

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 541.124

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСИ $\text{CO}_2\text{--N}_2$ ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2021 г. П. В. Козлов¹, И. Е. Забелинский¹, Н. Г. Быкова¹,
Г. Я. Герасимов¹, В. Ю. Левашов^{1*}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: vyl69@mail.ru, levashovvy@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 18.02.2021;

после доработки 11.03.2021;

принята в печать 22.03.2021

Представлены результаты измерения радиационных характеристик ударно-нагретой смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2$, моделирующей атмосферу Марса. Эксперименты проведены на модифицированной двухдиафрагменной ударной трубе DDST-M Института механики МГУ для двух комбинаций начальных давлений и скоростей ударной волны: 5.4–6.8 км/с при давлении 1.0 Торр и 5.3–8.1 км/с при давлении 0.3 Торр. Получены панорамные спектры излучения в интервале длин волн 200–850 нм (ультрафиолетовый и видимый спектральные диапазоны), а также временные зависимости интенсивности излучения одной из наиболее интенсивных полос излучения. Данные измерений сравниваются с экспериментальными данными других авторов.

Ключевые слова: ударные волны, излучение, атмосфера Марса, ударная труба, детонационное горение.

DOI: 10.31857/S0207401X21120104

ВВЕДЕНИЕ

Радиационные характеристики высокотемпературных газовых смесей, содержащих CO_2 , представляют интерес для различных аэрокосмических приложений. С одной стороны, их исследование необходимо при изучении процесса сгорания топлива и анализе выхлопных газов в двигательных установках. С другой стороны, CO_2 является основным компонентом атмосфер таких планет, как Марс и Венера, а радиационный нагрев космического аппарата (КА) во время его входа в атмосферу представляет собой одну из ключевых проблем [1]. Радиационная составляющая общего теплового потока к поверхности спускаемого аппарата в атмосфере Марса или Венеры играет важную роль при скоростях КА порядка 7 км/с и выше [2]. При этом излучение от частиц, образованных потоками диссоциированного CO_2 , охватывает широкую область длин волн, поскольку некоторые частицы газовой среды излучают в вакуумном ультрафиолетовом, а другие – в инфракрасном спектральном диапазонах.

Основным инструментом для исследования физико-химических процессов, связанных с излучением ударно-нагретых газовых смесей, служат ударные трубы [3]. Экспериментальные данные, получаемые в ударных трубах, представляют су-

щественный интерес как для аэрокосмических приложений, так и для фундаментальных исследований [4]. Основной массив данных по излучению ударно-нагретой смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2$, моделирующей атмосферы Марса и Венеры, получен на электро-разрядной ударной установке EAST (Electric Arc Shock Tube), эксплуатируемой в Исследовательском центре NASA Ames [5–9]. Аналогичные измерения были проведены в ударной трубе ADST (Arc Driven Shock Tube), функционирующей в ЦАГИ (Россия) [10]. Японское агентство аэрокосмических исследований (JAXA) эксплуатирует в настоящее время поршневую ударную трубу HVST (Hyper Velocity Shock Tube), изучая термохимические неравновесные явления и, в частности, излучение, испускаемое из сильно нагретой области за ударной волной в условиях, моделирующих атмосферу Марса [11]. Большой объем информации по радиационным характеристикам ударно-нагретых газов получен в детонационных ударных трубах МФТИ [12] и Института механики МГУ [13–16].

Развитие экспериментальной техники в последние десятилетия позволяет получать более точные и детальные данные о параметрах высокотемпературных газовых потоков за фронтом ударной волны по сравнению с данными, полученными в предыдущие десятилетия. В настоящей работе

представлены новые экспериментальные результаты по излучению ударно-нагретой смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2$, моделирующей атмосферу Марса. Эксперименты проведены в модернизированной двухдиафрагменной ударной трубе DDST-M с детонационным инициированием сильных ударных волн, в которой за счет оптимального сжигания водорода в камере высокого давления удается получить более высокие скорости ударной волны, а также добиться практически полной повторяемости экспериментов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Модернизированная двухдиафрагменная ударная труба DDST-M входит в состав экспериментального комплекса “Ударная труба” Института механики МГУ [17]. Она имеет цилиндрическую форму с внутренним диаметром 50 мм, в которой инициирование ударной волны осуществляется за счет детонационного сжигания в камере высокого давления стехиометрической смеси кислорода с водородом, разбавленной гелием. Экспериментальная установка состоит из трех секций: камеры высокого давления (КВД) длиной 1.55 м, промежуточной камеры (ПК) длиной 3.5 м и камеры низкого давления (КНД) длиной 3 м. В качестве диафрагмы между КВД и ПК используется медная фольга толщиной 300 мкм с насечками. При этом практически отсутствует увлечение в поток обрывков материала диафрагмы. Камера промежуточного давления заполнена гелием, а камера низкого давления – исследуемой газовой смесью. В качестве диафрагмы между ПК и КНД также используется медная фольга толщиной 400 мкм с насечками.

Модернизация исходной двухдиафрагменной ударной трубы DDST заключается во включении в ее конструкцию дополнительного элемента – форкамеры. Форкамера отделена от торцевой стенки трубы, на которой расположено поджигающее устройство, от основного объема КВД перфорированным диском, имеющим 19 сопловых микроотверстий. Наличие форкамеры повышает работоспособность продуктов горения гремучей смеси в первую очередь за счет ее более полного сгорания, а также за счет того, что часть смеси сгорает в энергетически наиболее выгодном режиме детонации Чепмена–Жуге. Это позволяет получать более высокие скорости ударной волны при прочих равных условиях. Дополнительно решается ряд технических проблем, таких как практически полная повторяемость выбранных режимов и защита поджигающего устройства от воздействия отраженной от диафрагмы ударной волны.

Ударная труба DDST-M оборудована двумя измерительными секциями, что позволяет в од-

ном эксперименте определять временное и спектральное распределение излучения газа за фронтом ударной волны в ультрафиолетовом (УФ) и видимом (ВД) диапазонах. Схема системы регистрации излучения приведена на рис. 1. Главная измерительная секция, собранная на базе спектрографа V&M50, позволяет наблюдать панорамный спектр излучения в одном из спектральных диапазонов (200–420, 405–635 и 625–850 нм). Для регистрации излучения используется прибор с зарядовой связью (ПЗС) с электрооптическим преобразователем. Запуск ПЗС-камеры в экспериментах осуществляется от сигнала с пьезодатчика. Момент запуска контролируется на осциллографе с точностью не хуже 0.4 мкс.

Во вспомогательной секции спектральные измерения проводятся с помощью стробируемой ПЗС-линейки Hamamatsu, установленной на выходе спектрографа Horiba SP140-1824. Эта секция измерений позволяет наблюдать панорамный спектр излучения в спектральном диапазоне 350–1100 нм. Она также используется для проведения временных измерений в узком выделенном спектральном интервале. Измерения интенсивности в обеих секциях относительные, но их амплитуда в серии экспериментов, когда оптическая схема не перестраивается, может быть откалибрована в абсолютных единицах. Измерение скорости ударной волны в измерительном сечении осуществляется пьезодатчиками, расположенными на фиксированном расстоянии друг от друга.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов получены данные по излучению смеси CO_2 (70%) и N_2 (30%), моделирующей атмосферу Марса, для двух комбинаций значений скоростей и начальных давлений ударной волны: $V_{\text{УВ}} = 5.3\text{--}8.1$ км/с, $P_1 = 0.3$ Торр и $V_{\text{УВ}} = 5.4\text{--}6.8$ км/с, $P_1 = 1.0$ Торр. Основной объем информации дают интегральные по времени развертки излучения (панорамный спектр) в интервале длин волн $\lambda = 200\text{--}850$ нм, который соответствует спектральному УФ/ВД-диапазону. Анализ подобных панорамных спектров позволяет выделить закономерности излучения ударно-нагретого газа на различных участках траектории спуска КА в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

На рис. 2 приведен панорамный спектр излучения ударно-нагретого газа при $P_1 = 0.3$ Торр и скоростях ударной волны около 7 км/с, что примерно соответствует второй космической скорости для Марса. Из анализа этого рисунка следует, что в спектральном диапазоне $\lambda = 200\text{--}300$ нм интенсивность излучения слабо зависит от скорости ударной волны. В этом диапазоне основное влияние на спектр оказывает молекулярное излучение,

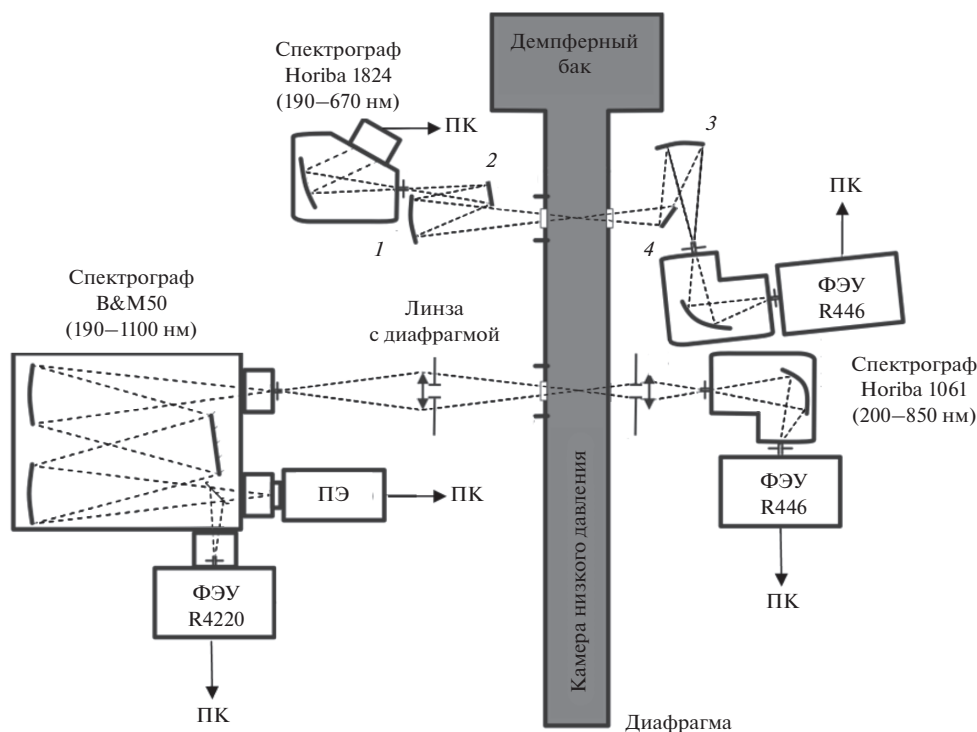


Рис. 1. Система регистрации излучения в УФ/ВД-диапазоне на ударной трубе DDST-M: 1–4 – зеркала, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, ПК – персональный компьютер, ПЭ – прибор с зарядовой связью с электрооптическим преобразователем.

формирующееся в результате перехода $\text{CO} (\text{A}^1\Pi \rightarrow \text{X}^1\Sigma^+)$, который называется четвертой положительной системой CO и обозначается как $\text{CO}(4+)$ [18]. Результаты измерений на ударной установке EAST показывают, что вклад $\text{CO}(4+)$ в общую интенсивность излучения для условий входа КА в атмосферы Марса и Венеры составляет порядка 5% [7]. В этом же спектральном диапазоне регистрируется излучение молекулы $\text{NO}(\beta, \gamma, \delta)$, а также второй положительной системы молекулы азота $\text{N}_2(2+)$.

В спектральном диапазоне $\lambda = 300\text{--}450$ нм интенсивность излучения в рассматриваемых условиях также слабо зависит от скорости ударной волны. Здесь основной вклад в излучение нагретого газа дает фиолетовая система полос цианистого радикала CN, которая формируется в результате перехода $\text{CN}(\text{B}^2\Sigma^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+)$ с максимумами интенсивности при $\lambda = 358, 386, 410$ и 450 нм [19]. В окрестности длины волны $\lambda = 386$ нм локализуется также излучение первой отрицательной системы молекулярного иона N_2^+ . В этом спектральном диапазоне наблюдается излучение радикала OH ($\lambda = 307\text{--}317$ нм), наличие которого вызвано присутствием паров воды в исследуемой смеси. Пары воды образуются в толкающем газе при сжигании гремучей смеси в КВД, откуда они

могут попадать в КНД. Вклад данного спектрального диапазона в общую интенсивность излучения составляет примерно 30% [7].

В спектральном диапазоне $\lambda = 450\text{--}850$ нм интенсивность излучения сильно зависит от скорости ударной волны. Здесь основной вклад в излучение дает система полос Свана молекулы C_2 , формирующаяся в результате перехода $\text{C}_2(d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u)$ и наблюдающаяся в интервале $\lambda = 450\text{--}570$ нм [20]. Как видно из рис. 2, излучение системы полос Свана C_2 играет заметную роль только при скоростях ударной волны выше 6 км/с. В данном спектральном диапазоне при скоростях ударной волны выше 5 км/с наблюдается также красная система полос цианистого радикала CN, которая формируется в результате переходе $\text{CN}(\text{A}^2\Pi \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+)$ с максимумом интенсивности при $\lambda = 790$ нм.

Несколько иная картина наблюдается в панорамном спектре излучения, полученном при давлении газа $P_1 = 1.0$ Торр и изображенном на рис. 3. Здесь измерения проведены при более низких скоростях ударной волны ($V_{\text{УВ}} = 5.1\text{--}5.8$ км/с), что меняет поведение спектральных кривых по сравнению с данными, полученными при более высоких величинах $V_{\text{УВ}}$. В спектральном диапазоне $\lambda = 200\text{--}300$ нм интенсивность излучения практически на порядок ниже, чем в случае,

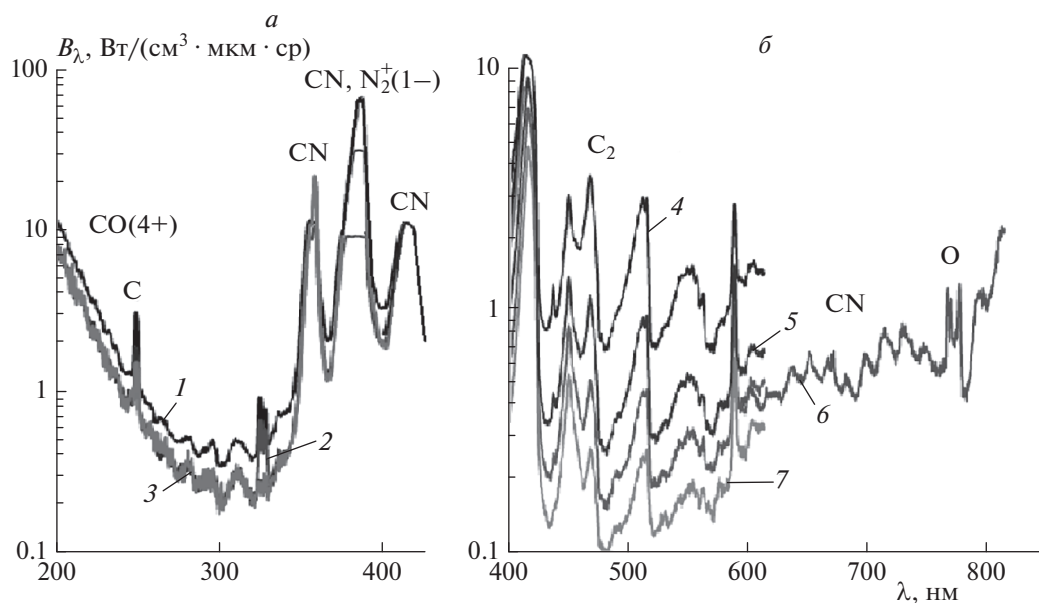


Рис. 2. Панорамный спектр излучения ударно-нагретого газа при $P_1 = 0.3$ Торр в спектральных диапазонах $\lambda = 200$ – 420 (а) и 400 – 850 нм (б) при различных скоростях $V_{\text{ув}}$ ударной волны: 1 – 7.35 км/с, 2 – 6.94 км/с, 3 – 6.76 км/с, 4 – 7.58 км/с, 5 – 6.76 км/с, 6 – 6.58 км/с, 7 – 6.33 км/с.

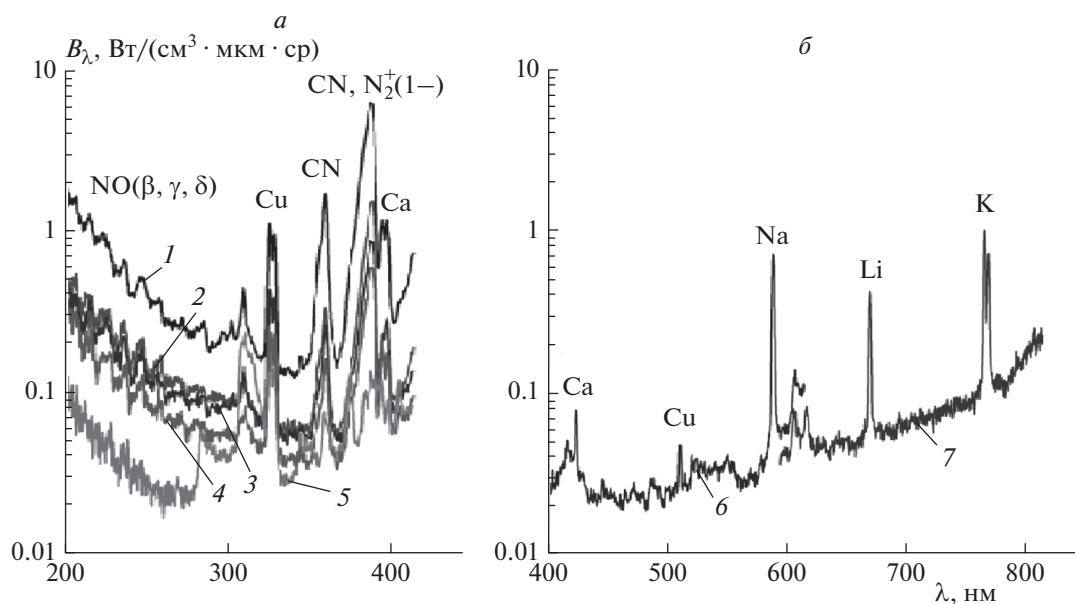


Рис. 3. Панорамный спектр излучения ударно-нагретого газа при $P_1 = 1.0$ Торр в спектральных диапазонах $\lambda = 200$ – 420 (а) и 400 – 850 нм (б) при различных скоростях $V_{\text{ув}}$ ударной волны: 1 – 5.81 км/с, 2 – 5.43 км/с, 3 – 5.33 км/с, 4 – 5.21 км/с, 5 – 5.13 км/с, 6 – 5.13 км/с, 7 – 5.10 км/с.

изображенном на рис. 2, и сильно зависит от скорости ударной волны. Основной вклад в излучение вносит молекулярное излучение $\text{CO}(4+)$, а также системы полос $\text{NO}(\beta, \gamma, \delta)$ и $\text{N}_2(2+)$. В спектральном диапазоне $\lambda = 300$ – 450 нм интенсивность излучения также сильно зависит от скоро-

сти ударной волны и определяется в основном системой полос CN .

В спектральном интервале $\lambda = 450$ – 850 нм наблюдается только фоновое излучение и линии излучения металлов. Появление атомарных линий Cu можно объяснить использованием медных

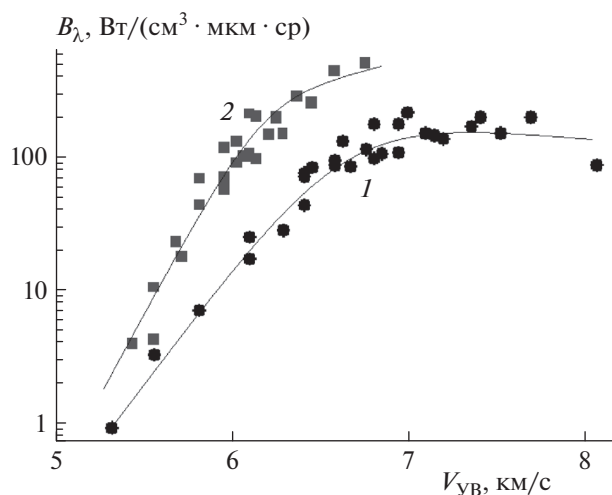


Рис. 4. Зависимости интенсивности полосы молекулы CN на длине волны 389 нм от скорости ударной волны $V_{УВ}$ и давления P_1 перед ударной волной: 1 – 0.3 Торр, 2 – 1.0 Торр.

диафрагм, раскрытие которых приводит к захвату мелкодисперсных частиц потоком газа за ударной волной. Излучение атомов Na, Li, K и Ca вызвано присутствием этих элементов в кварцевом стекле, из которого сделаны окна наблюдения. Как отмечалось в работе [21], при замене материала окон на MgF_2 интенсивность излучения этих линий уменьшается на порядок.

Рассмотренные выше особенности поведения интенсивностей излучения различных спектральных линий в зависимости от скорости ударной волны и начального давления удобно проиллюстрировать на примере пиковой интенсивности наиболее заметной линии CN с $\lambda = 389$ нм. На рис. 4 показано изменение данной величины при двух значениях давления: $P_1 = 0.3$ и 1.0 Торр. Видно, что в интервале значений скоростей $V_{УВ} = 5.0$ –6.5 км/с пиковая интенсивность рассматриваемой линии резко растет, увеличиваясь на два порядка. При дальнейшем увеличении $V_{УВ}$ кривые проходят через максимум при $V_{УВ} = 7$ км/с, и далее интенсивность начинает постепенно уменьшаться. Максимум интенсивности при $P_1 = 1.0$ Торр значительно выше соответствующей величины при $P_1 = 0.3$ Торр.

Временная эволюция интенсивности излучения линии с $\lambda = 389$ нм CN при различных значениях начального давления и скорости ударной волны приведена на рис. 5. Как видно из этого рисунка, начальный этап процесса в интервале времени t от нуля до 1.5 мкс характеризуется сильным всплеском интенсивности излучения, что связано с неравновесностью протекания процесса [8]. Далее процесс переходит в равновесную стадию с

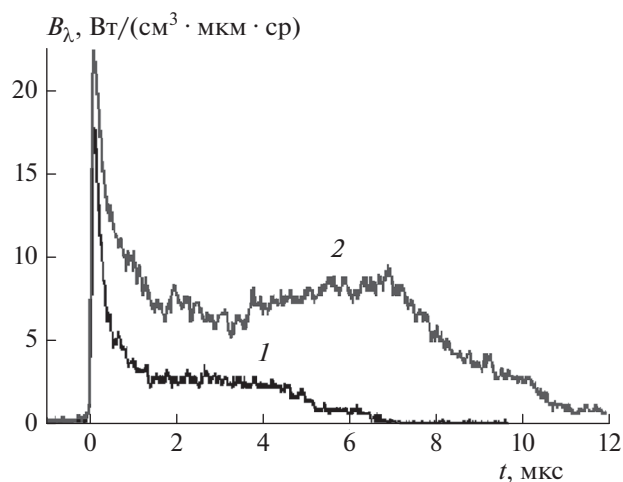


Рис. 5. Временная зависимость интенсивности фиолетовой линии с $\lambda = 389$ нм цианистого радикала: 1 – $P_1 = 0.3$ Торр, $V_{УВ} = 7.41$ км/с; 2 – $P_1 = 1.0$ Торр, $V_{УВ} = 6.10$ км/с.

последующим постепенным затуханием интенсивности излучения. Следует отметить, что в двух приведенных случаях максимальные интенсивности излучения примерно одинаковы, а длительность процесса при $P_1 = 0.3$ Торр в два раза короче, чем при $P_1 = 1.0$ Торр.

Интересно сравнить результаты измерения спектральных характеристик смеси CO_2-N_2 в ударной трубе DDST-M с результатами других исследований. Как уже отмечалось выше, наибольшее количество информации по излучению ударно-нагретого газа, моделирующего атмосферу Марса и Венеры, получено в ударном тоннеле EAST. На рис. 6 проводится сравнение панорамных спектров, полученных на ударных установках DDST-M и EAST [9] примерно в одинаковых условиях. Видно, что обе спектральные кривые качественно схожи. Данные настоящей работы лежат несколько выше результатов измерений на установке EAST, что можно объяснить более высокими давлением и скоростью ударной волны в экспериментах на установке DDST-M. С другой стороны, смесь, исследованная в настоящей работе (70% CO_2 и 30% N_2), несколько отличается по составу от смеси, исследованной на ударной установке EAST (96% CO_2 и 30% N_2), что также влияет на измеренные спектральные характеристики газа.

ВЫВОДЫ

1. Измерены панорамные спектры излучения смеси CO_2 (70%) и N_2 (30%), моделирующей атмосферу Марса, в интервале длин волн $\lambda = 200$ –850 нм (спектральный УФ/ВД-диапазон) для двух

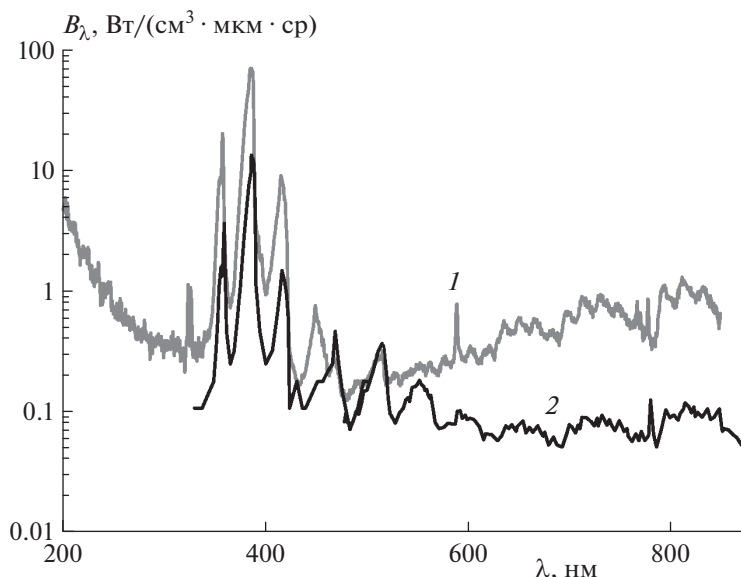


Рис. 6. Сравнение панорамных спектров в УФ/ВД-диапазоне для смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2$, полученных в ударной трубе DDST-M при $P_1 = 0.3$ Торр, $V_{\text{УВ}} = 6.76$ км/с (1) и на ударной установке EAST при $P_1 = 0.25$ Торр, $V_{\text{УВ}} = 6.60$ км/с (2).

комбинаций начальных давлений и скоростей ударной волны: $V_{\text{УВ}} = 5.3\text{--}8.1$ км/с, $P_1 = 0.3$ Торр и $V_{\text{УВ}} = 5.4\text{--}6.8$ км/с, $P_1 = 1.0$ Торр.

2. Идентифицированы основные спектральные полосы излучения и их зависимость от скорости ударной волны и начального давления газа.

3. Показано, что в интервале значений скоростей $V_{\text{УВ}} = 5.0\text{--}6.5$ км/с пиковая интенсивность наиболее заметной линии CN с $\lambda = 389$ нм резко растет (на два порядка). При дальнейшем увеличении $V_{\text{УВ}}$ она достигает максимума при $V_{\text{УВ}} = 7$ км/с и далее начинает постепенно уменьшаться.

Работа выполнена при поддержке грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 20-08-00343, а также в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации “Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах” (номер гос. регистрации АААА-А19-119012990112-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reyner P. // *Galaxies*. 2021. V. 9. № 15.
2. Bose D., Grinstead J.H., Bogdanoff D.W., Wright M.J. // *Proc. 3rd Intern. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*. Heraklion: ESA, 2008. № ESA SP-667.
3. Reyner P. // *Prog. Aerospace Sci.* 2016. V. 85. P. 1.
4. Gu S., Olivier H. // *Ibid.* 2020. V. 113. № 100607.
5. Grinstead J.Y., Wright M.J., Bogdanoff D.W., Allen G.A. // *J. Thermophys. Heat Transfer*. 2009. V. 23. P. 249.
6. Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R. et al. // *AIAA Paper*. 2010. № 2010-4508.
7. Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R. // *J. Spacecraft Rockets*. 2012. V. 49. P. 1069.
8. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A. et al. // *AIAA Paper*. 2013. № 2013-1055.
9. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A. et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2013. V. 121. P. 91.
10. Горелов В.А., Киреев А.Ю., Шиленков С.В. // *ПМТФ*. 2005. Т. 46. № 2. С. 13.
11. Takayanagi H., Lemal A., Nomura S., Fujita K. // *J. Thermophys. Heat Transfer*. 2018. V. 32. P. 483.
12. Анохин Е.М., Иванова Т.Ю., Кудрявцев Н.Н., Стариковский А.Ю. // *Теплофизика высоких температур*. 2007. Т. 45. № 6. С. 807.
13. Dikalyuk A.S., Surzhikov S.T., Kozlov P.V. et al. // *AIAA Paper*. 2012. № 2012-0795.
14. Dikalyuk A.S., Surzhikov S.T., Kozlov P.V. et al. // *AIAA Paper*. 2013. № 2013-2505.
15. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б. и др. // *Хим. физика*. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
16. Левашов В.Ю., Козлов П.В., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е. // *Хим. физика*. 2021. Т. 40. № 1. С. 16.
17. Surzhikov S., Kozlov P. // *Proc. 55th AIAA Aerospace Sci. Meeting. AIAA Sci. Tech. Forum*. V. 157. P. 1. Grapevine, TX: AIAA, 2017. P. 1; <https://doi.org/10.2514/6.2017-0157>
18. McGuire S.D., Tibère-Inglessea A.C., Mariotto P.B. et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2020. V. 245. P. 106855.
19. Ridenti M.A., Amorim J. // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2018. V. 38. P. 311.
20. Carbone E., D’Isa F., Hecimovic A., Fantz U. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. № 055003.
21. Залогин Г.Н., Козлов П.В., Кузнецова Л.А., и др. // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. № 6. С. 10.