$ мм для режима 1. Максимальное значение теплового потока к поверхности меди достигается на расстоянии 20 мм от среза сопла и составляет 540 Вт/см^2 . Результаты расчета для $T_w = 300 \text{ К}$, $\gamma = 0.3$, показанные черными точками, хорошо согласуются с данными экспериментов для окисленной меди и стали до расстояния $Z = 50$ мм.

На рис. 6 приведены данные измерений тепловых потоков к поверхностям меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке модели в зависимости от расстояния до звукового сопла диаметром $D = 30$ мм для режима 2. Тепловые потоки к меди и нержавеющей стали близки и монотонно убывают в первой сверхзвуковой зоне недорасширенной струи. Максимальное значение теплового потока к поверхности меди достигается на расстоянии 20 мм от среза сопла и составляет 800 Вт/см^2 . Во всех случаях тепловой поток к меди, предварительно окисленной в течение 5 минут в струе воздушной плазмы, выше, чем к полированной меди. Тепловые потоки к нержавеющей стали немного ниже тепловых потоков к меди. Минимальные тепловые потоки реализуются на поверхности кварца. Результаты расчета для $T_w = 300 \text{ К}$, $\gamma = 0.15$, показанные на рис. 6 черными точками, хорошо согласуются с данными экспериментов для окисленной меди и стали вплоть до расстояния $Z = 45$ мм.

На рис. 7 приведены данные измерений тепловых потоков к поверхностям меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке модели в зависимости от расстояния до звукового сопла диаметром $D = 40$ мм для режима 3. Обращает на себя внимание относительно слабое изменение вдоль оси струи тепловых потоков к меди и нержавеющей стали и слабое изменение теплового потока к поверхности кварца. Тепловой поток к меди на расстоянии 20 мм от среза сопла достигает 364 Вт/см^2 . Результаты расчета для $T_w = 300 \text{ К}$, $\gamma = 1.0$, показанные на рис. 7 черными точками, удовлетворительно согласуются с данными экспериментов для меди и стали вплоть до расстояния $Z = 35$ мм. Далее вниз по потоку имеет место качественное согласие эксперимента и расчета.

На рис. 8 приведены данные измерений тепловых потоков к поверхностям меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке модели в зависимости от расстояния до звукового сопла диаметром 40 мм для режима 4. В этом режиме тепловой поток к меди на расстоянии 20 мм от среза сопла достигает 547 Вт/см^2 . Тепловые потоки к окисленной меди и нержавеющей стали близки, графит МПГ-7 занимает промежуточное положение. Минимальные тепловые потоки реализуются на поверхности кварца. Результаты расчета для $T_w = 300 \text{ К}$, $\gamma = 0.3$, показанные на рис. 8 черными точками, хорошо согласуются с данными экспериментов для окисленной меди и стали вплоть до расстояния $Z = 50$ мм.

Представленные экспериментальные данные по тепловым потокам наглядно демонстрируют тепловой эффект гетерогенной рекомбинации атомов азота: тепловой поток к поверхности меди более чем в 3 раза превышает тепловой поток к поверхности кварца. Как видно из рис. 9, расчетный тепловой эффект каталитичности поверхности еще больше: тепловой к холодной идеально каталитической стенке почти в четыре раза превышает тепловой поток к некаталитической стенке. В шкале каталитичности материалов нержавеющая сталь занимает близкое положение к меди. Холодный углерод занимает промежуточное положение между исследованными металлами и кварцем. Настоящие результаты для меди и кварца качественно согласуются с данными, полученными ранее в дозвуковых потоках диссоциированного азота [7].

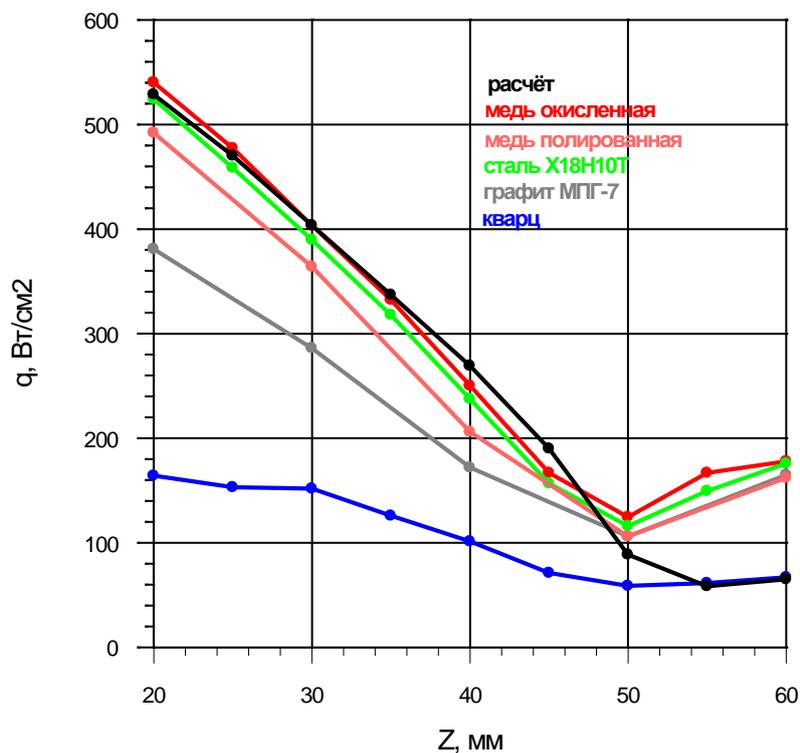


Рис. 5. Тепловой поток к различным датчикам как функция расстояния Z от среза сопла в режиме 1. Черные точки – расчет для $T_w = 300$ К, $\gamma = 0.3$

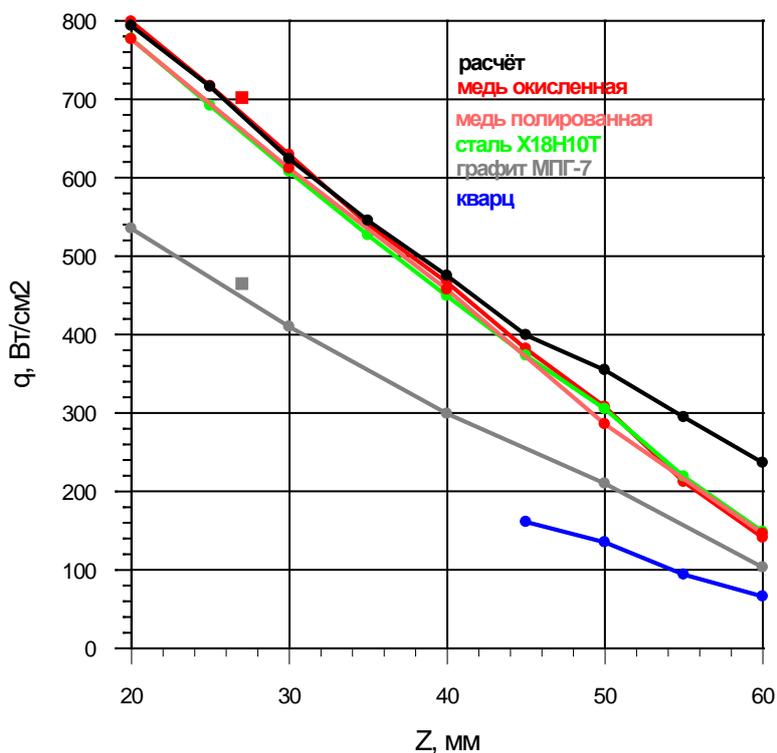


Рис. 6. Тепловой поток к различным датчикам как функция расстояния Z от среза сопла в режиме 2. Черные точки – расчет для $T_w = 300$ К, $\gamma = 0.15$

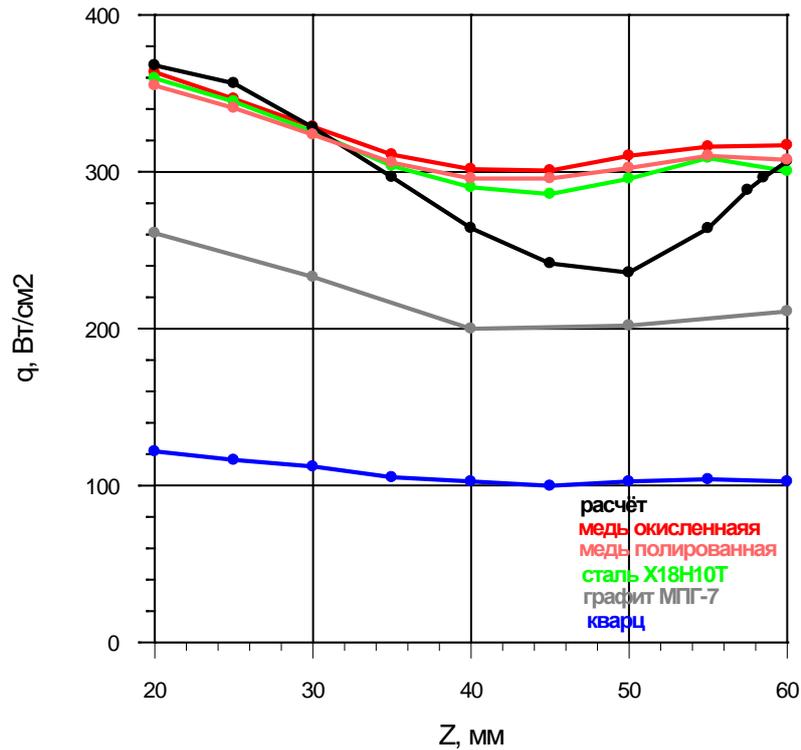


Рис. 7. Тепловой поток к различным датчикам как функция расстояния Z от среза канала в режиме 3. Черные точки – расчет для $T_w = 300$ К, $\gamma = 1.0$

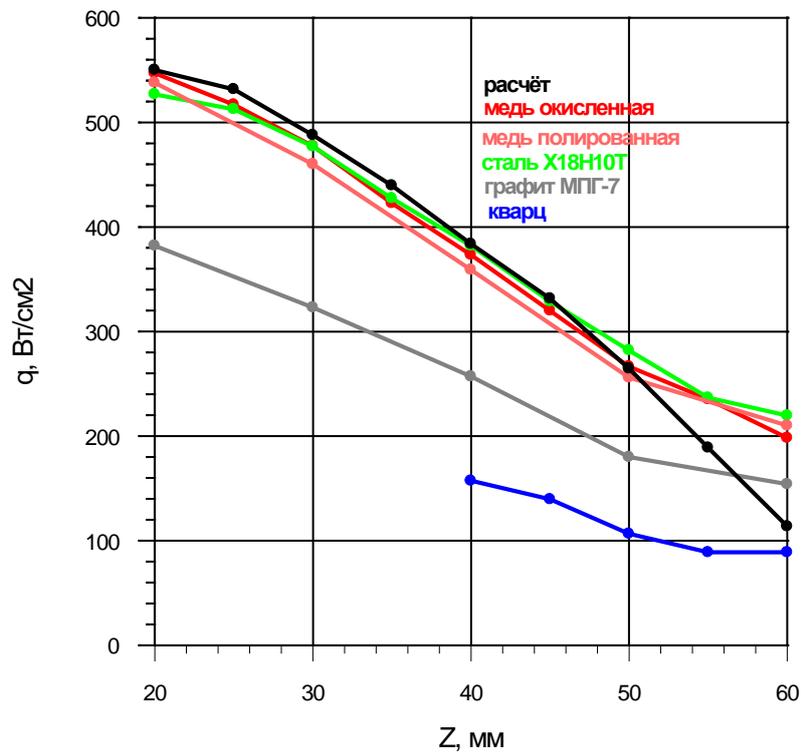


Рис. 8. Тепловой поток к различным датчикам как функция расстояния Z от среза канала в режиме 4. Черные точки – расчет для $T_w = 300$ К, $\gamma = 0.3$

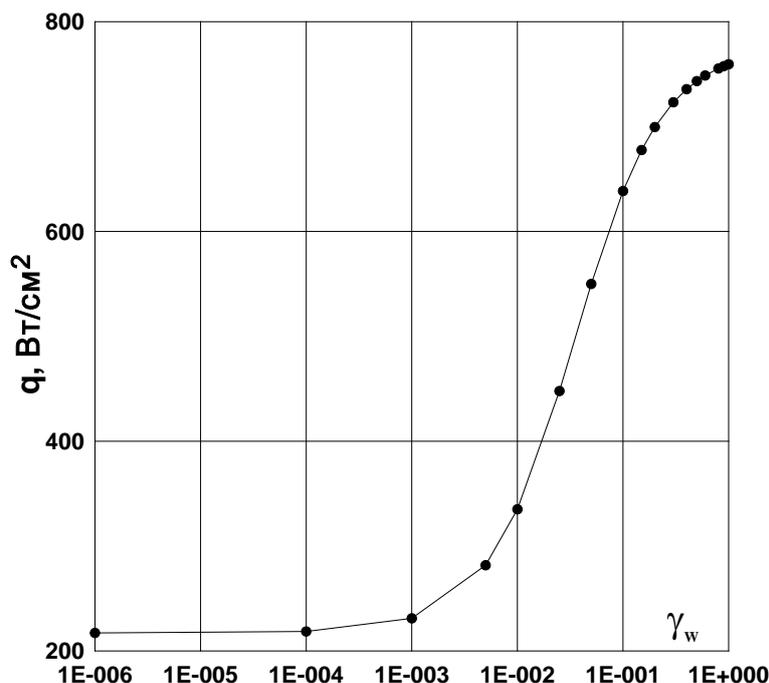


Рис. 9. Расчетная зависимость теплового потока в критической точке цилиндрической модели от эффективного коэффициента каталитической рекомбинации при $T_w = 300$ К

3. Теплообмен при обтекании цилиндрической модели с плоским торцом высокосубзвуковой дозвуковой струей азота

3.1. Эксперимент

Научный и практический интерес представляет сравнение эффективных коэффициентов каталитической рекомбинации атомов N, определенных при разных условиях обтекания поверхности материала потоками диссоциированного азота. С этой целью в данной работе на ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 проведены эксперименты по теплообмену водоохлаждаемых поверхностей металлов, графита и кварца в дозвуковых струях диссоциированного азота, истекающих из разрядного канала плазмотрона диаметром 80 мм. Параметры дозвукового режима обтекания цилиндрической модели с плоским торцом диаметра 20 мм определялись исходя из требования обеспечения равенства мощности ВЧ-генератора, давления торможения и температуры поверхности материала в сверхзвуковом режиме. При давлении в барокамере 50 гПа и расходе газа 2.4 г/с модель располагалась на расстоянии 60 мм от среза цилиндрического разрядного канала ВЧ-плазмотрона. Мощность ВЧ-генератора варьировалась в диапазоне $N_{ap} = 35 \div 65$ кВт. Скоростные напоры и тепловые потоки к водоохлаждаемым поверхностям металлов, графита и кварца измерялись аналогично тому, как это делалось в сверхзвуковых недорасширенных струях диссоциированного азота.

Значения мощности по анодному питанию N_{ap} , а также мощности N_{p1} , вкладываемой в плазму, приведены в табл. 1. Значения N_{p1} определялись с помощью коэффициента Eff (к.п.д.), измеренного ранее в специальных экспериментах на чистом азоте: $N_{p1} = N_{ap} * Eff(N_{ap})$. В табл. 1 для каждого дозвукового режима приведены также максимальные значения измеренного теплового потока q_{ws} в критической точке модели к поверхности нержавеющей стали, соответствующей температуры поверхности T_{ws} , а также измеренного скоростного напора P_{dyn} .

Таблица 1

Условия экспериментов, проведенных в дозвуковых струях диссоциированного азота

| N_{ap} , кВт | N_{pl} , кВт | q_{ws} , Вт/см ² | T_{ws} , К | P_{dyn} , Па |
|----------------|----------------|-------------------------------|--------------|----------------|
| 65 | 40.1 | 284 | 492 | 69.5 |
| 55 | 34.2 | 245 | 464 | 58.0 |
| 45 | 28.0 | 198 | 430 | 43.2 |
| 35 | 21.7 | 139 | 388 | 28.4 |

3.2. Численное моделирование

Численное моделирование дозвуковых течений плазмы и диссоциированных смесей газов в индукционном плазмотроне для условий экспериментов является необходимым этапом исследования, включающего определение энтальпии и скорости потока в струе, натекающей на исследуемую модель, определение эффективной каталитичности поверхности исследуемого материала и экстраполяцию данных, полученных на основе эксперимента, на условия полета затупленного тела в атмосфере [7, 22–31].

Для рассматриваемых здесь условий экспериментов на плазмотроне ВГУ-4 в дозвуковом режиме течения высокоэнтальпийного азота задача численного моделирования может быть разделена на следующие три части, соответствующие трем основным областям течения:

- 1) осесимметричное равновесное течение индукционной плазмы азота в разрядном канале;
- 2) осесимметричное равновесное течение в дозвуковой струе высокоэнтальпийного азота, обтекающей испытываемую цилиндрическую модель;
- 3) течение и теплопередача в химически неравновесном пограничном слое диссоциированного азота на оси симметрии в окрестности критической точки модели.

Численные расчеты течений для указанных трех областей были реализованы с помощью компьютерных программ Alpha, Beta и Gamma.

Численное моделирование течения индукционной плазмы азота в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4 проведено с помощью программы Alpha на основе решения уравнений Навье – Стокса, записанных в цилиндрической системе координат, с учетом тангенциальной компоненты скорости, описывающей закрутку потока. Уравнение энергии записано через энтальпию и включает источниковый член, учитывающий Джоулево тепловыделение в плазме. В два уравнения сохранения импульса, соответствующие продольной и радиальной компонентам скорости, входят источниковые члены, выражающие силу Лоренца. Третье уравнение сохранения импульса, соответствующее тангенциальной скорости, не содержит источниковых членов ввиду осевой симметрии задачи. Уравнения Навье – Стокса решаются совместно с уравнением для усредненной комплексной амплитуды E_θ тангенциальной компоненты вихревого электрического поля, создаваемого индуктором. Это уравнение является упрощенным вариантом уравнений Максвелла, учитывающим специфику данной задачи (относительно тонкий разрядный канал) [13]. Найденная амплитуда электрического поля E_θ позволяет определить соответствующие источниковые члены.

Течение предполагается стационарным, ламинарным, химически и термически равновесным. Для решения уравнений Навье – Стокса используется модифицированный метод SIMPLE [32]. Для улучшения сходимости итераций все искомые функции определяются с использованием метода нижней релаксации. Величина тока в индукторе, необходимая для решения краевой задачи для упрощенного уравнения Максвелла, определялась в ходе итераций по заданной мощности N_{pl} , вкладываемой в плазму.

Обтекание модели дозвуковой струей диссоциированного азота, истекающей из рядного канала в барокамеру плазмотрона, определяется с помощью численного решения уравнений Навье–Стокса по программе Beta. В экспериментах цилиндрическая модель устанавливается на оси струи, чтобы обеспечить осевую симметрию задачи. Течение считается стационарным, ламинарным и равновесным. Решаются уравнения Навье–Стокса, записанные в цилиндрической системе координат. Для численного решения используется тот же модифицированный метод SIMPLE [32] и метод нижней релаксации. Используется разностная сетка, сильно неравномерная в продольном и в радиальном направлениях, позволяющая обеспечить достаточно много точек сетки внутри относительно тонкого пограничного слоя вблизи лобовой поверхности модели.

Предположение о равновесии течения во второй области оправдано тем, что в ядре струи от среза рядного канала до внешней границы пограничного слоя перед лобовой поверхностью модели температура и давление меняются сравнительно мало и течение здесь действительно близко к равновесному при давлениях, больших ~ 50 гПа. Эта область ядра струи перед моделью и представляет основной интерес для практических целей. Расчет в остальной части второй области, т.е. на периферии струи вплоть до стенок барокамеры и вниз по потоку от лобовой поверхности модели, проводится только с целью обеспечить корректные граничные условия на границах области - заданная комнатная температура и нулевые значения компонент скорости на стенке барокамеры и поверхности модели, и так называемые "мягкие" граничные условия на границе области вниз по потоку.

Расчет течения и теплопередачи в третьей области основан на одномерной модели пограничного слоя конечной толщины для химически неравновесного реагирующего воздуха, азота и углекислого газа [7, 26, 27, 31]. Эта модель учитывает толщину пограничного слоя и завихренность течения на его внешней границе с помощью безразмерных параметров, определяемых заранее с помощью программы Beta. Учитываются неравновесные химические реакции в газовой фазе, а также каталитические реакции рекомбинации атомов на поверхности. Предполагается, что на внешней границе пограничного слоя химический состав равновесный, т.е. концентрации компонент N_2 и N там могут определяться из условия химического равновесия по заданным значениям давления и температуры (или энтальпии). Использование этой модели позволяет отделить задачу достаточно точного расчета теплопередачи к критической точке испытываемого образца материала от расчета внешнего дозвукового течения во второй области, описываемого уравнениями Навье–Стокса.

Расчет теплопередачи в пограничном слое и определение теплового потока к критической точке модели реализован в программе Gamma. Эта программа позволяет проводить автономные многопараметрические расчеты для различных значений эффективного коэффициента рекомбинации атомов на поверхности и ее температуры для заданных условий эксперимента. Численное решение системы уравнений пограничного слоя определяется с помощью итераций с использованием метода нижней релаксации, на каждой итерации для дискретизации уравнений используется разностная схема 4-го порядка аппроксимации.

В настоящей работе расчеты химически неравновесного пограничного слоя проводились для диссоциированного азота с учетом двух компонент N_2 и N . Предполагалось, что каталитическая рекомбинация атомов на поверхности (S) описывается простой реакцией первого порядка: $N + N + S \rightarrow N_2 + S$, массовый диффузионный поток атомов к поверхности имеет вид

$$J_N = -\rho K_{wN} c_N$$

Здесь ρ – плотность газа; c_N – массовая концентрация атомов N . Константа скорости рекомбинации K_{wN} выражается через эффективный коэффициент рекомбинации γ_{wN}

$$K_{wN} = \frac{2\gamma_{wN}}{2 - \gamma_{wN}} \sqrt{\frac{R_A T_w}{2\pi m_N}}$$

3.3. Результаты расчетов

Одна из основных практических задач численного моделирования – восстановление энтальпии и характерной скорости дозвукового потока, набегающего на модель, по измеряемым в эксперименте параметрам. В рамках разработанной в ИПМех РАН методики в качестве таких параметров используются следующие величины:

q_{ws} – тепловой поток к эталонному высококаталитическому материалу;

P_{dyn} – скоростной напор;

P_s – статическое давление в барокамере.

Для выбора эталонного высококаталитического материала измеряются тепловые потоки в критической точке водоохлаждаемой модели к поверхностям различных металлов. Ранее в дозвуковых струях диссоциированного воздуха и азота наибольшие значения тепловых потоков были получены на меди, в дозвуковых струях углекислого газа – на поверхности серебра [7, 22, 26]. В настоящей работе в дозвуковых струях диссоциированного азота наибольшие значения тепловых потоков были получены на водоохлаждаемой поверхности нержавеющей стали. Соответственно, для расчетного восстановления энтальпии дозвуковых потоков диссоциированного азота в качестве эталонного высококаталитического материала принята нержавеющая сталь. Значения теплового потока q_{ws} к поверхности водоохлаждаемого датчика из нержавеющей стали, температуры поверхности T_{ws} и скоростного напора P_{dyn} , измеренные для различных режимов, приведены в таблице 1.

Указанные три параметра (q_{ws} , P_{dyn} , P_s) используются для восстановления параметров набегающего потока, а именно характерной скорости набегающего потока V_c и энтальпии на внешней границе пограничного слоя h_e , в рамках сделанных выше предположений, в т.ч. предположения о химическом равновесии на внешней границе пограничного слоя. Параметры набегающего потока определяются итерационным путем с помощью программы Gamma из условия равенства экспериментального теплового потока к холодной поверхности эталонного материала (нержавеющей стали) и расчетного теплового потока к идеально каталитической поверхности: $q_{ws} = q_w(h_e; T_w = T_{ws}, \gamma_w = 1)$. Одновременно с энтальпией h_e определяются также температура и равновесный химический состав на внешней границе пограничного слоя. Характерная скорость V_c определяется по измеренному скоростному напору P_{dyn} в ходе итераций по программе Gamma из эмпирического соотношения: $P_{dyn} = k_p \times 0.5 \rho_e V_c^2$, где ρ_e – плотность газовой смеси на внешней границе пограничного слоя; k_p – постоянная, равная 1.1 в данных расчетах. В табл. 2 приведены рассчитанные по экспериментальным данным с помощью программы Gamma значения энтальпии h_e , характерной скорости V_c , температуры T_e и массовой концентрации атомов азота c_{Ne} на внешней границе пограничного слоя.

После расчета параметров набегающего потока для условий экспериментов были рассчитаны карты тепловых потоков и по ним определены каталитические свойства поверхности испытанных материалов – меди, предварительно окисленной в течение 5 минут в струе воздушной плазмы, никеля, графита МПГ-7 и кварца. Карты тепловых потоков $q_w = q_w(T_w, \gamma_w)$ для четырех режимов испытаний показаны на рис. 10–13. Сплошными кривыми 1– показаны значения теплового потока q_w как функции T_w для заданных значений коэффициента рекомбинации γ_w . Штриховой кривой 8, которая является нижней границей области теплового потока для каждого режима, показаны значения q_w для химически замороженного пограничного слоя и некаталитической стенки ($\gamma_w = 0$). Символами показаны измеренные тепловые потоки к исследованным материалам.

Таблица 2

Энтальпия и другие параметры на внешней границе пограничного слоя, рассчитанные по программе Gamma для условий экспериментов

| N_{ap} , кВт | h_e , МДж/кг | V_c , м/с | T_e , К | c_{Ne} |
|----------------|----------------|-------------|-----------|----------|
| 65 | 46.4 | 338 | 7984 | 0.988 |
| 55 | 40.6 | 280 | 6895 | 0.885 |
| 45 | 34.5 | 224 | 6478 | 0.736 |
| 35 | 26.7 | 166 | 6121 | 0.535 |

Каталитические свойства поверхности по отношению к каталитической рекомбинации атомов N в рамках используемого метода описываются эффективным коэффициентом рекомбинации γ_{wN} , который вычисляется с помощью программы Gamma по экспериментальным данным – тепловому потоку к поверхности материала q_{wm} и температуре поверхности T_{wm} . Эти экспериментальные данные и основные результаты расчетов по программе Gamma приведены в табл. 3.

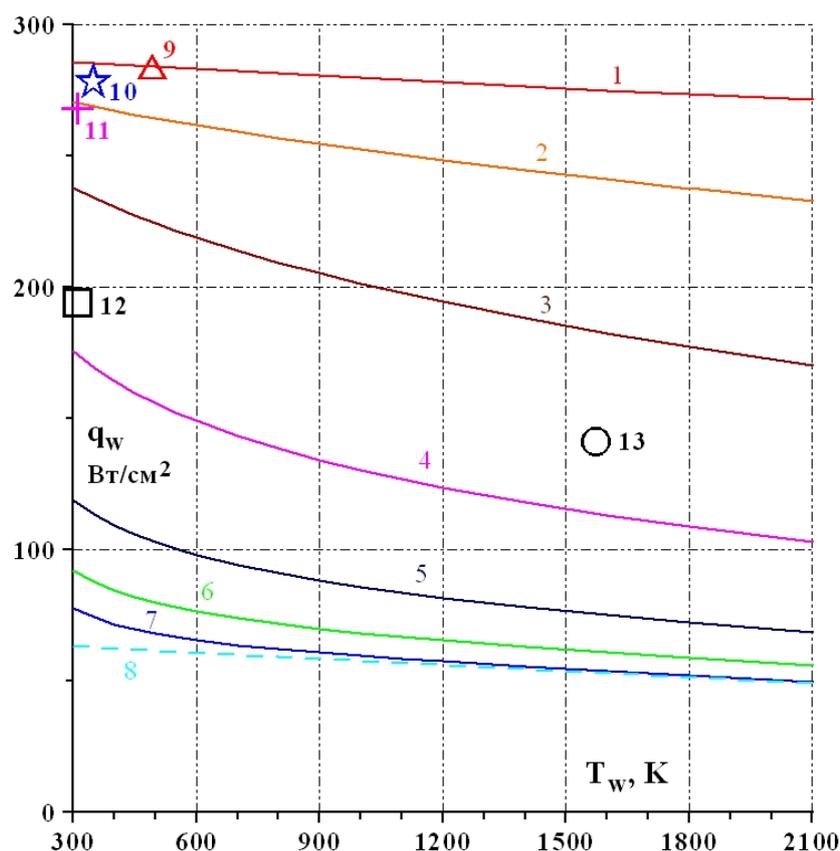


Рис. 10. Карта тепловых потоков для режима испытаний в дозвуковой струе диссоциированного азота: $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 65$ кВт. Кривые 1–7 соответствуют $\gamma_w = 1, 0.1, 0.0316, 0.01, 0.00316, 0.001, 0.0$. Кривая 8 – химически замороженный пограничный слой на некаталитической стенке. Символами показаны измеренные тепловые потоки к материалам: 9 – сталь, 10 – никель, 11 – медь, предварительно окисленная в течение 5 минут в струе воздушной плазмы, 12 – графит МПГ-7, 13 – кварц

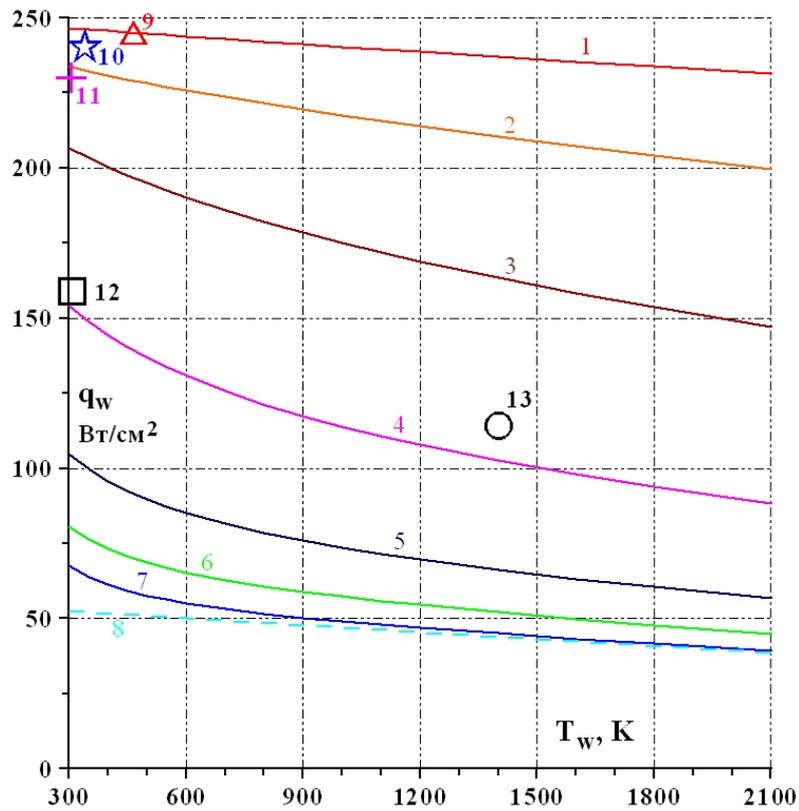


Рис. 11. Карта тепловых потоков для режима $P_s = 50$ ГПа, $N_{ap} = 55$ кВт. Обозначения – см. рис. 10

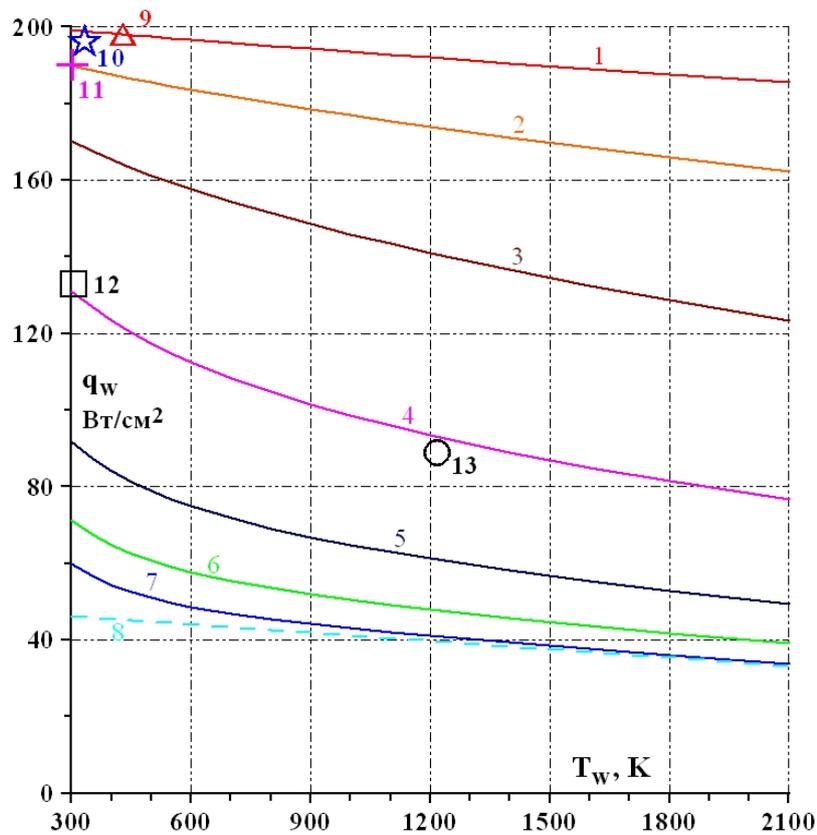


Рис. 12. Карта тепловых потоков для режима $P_s = 50$ ГПа, $N_{ap} = 45$ кВт. Обозначения – см. рис. 10

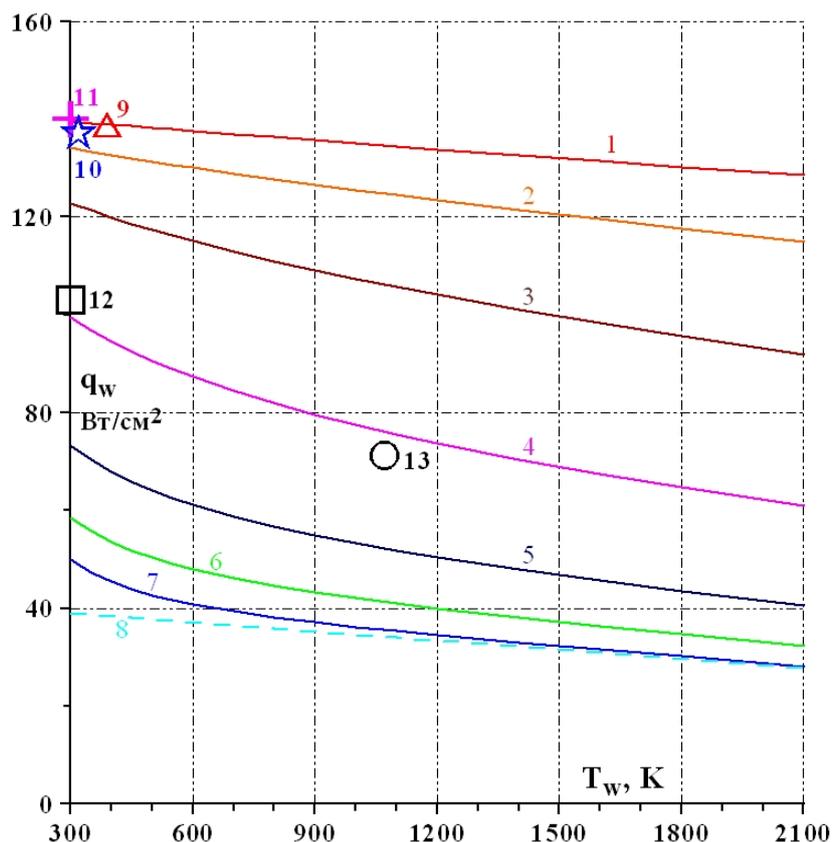

 Рис. 13. Карта тепловых потоков для режима $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 35$ кВт. Обозначения – см. рис. 10

Таблица 3

Коэффициент рекомбинации γ_w , определенный по экспериментальным данным для меди, никеля, графита МПГ-7 и кварца

| N_{ap} , кВт | медь | | | никель | | | графит | | | кварц | | |
|----------------|-------------------------------|--------------|------------|-------------------------------|--------------|------------|-------------------------------|--------------|------------|-------------------------------|--------------|------------|
| | q_{wm} , Вт/см ² | T_{wm} , К | γ_w | q_{wm} , Вт/см ² | T_{wm} , К | γ_w | q_{wm} , Вт/см ² | T_{wm} , К | γ_w | q_{wm} , Вт/см ² | T_{wm} , К | γ_w |
| 65 | 268 | 309 | 0.089 | 278 | 349 | 0.20 | 194 | 311 | 0.014 | 141 | 1572 | 0.016 |
| 55 | 230 | 306 | 0.08 | 240 | 341 | 0.20 | 159 | 307 | 0.011 | 114 | 1402 | 0.013 |
| 45 | 190 | 303 | 0.10 | 196 | 331 | 0.28 | 133 | 304 | 0.011 | 89 | 1218 | 0.009 |
| 35 | 140 | 299 | 1.0 | 137 | 318 | 0.20 | 103 | 300 | 0.012 | 71.2 | 1071 | 0.0082 |

Для сравнения влияния эффективного коэффициента каталитической рекомбинации атомов на тепловой поток в дозвуковом и сверхзвуковом режимах обтекания модели диссоциированным азотом на рис. 14 приведены нормализованные тепловые потоки

$$q_{w\text{norm}} = \frac{q_w(\gamma_w) - q_{w0}}{q_{w1} - q_{w0}},$$

где q_{w1} – тепловой поток к идеально каталитической поверхности с $\gamma_w = 1$; q_{w0} – тепловой поток к некаталитической поверхности с $\gamma_w = 0$. Видно, что кривая 1 (дозвуковой режим при $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 65$ кВт, $T_w = 300$ К) смещена влево относительно кривой 2 и более чувствительна к изменению γ_w для низкокatalитических поверхностей, а кривая 2 (сверх-

звуковой режим при $N_{ap} = 64$ кВт, $G = 3.6$ г/с, $Z = 27$ мм, $P_0 = 50$ гПа, $T_w = 300$ К) более чувствительна к изменению γ_w для высококаталитических поверхностей.

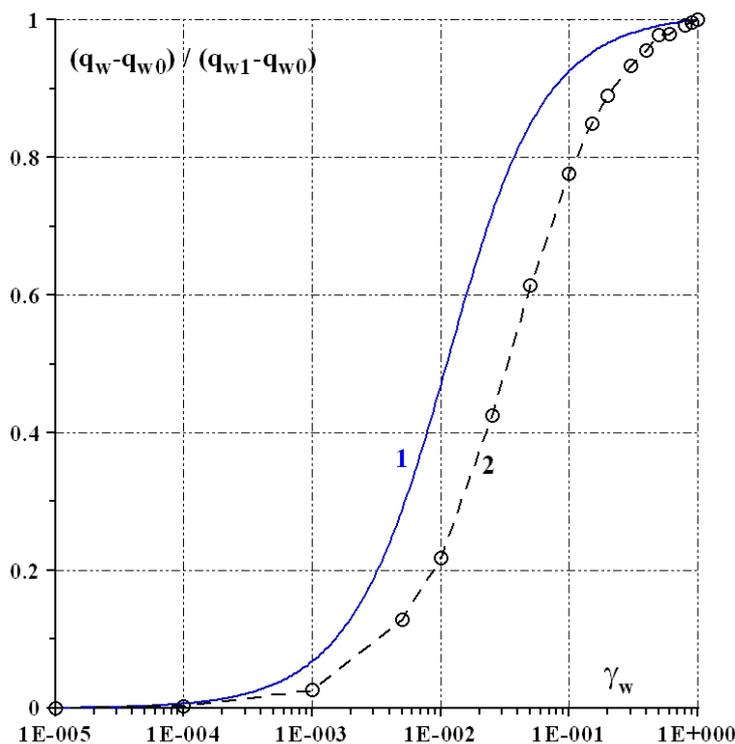


Рис. 14. Нормализованный тепловой поток в критической точке к холодной поверхности модели ($T_w = 300$ К), обтекаемой струей диссоциированного азота при давлении торможения 50 гПа, как функция коэффициента рекомбинации γ_w , в дозвуковом режиме (кривая 1) и сверхзвуковом режиме (кривая 2)

4. Заключение

На индукционном плазмотроне ВГУ-4 при различных расходах газа (2.4 и 3.6 г/с) и мощностях ВЧ-генератора по анодному питанию (45 и 64 кВт) проведены эксперименты по измерению давления торможения в высокоэнтальпийных недорасширенных сверхзвуковых струях азота, истекающих из звуковых сопел диаметром 30 и 40 мм при давлении в барокамере 10.4 гПа.

Измерены давления торможения и тепловые потоки к водоохлаждаемым поверхностям меди, нержавеющей стали, графита МПГ-7 и кварца в критической точке цилиндрической модели с плоским торцом диаметром 20 мм, обтекаемой высокоэнтальпийными недорасширенными сверхзвуковыми струями азота, истекающими из водоохлаждаемых звуковых сопел с диаметрами выходного сечения 30 и 40 мм при давлении в барокамере 10.4 гПа в четырех режимах работы плазмотрона ВГУ-4.

Экспериментально продемонстрирован эффект сильного влияния каталитической рекомбинации атомов азота на тепловой поток к охлаждаемой поверхности. Тепловой поток к высококаталитическим поверхностям меди и нержавеющей стали в четыре раза превышает тепловой поток к поверхности кварца. Установлена качественная каталитическая шкала материалов по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов N: медь ~ нержавеющая сталь > графит > кварц.

Для тех же четырех режимов ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 численно решены задачи о течении неравновесной плазмы азота в разрядном канале и в пространстве, ограниченном стенками барокамеры и поверхностью модели. Экспериментальные и расчетные данные по тепловым потокам к высоко каталитическим холодным поверхностям и давлению в точке

торможения на цилиндрической модели с плоским носком в первой сверхзвуковой зоне недорасширенной струи диссоциированного азота удовлетворительно согласуются.

В дозвуковых струях диссоциированного азота измерены тепловые потоки к поверхности нержавеющей стали, меди, графита МПГ-7 и кварца в критической точке водоохлаждаемой цилиндрической модели с плоским торцом диаметром 20 мм, а также скоростные напоры при давлении в барокамере 50 гПа и мощности ВЧ-генератора 35 ÷ 65 кВт. В дозвуковых режимах также продемонстрирован эффект влияния каталитичности поверхности по отношению к рекомбинации атомов азота на тепловой поток.

Для условий экспериментов проведено численное моделирование течения равновесной плазмы азота в разрядном канале плазмотрона, в дозвуковой струе, обтекающей модель, и в пограничном слое на оси симметрии струи в окрестности критической точки модели. С помощью численного расчета химически неравновесного пограничного слоя конечной толщины, по экспериментальным данным (тепловой поток к водоохлаждаемому образцу из нержавеющей стали q_{ws} , скоростной напор P_{dyn}) восстановлены параметры дозвукового потока диссоциированного азота, набегающего на модель – энтальпия h_e на внешней границе пограничного слоя и характерная скорость V_c . Также по экспериментальным данным (тепловой поток к испытываемому образцу материала q_{wm} , температура поверхности материала T_{wm}) определены эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации атомов азота γ_w на поверхности исследованных материалов: нержавеющая сталь, медь, никель, графит МПГ-7 и кварц.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-01-00738.

Литература

1. Колесников А.Ф., Гордеев А.Н., Сахаров В.И. Течение и теплообмен в сверхзвуковых струях воздушной плазмы: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование. Всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем». АФМ-2007. Сборник научных трудов. Москва, ИПМех РАН, 2007. С. 23–28.
2. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Сахаров В.И. Течение и теплообмен в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // Известия РАН, Механика жидкости и газа. 2011, № 4. Изд-во «Наука». Москва. С. 130–142.
3. Колесников А.Ф., Гордеев А.Н., Сахаров В.И. Теплообмен в недорасширенных неравновесных струях углекислого газа: эксперимент на индукционном плазмотроне численное моделирование и экстраполяция на условия входа в атмосферу Марса // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. <http://www.chemphys.edu.ru>. 2014. Т. 15. Вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/238/>
4. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Сахаров В.И. Течение и теплообмен в недорасширенных неравновесных струях углекислого газа: эксперимент и численное моделирование // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 2. С. 284–290.
5. Колесников А. Ф., Гордеев А. Н., Конов А. Н., Лукомский И. В., Мысова В. М., Рулев Ю. К. Экспериментальное исследование теплообмена поверхностей металлов и кварца с недорасширенными струями диссоциированного азота в ВЧ-плазмотроне // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т.16. вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-2/articles/537/>
6. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Индукционные плазмотроны серии ВГУ // Актуальные проблемы механики. Физико-химическая механика жидкостей и газов. М., Наука, 2010. С. 151–177.

7. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния на тепловой поток газофазных реакций // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 3. С. 521–529.
8. Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V. I. HIGHTEMP technique of high temperature gas flows numerical simulations // Proc. 5th Europ. Symp. on Aerothermodyn. Spase Vehicles. Cologne, Germany, 2004. SP 563. Noordwijk: ESTEC. 2004. Pp. 323–328.
9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / ред. В.П.Глушко. М.: Наука, 1978. Т.1. Кн. 1. 495с; Т.1. Кн. 2. 327с.
10. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
11. Афонина Н.Е., Васильевский С.А., Громов В.Г., Колесников А.Ф., Першин И.С., Сахаров В.И., Якушин М.И. Течение и теплообмен в недорасширенных струях воздуха, истекающих из звукового сопла плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 5. С. 156.
12. Сахаров В.И. Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 6. С. 157.
13. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 164–173.
14. Ибрагимова Л.Б., Смехов Г.Д., Шаталов О.П. Константы скорости диссоциации двухатомных молекул в термически равновесных условиях // Изв. РАН. МЖГ. 1999. №1. С. 181–186.
15. Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбекян М.Ю. Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе // Изв. РАН. МЖГ. 1995. №2. С. 169–182.
16. Park C. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missons, Earth Entries // J. Thermophys and Heat Transfer. 1993. V.7. No.3. Pp. 385–398.
17. Losev S.A., Makarov V.N., Pogosbekyan M.Ju., Shatalov O.P., Nikol'sky V.S. , Thermochemical nonequilibrium kinetic models in strong shock waves on air // AIAA Paper. 1990. № 1994. 13 p.
18. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
19. Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K. The Properties of Gases and Liquids. McGraw-Hill, N. Y.: 1977. 688 p.
20. Afonina N.E., Gromov V.G. Thermochemical nonequilibrium computations for a MARS express probe // Proc. 3rd Europ. Symp. Aerothermodynam. Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherland. 1998. Pp. 179–186.
21. Гордеев О.А., Калинин А.П., Комов А.Л., Люстерник В.Е., Самуйлов Е.В., Соколова И.А., Фокин Л.Р. Потенциалы взаимодействия, упругие сечения, интегралы столкновений компонентов воздуха для температур до 20000 К. Обзоры по теплофизическим свойствам веществ / ТФЦ. Москва, ИВТАН. 1985. №5 (55). 100 С.
22. Kolesnikov A.F. The Aerothermodynamic Simulation in Sub- and Supersonic High-Enthalpy Jets: Experiment and Theory // Proc. 2nd European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. ESA Publication Division, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-367. 1995. Pp. 583–590.
23. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнтальпийного потока к критической точке затупленного тела // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 172–180.
24. Kolesnikov A.F. The Concept of Local Simulation for Stagnation Point Heat Transfer in Hypersonic Flows: Application and Validation. AIAA Paper 2000-2515, 2000.
25. Колесников А.Ф. Условия локального подобия термохимического взаимодействия высокоэнтальпийных потоков газов с неразрушаемой поверхностью // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 1. С. 118–125.

26. Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin M.I. Study of Quartz Surface Catalycity in Dissociated Carbon Dioxide Subsonic Flows // *J. Spacecraft and Rockets*. 2000. Vol.37. No.5. Pp.573–579.
27. Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I. Mathematical Models for Plasma and Gas Flows in Induction Plasmatrons // *Molecular Physics and Hypersonic Flows*. Ed. M. Capitelli. NATO ASI Series, Kluwer. 1996. Vol. 482, pp. 495–504.
28. Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A. Predicting Catalycity of Si-Based Coating and Stagnation Point Heat Transfer in High-Enthalpy CO₂ Subsonic Flows for the Mars Entry Conditions // *Proc. Int. Workshop 'Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science'*. Ed. A. Wilson. ESA Publication Division, ESA SP-544. 2004. Pp. 77–83.
29. Kolesnikov A., Gordeev A., Vasil'evskii S., Vérant J.L. Technical Approach and Validation of Reentry Heating Simulation for the Pre-X and EXPERT Vehicles Using the IPG-4 Plasmatron // *Proc. EUCASS (CD-ROM)*. Moscow, Russia. 2005.
30. Kolesnikov A., Gordeev A., Vasil'evskii S., Vérant J.L. Predicting Catalytic Properties of SiC Material for the Pre-X Vehicle Re-Entry Conditions // *Proc. 2nd EUCASS European Conference for Aero-Space Sciences (CD-ROM)*. Brussels, Belgium, 2007.
31. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазматрона. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том VII-1. Часть 2. М., изд-во Янус-К. 2008. С. 220–234.
32. Patankar S.V., Spalding D.B. *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. Intertext Books, London. 1970.

Статья поступила в редакцию 9 декабря 2016 г.