

ИЗЛУЧЕНИЕ УДАРНО-НАГРЕТОГО ВОЗДУХА В ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

© 2023 г. Н. Г. Быкова¹, И. Е. Забелинский¹, П. В. Козлов¹, Г. Я. Герасимов¹, В. Ю. Левашов^{1*}

¹Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: vyl69@mail.ru; levashovvy@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 21.03.2023;

после доработки 14.04.2023;

принята в печать 20.04.2023

Представлены результаты измерения интегральных и временных спектральных характеристик ударно-нагретого воздуха. Эксперименты проведены на модифицированной двухсекционной ударной трубе STS-М Института механики МГУ в интервале скоростей ударной волны от 7.8 до 10.7 км/с при начальных давлениях в камере низкого давления 0.125 и 0.25 Торр. Исследован диапазон волн излучения 115–195 нм, соответствующий вакуумно-ультрафиолетовой области спектра, в которой основной вклад в излучение дают атомарные линии азота и кислорода. Проведен анализ полученных спектрограмм излучения. Данные измерений сравниваются с имеющимися экспериментальными данными других авторов.

Ключевые слова: ударные волны, излучение, воздух, ударная труба, вакуумный ультрафиолет, атомарные линии излучения.

DOI: 10.31857/S0207401X23100047, **EDN:** ROLBUM

ВВЕДЕНИЕ

Создание надежных систем теплозащиты спускаемых космических аппаратов тесно связано с усовершенствованием методов расчета процессов теплопереноса к поверхности аппарата [1]. При этом следует учитывать, что в некоторых точках сверхорбитальной траектории спуска аппарата в атмосфере Земли радиационный тепловой поток становится сравнимым с конвективным, что требует привлечения дополнительных характеристик по радиационным характеристикам ударно-нагретого воздуха [2]. Важную роль при их определении играет спектральный диапазон вакуумного ультрафиолета (VUV). С одной стороны, излучение в этом диапазоне составляет значительную часть общего радиационного теплового потока к поверхности спускаемого аппарата [3]. С другой стороны, VUV-диапазон вносит наибольшую неопределенность в оценку радиационного теплопереноса, что объясняется в основном недостатком экспериментальной информации в данной спектральной области [4]. Одной из причин отсутствия достаточного количества экспериментальных данных является сложность измерения VUV-излучения, связанная с необходимостью удаления молекулярного кислорода и водяного пара из оптического пути при регистрации излучения в рассматриваемом диапазоне [5].

Экспериментальное исследование радиационных характеристик ударно-нагретых газов проводится в основном на ударных трубах [6]. Немногочисленные данные по излучению высокотемпературного воздуха в VUV-диапазоне спектра при начальном давлении 0.2 Торр и скоростях ударной волны до 12 км/с получены в электроразрядной ударной установке EAST (Electric Arc Shock Tube), эксплуатируемой в Исследовательском центре NASA Ames [7, 8], а также в поршневом ударном туннеле X2 Университета Квинсленда (Австралия) [9]. Ударная труба STS (Standard Shock Tube) Института механики МГУ, работающая на детонационном горении, имеет более скромные возможности, чем электроразрядные и поршневые установки: экспериментальные данные по измерению интенсивности VUV-излучения ударно-нагретого воздуха получены при начальном давлении 0.25 Торр и скоростях ударной волны до 8.4 км/с [10].

Модернизация ударной трубы STS позволила повысить энергетическую эффективность установки за счет организации более оптимального сгорания гремучей смеси в камере высокого давления [11]. В настоящей работе, являющейся продолжением [10], представлены результаты измерения интегральных и временных характеристик излучения ударно нагретого воздуха в модернизи-

рованной ударной трубе STS-M в VUV-диапазоне спектра при скоростях ударной волны до 10.7 км/с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное исследование излучательных характеристик ударно-нагретого воздуха в VUV-диапазоне спектра проводилось в модифицированной двухсекционной ударной трубе STS-M Института механики МГУ, которая имеет цилиндрическую форму с внутренним диаметром 50 мм. Инициирование ударной волны осуществляется за счет детонационного сжигания в камере высокого давления стехиометрической смеси кислорода с водородом, разбавленной гелием. Вдоль секций ударной трубы расположены пьезоэлектрические датчики для осуществления контроля за давлением газа и скоростью ударной волны. Принципиальная схема экспериментальной установки и более подробное ее описание приведены в работе [10].

Для повышения энергетической эффективности исходной ударной трубы STS и увеличения скорости ударной волны, распространяющейся по камере низкого давления, была проведена модернизация STS, которая заключалась во включении в конструкцию трубы дополнительного элемента — форкамеры, подробное описание которой приведено в работе [12]. Форкамера отделяет торцевую стенку ударной трубы, на которой расположено поджигающее устройство, от основного объема камеры высокого давления перфорированным диском, имеющим 19 микроскопических отверстий. Наличие форкамеры обеспечивает быстрое формирование интенсивной ударной волны с более высокими параметрами газа (температура и давление) за волной. Это, в свою очередь, ведет к более высокой скорости волны горения. Поэтому к моменту подхода ударной волны к диафрагме, разделяющей камеры высокого и низкого давления, сгорает больший объем горючей смеси. В итоге к моменту открытия диафрагмы выделяется большее количество энергии сжигания газа, что ведет к формированию более интенсивной ударной волны в камере низкого давления.

Система регистрации излучения ударной трубы STS-M позволяет измерять радиационные характеристики ударно-нагретого воздуха, проходящего мимо измерительного сечения трубы, в VUV-диапазоне длин волн. Так как образующийся в воздухе под действием излучения озон является мощным поглотителем VUV-излучения, весь оптический тракт измерительной системы должен быть предварительно полностью откачан. Это является причиной ограниченности имеющихся экспериментальных данных по излучению воздуха в VUV-области спектра [9]. Регистрация излучения в ударной трубе STS-M проводится либо ICCD-камерой LEGA-VUV для записи спек-

трального распределения излучения (панорамных спектров), либо фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R6836 (Japan) для записи временной эволюции излучения в узких спектральных диапазонах, специально выделенных с помощью вакуумного монохроматора VM-1. Для получения экспериментальной информации по интенсивности излучения в абсолютных единицах проводится предварительная калибровка оптической системы, подробно описанная в работе [13].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Интегральные и временные характеристики излучения ударно-нагретого воздуха измерены в интервале значений скоростей ударной волны V_{SW} от 7.8 до 10.7 км/с при начальных давлениях p_0 в камере низкого давления 0.125 и 0.25 Торр. Измерения проводились в спектральной области $\lambda = 115\text{--}195$ нм, в которой основной вклад в излучение дают атомарные линии азота и кислорода. Полученные спектрограммы излучения позволяют, с одной стороны, выявить основные закономерности рассматриваемого процесса в данной спектральной области, а с другой — служат источником для тестирования расчетных моделей процессов теплопереноса к поверхности спускаемого космического аппарата.

Интегральная спектрограмма излучения (панорамный спектр) ударно-нагретого воздуха в области вакуумного ультрафиолета при начальном давлении $p_0 = 0.125$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10$ км/с приведена на рис. 1. Видно, что значительную интенсивность на спектрограмме имеют линии атома азота на длинах волн $\lambda = 120.0, 141.2, 149.3$ и 174.5 нм, а также резонансная линия атома кислорода на длине волны $\lambda = 130.2$ нм и три линии атома углерода на длинах волн $\lambda = 156.1, 165.8$ и 195.1 нм [14, 15]. Фоновое излучение, которое включает в себя тормозное и фоторекомбинационное излучение электронов низкотемпературной плазмы [16], в рассматриваемом случае не играет заметной роли. Наличие в спектре воздушной смеси линий атома углерода может быть объяснено присутствием в воздухе углеродсодержащих примесей (CO_2 и углеводовороды).

Триплет атома азота с максимумом интенсивности на длине волны $\lambda = 120.0$ нм вносит наиболее заметный вклад в общую спектральную плотность ударно нагретого воздуха в VUV-диапазоне, как это видно из рис. 1. Триплет описывает переход с уровня $2s^2 2p^2(^3P) 3s^4P$ на уровень $2s^2 2p^3^4S^0$ и состоит из трех полос на длинах волн $\lambda = 119.96, 120.02$ и 120.07 нм [17]. На рис. 2 показана часть панорамного спектра в спектральном диапазоне 115–125 нм, включающем рассматриваемый триплет и соседние полосы. Измерения проведены при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и различ-

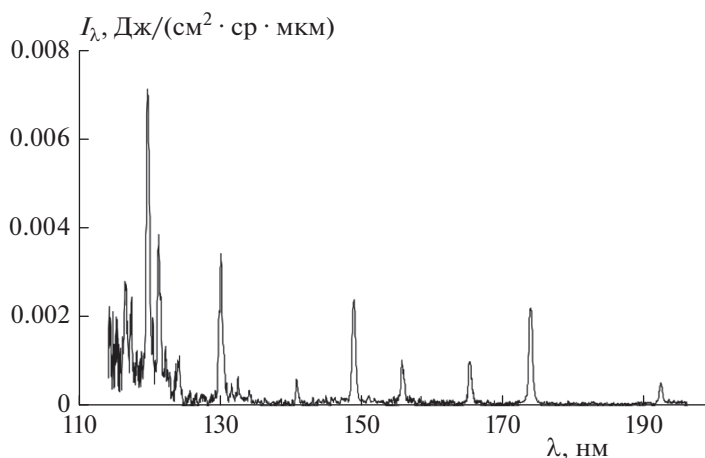


Рис. 1. Спектральная плотность излучения I_λ ударно-нагретого воздуха в VUV-диапазоне при начальном давлении $p_0 = 0.125$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10.0$ км/с.

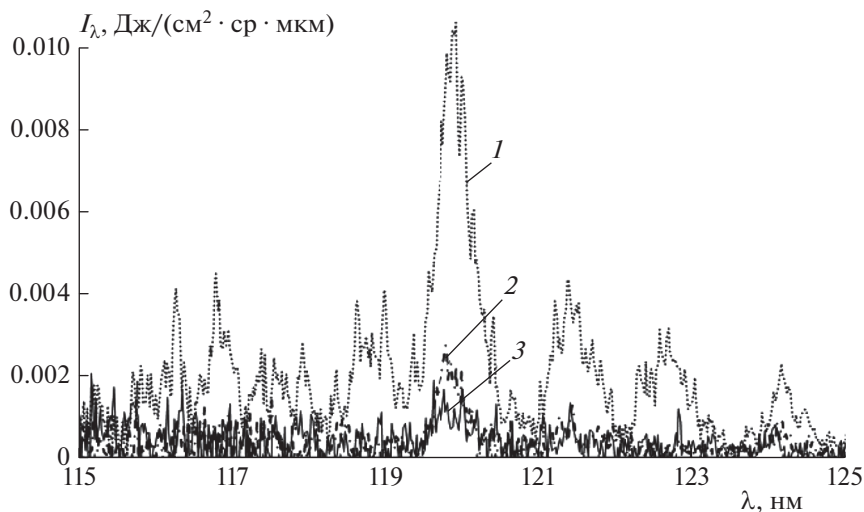


Рис. 2. Спектр излучения воздуха в диапазоне $\lambda = 115\text{--}125$ нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 9.84$ (1), 8.77 (2) и 7.81 км/с (3).

ных значениях скорости ударной волны. Видно, что при увеличении скорости V_{SW} от 8.77 до 9.84 км/с интенсивность излучения атомов азота на рассматриваемой длине волны резко растет. Это связано в первую очередь с увеличением интенсивности ударной волны при росте ее скорости и, соответственно, с ростом температуры газа за ударной волной. Более высокая температура газа, в свою очередь, увеличивает степень диссоциации молекул азота, а также повышает заселенность возбужденных уровней образующихся атомов.

Анализ спектрограммы, приведенной на рис. 2, показывает, что в данном спектральном диапазоне локализуется также серия мультиплетов атома азота с максимумами интенсивности на длинах волн $\lambda = 116.8, 117.7, 122.5$ и 124.3 нм [18], слабая ли-

ния атома кислорода на длине волны $\lambda = 115.2$ нм, резонансная линия водорода L_α из серии Лаймана на длине волны $\lambda = 121.6$ нм [19] и серия мультиплетов атома углерода с максимумами интенсивности на длинах волн $\lambda = 115.8, 118.9$ и 119.3 нм. Следует также отметить, что фоновое излучение при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр играет более заметную роль, чем при $p_0 = 0.125$ Торр, что видно из сравнения спектрограмм, приведенных на рис. 1 и 2.

На рис. 3 показана часть панорамного спектра в спектральном диапазоне $125\text{--}135$ нм, который включает триплет атома кислорода на длине волны $\lambda = 130$ нм. Триплет описывает переход с уровня $2s^2 2p^3(^4S^0) 3s^3 S^0$ на уровень $2s^2 2p^4 P$ и состоит из

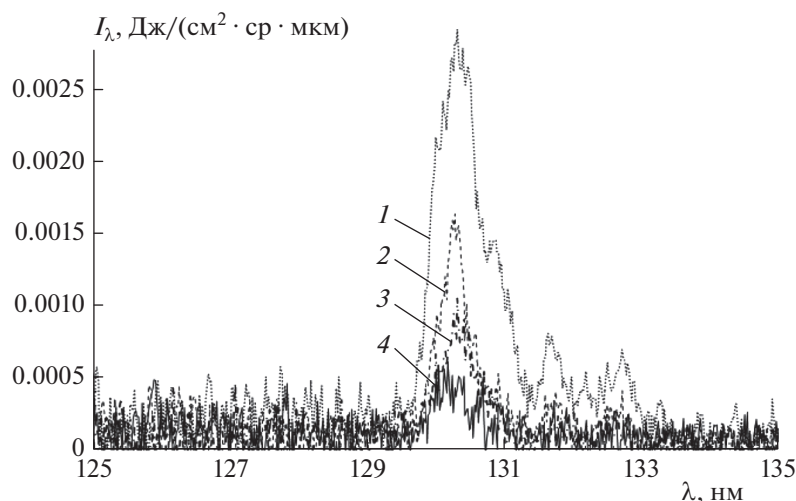


Рис. 3. Спектр излучения воздуха в диапазоне $\lambda = 125\text{--}135$ нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 9.84$ (1), 8.77 (2), 8.73 (3) и 7.81 км/с (4).

трех полос на длинах волн $\lambda = 130.22$, 130.49 и 130.60 нм [20]. Измерения проведены при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и различных значениях скорости ударной волны. Видно, что увеличение скорости ударной волны ведет к росту интенсивности излучения атомов кислорода. Но этот рост не является столь резким, как в случае излучения атомов азота на длине волн $\lambda = 120.0$ нм, что можно объяснить меньшим значением энергии диссоциации молекул кислорода и, соответственно, большей концентрацией излучающих атомов кислорода при более низких температурах воздуха за фронтом ударной волны. Максимум интенсивности триплета в рассматриваемом случае имеет примерно то же значение, что и при начальном давлении $p_0 = 0.125$ Торр, что видно из сравнения рис. 1 и 3. На спектрограмме идентифицированы также мультиплеты атома азота на длинах волн $\lambda = 131.9$ и 132.7 нм. Фоновое излучение в рассматриваемом спектральном диапазоне, как и в диапазоне 115–125 нм, имеет ярко выраженный характер.

Спектрограмма излучения ударно-нагретого воздуха в диапазоне длин волн 145–155 нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и различных скоростях ударной волны приведена на рис. 4. Спектрограмма содержит изолированный триплет атома азота, описывающий переход с уровня $2s^2 2p^2(^3P)3s^2P$ на уровень $2s^2 2p^3(^2D^0)$ и состоящий из трех полос на длинах волн $\lambda = 149.26$, 149.28 и 149.47 нм [17]. Здесь также наблюдается увеличение интенсивности излучения с ростом скорости ударной волны, причем это увеличение при увеличении V_{SW} с 8.58 км/с до скорости 9.48 км/с не является столь значительным, как для триплета атома с максимумом интенсивности на длине

волны $\lambda = 120.0$ нм, который изображен на рис. 2. Следует также отметить, что максимум интенсивности триплета в рассматриваемом случае немного ниже, чем при начальном давлении $p_0 = 0.125$ Торр, что видно из сравнения рис. 1 и 4.

На рис. 5 показана часть панорамного спектра ударно-нагретого воздуха, измеренная в диапазоне длин волн излучения 170–180 нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и различных скоростях ударной волны. Данная спектрограмма содержит изолированный дублет атома азота, соответствующий переходу атома с уровня $2s^2 2p^2(^3P)3s^2P$ на уровень $2s^2 2p^3(^2P^0)$ и состоящий из двух полос на длинах волн $\lambda = 174.27$ и 174.53 нм [15]. Как и в случае триплета атома азота с $\lambda = 120.0$ нм, изображенного на рис. 2, здесь также наблюдается резкий рост интенсивности излучения при увеличении V_{SW} от 8.89 до 9.90 км/с. Максимальное значение интенсивности излучения при данном начальном давлении несколько выше соответствующего значения, полученного при $p_0 = 0.125$ Торр и показанного на рис. 1. Просматривается зависимость фонового излучения от скорости ударной волны.

Приведенные выше интегральные характеристики излучения ударно-нагретого воздуха дают общую информацию о характере спектра, а также позволяют определить области длин волн, наиболее интересные для дальнейших исследований. Временные спектрограммы излучения, описывающие изменение мощности излучения J_λ атомов и молекул на определенных длинах волн в зависимости от времени t протекания процесса, являются удобным инструментом для тестирования радиационно-столкновительных моделей, позволяющих оценить излучение ударно-нагретого

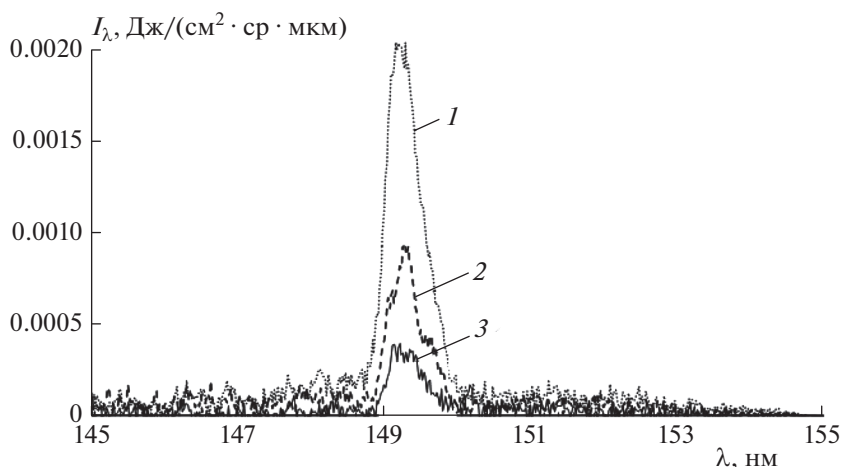


Рис. 4. Спектр излучения воздуха в диапазоне $\lambda = 145\text{--}155$ нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 9.48$ (1), 8.58 (2) и 7.90 км/с (3).

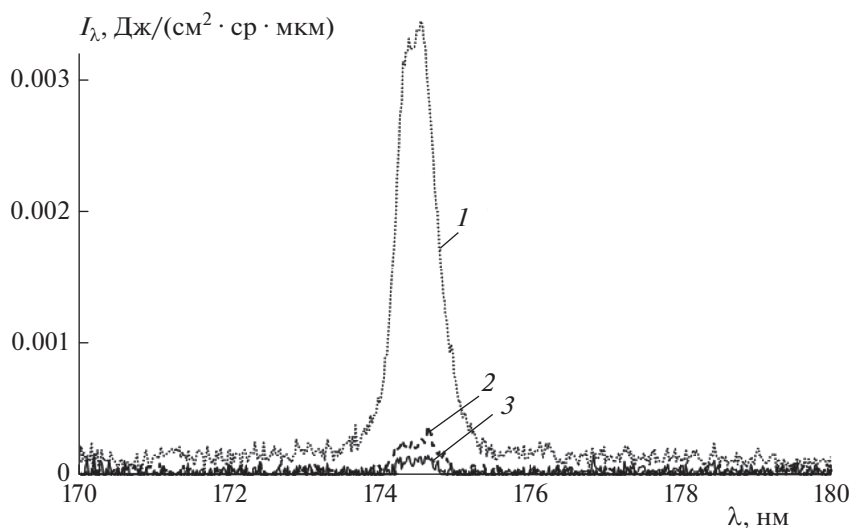


Рис. 5. Спектр излучения воздуха в диапазоне $\lambda = 170\text{--}180$ нм при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 9.90$ (1), 8.89 (2) и 6.54 км/с (3).

воздуха вблизи поверхности спускаемого космического аппарата [21]. Временные спектрограммы излучения позволяют также определить эффективное время излучения Δt на определенной длине волны, которое служит критерием для пересчета объемной плотности энергии излучения I_λ на объемную мощность излучения B_λ , обычно измеряемую в Вт/(см³ · мкм · ср) [22].

На рис. 6 приведены временные зависимости мощности излучения J_λ атомов азота на длине волны $\lambda = 120$ нм, измеренные при $p_0 = 0.25$ Торр и разных скоростях ударной волны. Видно, что на начальной стадии процесса происходит резкий “всплеск” величины J_λ , связанный с неравномерностью протекания процесса. Длительность нерав-

новесной зоны составляет величину порядка 1 мкс. Максимум интенсивности в неравновесной зоне растет с увеличением V_{SW} . При $t > 1$ мкс процесс переходит в равновесную стадию, длительность которой равна примерно 5 мкс. Аналогичное поведение имеют временные спектрограммы излучения атомов кислорода на длине волны $\lambda = 130$ нм, показанные на рис. 7. Так как здесь интервал изменения величины V_{SW} шире, зависимость J_λ от V_{SW} более ярко выражена.

Как показывает проведенный выше анализ панорамных спектров, спектральная плотность излучения I_λ ударно-нагретого воздуха на различных длинах волн практически не зависит от начального давления p_0 при фиксированном значении скоро-

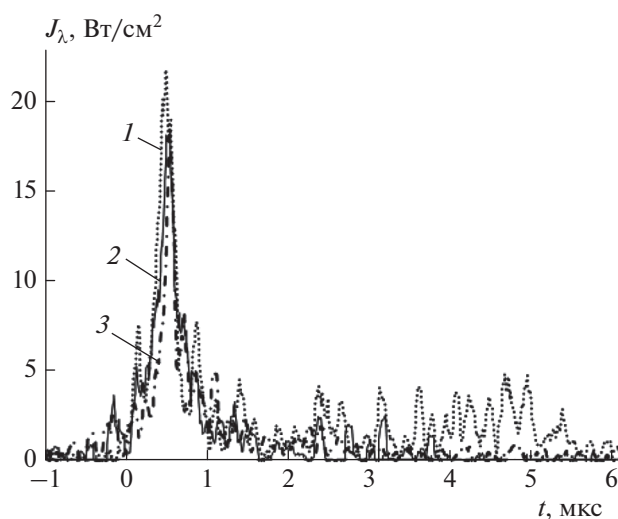


Рис. 6. Временные спектрограммы излучения атомов азота на длине волн 120 нм в ударно-нагретом воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 8.73$ (1), 8.62 (2) и 8.39 км/с (3).

сти ударной волны V_{SW} . На рис. 8 показаны временные зависимости мощности излучения J_λ атомов азота на длине волн $\lambda = 149$ нм в воздухе, измеренные при различных значениях скорости ударной волны V_{SW} и начальном давлении $p_0 = 0.125$ Торр. Видно, что характер поведения приведенных спектрограмм в общих чертах повторяет спектрограммы, измеренные при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и показанные на рис. 6 и 7. На всех спектрограммах на начальном этапе процесса наблюдается сильный “всплеск” мощности излучения J_λ с последующим ее выходом на равновесный уровень. При небольших скоростях ударной

волны пиковая интенсивность J_λ значительно превышает равновесные значения. Увеличение скорости ударной волны ведет к уменьшению этой разницы, и при $V_{SW} \geq 10$ км/с пиковая интенсивность практически совпадает с равновесными значениями.

Как уже отмечалось выше, основной причиной отсутствия достаточного количества экспериментальной информации по радиационным характеристикам ударно-нагретого воздуха в VUV-диапазоне спектра является обеспечение нужного уровня вакуума на пути прохождения излучения к системе его регистрации. Наибольшее количество данных по панорамным спектрам воздуха в рассматриваемом спектральном диапазоне получено в электроразрядной ударной установке EAST [8]. Так как спектрограммы, измеренные в EAST, получены в единицах объемной мощности излучения B_λ , а измерительная система ударной трубы STS-M фиксирует объемную плотность излучения I_λ , для перехода в панорамном спектре от I_λ к B_λ необходимо величину I_λ разделить на эффективное время излучения Δt , которое определяется из временных осциллограмм излучения для каждого узкого диапазона спектра. Для данного интервала длин волн, как видно из рис. 4, величина Δt равна примерно 4 мкс.

На рис. 9 приведено сравнение панорамных спектров излучения в интервале длин волн $\lambda = 146\text{--}154$ нм, полученных в ударных установках STS-M и EAST примерно в одинаковых условиях. Для данного спектрального диапазона, как видно из рис. 4, эффективное время излучения Δt равно примерно 4 мкс. Анализ рис. 9 показывает, что обе спектральные кривые в общих чертах повторяют друг друга. Небольшое различие можно объ-

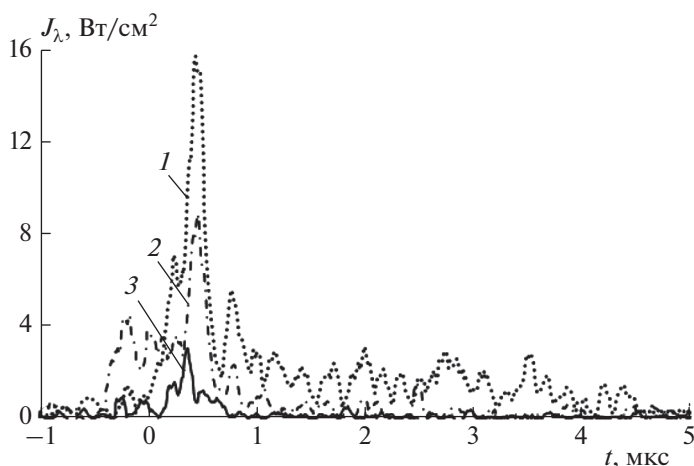


Рис. 7. Временная зависимость мощности излучения атомов кислорода на длине волн 130 нм в ударно-нагретом воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 10.00$ (1), 9.07 (2) и 8.03 км/с (3).

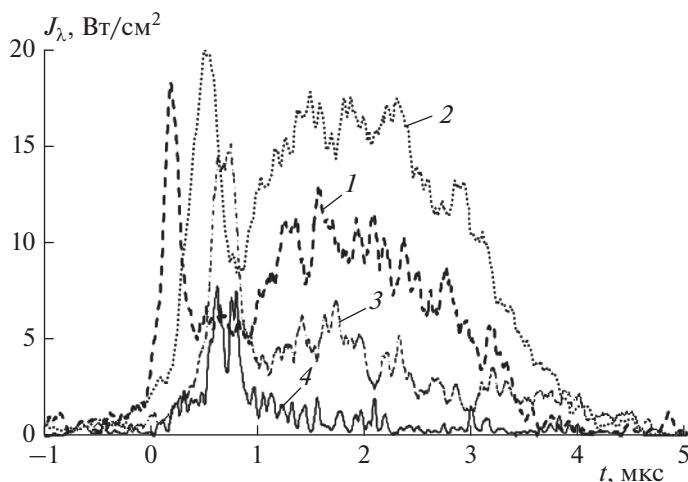


Рис. 8. Временная зависимость мощности излучения атомов азота на длине волны 149 нм в ударно-нагретом воздухе при $p_0 = 0.125$ Торр и следующих значениях скорости ударной волны: $V_{SW} = 10.72$ (1), 10.36 (2), 9.95 (3) и 8.79 км/с (4).

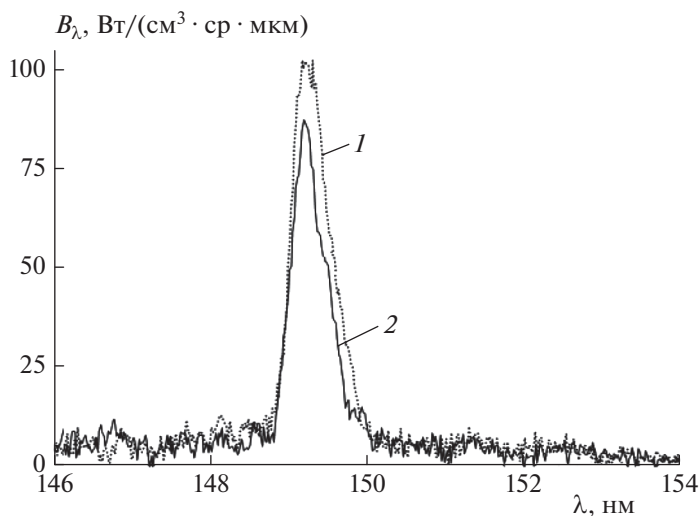


Рис. 9. Сравнение панорамных спектров излучения воздуха, полученных в ударной трубе STS при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 9.48$ км/с (1) и ударной установке EAST [8] при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 9.53$ км/с (2).

яснить более высоким давлением в экспериментах в STS-M.

ВЫВОДЫ

1. Проведена серия экспериментов по измерению интегральных и временных характеристик излучения ударно-нагретого воздуха в вакуумно-ультрафиолетовой области в интервале скоростей ударной волны от 7.8 до 10.7 км/с при начальных давлениях в камере низкого давления 0.125 и 0.25 Торр.

2. Анализ интегральных спектрограмм излучения показывает, что значительную интенсивность в рассматриваемом спектральном диапазоне имеют

линии атома азота на длинах волн $\lambda = 120.0$, 141.2, 149.3 и 174.5 нм, а также резонансная линия атома кислорода на длине волны $\lambda = 130.2$ нм и три линии атома углерода на длинах волн $\lambda = 156.1$, 165.8 и 195.1 нм.

3. Временные спектрограммы излучения атомов азота и кислорода, измеренные на длинах волн $\lambda = 120$, 130 и 149 нм, позволяют определить эффективное время излучения $\Delta\tau$, которое служит критерием для пересчета объемной плотности энергии излучения I_λ на объемную мощность излучения B_λ .

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № АААА-А19-119012990112-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shang J.S., Surzhikov S.T.* // Prog. Aerospace Sci. 2012. V. 53. P. 46.
2. *Суржиков С.Т.* // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 10. С. 63.
3. *Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D.* // J. Thermophys. Heat Trans. 2015. V. 29. P. 209.
4. *Kleb B., Johnston C.* // AIAA Paper. № 2008-3688.
5. *Palumbo G., Craig R.A., Whiting E.W., Park C.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1997. V. 51. P. 207.
6. *Герасимов Г.Я., Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Левашов В.Ю.* // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 17.
7. *Cruden B.A., Martinez R., Grinstead J.H., Olejniczak J.* // AIAA Paper. № 2009-4240.
8. *Brandis A.M., Cruden B.A.* // AIAA Paper. № 2017-1145.
9. *Sheikh U.A., Morgan R.G., McIntyre T.J.* // AIAA J. 2015. V. 53. P. 3589.
10. *Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Стовбун С.В., Тереза А.М., Шаталов О.П.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
11. *Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Туник Ю.В., Левашов В.Ю.* // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 22.
12. *Kozlov P.V., Zabelinsky I.E., Bykova N.G., Gerasimov G.Ya., Levashov V.Yu., Tunik Yu.V.* // Acta Astronaut. 2022. V. 194. P. 461.
13. *Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Акимов Ю.В., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я., Тереза А.М.* // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 9. С. 26.
14. NIST Atomic Spectra Database, Ver. 5.10. Gaithersburg: NIST, 2022; <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
15. *Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.I., Yatsenko A.S.* // Phys. Scr. 2017. V. 92. № 105002.
16. *Jung Y.-D., Kim C.-G.* // J. Plasma Phys. 2002. V. 67. P. 191.
17. *Tibère-Inglesse A., Cruden B.A.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. V. 290. № 108302.
18. *Johnston C.O., Kleb B.* // J. Spacecraft Rockets. 2012. V. 49. P. 425.
19. *Han J., Park W., Kim J. et al.* // Current Appl. Phys. 2021. V. 31. P. 208.
20. *Han D., Park J., Kim Y., Kwon D., Park S.* // Ibid. P. 239.
21. *Суржиков С.Т.* // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 2. С. 249.
22. *Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю.* // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 6. С. 85.