

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 541.124

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВ, ПРОВЕДЕННОЕ В УДАРНЫХ ТРУБАХ

© 2022 г. Г. Я. Герасимов¹, П. В. Козлов¹, И. Е. Забелинский¹,
Н. Г. Быкова¹, 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 11.01.2022;

после доработки 16.02.2022;

принята в печать 21.02.2022

Рассмотрено современное состояние исследований в ударных трубах по измерению излучения высокотемпературных газов, моделирующих условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы. Сделан критический обзор различных типов эксплуатируемых ударных установок, отмечены их достоинства и недостатки. Приведено описание измерительной аппаратуры и методик диагностики получаемой спектроскопической информации. Проанализированы многочисленные экспериментальные данные по излучению ударно-нагретого воздуха вдоль траектории движения спускаемого космического аппарата в атмосфере Земли. Рассмотрены также излучательные характеристики ударно-нагретых газовых смесей, моделирующих состав атмосфер Марса, Венеры, Титана и планет-гигантов.

Ключевые слова: ударные волны, детонационная ударная труба, вторая космическая скорость, радиационный теплообмен, спектр излучения ударно-нагретых газов, высокотемпературные газы.

DOI: 10.31857/S0207401X22080027

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в освоении космического пространства и создание надежных систем тепловой защиты для вновь создаваемых космических аппаратов (КА) приводят к необходимости более точного решения задач тепломассопереноса у поверхности спускаемого аппарата [1]. Известно, что до сих пор надежность оценок теплового потока к поверхности КА в неравновесных условиях остается очень низкой [2, 3]. С другой стороны, радиационная составляющая теплового потока с увеличением скорости набегающего потока и размеров спускаемого аппарата нарастает значительно быстрее конвективной составляющей и, начиная со скоростей порядка второй космической скорости, становится преобладающей [4, 5]. Все это стимулирует дальнейшие экспериментальные исследования по определению потоков излучения за фронтом сильной ударной волны в широком диапазоне спектра излучения при низких начальных давлениях и высоких скоростях ударной волны.

Одним из основных источников экспериментальных данных по излучению ударно-нагретых газов являются результаты численной обработки экспериментов, выполненных в ударных трубах [6, 7]. Эти данные используются не только для

оценки тепловых потоков к поверхности спускаемых КА, но и для верификации газодинамических моделей обтекания КА в атмосфере Земли и других планет [8–10]. В настоящее время в мировой практике эксплуатируется большое количество ударных труб, отличающихся друг от друга размерами, конструкцией и целью проводимых исследований. Ввод в эксплуатацию новых ударных установок и усовершенствование измерительной аппаратуры позволяют значительно расширить диапазон исследуемых параметров радиационного процесса и получать более точную и детальную информацию по сравнению с большим массивом имеющихся экспериментальных данных [11–13].

Достаточно полное описание действующих ударных установок для измерения радиационных характеристик высокотемпературных газов приведено в обзорах [14–16]. В них обсуждаются конструктивные особенности и характеристики, а также возможности и ограничения различных установок. В настоящем обзоре основное внимание уделяется анализу экспериментальных результатов по излучению ударно-нагретого газа, которые получены на различных ударных установках.

ТИПЫ УДАРНЫХ УСТАНОВОК

В зависимости от исследуемых явлений или процессов условия, реализуемые в гиперзвуковых потоках, могут быть смоделированы с помощью обычных ударных труб, ударных туннелей и двухдиафрагменных ударных труб (expansion tubes). Эксперименты в обычных ударных трубах достаточно точно воспроизводят физико-химические параметры течения вблизи поверхности спускаемого КА и, как правило, в них исследуются процессы излучения ударно-нагретого газа. Однако из-за влияния низкой плотности расстояние между ударной волной и движущейся за ней контактной поверхностью значительно уменьшается с ростом давления, что затрудняет определение характеристик исследуемого газа [17]. Тем не менее этот недостаток компенсируется за счет применения малоинерционных датчиков, оптических средств измерения, высокоскоростного регистрирующего оборудования и эффективных алгоритмов обработки экспериментальных данных.

Ударные туннели являются разновидностью ударных труб, у которых на конце добавлено сопло [18]. На выходе из расширяющейся части сопла течение газа становится гиперзвуковым, что является основой для моделирования обтекания тел применительно к реальным условиям полета. В подобных установках скорость ударной волны обычно порядка орбитальной и ниже [16]. В двухдиафрагменных ударных трубах камера низкого давления (КНД) соединена с дополнительной трубой того же внутреннего диаметра (ускорительной трубой), которая отделена от КНД слабой диафрагмой и откачивается до очень низкого давления. После разрыва вторичной диафрагмы происходит нестационарное расширение тестируемого газа, что увеличивает его общую энтальпию потока и давление. Однако этот тип труб имеет недостаток, заключающийся в том, что время измерений значительно сокращается, а в результирующем потоке газа возникают большие пограничные слои [19].

Ударные установки могут быть трех типов в соответствии с тремя типичными режимами потока, характеризующимися низкой (менее 2 МДж/кг), высокой (2–30 МДж/кг) и очень высокой (выше 30 МДж/кг) удельной энтальпией торможения, что соответствует суборбитальным, орбитальным и суперорбитальным скоростям движения КА в атмосфере Земли [16]. Каждый тип имеет свои преимущества и недостатки, касающиеся производительности, качества воспроизводимого потока, времени измерения и т.д. Более удобным является подразделение ударных установок по способу нагрева толкающего газа в камере высокого давления (КВД). В электродуговых ударных трубах толкающий газ в КВД нагревается до

очень высоких температур (около 20000 К для гелия) за счет импульсного электродугового разряда [20]. Вторым способом нагрева толкающего газа является его адиабатическое сжатие с помощью тяжелого свободного поршня [15]. В качестве толкающего газа обычно используется гелий, который иногда смешивается с небольшим количеством аргона. Третий способ инициирования сильных ударных волн заключается в добавлении некоторого количества водородно-кислородной смеси в толкающий газ, что позволяет использовать детонационное горение для резкого повышения давления в КВД [21].

К первому типу ударных труб, в которых нагрев толкающего газа осуществляется с помощью электродугового разряда, относится хорошо известная установка EAST (Electric Arc Shock Tube) с диаметром КНД 10.16 см, эксплуатируемая в Исследовательском центре NASA Ames [22]. При работе в режиме ударного туннеля с отраженной ударной волной установка способна моделировать газовую среду при очень высоких энтальпиях, причем скорость ударной волны может превышать 18 км/с [15]. На установке проведено большое количество измерений спектров излучения ударно-нагретых газов применительно к условиям входа КА в атмосферу Земли и других планет с орбитальными и сверхорбитальными скоростями [23–25].

В Исследовательском центре CUBRC (Buffalo, USA) функционируют четыре ударных туннеля LENS (Large Energy National Shock Tube) с электрически нагреваемой КВД [26]. В ударных туннелях изучается обтекание тел различной конфигурации, а также измеряются спектры излучения ударно-нагретых газов. С вводом в эксплуатацию нового крупномасштабного туннеля LENS XX [27] Исследовательский центр CUBRC получил возможность проводить испытания в любом сверхзвуковом или гиперзвуковом режиме, представляющем практический интерес. Эта ударная установка может генерировать гиперзвуковые потоки с удельной энтальпией торможения более 120 МДж/кг и скоростью ударной волны выше 17 км/с [28]. Аналогичная отечественная установка ADST (Arc Driven Shock Tube), длительное время эксплуатируемая в ЦАГИ, позволяет исследовать радиационные и ионизационные характеристики различных высокотемпературных газовых смесей при скоростях ударной волны до 10 км/с [29–31].

Принцип действия второго типа ударных установок основан на использовании тяжелого свободного поршня для адиабатического сжатия толкающего газа до давлений от десятков до нескольких сотен МПа [15]. В настоящее время поршневые ударные установки широко используются по всему миру для изучения процессов,

протекающих в высокотемпературной газовой среде за ударной волной. К ним в первую очередь относится серия ударных туннелей X1, X2 и X3 Университета Квинсленда (Австралия), которые в расширительном режиме способны генерировать ударную волну, имеющую скорость до 11 км/с [32]. Японское агентство аэрокосмических исследований (JAXA) эксплуатирует в настоящее время ударную трубу HVST (Hyper Velocity Shock Tube) с двойной диафрагмой и свободным поршнем, исследуя термохимические неравновесные явления и, в частности, излучение, испускаемое из сильно нагретой области за ударной волной [33].

Недавно введенная в эксплуатацию поршневая ударная установка T6 Stalker является результатом совместной работы Оксфордского университета и Центра гиперзвуковых исследований Университета Квинсленда [34]. Установка может работать в режиме туннеля с отраженной ударной волной для тестирования моделей спускаемых КА, а также в режиме двухдиафрагменной ударной трубы для исследования излучения ударно-нагретого газа. По размерам эта установка аналогична установкам EAST и X2, но способна генерировать намного более высокие скорости ударной волны [35]. Самой большой в мире поршневой ударной установкой является высокоэнthalпийный ударный туннель FD-21FPST, недавно построенный в Китайской академии аэрокосмической аэродинамики (CAAA) и имеющий диаметр тестового участка 2 м и общую длину 170 м [36].

Третий способ инициирования сильных ударных волн заключается в добавлении некоторого количества водородно-кислородной смеси в толкающий газ, что позволяет использовать детонационное горение для резкого повышения давления в КВД. В настоящее время эксплуатируемые ударные установки подобного типа включают ударный туннель NASA HYPULSE (ATK GASL, USA) [37, 38], ударный туннель TH2 (Aachen, Germany) [39], а также ударные установки JF16 [40] и JFX [41], функционирующие в Китае. В настоящее время в Высшем техническом институте (IST, Lisbon) при финансовой поддержке Европейского космического агентства (ESA) введена в эксплуатацию новая кинетическая ударная труба ESTHER (European Shock Tube for High Enthalpy Research), способная генерировать ударные волны со скоростями до 18 км/с [42]. Среди отечественных установок наибольший объем информации по измерению радиационных характеристик ударно-нагретых газов получен в ударных трубах МФТИ [43, 44] и НИИ механики МГУ [45–47].

Ударные установки на основе детонационного горения намного дешевле поршневых и электроразрядных, так как не нуждаются в каких-либо сложных механических и электроразрядных устройствах и, соответственно, требуют гораздо

меньшего опыта эксплуатации [16]. С другой стороны, на них не удается получить скорость ударной волны выше 7–8 км/с. Эта проблема была решена с использованием модернизированной двухдиафрагменной ударной трубы DDST-M [48], работающей в НИИ механики МГУ, где за счет оптимизации детонационного процесса в КВД удалось достичь скорости ударной волны в воздухе, равной 11.4 км/с, при начальном давлении газа перед ударной волной $p_0 = 0.25$ Торр.

Изучение радиационных характеристик ударно-нагретых газов вблизи поверхности КА проводится на различных ударных установках. На рис. 1 представлено сравнение параметров ударного процесса, реализуемых на некоторых из них, которые моделируют условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли с орбитальными и сверхорбитальными скоростями [49]. Данные приведены в координатах (V_{SW}, p_0) , где V_{SW} – скорость ударной волны. Как правило, экспериментальные точки на подобных диаграммах группируются вблизи траекторий спуска КА. Наиболее широкими возможностями моделирования условий, возникающих при возвращении КА, располагает электроразрядный ударный тоннель EAST [50]. Экспериментальные условия, реализуемые на поршневой ударной установке T6 [51], располагаются вдоль траектории КА, возвращаемого с Луны. Близкие условия получены в ударных трубах HVST [52] и ADST [30]. Ударная труба DDST-M имеет более скромные возможности, чем электроразрядные и поршневые установки, но способна обеспечить исследования по излучению ударно-нагретого газа в условиях, характерных для входа КА в атмосферу Земли со сверхорбитальной скоростью [48].

СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Системы регистрации излучения в ударных установках позволяют фиксировать как интегральное излучение (панорамный спектр) ударно-нагретого газа, проходящего мимо измерительного сечения, так и эволюцию излучения во времени в узком интервале спектра с высоким временным и спектральным разрешением. В качестве примера можно рассмотреть систему регистрации излучения установки DDST-M [53], которая показана на рис. 2. Система состоит из двух измерительных секций и позволяет измерять временное и спектральное распределение излучения газа в ультрафиолетовом (UV) и видимом (Vis) диапазонах. Основная измерительная секция, собранная на базе спектрографов V&M50 и Horiba 1061, регистрирует временную эволюцию излучения на определенных длинах волн в одном и том же измерительном сечении. Спектрограф V&M50 вместо регистрации временной эволюции излучения может фиксировать интегральные по вре-

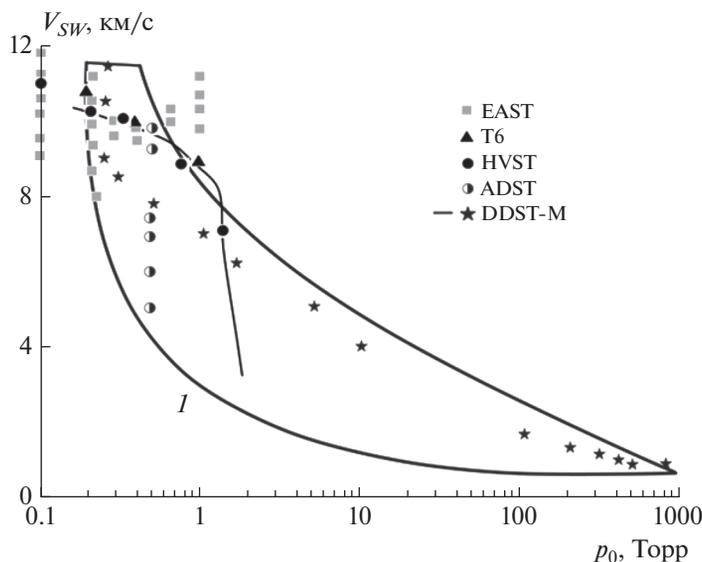


Рис. 1. Экспериментальные условия, реализуемые в различных ударных установках, на фоне траектории возвращения КА с Луны (кривая *I*) [49].

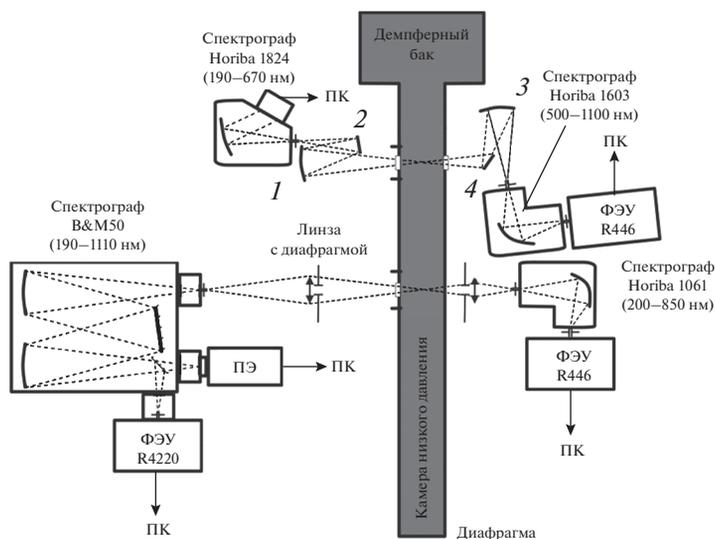


Рис. 2. Система регистрации излучения на установке DDST-M [53]: 1, 2, 3, 4 – зеркала, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, ПК – персональный компьютер, ПЭ – прибор с зарядовой связью с электрооптическим преобразователем.

мени спектры излучения ICCD-камерой в одном из спектральных поддиапазонов: 200–420 нм, 405–635 нм и 625–850 нм. Вспомогательная измерительная секция, собранная на базе спектрографов Horiba 1824 и Horiba 1603, фиксирует интегральную по времени плотность излучения в спектральных UV- и Vis-диапазонах соответственно. Система регистрации с использованием четырех спектрографов с различным спектральным разрешением и возможностью проводить измерения эволюции излучения во времени делает

ее способной быстро подстраиваться для решения различных задач [54].

Система регистрации излучения установки EAST позволяет измерять временное и спектральное распределение излучения газа в широком интервале спектра от вакуумного ультрафиолета ($\lambda = 120\text{--}200$ нм) до средневолнового инфракрасного излучения ($\lambda = 1600\text{--}5500$ нм) [55]. Для каждой из исследуемых областей спектра предъявляются различные требования с точки зрения детекторов и приборов. В частности, мощность излучения из области вакуумного ультрафиолета

(VUV) при высоких скоростях ударных волн оказывается выше, чем из видимой области спектра [23]. В то же время составляющая лучистого теплового потока из VUV-области спектра является наименее изученной [56]. Это связано с тем, что VUV-излучение интенсивно поглощается окружающим кислородом. Следовательно, для получения соответствующих экспериментальных данных необходимо использовать спектрометрическую аппаратуру с предварительной вакуумной откачкой всего внутреннего объема спектрометра и всего тракта вывода излучения от окна наблюдения до устройства регистрации.

Для получения значений интенсивности излучения в абсолютных единицах ($\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср}$) проводится предварительная калибровка регистрирующей системы. Процедура калибровки состоит в сравнении измеренных значений сигналов с излучением известных калибровочных источников. В качестве таких источников для регистрирующей системы установки DDST-M использовалась дейтериевая лампа Hamamatsu для UV-диапазона и вольфрамовая лампа накаливания SI-10 для VIS-диапазона [48]. Лампа обычно помещается в измерительную секцию по оси трубы, что позволяет откалибровать весь оптический путь на месте, тем самым учитывая все системные потери [57]. Для лучшего сравнения результатов измерений, полученных на разных установках, в абсолютных значениях интенсивности излучения необходимо учитывать диаметр ударной трубы. Поэтому в окончательном виде экспериментальные результаты представляются в виде спектральной плотности энергии излучения, B_λ , в единицах $\text{Вт}/\text{см}^3 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср}$ или суммарной плотности излучения J в единицах $\text{Вт}/\text{см}^3 \cdot \text{ср}$.

ИЗЛУЧЕНИЕ УДАРНО-НАГРЕТОГО ВОЗДУХА

Многочисленные эксперименты, проведенные в ударных трубах, позволили получить данные по излучению ударно-нагретого воздуха вдоль траектории движения спускаемого КА в атмосфере Земли [7, 23, 46–49, 54–63]. Основной объем спектроскопической информации дают интегральные по времени развертки излучения (панорамные спектры) в интервале длин волн $\lambda = 120$ –1100 нм. Анализ панорамных спектров позволяет выделить основные закономерности излучения высокотемпературного газа на различных участках траектории спуска КА в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

На рис. 3 представлен панорамный спектр излучения воздуха, полученный в ударной трубе DDST-M за падающей ударной волной в VUV-диапазоне длин волн [47]. Видно, что в излучении ударно-нагретого воздуха из области вакуумного

ультрафиолета присутствует одна резонансная линия атома кислорода на длине волны 130 нм, несколько линий атома азота, а именно, мультиплеты при $\lambda = 120, 141, 149$ и 174 нм, а также три линии атома углерода $\lambda = 156, 166$ и 193 нм. Присутствие в спектре воздушной смеси линий углерода может быть объяснено диффузией этого элемента со стенок ударной трубы. Кроме того, в исследуемом спектре присутствуют структуры, характерные для излучения двухатомных молекул. В частности, излучение в диапазоне длин волн 150–230 нм с максимумом в окрестности $\lambda = 190$ нм принадлежит молекуле NO. Интегрирование B_λ по длине волны позволяет оценить вклад отдельных спектральных интервалов в общую интенсивность излучения. В рассматриваемом случае величина измеренного интегрального излучения в окрестности $\lambda = 120$ нм в несколько раз превышает величину излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 130$ –220 нм, что характерно для VUV-области.

Панорамный спектр излучения воздуха, полученный в ударной трубе DDST-M в интервале длин волн $\lambda = 190$ –1100 нм, показан на рис. 4 [64]. Данный интервал соответствует ультрафиолетовому, видимому, ближнему инфракрасному (NIR) и инфракрасному (IR) спектральным диапазонам. Анализ спектра показывает, что основной вклад в излучение в UV-диапазоне дают молекулы N_2 во второй положительной системе полос (275–400 нм), молекулы NO в γ -, δ - и ϵ -системах полос (190–300 нм), радикалы CN в фиолетовой системе полос (330–425 нм) и молекулярные ионы N_2^+ в первой отрицательной системе полос (300–500 нм) [65, 66]. Значительный вклад в излучение воздуха в этом спектральном диапазоне вносит система полос Шумана–Рунге молекулярного кислорода, которая описывается электронным переходом $B^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$ [67]. Излучение молекулярных компонентов смеси обусловлено значительной заселенностью их возбужденных электронных состояний непосредственно за фронтом ударной волны и их малым временем жизни, а также тем фактом, что молекулы и молекулярные ионы не успевают полностью диссоциировать за время наблюдения. Следует отметить, что в рассматриваемых экспериментах интенсивность излучения молекулярных полос $\text{N}_2(2^+)$, $\text{N}_2^+(1^-)$ и $\text{CN}(v)$ значительно увеличивается с повышением скорости ударной волны.

Атомарные линии, изображенные на рис. 4 узкими пиками, описывают излучение атомов N и O. Наиболее интенсивное свечение атомарного азота наблюдается на длинах волн 601, 649, 664, 747, 822, 939, 986 и 1054 нм и атомарного кислорода на длинах волн 557, 777, 822, 845 и 926 нм. Переходы из возбужденных состояний атомов N и O

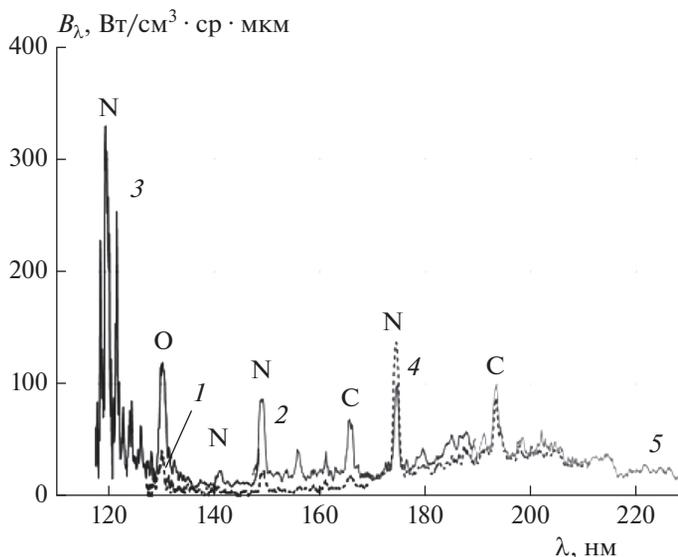


Рис. 3. Спектральная плотность энергии излучения ударной волны (B_λ) в воздухе в VUV-диапазоне при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и различных скоростях ударной волны: $V_{SW} = 6.5$ (1), 7.0 (2), 7.2 (3), 8.2 (4) и 8.4 км/с (5) [47].

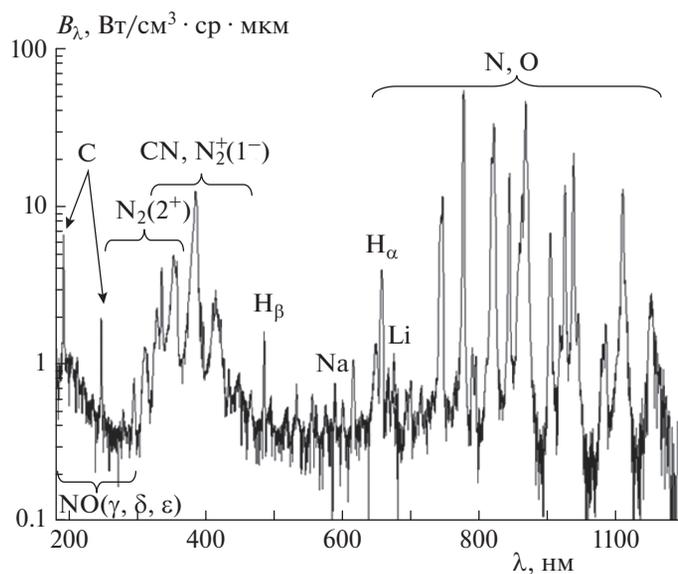


Рис. 4. Интегральная по времени развертка излучения ударно-нагретого воздуха в UV/Vis/IR-диапазоне при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 10$ км/с [64].

в основном состоянии являются, как правило, коротковолновыми и лежат в области вакуумного ультрафиолета, как это показано на рис. 3 [47]. В спектрах также идентифицируются атомарные линии углерода (193 и 247 нм) и линии атома водорода H_α и H_β серии Бальмера (656 и 486 нм). Причины появления этих линий, а также молекулярных полос $CN(\nu)$ связаны с присутствием углеродсодержащих примесей и водяных паров в исследуемом газе, которые конденсируются на

стенках ударной трубы в процессе предыдущих экспериментов и довольно сложно поддаются откату. Присутствие в спектре линий Na (589 нм) и Li (671 нм), возможно, связано с люминесценцией кварцевого стекла окон наблюдения под действием сильного излучения из VUV-области.

Большое количество информации по радиационным характеристикам ударно-нагретого воздуха получено на ударной установке EAST [23, 24, 50, 55, 56]. На рис. 5 приведены панорамный и

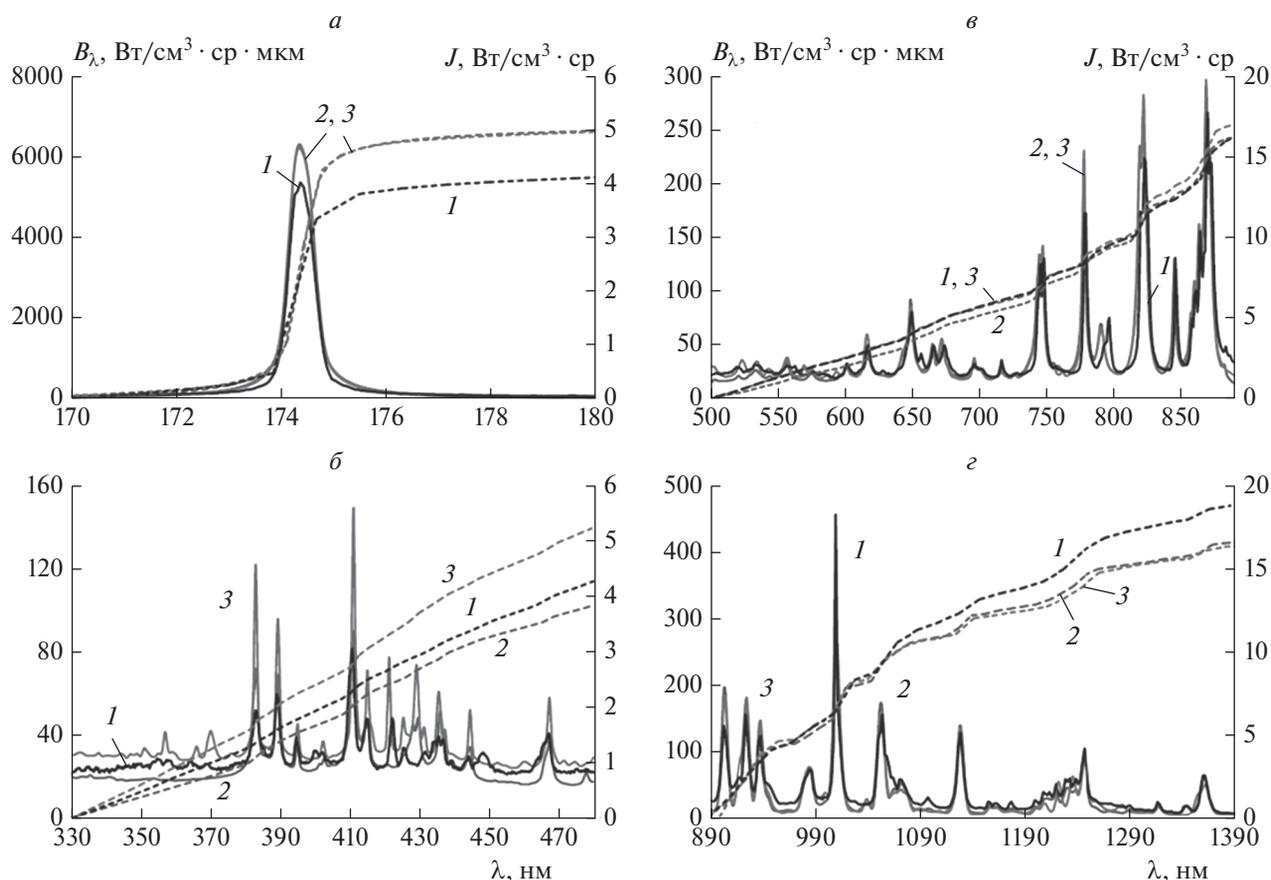


Рис. 5. Спектральная (сплошные линии) и суммарная (штриховые линии) плотность излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 13.64$ км/с в спектральных диапазонах VUV (а), UV/Vis (б), Vis/NIR (в) и IR (г): 1 – экспериментальные данные, полученные на установке EAST, 2 – расчет по программе NEQAIR, 3 – расчет по программе HARA [50].

интегральный спектры излучения воздуха в следующих спектральных диапазонах: VUV (170–180 нм), UV/VIS (330–480 нм), Vis/NIR (500–890 нм) и IR (890–1390 нм), при скорости ударной волны $V_{SW} = 13.64$ км/с и начальном давлении воздуха перед ударной волной $p_0 = 0.2$ Торр [50]. Как уже отмечалось выше, VUV-область спектра (рис. 5а) является очень сложным интервалом волн для получения спектроскопической информации из-за поглощения испускаемого излучения окружающим кислородом. Поэтому, с одной стороны, собирающая оптика и спектрометр должны быть расположены в вакууме, а с другой – требуются специальные окна для пропускания фотонов (диоксид кремния для $\lambda > 165$ нм, сапфир для $\lambda > 145$ нм и LiF или MgF_2 для $\lambda > 120$ нм). В приведенных данных измерения проводились с использованием только окон из кварцевого стекла, поэтому полученная информация ограничивается длинами волн более 165 нм. Основной излучающей линией в этом диапазоне является линия азота с $\lambda = 174$ нм. UV/Vis-область спектра (рис. 5б) является одной из наиболее сложных областей для анализа

из-за наложения молекулярных и атомных эмиссионных линий на преобладающее в этой области фоновое излучение. Поэтому в отличие от VUV-области, где можно анализировать отдельные спектральные линии, спектральный UV-диапазон должен рассматриваться как единое целое, так как очень трудно выделить отдельные излучающие полосы и линии из общего спектра излучения. В Vis/NIR- и IR-диапазонах спектра излучение описывается только атомными линиями, а влияние фонового континуума менее значительно. Как видно из рис. 5в и г, суммарная плотность излучения J в этих спектральных областях является преобладающей по сравнению с VUV- и UV/Vis-областями.

На рис. 5 приводятся также расчетные данные по спектрам излучения в рассматриваемых областях, полученные с помощью компьютерных программ NEQAIR (Nonequilibrium Air Radiation) и HARA (High Temperature Aerothermodynamic Radiation). Компьютерная программа NEQAIR основана на прямом методе (*line-by-line*) вычисления спектральных характеристик высокотем-

пературных газов [68]. В качестве исходных данных используются параметры спектральных линий излучения атомов, молекул и ионов газовой смеси. Программа NEQAIR является одной из основных программ, используемых NASA для прогнозирования радиационного нагрева при движении спускаемых КА в атмосферах различных планет, таких как Земля, Марс, Титан и газовые гиганты [69]. Распределение заселенностей электронных состояний компонентов смеси определяется с помощью квазистационарной модели Парка [70], которая решает набор основных уравнений, описывающих возбуждение электронным ударом, дезактивацию, ионизацию, рекомбинацию и радиационную дезактивацию. Компьютерная программа HARA (High Temperature Aerothermodynamic Radiation) основана на наборе атомарных уровней и линий из баз данных NIST и Opacity Project [71]. Компьютерные программы NEQAIR и HARA имеют много общих черт. К ним, в частности, относятся использование атомных спектроскопических характеристик, полученных из базы данных NIST. Тем не менее есть несколько важных отличий, касающихся включения в рассмотрение тех или иных линий и уровней [50].

Анализ экспериментальных и теоретических данных, приведенных на рис. 5, показывает, что обе компьютерные программы адекватно описывают панорамные спектры, полученные на ударной установке EAST. В целом, различие измеренных и вычисленных спектральных плотностей излучения находится в пределах 20%, 22%, 11% и 14% для спектральных диапазонов VUV, UV/Vis, Vis/NIR и IR соответственно. Следует отметить, что программа HARA предсказывает несколько завышенные пики спектральных линий, соответствующих излучению атомов N и O в первых трех диапазонах. Имеются также ряд линий в интервале от 425 до 431 нм, присутствующих в теоретических оценках, но не столь очевидных для результатов экспериментов с EAST.

Изучение радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха вблизи поверхности спускаемого КА проводилось с использованием различных ударных установок. В связи с этим представляется интересным сравнение результатов измерения панорамных спектров излучения, полученных на некоторых из этих установок, между собой. На рис. 6 показаны панорамные спектры, снятые на установках Т6 и EAST в диапазоне 350–850 нм [57]. Данные с установки Т6 были получены с использованием лабораторного воздуха, но в наиболее близких условиях к эталонному тестированию на установке EAST. В диапазоне 350–500 нм (рис. 6а) пиковая интенсивность линий, измеренная на установке Т6, существенно ниже соответствующих значений, полученных на установке EAST. Отчасти это связано с различиями в

оптической глубине и скорости ударной волны. С другой стороны, в диапазоне 550–850 нм (рис. 6б) данные, полученные на обеих установках, практически совпадают за редкими исключениями. Фоновое излучение, наблюдаемое в экспериментах с ударной трубой Т6, ниже измеренного на установке EAST и значительно превышает расчетные значения, полученные с помощью программы NEQAIR. Более высокая, чем ожидалось, величина фонового излучения также наблюдалась на ударной установке X2, где это объяснялось замедлением ударной волны [72].

Сравнение панорамных спектров, полученных на ударных установках DDST-M и EAST приводится на рис. 7 [48]. Результаты в обоих случаях получены примерно при одинаковых экспериментальных условиях. Видно, что спектральные кривые в общих чертах повторяют друг друга. Данные, полученные на установке DDST-M, лежат несколько выше результатов измерений на установке EAST, что можно объяснить более высоким давлением в экспериментах с DDST-M. Наибольшее различие наблюдается в области спектра 370–420 нм, где большую роль играет излучение, генерируемое радикалом CN, концентрация которого сильно зависит от содержания CO₂ в исследуемом воздухе.

Эксперименты в ударных трубах позволяют измерить временную зависимость излучения на определенной длине волны, вернее, в узком спектральном диапазоне. Эта информация представляет особую ценность для тестирования моделей физической и химической кинетики возбуждения и дезактивации электронно-возбужденных состояний атомов и молекул, ответственных за излучение газа на данной длине волны [73]. Подобные измерения проводятся с использованием той же аппаратуры, которая регистрирует панорамные спектры излучения. На рис. 8 приведены примеры временных спектрограмм, полученных в ударно-нагретом воздухе при разных скоростях ударной волны и начальных давлениях в камере низкого давления [74]. Нулевой момент времени на горизонтальной оси соответствует моменту прихода газодинамического фронта к оптической оси наблюдения. Во всех приведенных случаях наблюдаемая длительность излучения слабо зависит от длины волны и равна примерно 1 мкс. Малая продолжительность излучения связана с быстрым падением температуры в молекулярном газе за счет энергоемких процессов возбуждения внутренних степеней свободы и диссоциации, что ведет к уменьшению скорости образования электронов и, соответственно, возбуждения атомов и молекул.

Как видно из рис. 8а, интенсивность излучения *I* атомарного азота на длине волны $\lambda = 149.3$ нм быстро растет при увеличении скорости ударной вол-

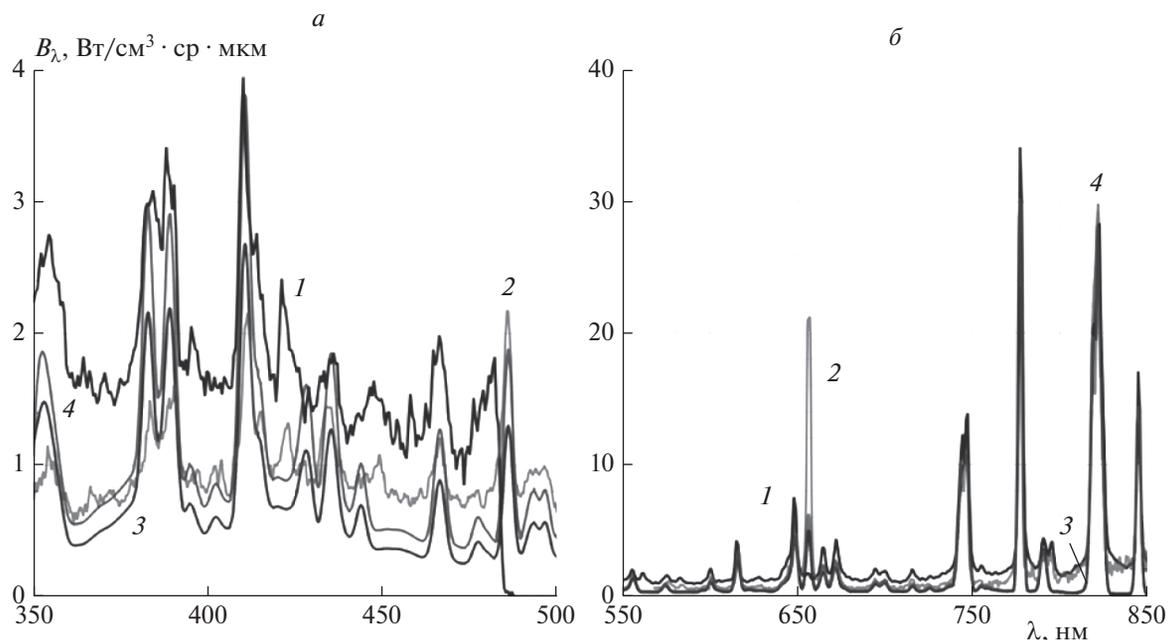


Рис. 6. Спектральная плотность излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 10.2$ км/с в спектральных диапазонах UV/Vis (а) и IR (б), измеренная на установках EAST (1) и Т6 (2), и ее сравнение с расчетными данными по программам NEQAIR (3) и HARA (4) [57].

ны V_{SW} и, соответственно, температуры газа за фронтом ударной волны. При этом максимум излучения сдвигается вправо при увеличении V_{SW} , а ширина неравновесной зоны излучения немного увеличивается. Временная зависимость интенсивности излучения I линии с $\lambda = 213$ нм молекулы NO при начальном давлении 1 Торр и различных скоростях ударной волны приведена на рис. 8б. Здесь, как и в предыдущем случае, наблюдается сильная зависимость максимального значения интенсивности излучения от скорости ударной волны. Результаты анализа экспериментальных данных, полученных при разных давлениях, показывают, что длительность излучения отдельной спектральной линии, а также ее максимальная интенсивность сильно увеличиваются с ростом начального давления [74].

Способность различных моделей адекватно описывать как неравновесное, так и равновесное излучение ударно-нагретого газа зависит от правильной интерпретации имеющихся экспериментальных данных и, в первую очередь, от метода выделения неравновесной зоны на временной спектрограмме излучения различных линий [75]. В экспериментах, проведенных на установке EAST, для определения неравновесных спектральных данных используется так называемая абсолютная неравновесная метрика, когда уровень неравновесного излучения определяется путем интегрирования интенсивности излучения на спектрограмме в пределах 2 см по обе стороны от

пикового значения. На рис. 9 приводится сравнение равновесной и неравновесной спектрограмм излучения воздуха при давлении перед ударной волной $p_0 = 0.2$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 9.53$ км/с в спектральном диапазоне VUV [76]. Видно, что неравновесная зона дает вклад в общую спектральную плотность энергии излучения воздуха, равный примерно 20%.

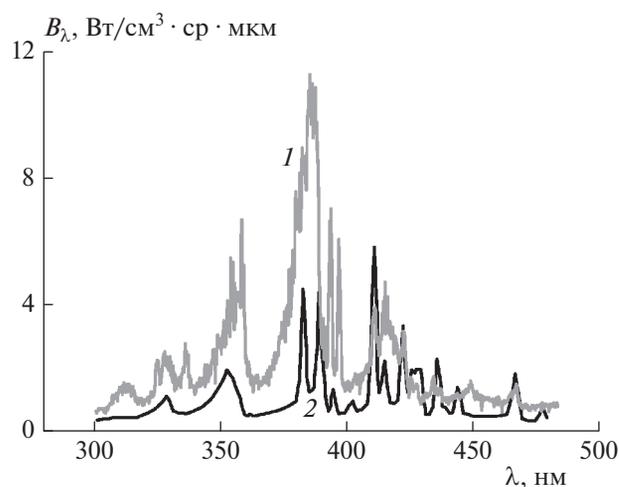


Рис. 7. Сравнение панорамных спектров излучения воздуха, полученных на ударных установках DDST-M при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 10.4$ км/с (1) и EAST при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 10.35$ км/с (2) [49].

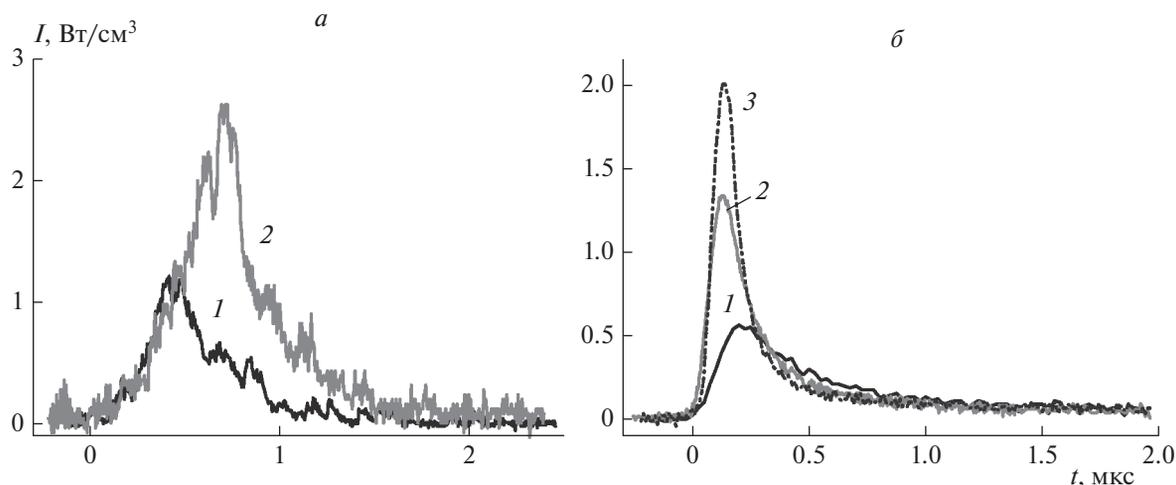


Рис. 8. Зависимость от времени интенсивности излучения спектральной линии с $\lambda = 149.3$ нм атома азота (а) при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 7.9$ (1) и 9.2 км/с (2), а также и спектральной линии с $\lambda = 213$ нм молекулы NO (б) при начальном давлении $p_0 = 1$ Торр и $V_{SW} = 5.0$ (1), 5.9 (2) и 6.8 км/с (3) [74].

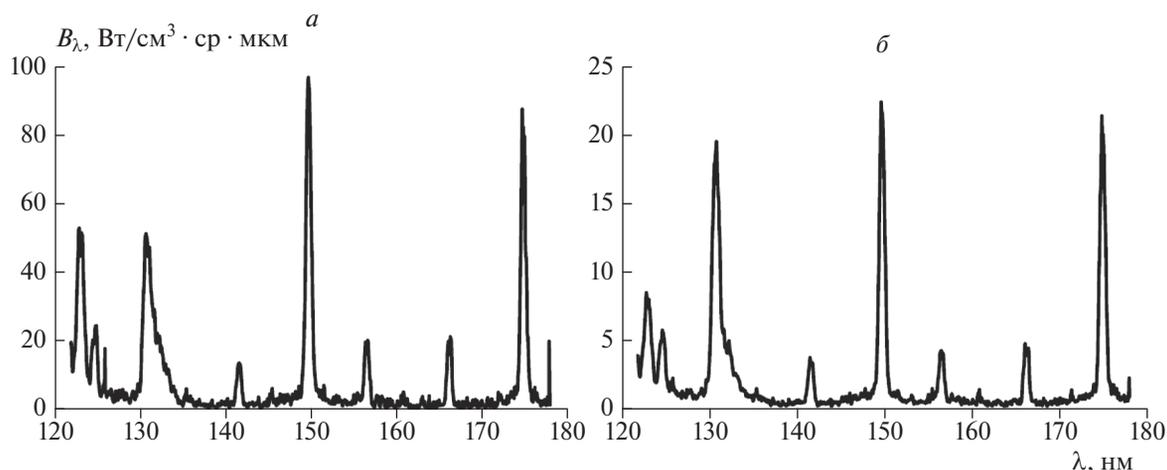


Рис. 9. Равновесная (а) и неравновесная (б) спектральная плотность энергии излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 9.53$ км/с [76].

ИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ ДРУГИХ ПЛАНЕТ

Излучательные характеристики ударно-нагретых газовых смесей, моделирующих состав атмосфер других планет Солнечной системы, менее изучены, чем соответствующие характеристики воздуха. Наибольший объем экспериментальной информации получен для атмосфер Марса и Венеры, которые состоят в основном из CO_2 (порядка 95%) и N_2 (порядка 3%) [25, 30, 33, 43, 61, 77–85]. Несколько работ посвящено измерению излучения ударно-нагретого газа, моделирующего атмосферу Титана, которая помимо молекулярного азота содержит небольшое количество метана (2–5%) [83, 86–88]. Соответствующие данные

для атмосфер планет-гигантов (Сатурн, Уран), состоящих в основном из молекулярного водорода, приведены в работах [89, 90].

На рис. 10 представлен панорамный спектр излучения смеси CO_2 (70%) и N_2 (30%), моделирующей атмосферу Марса, который получен в ударной трубе DDST-M при $p_0 = 0.3$ Торр и скоростях ударной волны порядка 7 км/с, что примерно соответствует второй космической скорости для Марса [84]. Видно, что в спектральном диапазоне $\lambda = 200\text{--}300$ нм интенсивность излучения слабо зависит от скорости ударной волны и определяется в основном совокупностью полос четвертой положительной системы молекулы CO, которая формируется в электронном переходе $A^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma^+$ [91].

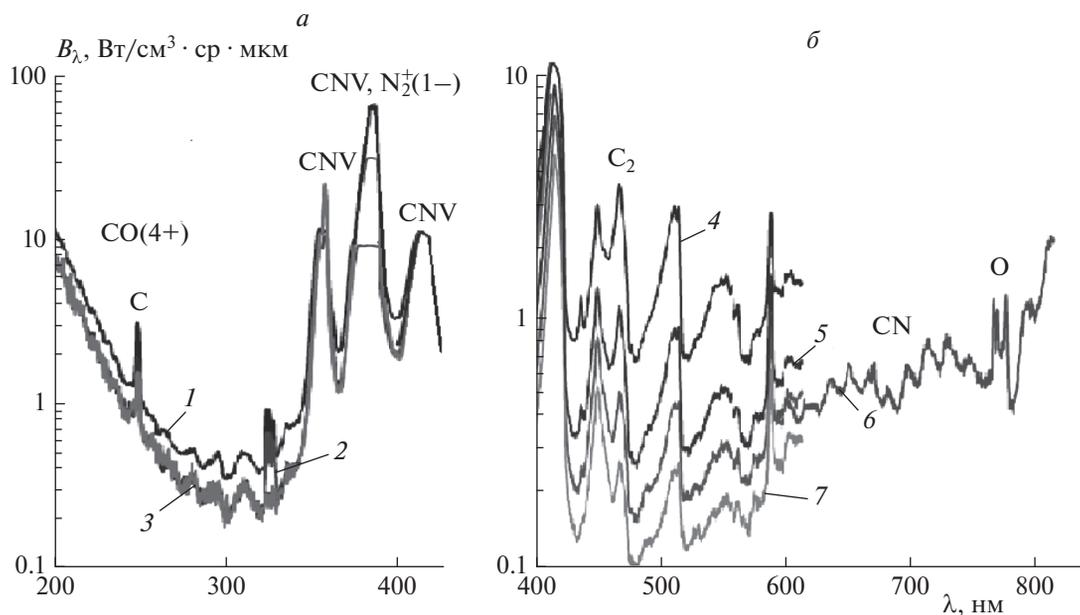


Рис. 10. Спектральная плотность излучения B_λ ударно-нагретой смеси CO_2/N_2 в спектральных диапазонах 200–420 нм (а) и 400–850 нм (б) при начальном давлении $p_0 = 0.3$ Торр и $V_{SW} = 7.35$ (1), 6.94 (2), 6.76 (3), 7.58 (4), 6.76 (5), 6.58 (6) и 6.33 км/с (7) [84].

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 основной вклад в излучение нагретого газа дает фиолетовая система полос цианистого радикала CN , которая формируется в электронном переходе $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ с максимумами интенсивности при $\lambda = 358, 386, 410$ и 450 нм [92]. В окрестности длины волны $\lambda = 386$ нм локализуется также излучение первой отрицательной системы молекулярного иона N_2^\pm .

В спектральном диапазоне $\lambda = 450\text{--}850$ нм (рис. 10б) интенсивность излучения сильно зависит от скорости ударной волны. Здесь основной вклад в излучение дает система полос Свана молекулы C_2 , формирующаяся в переходе $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ и наблюдающаяся в интервале $\lambda = 450\text{--}570$ нм [93]. Видно, что излучение системы полос Свана играет заметную роль только при скоростях ударной волны выше 6 км/с. В этом спектральном диапазоне при скоростях ударной волны выше 5 км/с наблюдается также красная система полос цианистого радикала CN , которая формируется в электронном переходе $A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma^+$ с максимумом интенсивности при $\lambda = 790$ нм.

Большой объем исследований по измерению спектров излучения ударно-нагретых газов применительно к условиям входа КА в атмосферы Марса и Венеры проведен в ударной трубе EAST [25, 55, 75, 79]. Получены панорамные и инте-

гральные спектры излучения в интервале длин волн λ от 120 до 1650 нм при скоростях ударной волны V_{SW} в интервале от 3 до 12 км/с и начальных давлениях газа перед ударной волной p_0 в интервале от 0.1 до 2.0 Торр. На рис. 11 показан относительный вклад различных спектральных диапазонов в общую интенсивность излучения смеси, моделирующей атмосферу Марса [79]. Данные приведены для трех экстремальных условий по скоростям ударной волны и начальным давлениям. Видно, что спектральные области VUV и дальнего UV ($\lambda = 125\text{--}215$ нм), излучение в которых определяется системой полос $\text{CO}(4+)$ и отчасти $\text{NO}(\beta, \gamma, \delta)$, являются наиболее значительными радиационными областями во всех изученных условиях, составляя от 54% до 64% от общей интенсивности излучения. Область длин волн между 330 и 480 нм в основном связана с излучением CN и вносит значительный вклад в суммарную плотность энергии излучения при низкой скорости ударной волны (30% при $V_{SW} = 6.8$ км/с). По мере увеличения скорости роль этой области уменьшается (до 6% при $V_{SW} = 11.5$ км/с), что связано с диссоциацией CN .

Экспериментальные данные по радиационным характеристикам ударно-нагретой смеси, моделирующей атмосферу Титана, получены на ударных установках EAST [86] и X2 [87, 88]. На рис. 12 проводится сравнение панорамных спектров излучения, измеренных на этих установках в диапазоне длин волн $\lambda = 310\text{--}435$ нм. Наблюдается достаточно хорошее согласие приведенных

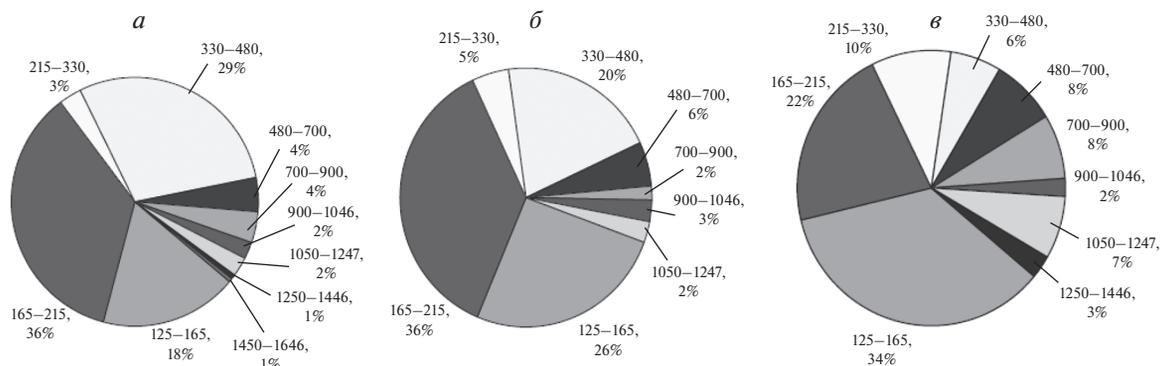


Рис. 11. Относительные вклады различных спектральных областей в суммарную плотность излучения смеси CO_2 (96%) и N_2 (4%) для трех тестовых случаев: $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 6.8$ км/с (а); $p_0 = 0.1$ Торр и $V_{SW} = 8.5$ км/с (б); $p_0 = 0.5$ Торр и $V_{SW} = 11.5$ км/с (в) [79].

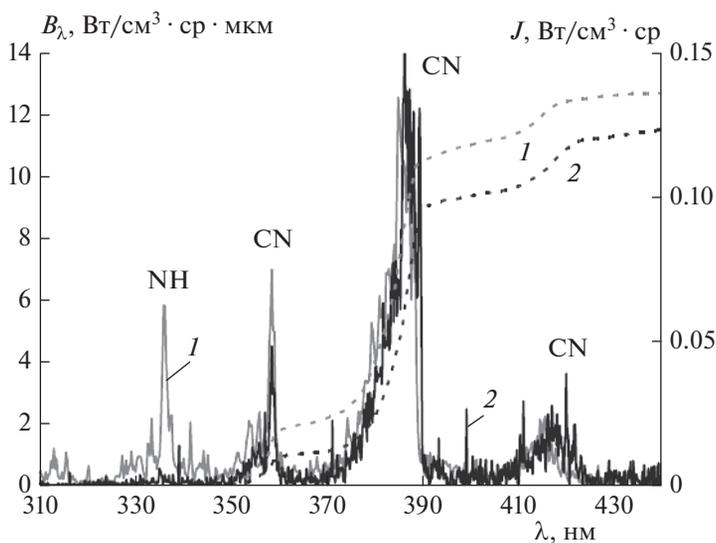


Рис. 12. Спектральная (сплошные линии) и суммарная (штриховые линии) плотность излучения смеси N_2 (98%) и CH_4 (2%), моделирующей атмосферу Титана, при $p_0 = 0.1$ Торр и $V_{SW} = 5.7$ км/с: 1 и 2 – экспериментальные данные, полученные на установках EAST [86] и X2 [88] соответственно.

данных для фиолетовой системы полос цианистого радикала CN. Основное различие между двумя спектрами состоит в том, что пик на длине волны $\lambda = 336.3$ нм, соответствующий электронному переходу $A^3\Pi \rightarrow X^3\Sigma^-$ радикала NH [94], который очень заметен в данных, полученных на установке EAST, не проявляется в значительной степени в данных X2. Несмотря на различия в спектральной плотности излучения, значения суммарной плотности излучения в двух случаях различаются лишь на 10%.

ВЫВОДЫ

1. Изучение радиационных характеристик ударно-нагретых газов проводится на различных

ударных установках. Наиболее широкие возможности для получения спектроскопической информации предоставляют электроразрядные установки. Ударные установки на детонационном горении намного дешевле поршневых и электроразрядных, так как не нуждаются в каких-либо сложных механических и электроразрядных устройствах и, соответственно, требуют гораздо меньшего опыта эксплуатации. Но на них не удается получить скорость ударной волны выше 12 км/с.

2. Многочисленные эксперименты, проведенные в ударных трубах, позволили получить большой объем информации по излучению ударно-нагретых газовых смесей, моделирующих условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы. К ней, в

частности, относятся интегральные по времени развертки излучения (панорамные спектры) в интервале длин волн от 120 до 1100 нм. Анализ панорамных спектров позволяет выделить основные закономерности излучения высокотемпературного газа на различных участках траектории спуска КА в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

3. Эксперименты в ударных трубах позволяют также измерить временную зависимость излучения на определенной длине волны. Эта информация представляют особую ценность для тестирования моделей физической и химической кинетики возбуждения и дезактивации электронно-возбужденных состояний атомов и молекул, ответственных за излучение газа на данной длине волны.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Uyanna O., Najafi H.* // Acta Astronaut. 2020. V. 176. P. 341.
2. *Shang J.S., Surzhikov S.T.* // Prog. Aerospace Sci. 2012. V. 53. P. 46.
3. *Brandis A.M., Johnson C.O., Cruden B.A.* // AIAA Paper. 2016. № 2016-3690.
4. *Wei H., Morgan R.G., McIntyre T.J., Brandis A.M., Johnson C.O.* // AIAA Paper. 2017. № 2017-4531.
5. *Surzhikov S.* // AIAA Paper. 2017. № 2017-1147.
6. *Dikalyuk A.S., Kozlov P.V., Romanenko Y.V., Shatalov O.P., Surzhikov S.T.* // AIAA Paper. 2013. № 2013-2505.
7. *Cruden B.A., Brandis A.M.* // AIAA Paper. 2017. № 2017-4535.
8. *Суржиков С.Т.* // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 2. С. 249.
9. *Zhao Y., Huang H.* // Acta Astronaut. 2020. V. 169. P. 84.
10. *Campoli L., Kunova O., Kustova E., Melnik M.* // Acta Astronaut. 2020. V. 175. P. 493.
11. *Collen P.L., Doherty L.J., McGilvray M. et al.* // AIAA Paper. 2019. № 2019-1941.
12. *Yuan C.K., Zhou K., Liu Y.F., Hu Z.M., Jiang Z.L.* // Acta Mech. Sin. 2019. V. 35. P. 24.
13. *Vargas J., Lopez B., Lino da Silva M.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2020. V. 245. № 106848.
14. Experimental methods of shock wave research / Eds. Igra O., Seiler F. N.Y.: Springer, 2016.
15. *Reyner P.* // Prog. Aerospace Sci. 2016. V. 85. P. 1.
16. *Gu S., Olivier H.* // Prog. Aerospace Sci. 2020. V. 113. № 100607.
17. *Mirels H.* // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 1201.
18. *Stalker R.J., Paull A., Mee D.J., Morgan R.G., Jacobs P.A.* // Prog. Aerospace Sci. 2005. V. 41. P. 471.
19. *Morgan R.G.* // AIAA Paper. 1997. № 97-0279.
20. *Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D.* // AIAA Paper. 2012. № 2012-2865.
21. *Oliver H., Zonglin J., Yu H.R., Lu F.K.* // Prog. Astronaut. Aeronaut. 2002. V. 198. P. 135.
22. *Grinstead J.H., Wilder M.C. et al.* // AIAA Paper. 2008. № 2008-1244.
23. *Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D.* // J. Thermophys. Heat Trans. 2015. V. 29. P. 209.
24. *Lemal A., Jacobs C.M., Perrin M.-Y. et al.* // J. Thermophys. Heat Trans. 2016. V. 30. P. 197.
25. *Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R., Le H.* // AIAA Paper. 2010. № 2010-4508.
26. *Wadhams T.P., Cassady A.M., MacLean M., Holden M.S.* // AIAA Paper. 2009. № 2009-677.
27. *Dufrene A., Holden M.* // AIAA Paper. 2011. № 2011-626.
28. *Parker R., Dufrene A., Holden M., Wakeman T.* // AIAA Paper. 2011. № 2011-715.
29. *Gorelov V.A., Kireev A.Yu., Shilenkov S.V.* // AIAA Paper. 2004. № 2004-2308.
30. *Горелов В.А., Киреев А.Ю., Шиленков С.В.* // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 2. С. 13.
31. *Горелов В.А., Киреев А.Ю.* // ПМТФ. 2016. Т. 57. № 1. С. 176.
32. *Wei H., Morgan R.G., McIntyre T.J.* // AIAA Paper. 2017. № 2017-4531.
33. *Takayanagi H., Lemal A., Nomura S., Fujita K.* // AIAA Paper. 2017. № 2017-1369.
34. *McGilvray M., Doherty L.J., Morgan R.G., Gildfind D.E.* // AIAA Paper. 2015. № 2015-3543.
35. *Collen P., Doherty L.J., Subiah S.D. et al.* // Exp. Fluids. 2021. V. 62. P. 225.
36. *Shen J., Ma H., Li C., Chen X., Zhixian B.* // Proc. 31st Intern. Sympos. Shock Waves. Springer, 2019. P. 213.
37. *Chue R.S.M., Tsai C.Y., Bakos R.J.* // Shock waves. 2003. V. 13. P. 367.
38. *Tsai C.Y., Chue R., Nicilson C., Tyll J.* // AIAA Paper. 2009. № 2009-1516.
39. *Hombsch M., Oliver H.* // J. Spacecraft Rockets. 2013. V. 50. P. 742.
40. *Yuan C.K., Zhou K., Liu Y.F., Hu Z.M., Jiang Z.L.* // Acta Mech. Sin. 2019. V. 35. P. 24.
41. *Wang Q., Luo K., Li J., Li J., Zhao W.* // Sin. J. Astronaut. 2020. V. 33. P. 1468.
42. *Lino da Silva M.,erreira R., Vargas J. et al.* // AIAA Paper. 2020. № 2020-0624.
43. *Анохин Е.М., Иванова Т.Ю., Кудрявцев Н.Н., Стариковский А.Ю.* // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 45. № 6. С. 807.
44. *Косарев И.Н., Hudnova M.M., Сагуленко П.Н., Хорунженко В.И., Кудрявцев Н.Н.* // Докл. РАН. 2011. Т. 441. № 6. С. 747.
45. *Ibragimova L.B., Sergievskaya A.L., Levashov V.Yu. et al.* // J. Chem. Phys. 2013. V. 139. № 034317.
46. *Kozlov P.V., Bykova N.G., Levashov V.Yu., Zabelinskii I.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1250. № 012017.

47. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
48. Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В. и др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 22.
49. Kozlov P.V., Zabelinsky I.E., Bykova N.G. et al. // Acta Astronaut. 2021; <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.10.032>
50. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D. // J. Thermophys. Heat Trans. 2017. V. 31. № 1. P. 178.
51. McGilvray M., Doherty L.J., Morgan R.G., Gildfind D.E. // AIAA Paper. 2015. № 2015-3545.
52. Yamada G., Suzuki T., Takayanagi H., Fujita K. // Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 2011. V. 54. № 183. P. 51.
53. Kozlov P.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1009. № 012024.
54. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г. др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 8. С. 26.
55. Cruden B.A. // Von Karman Inst. Lecture Ser. 2014. № STO-AVT-218-VKI.
56. Cruden B.A., Martinez R., Grinstead J.H., Olejniczak J. // AIAA Paper. 2009. № 2009-4240.
57. Collen P.L., Doherty L.J., McGilvray M. // Intern. Conf. FAR-2019. 2019. № 1053360.
58. Parker R., Dufrene A., Holden M., Wakeman T. // AIAA Paper. 2017. № 2011-715.
59. Sheikh U.A., Morgan R.G., McInture T.J. // AIAA J. 2015. V. 53. № 12. P. 3589.
60. Takayanagi H., Lemal A., Nomura S., Fujita K. // J. Thermophys. Heat Trans. 2018. V. 32. № 2. P. 483.
61. Lee E. S., Park C., Chang K.S. // Ibid. 2007. V. 21. № 1. P. 50.
62. Anohin E.M., Ivanova T.Yu., Koudriavtsev N.N., Starikovskii A. Yu. // AIAA Paper. 2005. № 2005-792.
63. Gorelov V.A., Kireev A. Yu., Shilenkov S.V., Surzhikov S.T. // AIAA Paper. 2004. № 2004-2380.
64. Kozlov P.V., Surzhikov S.T. // AIAA Paper. 2017. № 2017-0157.
65. Nassar H., Pellerin S., Musiol K. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. № 14. P. 1904.
66. Nassar H. // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 370. № 012050.
67. Parker D.H. // Acc. Chem. Res. 2000. V. 33. № 8. P. 563.
68. Whiting E., Park C., Liu Y., Arnold J., Paterson J. // NASA Ref. Publ. 1996. № 1389.
69. Bose D., McCorkle E., Bogdanoff D., Allen G.A., Jr. // AIAA Paper. 2009. № 2009-1030.
70. Park C. Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. N.Y.: Wiley, 1990.
71. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45. № 5. P. 865.
72. Brandis A.M., Cruden B.A., Prabhu D. et al. // AIAA Paper. 2010. № 2010-4510.
73. Суржи́ков С.Т. // Изв. РАН. МЖТ. 2019. № 1. С. 99.
74. Kozlov P.V., Zabelinsky I.E., Bykova N.G., Gerasimov G. Ya., Levashov V. Yu., Tereza A.M. // 28th Intern. Colloq. Dynam. Explos. React. Syst. Napoli: ICDERS, 2022.
75. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D.K. // AIAA Paper. 2013. № 2013-1055.
76. Brandis A.M., Cruden B.A. // AIAA Paper. 2017. № 2017-1145.
77. Bose D., Grinstead J.H., Bogdanoff D.W., Wright M.J. // NASA Tech. Rep. 2009. № ARC-E-DAA-TN315.
78. Grinstead J.H., Wright M.J., Bogdanoff D.W., Allen G.A. // J. Thermophys. Heat Trans. 2009. V. 23. № 2. P. 249.
79. Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R. // J. Spacecraft Rockets. 2012. V. 49. № 6. P. 1069.
80. Brandis A.M., Johnson C.O., Cruden B.A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013. V. 121. P. 91.
81. Ramesh R., Kelly R.M., Cullen T.G., Mee D.J., Morgan R.G. // AIAA Paper. 2019. № 2019-3006.
82. Залогин Г.Н., Козлов П.В., Кузнецова Л.А. др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С. 10.
83. Dikalyuk A.S., Surzhikov S.T., Shatalov O.P., Kozlov P.V., Romanenko Y.V. // AIAA Paper. 2012. № 2012-0795.
84. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 12. С. 23.
85. Дикалюк А.С., Суржи́ков С.Т. // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 1. С. 39.
86. Bose D., Wright M.J., Bogdanoff D.W., Raiche G.A., Allen G.A. // J. Thermophys. Heat Trans. 2006. V. 20. № 2. P. 220.
87. Jacobs C.M., Morgan R.C. // AIAA Paper. 2009. № 2009-1029.
88. Brandis A.M., Morgan R.G., McIntyre T.J., Jacobs P.A. // J. Thermophys. Heat Trans. 2010. V. 24. № 2. P. 291.
89. Cruden B.A., Bogdanoff D.W. // J. Spacecraft Rockets. 2017. V. 54. № 6. P. 1246.
90. Colonna G., Pietanza L.D., Laricchiuta A. // Intern. J. Heat Mass Transf. 2020. V. 156. № 119916.
91. McGuire S.D., Tibère-Inglessea A.C., Mariotto P.B. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2020. V. 245. P. 106855.
92. Ridenti M.A., Amorim J. // Plasma Chem. Plasma Process. 2018. V. 38. P. 311.
93. Carbone E., D'Isa F., Hecimovic A., Fantz U. // Ibid. 2020. V. 29. No. 055003.
94. Zhou M., Zhu Z. // Comput. Theor. Chem. 2021. V. 1204. № 113358.