

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ

На правах рукописи

Козлов Павел Владимирович

**Экспериментальное исследование процессов
излучения и горения в высокотемпературных газовых
смесях**

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, профессор,
академик РАН
Левин В.А.

Москва – 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
 ГЛАВА 1. Обзор экспериментальных данных, полученных на ударных трубах.	11
1.1. Типы ударных установок.	11
1.2. Излучение ударно нагретого воздуха.	17
1.3. Излучение атмосферных газов других планет.	25
1.4. Воспламенение ударно нагретых горючих смесей.	28
1.5. Выводы.	33
ГЛАВА 2. Двух-диафрагменная ударная труба DDST-M.	34
2.1. Описание ударной установки.	34
2.2. Измерительная аппаратура ударной установки.	38
2.3. Процедура калибровки измерительной аппаратуры.	42
2.4. Модернизация ударной трубы DDST.	48
2.5. Выводы.	54
ГЛАВА 3. Измерение спектральных характеристик ударно нагретых газов.	55
3.1. Спектральные характеристики аргона.	55
3.2. Спектральные характеристики молекулярного кислорода.	61
3.3. Характеристики излучения ударно нагретого воздуха.	74
3.4. Сравнение с результатами других работ.	90
3.5. Спектральные характеристики смеси CO ₂ /N ₂	102
3.6. Выводы.	107
ГЛАВА 4. Измерение времени задержки воспламенения в пропан-воздушных смесях.	111
4.1. Описание экспериментальной установки.	111
4.2. Воспламенение C ₃ H ₈ /O ₂ /Ar смеси.	114
4.3. Времена задержки воспламенения в пропан-воздушных смесях.	118
4.4. Анализ различных методов измерения времени индукции.	123

4.5. Выводы.....	132
Заключение.....	134
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	136

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в освоении космического пространства и необходимость создания надежных систем тепловой защиты для вновь создаваемых космических аппаратов приводят к необходимости более точного решения задач тепломассопереноса у поверхности спускаемого аппарата [1]. Известно, что до сих пор надежность оценок теплового потока к поверхности космического аппарата 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 на ударных трубах [6, 7]. Эти данные используются не только для оценки тепловых потоков к поверхности спускаемых космических аппаратов, но и для верификации газодинамических моделей обтекания космического аппарата 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 уже имеющихся экспериментальных данных [11-13].

Экспериментальные данные по излучению высокотемпературных газов используются также для определения характеристик воспламенения ударно нагретых горючих смесей. Самовоспламенение углеводородных топлив в различных условиях (температура, давление, отношение топливо/окислитель и т.д.) является критически важным процессом, лежащем в основе работы реактивных двигателей [14]. Поэтому изучение данного процесса, как и случае оценки тепловых потоков к поверхности спускаемых космических аппаратов стало предметом многочисленных экспериментальных и расчетно-теоретических исследований [15].

К числу наиболее важных представителей гомологического ряда предельных углеводородов относится пропан. С одной стороны, он является самым легким углеводородом, для которого характерны общие закономерности низкотемпературного и высокотемпературного воспламенения, присущие более тяжелым углеводородам [16]. С другой стороны, пропан играет ключевую роль в качестве модельного топлива и промежуточного продукта в химии горения [17]. В литературе имеется большое количество экспериментальных данных по воспламенению пропана в различных экспериментальных установках. К ним, в частности, относятся ударные трубы [17-19], быстрые компрессорные машины [20, 21], реакторы струйного смешения [22] и проточные реакторы [23-25].

Основной объем информации по воспламенению пропана получен на ударных трубах, которые являются традиционным инструментом для изучения различных высокотемпературных процессов [26]. Несмотря на значительный прогресс в изучении процесса горения пропана в различных условиях, экспериментальные исследования по изучению характеристик воспламенения пропана продолжают в настоящее время [27, 28]. Тем не менее, имеющиеся данные по временам задержки воспламенения ограничены и относятся к давлениям менее 20 атм [29].

Актуальность работы. Прогресс в освоении космического пространства и необходимость создания надежных систем тепловой защиты

для вновь создаваемых космических аппаратов приводят к необходимости более точного решения задач тепломассопереноса у поверхности спускаемого аппарата. До настоящего времени надежность оценок теплового потока к поверхности космического аппарата в неравновесных условиях остается весьма низкой. При этом, радиационная составляющая теплового потока с увеличением скорости движения и размеров спускаемого аппарата нарастает значительно быстрее конвективной составляющей, а начиная со скоростей порядка второй космической скорости, становится преобладающей. 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.

Экспериментальные данные по излучению высокотемпературных газов используются также для определения характеристик воспламенения ударно нагретых горючих смесей. Самовоспламенение углеводородных топлив в различных условиях (температура, давление, отношение топливо/окислитель и т.д.) является критически важным процессом, лежащим в основе работы реактивных двигателей. Поэтому изучение данного процесса, как и случае оценки тепловых потоков к поверхности спускаемых космических аппаратов стало предметом многочисленных экспериментальных и расчетно-теоретических исследований.

К числу наиболее важных представителей гомологического ряда предельных углеводородов относится пропан. С одной стороны, он является самым легким углеводородом, для которого характерны общие закономерности низкотемпературного и высокотемпературного воспламенения, присущие более тяжелым углеводородам. С другой стороны, пропан играет ключевую роль в качестве модельного топлива и промежуточного продукта в химии горения.

Цели работы. Главной целью работы является применение экспериментальных методов для исследования процессов в

высокотемпературных газах. Первой задачей работы является получение и последующий анализ экспериментальных данных по радиационным характеристикам ударно-нагретых газов в широком диапазоне скоростей ударной волны для спектрального диапазона от 200 нм до 1100 нм. В качестве второго направления рассматривается задача определения времен задержки воспламенения в высокотемпературных пропан-воздушных смесях и пропан-кислородных смесях, сильно разбавленных аргоном при давлении 30 атм и различных значениях коэффициента избытка топлива.

Научная новизна работы заключается в получении новых экспериментальных данных по интенсивностям излучения ударно нагретых газов и газовых смесей в абсолютных величинах для условий моделирующих параметры входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы. Представленные данные по интегральным разверткам излучения (панорамным спектрам), полученным в интервале длин волн $\lambda = 200-1100$ нм и временные зависимости выделенных спектральных линий существенно расширяют диапазон имеющихся в литературе экспериментальных данных.

Несмотря на значительный прогресс в изучении процесса горения пропана в различных условиях имеющиеся данные по временам задержки воспламенения ограничены и относятся к давлениям менее 20 атм. Представленная в работе информация расширяет диапазон имеющихся экспериментальных данных, особенно это касается «богатых» смесей, для которых экспериментальные данные по временам задержки воспламенения отсутствуют.

Практическая значимость результатов работы состоит в возможности применения полученных данных для тестирования имеющихся и разработки новых программных кодов для проведения прогностических расчетов термостойкости летательных аппаратов при полете в условиях неравновесного тепло- и массообмена. Предложен подход, позволяющий за счет оптимизации процесса детонационного горения в камере высокого

давления ударной трубы, впервые в мировой практике для установок подобного типа достичь скорость ударной волны в воздухе, равной 11.4 км/с.

Данные по временам задержек воспламенения пропана, а также пропан-воздушных и пропан-кислородных смесей являются основой для тестирования редуцированных кинетических механизмов, которые используются для моделирования процесса горения пропана в различных камерах сгорания.

Достоверность полученных результатов подтверждается проведением процедуры предварительной калибровки системы регистрации данных, а также сравнением получаемых данных по излучению ударно нагретых газов, моделирующих атмосферу Земли, Марса, Венеры, с данными других авторов, полученными при тех же условиях. Экспериментальные данные по временам задержек воспламенения пропана, пропан-воздушных и пропан-кислородных смесей сравнивались с данными других авторов.

Положения, выносимые на защиту

- Спектральные характеристики ударно нагретых газов и газовых смесей в спектральном диапазоне 200 – 1100 нм позволяют использовать полученные данные для оценки величины радиационного нагрева поверхности спускаемого аппарата.
- Калибровка системы регистрации является основой для получения радиационных характеристик воздуха в абсолютных единицах.
- Дополнительная информация по временам задержки воспламенения в высокотемпературных пропан-воздушных смесях и пропан-кислородных смесях, сильно разбавленных аргоном, при давлении 30 атм и различных значениях коэффициента избытка топлива играет важную роль в конструировании камер сгорания различных энергетических установок.
- Наличие форкамеры ведет к более полному сгоранию горючей смеси в камере высокого давления. Это в свою очередь увеличивает скорость ударной волны до второй космической скорости впервые в практике

эксплуатации ударных установок, работающих на детонационном горении

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались и обсуждались на Всероссийском научном симпозиуме по проблемам аэромеханики и газовой динамики, посвящённом 100-летию со дня рождения академика Г.Г. Чёрного (Москва 2023 г.); XVI Всероссийском симпозиуме по горению и взрыву (Суздаль 2022 г.); XVI Минском международном форуме по тепломассообмену (Минск 2022г.); Международном научно-практическом симпозиуме «Безопасность космических полетов» (Санкт-Петербург 2021, 2022 гг.); Ежегодной научной конференции "Ломоносовские чтения. Секция Механика" (Москва 2000 – 2022 гг.); 16-th International Heat Transfer Conference (Китай, Пекин, 2018г.); Всероссийской школе-семинаре «Аэротермодинамика и физическая механика классических и квантовых систем» АФМ (Москва. 2012-2022 г); 4-th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry (Швейцария Лозанна, 2010); 50-th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition (США, Нэшвилл, 2012); 44-th AIAA Thermophysics Conference (США, Сан Диего, 2013), 55-th AIAA Aerospace Sciences Meeting (США, Грейпвайн Техас, 2017); Результаты диссертации докладывались автором и обсуждались на семинаре НИИ механики МГУ по механике сплошных сред под руководством А.Г. Куликовского, В.П. Карликова, О.Э. Мельника и А.Н. Осипцова.

Публикации. Материалы диссертационной работы изложены в 15 научных статьях индексируемых в базах Web of Science, Scopus и RSCI Получены 2 патента. Общий объём печатных работ – 12.4 п.л. (авторский вклад – 4.2 п.л.).

Личный вклад автора. Автор лично участвовал в постановке и проведении экспериментов, обработке данных обсуждении результатов и подготовке научных публикаций.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, имеет объем 152 страниц, включая 105 иллюстраций и 2 таблицы. Библиографический список включает 181 наименования.

ГЛАВА 1. Обзор экспериментальных данных, полученных на ударных трубах.¹

Достаточно полное описание действующих ударных установок для измерения радиационных характеристик высокотемпературных газов приведено в обзорах [26, 30, 31]. 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.

1.1. 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 двух-диафрагменных ударных труб (expansion tubes). Эксперименты на обычных ударных трубах достаточно точно воспроизводят физико-химические параметры течения вблизи поверхности спускаемого космического аппарата и, как правило, изучают процессы излучения ударно-нагретого газа. Однако, из-за эффектов низкой плотности расстояние между ударной волной и движущейся за ней контактной поверхностью значительно уменьшается с ростом давления, что затрудняет определение характеристик исследуемого газа [32]. Тем не менее, этот недостаток компенсируется применением 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 [33]. На выходе из расширяющейся части сопла

¹ При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования:[62, 176]

течение газа становится гиперзвуковым, что является основой для моделирования обтекания тел применительно к реальным условиям полета. Подобные установки обычно ограничиваются скоростями ударной волны порядка орбитальной и ниже [31]. В двух-диафрагменных 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, время измерений значительно сокращается, а в результирующем потоке газа возникают большие пограничные слои [34].

Ударные установки могут быть сгруппированы в три категории 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 [31]. Каждая категория 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 [35]. Вторым способом нагрева толкающего газа является его адиабатическое сжатие с помощью тяжелого свободного поршня [26]. 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 [36].

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, которая показана на рис. 1.1 [37]. 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 [26]. На установке проведено большое количество исследований по измерению спектр в излучения ударно-нагретых газов применительно к условиям входа КА в атмосферу Земли и других планет с орбитальными и сверхорбитальными скоростями [38-40].

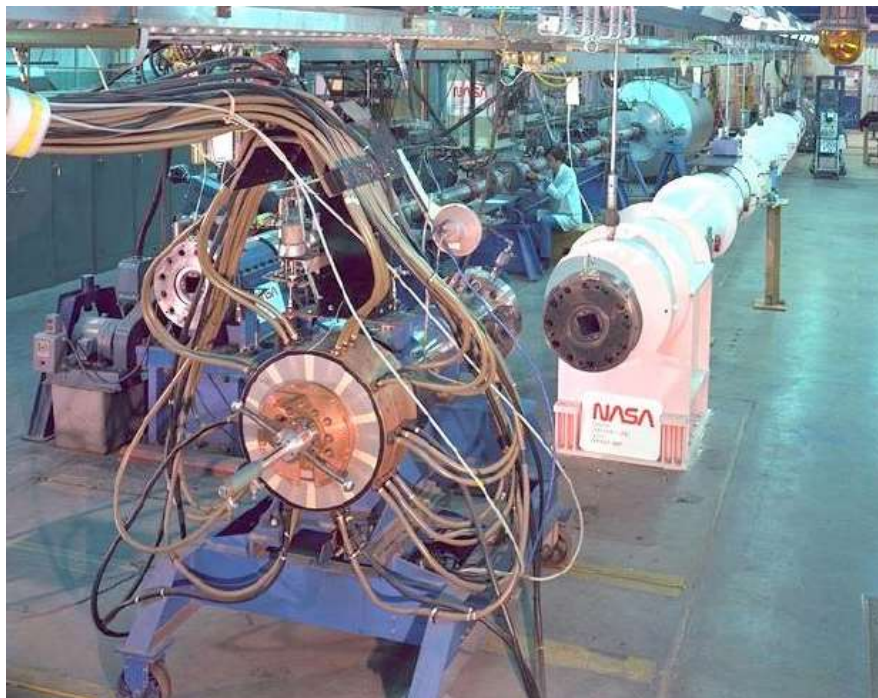


Рис. 1.1. Общий вид установки EAST (Electric Arc Shock Tube), эксплуатируемой в Исследовательском центре NASA Ames.

В Исследовательском центре CUBRC (Буффало, США) функционируют четыре ударных туннеля LENS (Large Energy National Shock Tube) с электрически нагреваемой КВД [41]. На туннелях изучается

обтекание тел различной конфигурации, а также измеряются спектры излучения ударно-нагретых газов. С вводом в эксплуатацию нового крупномасштабного туннеля LENS XX [42] 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 [43]. На рис. 1.2 приведена схема, иллюстрирующая возможности по воспроизведению условий, реализуемых при вхождении космического аппарата в атмосферу Земли с различными скоростями.

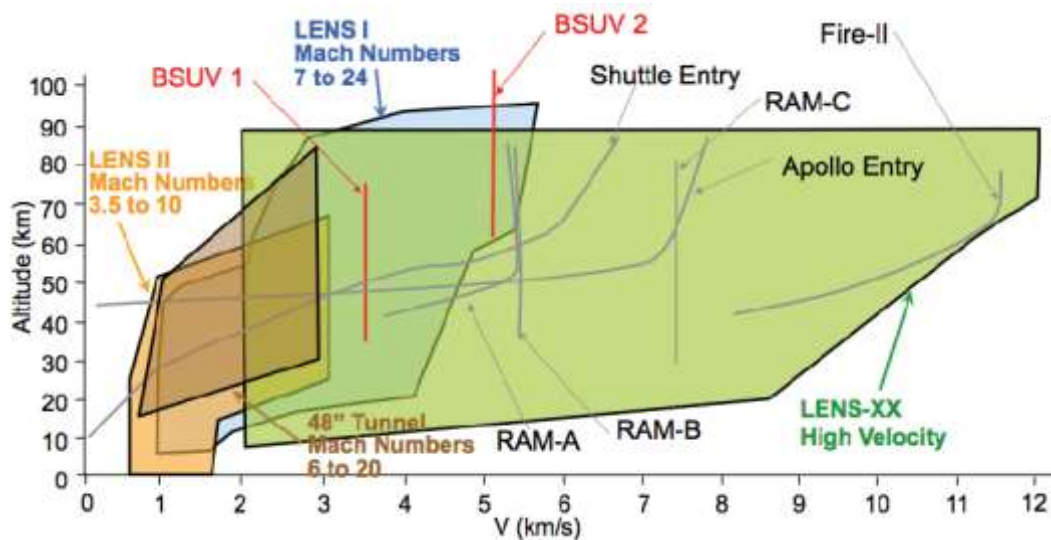


Рис. 1.2. Схема потенциальных возможностей установок CUBRC для воспроизведения условий входа космических аппаратов в атмосферу Земли.

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 [44-46].

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 [26]. 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 [47]. 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 [48].

Недавно введенная в эксплуатацию поршневая ударная установка T6 Stalker является результатом совместной работы Оксфордского университета и Центра гиперзвуковых исследований Университета Квинсленда [49]. Установка может работать в режиме туннеля с отраженной ударной волной для тестирования моделей спускаемых космических аппаратов, а также в режиме двух-диафрагменной ударной трубы для исследования излучения ударно-нагретого газа. По размерам установка T6 аналогична установкам EAST и X2, но способна генерировать намного более высокие скорости ударной волны [50]. Схема установки, оборудованной для работы в режиме двух-диафрагменной ударной трубы, приведена на рис. 1.3.

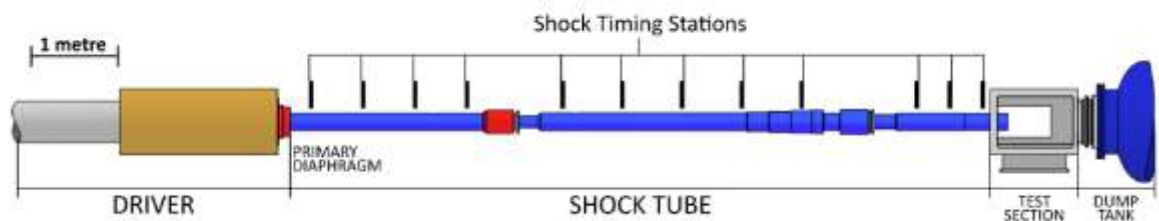


Рис. 1.3. Схематическое изображение поршневой ударной установки T6.

Самой большой в мире поршневой ударной установкой в настоящее время является высокоэнтальпийный ударный туннель FD-21FPST, недавно построенный в Китайской академии аэрокосмической аэродинамики (CAAA). Установка имеет диаметр тестового участка 2 м и общую длину 170 м [51]. На установке в режиме двухступенчатого сжатия реализуются

условия с высокой температурой и высоким давлением в исследуемом газе, получаемые относительно недорогим и безопасным способом.

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, США) [52, 53], ударный туннель TH2 (Аахен, Германия) [54], а также ударные установки JF16 [55] и JFX [56], функционирующие в Китае. В настоящее время в Высшем техническом институте (IST, Лиссабон) 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 [57]. Общий вид установки показан на рис. 1.4.



Рис. 1.4. Общий вид ударной установки ESTHER.

Среди отечественных установок наибольший объем информации по измерению радиационных характеристик ударно-нагретых газов получен на ударных трубах МФТИ [58, 59] и НИИ механики МГУ [60-61]. Следует отметить, что 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 [31]. С другой стороны, на них не удастся получить скорость ударной волны выше 7-8 км/с.

1.2. Излучение ударно нагретого воздуха.

Многочисленные эксперименты, проведенные на ударных трубах, позволили получить данные по излучению ударно-нагретого воздуха вдоль траектории движения спускаемого космического аппарата в атмосфере Земли [38, 61-75]. Основной объем спектроскопической информации дают интегральные по времени развертки излучения (панорамные спектры) в интервале длин волн $\lambda = 120 \div 1100$ нм. Анализ панорамных спектров позволяет выделить основные закономерности излучения высокотемпературного газа на различных участках траектории спуска космического аппарата в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

Большое количество информации по радиационным характеристикам ударно-нагретого воздуха получено на ударной установке EAST [38, 39, 67, 68]. На рис. 1.5 приведен панорамный и интегральный спектр излучения воздуха в спектральных диапазонах: VUV (170 \div 180 нм), UV/VIS (330 \div 480 нм), VIS/NIR (500 \div 890 нм) и IR (890 \div 1390 нм) при скорости ударной волны $V_{SW} = 13.64$ км/с и начальном давлении воздуха перед ударной волной $p_0 = 0.2$ Торр [76]. Как уже отмечалось выше, VUV область спектра (рис. 1.5a) 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 MgF₂ 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. 1.5б) 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, UV спектральный 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 атомами линиями, а влияние фонового континуума менее значительно. Как видно из рис. 1.5в, г суммарная плотность излучения J в этих спектральных областях является преобладающей по сравнению с VUV и UV/VIS областями.

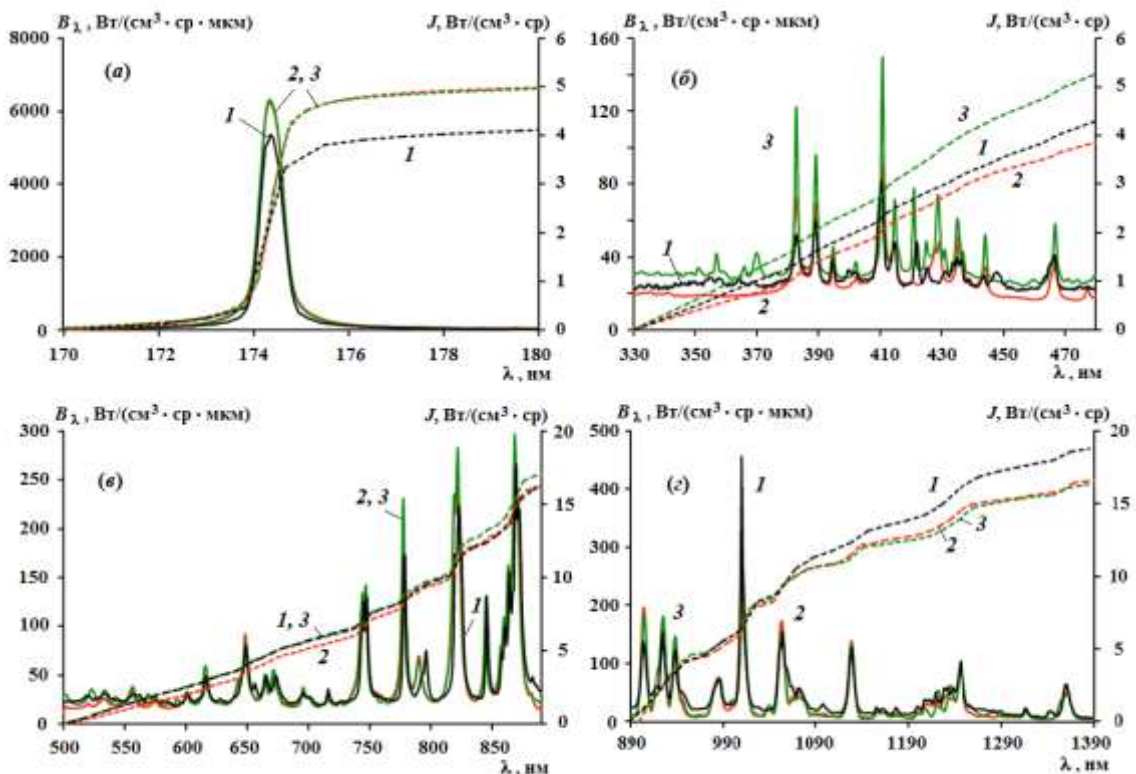


Рис.

1.5. Спектральная (сплошные линии) и суммарная (пунктирные линии) плотность излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $VSW = 13.64$ км/с в спектральных диапазонах VUV (а), UV/VIS (б), VIS/NIR (в) и IR (г): 1 – экспериментальные данные EAST, 2 – расчет по программе NEQAIR, 3 – расчет по программе HARA [76].

На рис. 1.5 приводятся также расчетные данные по спектрам излучения в рассматриваемых областях, полученные с помощью компьютерных программ NEQAIR и HARA. Компьютерная программа NEQAIR (Nonequilibrium Air Radiation) основана на прямом методе (*line-by-line*) вычисления спектральных характеристик высокотемпературных газов [77]. В качестве исходных данных используются параметры спектральных линий излучения атомов, молекул и ионов газовой смеси. NEQAIR является одной из основных программ, используемых NASA для прогнозирования радиационного нагрева при движении спускаемых космических аппаратов в атмосферах различных планет, таких как Земля, Марс, Титан и газовые гиганты [78]. Распределение заселенностей электронных состояний компонентов смеси определяется с помощью квазистационарной модели Парка [79], 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 [80]. Для вычисления спектральных характеристик атомов и оптически толстых молекул используется метод *line-by-line*, тогда как для оптически тонких молекул используется модель размазанной вращательной полосы (*smearred rotational band*). Компьютерные программы NEQAIR и HARA имеют много общих черт. К ним, в частности, 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 [76].

Анализ экспериментальных и теоретических данных, приведенных на рис. 1.5, показывает, что обе компьютерные программы адекватно описывают панорамные спектры, полученные на ударной установке EAST. В целом, отличие измеренных и вычисленных спектральных плотностей излучения находится в пределах 20%, 22%, 11% и 14% для VUV, UV/VIS,

VIS/NIR и IR спектральных диапазонов, 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 EAST.

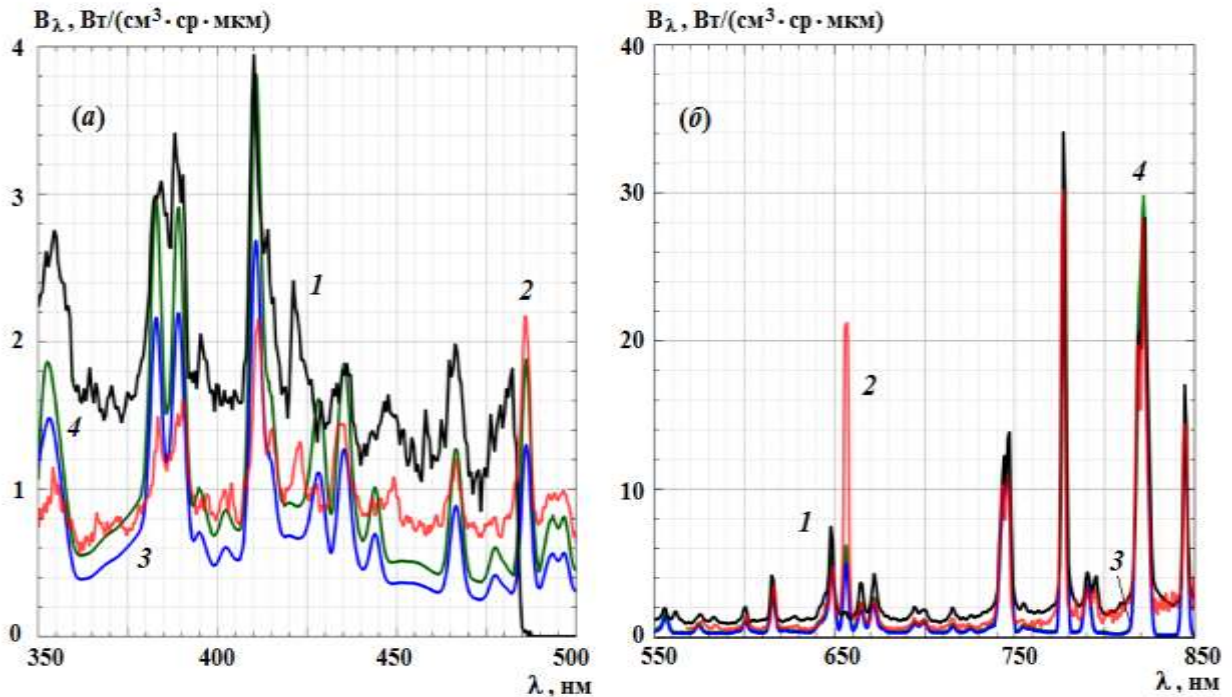


Рис. 1.6. Спектральная плотность излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{sw} = 10.2$ км/с в спектральных диапазонах UV/VIS (а) и IR (б), измеренная на установках EAST (1) и Т6 (2), и ее сравнение с расчетными данными NEQAIR (3) и HARA (4) [69].

Изучение радиационных характеристик ударно-нагретого воздуха вблизи поверхности спускаемого космического аппарата 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 Т6 и EAST в диапазоне $350 \div 850$ нм [69]. Данные Т6 были получены с использованием лабораторного воздуха, но в наиболее близких условиях к эталонному

тестированию на EAST. В диапазоне $350 \div 500$ нм (рис. 1.6а) пиковая интенсивность линий, измеренная на Т6, существенно ниже соответствующих значений, полученных на EAST. Отчасти это связано с различиями в оптической толщине излучающего слоя и скорости ударной волны. С другой стороны, в диапазоне $550 \div 850$ нм (рис. 1.6б) данные, полученные обеих установках, практически совпадают за редкими исключениями. Фоновое излучение, наблюдаемое в экспериментах на ударной трубе Т6, ниже измеренного на EAST и значительно превышает расчетные значения, полученные с помощью программы NEQAIR. Более высокая, чем ожидалось, величина фонового излучения также наблюдалась на ударной установке Х2, где это объяснялось замедлением ударной волны [81].

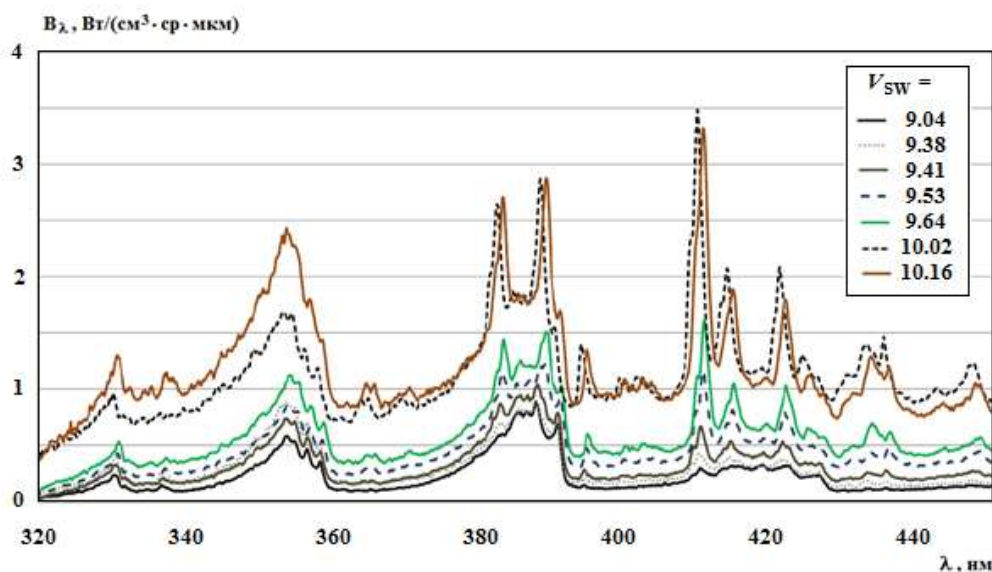


Рис. 1.7. Панорамный спектр ударно-нагретого воздуха, полученный на ударной установке CUBRC LENS XX в видимом диапазоне длин волн при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{sw} = 9.04 \div 10.16$ км/с [70].

На рис. 1.7 показан панорамный спектр излучения, снятый на ударной установке CUBRC LENS XX в видимом диапазоне длин волн при начальном давлении $p_0 = 0.2$ Торр и различных скоростях ударной волны [70]. Данные, полученные при $V_{sw} = 10.2$ км/с, достаточно хорошо согласуются с результатами измерений на установках EAST и Т6, которые приведены на

рис. 1.6. Сравнение панорамных спектров, полученных на ударных установках X2 и EAST в инфракрасном диапазоне длин волн, приводится на рис. 1.8 [82]. Результаты в обоих случаях получены примерно при одинаковых экспериментальных условиях. Видно, что спектральные кривые в общих чертах повторяют друг друга. Данные, полученные на установке X2, лежат несколько выше результатов измерений на EAST, что можно объяснить различиями в калибровке измерительной аппаратуры.

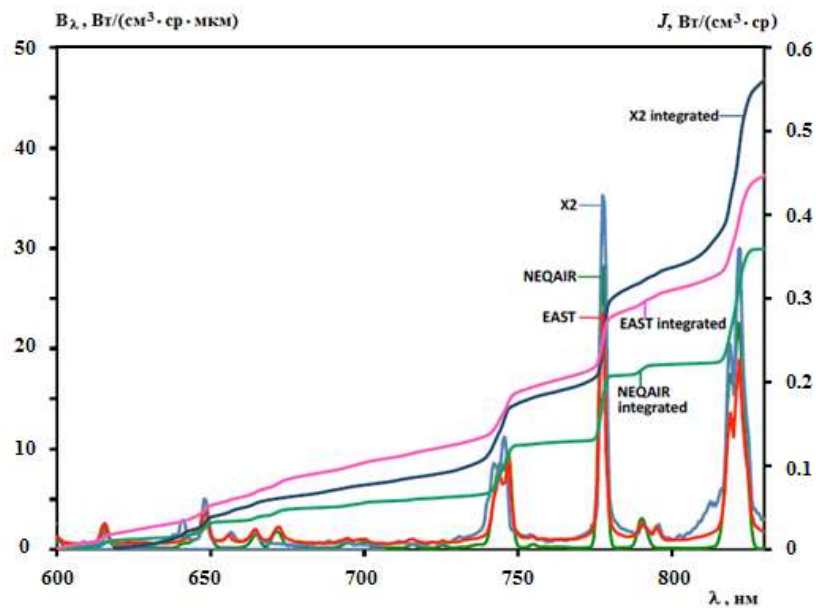


Рис. 1.8. Спектральная B_λ и интегральная J плотности излучения ударно-нагретого воздуха, полученные на установке X2, в сравнении с данными EAST и NEQAIR при $V_{sw} = 10$ км/с и $p_0 = 0.2$ Торр [82].

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 [83]. 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.

1.9 приведен пример определения неравновесной зоны излучения на спектрограмме зависимости интенсивности излучения от координаты точки наблюдения относительно фронта ударной волны при скорости ударной волны $V_{SW} = 9.32$ км/с, начальном давлении газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 0.1$ Торр. Измерение интенсивности излучения проведено для спектрального диапазона $\lambda = 328 \div 502$ нм.

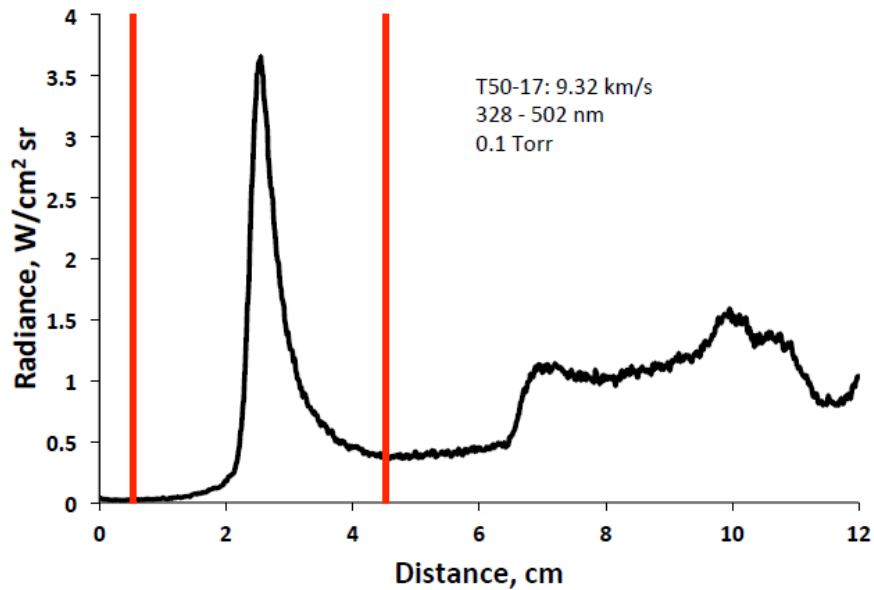


Рис. 1.9. Алгоритм определения неравновесной зоны излучения, используемый при обработке экспериментальных данных на ударной установке EAST [83].

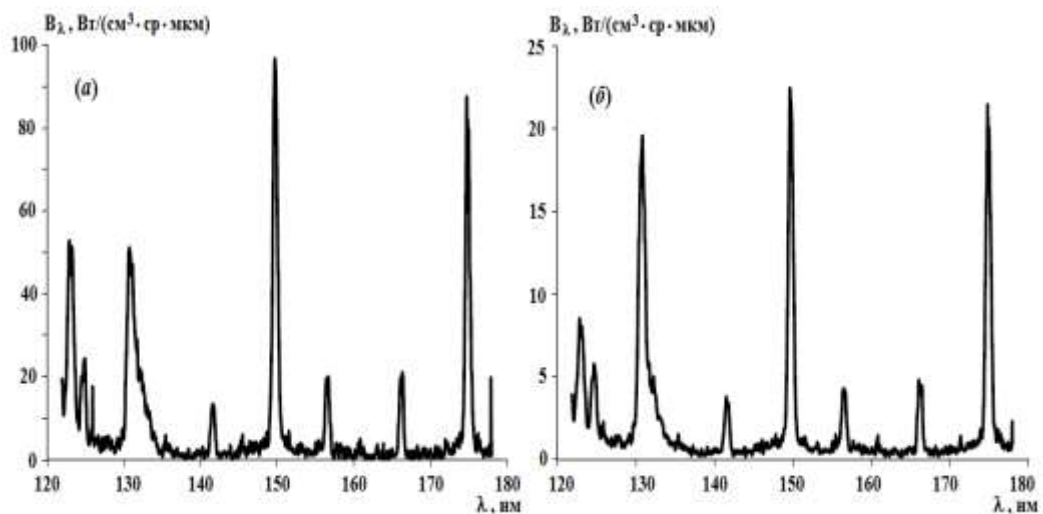


Рис. 1.10. Равновесная (а) и неравновесная (б) спектральная плотность энергии излучения воздуха при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 9.53$ км/с [84].

На рис. 1.10 приводится сравнение равновесной и неравновесной спектрограмм излучения воздуха, полученных при давлении перед ударной волной $p_0 = 0.2$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 9.53$ км/с в спектральном диапазоне VUV [83]. Видно, что неравновесная зона дает вклад в общую спектральную плотность энергии излучения воздуха, равный примерно 20%. Зависимость профиля излучения от скорости ударной волны, измеренная на ударной установке EAST [84], показана на рис. 1.11. Видно, что с увеличением V_{SW} ширина и максимум интенсивности неравновесной зоны уменьшается и при V_{SW} порядка 12 км/с и выше излучение после резкого подъема переходит в равновесное состояние.

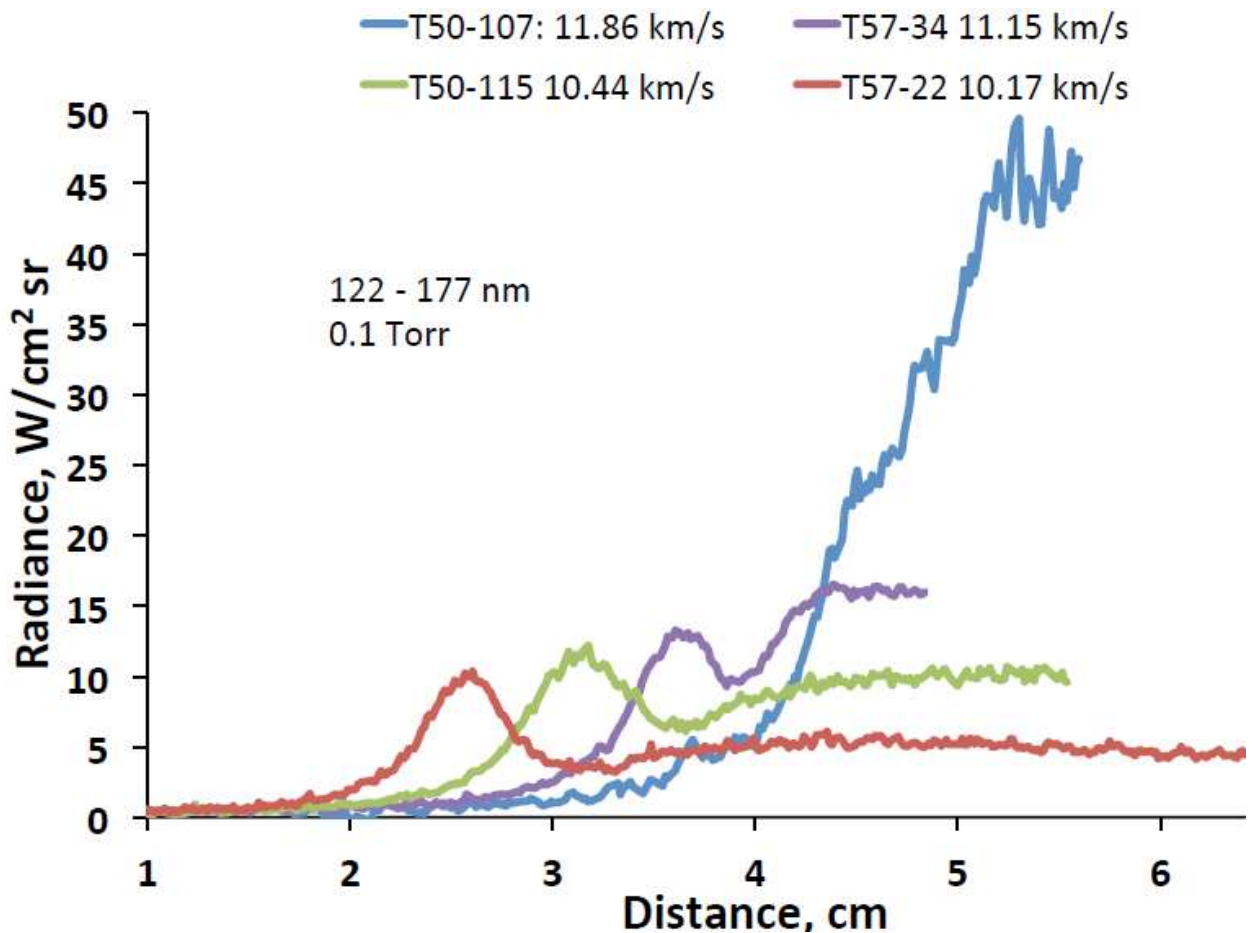


Рис. 1.11. Профили излучения воздуха в зависимости от скорости ударной волны, полученные на ударной установке EAST [84].

1.3. 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%) [6, 40, 45, 48, 58, 73, 85-92]. Несколько работ посвящено измерению излучения ударно-нагретого газа, моделирующего атмосферу Титана, которая помимо молекулярного азота содержит небольшое количество метана (2-5%) [90, 93-95]. Соответствующие данные для атмосфер планет-гигантов (Сатурн, Уран), состоящих в основном из молекулярного водорода, приведены в [96, 97].

Большой объем исследований по измерению спектров излучения ударно-нагретых газов применительно к условиям входа КА в атмосферы Марса и Венеры проведен на ударной трубе EAST [40, 67, 89, 87]. Получены панорамные и интегральные 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. 1.12 показан относительный вклад различных спектральных диапазонов в общую интенсивность излучения смеси, моделирующей атмосферу Марса [87]. Данные приведены для трех экстремальных условий по скоростям ударной волны и начальным давлениям. Видно, что спектральные области VUV и дальнего UV ($\lambda = 125 \div 215$ нм), излучение в которых определяется системой полос CO (4+) и отчасти NO (β , γ , δ), являются наиболее значительными радиационными областями во всех изученных условиях, составляя от 54% до 64% 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 $V_{\text{SW}} = 6.8$

км/с). По мере увеличения скорости роль этой области уменьшается (до 6% при $V_{sw} = 11.5$ км/с), что связано с диссоциацией CN.

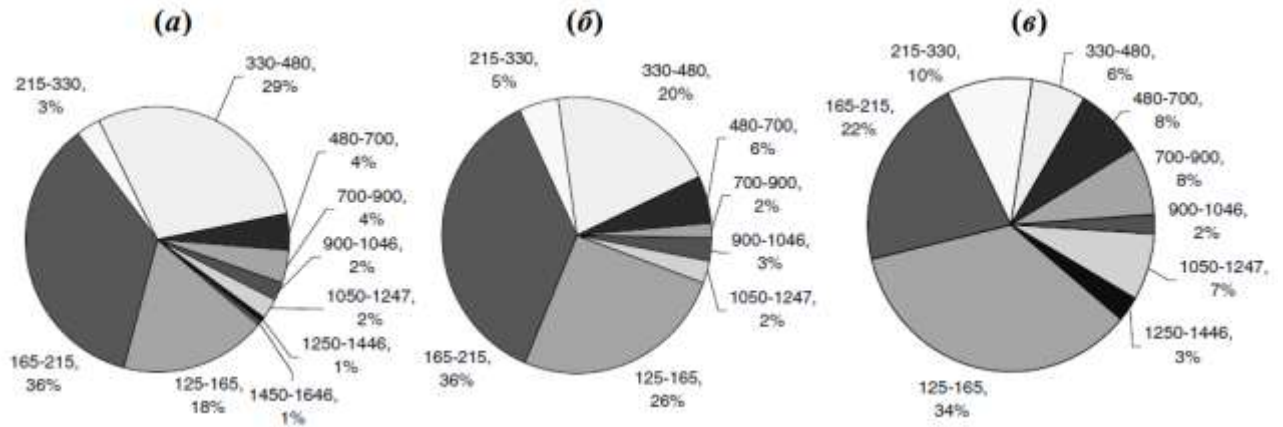


Рис. 1.12. Относительные вклады различных спектральных областей в суммарную плотность излучения смеси CO_2 (96%) и N_2 (4%) для трех тестовых случаев: $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{sw} = 6.8$ км/с (а); $p_0 = 0.1$ Торр и $V_{sw} = 8.5$ км/с (б) и $p_0 = 0.5$ Торр и $V_{sw} = 11.5$ км/с (в) [87].

Экспериментальные данные по радиационным характеристикам ударно-нагретой смеси, моделирующей атмосферу Титана, получены на ударных установках EAST [93] и X2 [94, 95]. На рис. 1.13 проводится сравнение панорамных спектров излучения, измеренных на этих установках в диапазоне длин волн $\lambda = 310 \div 435$ нм. Наблюдается достаточно хорошее согласие приведенных 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, который очень заметен в данных EAST, не проявляется в значительной степени в данных X2. Несмотря на различия в спектральной плотности излучения, суммарная плотность излучения в двух случаях различается лишь на 10%.

На ударной трубе EAST проведена также серия экспериментов с целью получения количественной оценки величины радиационного нагрева поверхности космического аппарата при его входе в атмосферы Сатурна и Урана [96]. Эксперименты проведены для смесей водорода и гелия (89:11% по объему) при давлениях набегающего потока от 0.1 до 0.5 Торр и скоростях

ударной волны от 20 до 30 км/с. Излучение ударно нагретого газа не зафиксировано при скоростях ударной волны ниже 25 км/с, что согласуется с теоретическими оценками для входа в атмосферу Урана. При скоростях ударной волны от 25 до 30 км/с излучение зафиксировано в спектральном диапазоне от вакуумного ультрафиолета до ближнего инфракрасного излучения с преобладанием линий водорода серий Лаймана- α ($\lambda = 121.6$ нм) и Бальмера ($\lambda = 383.5 \div 656.3$ нм), как это показано на рис. 1.14.

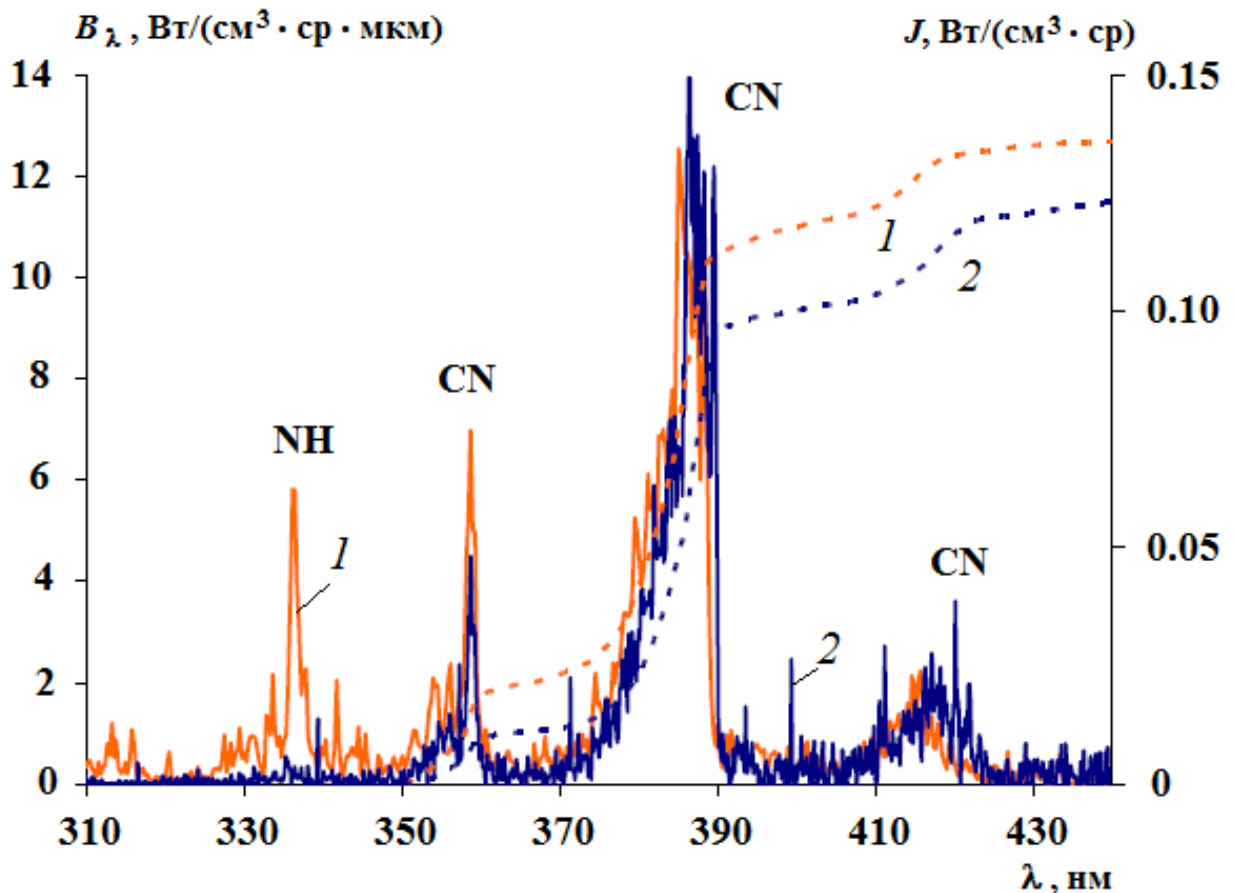


Рис. 1.13. Спектральная (сплошные линии) и суммарная (пунктирные линии) плотность излучения смеси N_2 (98%) и CH_4 (2%), моделирующей атмосферу Титана, при $p_0 = 0.1$ Торр и $V_{sw} = 5.7$ км/с: 1 и 2 – экспериментальные данные EAST [93] и X2 [95], соответственно.

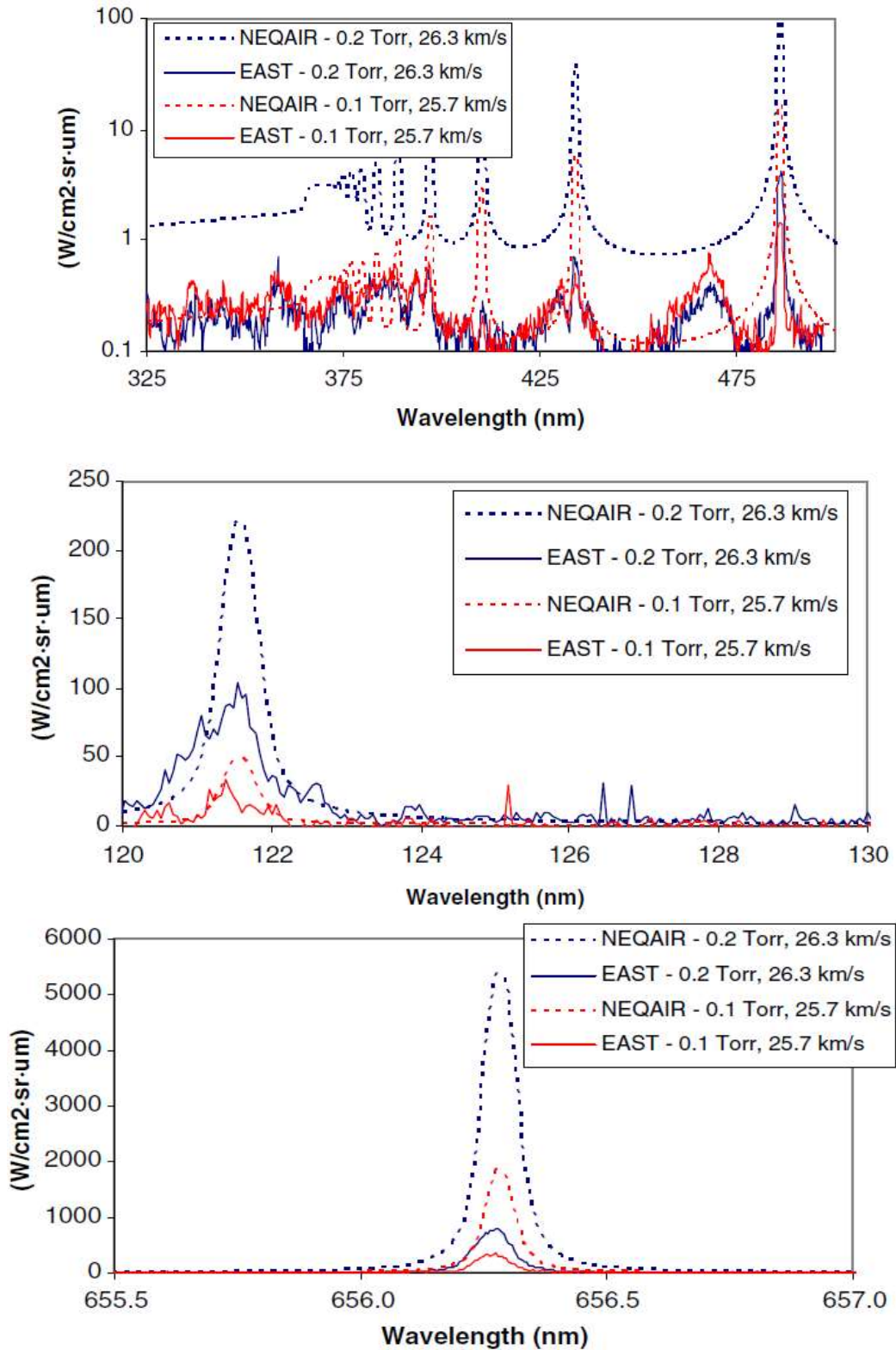


Рис. 1.14. Спектральные характеристики излучения ударно нагретой смеси, моделирующей атмосферы Сатурна и Урана [96].

1.4. Воспламенение ударно нагретых горючих смесей.

Излучательные характеристики ударно нагретых газов традиционно используются для определения времени задержки воспламенения горючих

смесей при высоких температурах. К таким характеристикам относятся временные зависимости излучения электронно-возбужденных компонент газа, таких как OH^* ($\lambda = 308$ нм), CH^* ($\lambda = 429$ нм), C_2^* ($\lambda = 516$ нм) и CO_2^* ($\lambda = 363$ нм). На рис. 1.15 приведены спектрограммы излучения данных возбужденных компонентов, измеренные при воспламенении этан-воздушной смеси, сильно разбавленной аргоном, за отраженной ударной волной [98]. Состав исходного газа: $0.5\% \text{C}_2\text{H}_6 - 0.93\% \text{O}_2 - \text{Ar}$ (коэффициент избытка топлива $\varphi = 1.88$), температура газа за отраженной ударной волной $T_5 = 1750$ К и давление $P_5 = 1.41$ атм. Видно, что в рассматриваемом случае все возбужденные компоненты начинают излучать примерно через 100 мкс после отражения ударной волны от торцевой стенки трубы с максимумом излучения, достигаемым примерно через 150 мкс. Это говорит о том, что любую из рассмотренных компонент можно использовать для определения времени задержки воспламенения.

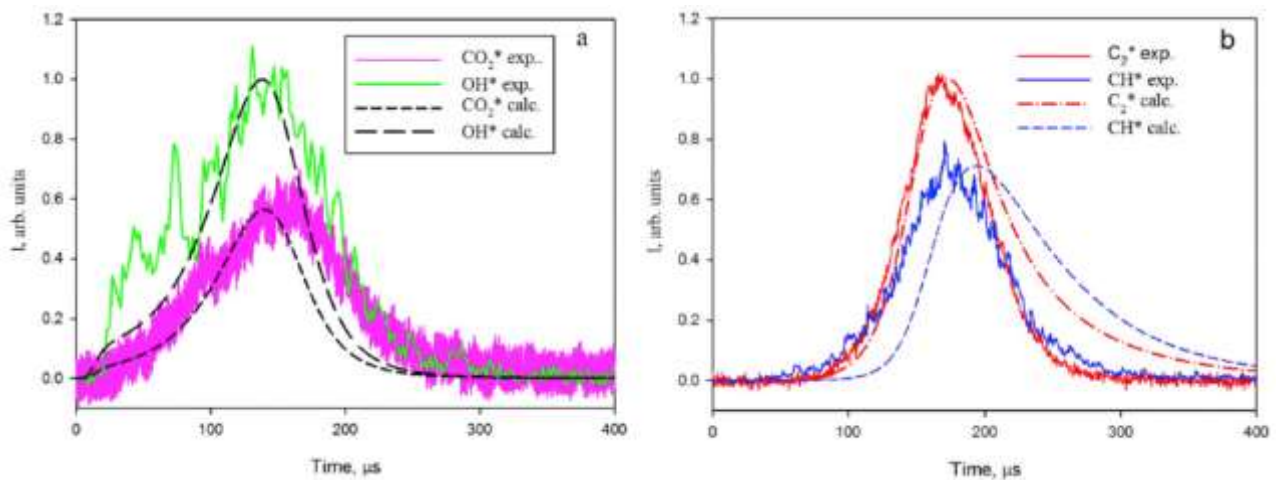


Рис. 1.15. Эволюция во времени интенсивности излучения возбужденных частиц при воспламенении этан-кислородной смеси, сильно разбавленной аргоном: (а) CO_2^* и OH^* ; (б) C_2^* и CH^* [98].

В экспериментах на ударных трубах время задержки воспламенения определяется как время между отражением падающей ударной волны от торцевой стенки трубы, что фиксируется резким всплеском сигнала от пьезоэлектрического датчика, расположенного на торцевой стенке, и началом излучения ударно нагретой смеси на определенной длине волны,

зафиксированной монохроматором. Типичные профили давления и излучения электронно-возбужденного радикала CH^* при воспламенении *n*-гептана за отраженной ударной волной приведены на рис. 1.16 [99]. Анализ измеренных профилей показывает, что после отражения ударной волны от торцевой стенки ударной трубы давление резко увеличивается, а затем сохраняется постоянным примерно 1 мс. Воспламенение смеси приводит в новому скачку давления с одновременным всплеском излучения радикала CH^* .

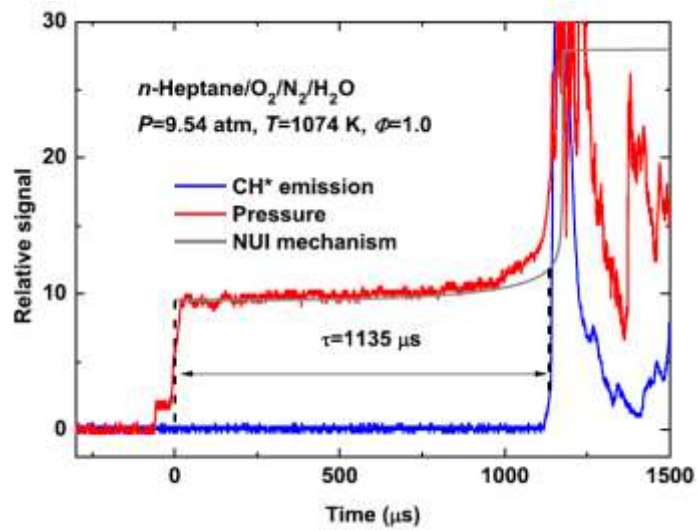


Рис. 1.16. Пример регистрации времени задержки воспламенения в смеси *n*-гептан/кислород/азот/пары воды за отраженной ударной волной [99].

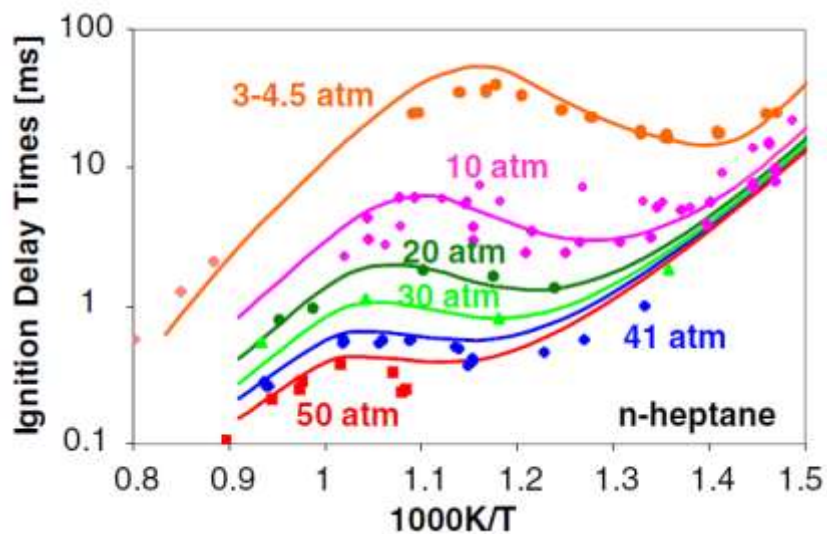


Рис. 1.17. Экспериментальные и расчетные данные по воспламенению стехиометрической смеси *n*-гептана и воздуха [100].

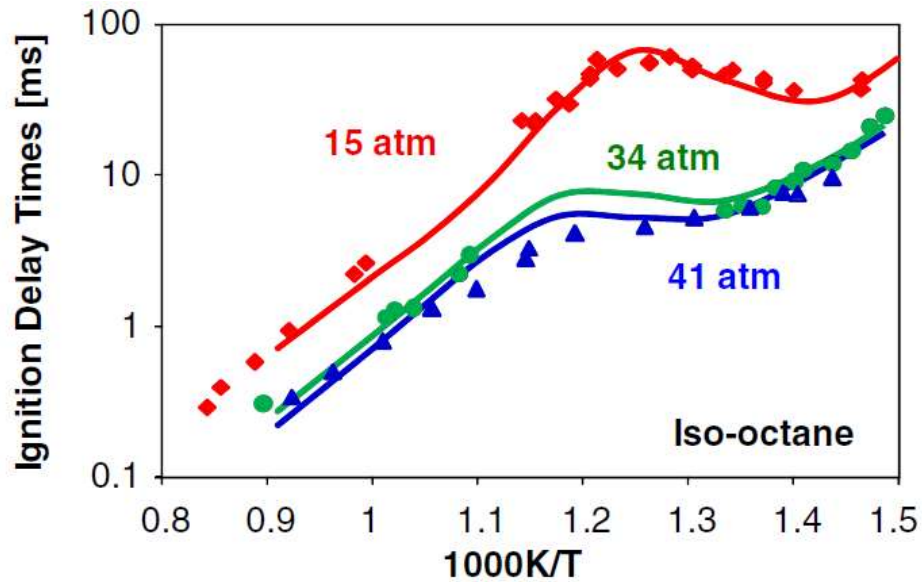


Рис. 1.18. Экспериментальные и расчетные данные по воспламенению стехиометрической смеси изо-октана и воздуха [100].

Результаты экспериментов по определению времени задержки воспламенения углеводородных горючих смесей в ударных трубах относятся к основному массиву данных, на которых проводится тестирование разрабатываемых кинетических моделей горения. На рис. 1.17 и 1.18 приведены экспериментальные и расчетные данные по самовоспламенению основных компонентов бензина (*n*-гептан и *изо*-октан) [100]. Наблюдается ярко выраженная S-образная зависимость времени задержки воспламенения от температуры, которая отражает переход от высокотемпературного механизма окисления топлива к низкотемпературному, что типично для *n*-алканов.

Исследование самовоспламенения керосина Jet-A и смесей бензола, гексана и декана в воздухе с использованием нагретой ударной трубы проведено в [101]. Целью исследования являлось определение состава суррогатной смеси, наилучшим образом моделирующей свойства авиационного керосина. Измерены времена задержки воспламенения и определены режимы самовоспламенения за отраженными ударными волнами при давлении $p = 8.5$ атм для бедных, стехиометрических и богатых смесей Jet-A/воздух в интервале температур $T = 1000 \div 1700$ К. Показано, что *n*-

декан хорошо воспроизводит свойства самовоспламенения керосина Jet-A и имеет немного большее значение времени задержки воспламенения. Критическая температура за ударной волной, необходимая для режима сильного воспламенения *n*-декана, составляет $T \approx 1250$ К. Соответствующее значение для смеси Jet-A /воздух равно $T \approx 1205$ К.

Большой набор экспериментальных данных по измерению времени задержки воспламенения был использован в [102] для тестирования скелетной кинетической модели окисления *n*-декана. Результаты тестирования приведены на рис. 1.19 видно, что расчетные значения времени задержки воспламенения достаточно хорошо совпадают с измеренными данными, за исключением того, что теоретическая кривая при $p = 40$ атм и $T < 950$ К дает заниженные результаты. Модель хорошо предсказывает уменьшение задержки воспламенения с увеличением давления во всем исследуемом диапазоне температур. Кроме того, хорошо моделируется смещение области NTC в сторону более высоких температур с увеличением давления, а также наиболее сильная зависимость времени задержки воспламенения от давления в режиме NTC.

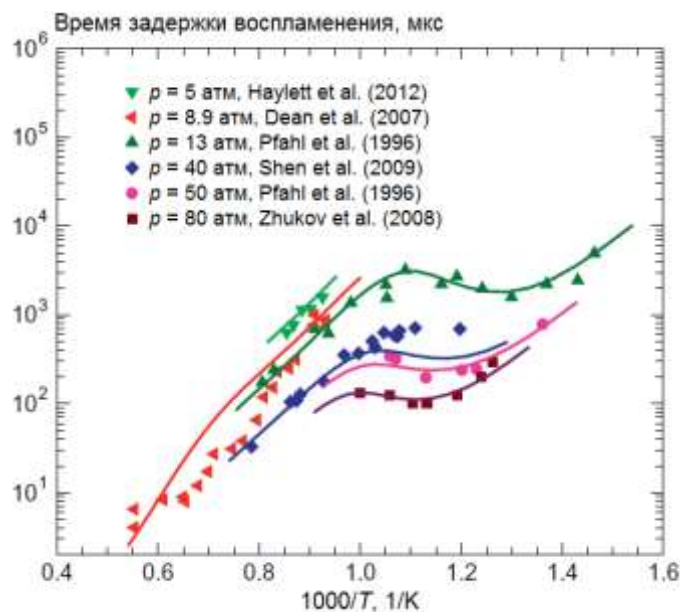


Рис. 1.19. Зависимость времени задержки воспламенения стехиометрической смеси *n*-декан/воздух от температуры и давления: точки – экспериментальные данные, линии – результаты расчета [102].

1.5. Выводы

1. Изучение радиационных характеристик ударно-нагретых газов проводится на различных ударных установках. Наиболее широкими возможностями для получения спектроскопической информации располагают 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 удастся получить скорость ударной волны выше 8 км/с.

2. Многочисленные эксперименты, проведенные на 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. Спектроскопические характеристики ударно нагретых газов традиционно используются для определения времени задержки воспламенения углеводородных горючих смесей при высоких температурах. Эти данные имеют большой практический интерес при тестировании кинетических моделей горения углеводородов, которые применяются для численного моделирования процессов, протекающих в современных авиационных и ракетных двигателях.

ГЛАВА 2. Двух-диафрагменная ударная труба DDST-M.²

Для проведения исследований интенсивности излучения воздуха и других ударно нагретых газов необходимо выбрать, подготовить и настроить соответствующее оборудование. Эксперименты, дающие необходимую информацию, проводятся на ударных трубах, а основными измеряемыми параметрами являются давление в отсеках ударной трубы, скорость ударной волны, интенсивность и спектральный состав излучения газа. В настоящей главе описан состав выбранного оборудования двух-диафрагменной ударной трубы DDST-M и необходимые мероприятия по его подготовке и настройке для проведения экспериментов.

2.1. Описание ударной установки.

Общий вид ударной трубы показан на рис. 2.1. Ударная труба состоит из трех секций: камеры высокого давления (КВД) длиной 1.55 м, камеры промежуточного давления (КПД) длиной 3.5 м и камеры низкого давления (КНД) длиной 3 м, как это показано на рис. 2.2 и. Эти камеры изготовлены из цельных отрезков бесшовной горячедеформированной стальной трубы ГОСТ 9940-81 (сделанной из материала 12X18H10T), внешним диаметром Ø60 мм, толщиной стенок 5 мм. По торцам к секциям приварены фланцы воротниковые 1-50-63 по ГОСТ 12821-80, изготовленные из стали 12X18H9T методом горячего прессования. Каждая секция лежит на двух юстировочных столиках, закрепленных на стальных стойках, вмонтированных в пол. Между фланцами соседних секций расположены кассеты с диафрагмами. Фланцы стягиваются четырьмя болтами М20.

Газы, используемые в экспериментах: аргон, азот, кислород, углекислый газ, окись углерода, неон, гелий и водород. На каждый газ имеется соответствующий паспорт.

² При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [62, 65, 141, 116]



Рис. 2.1. Общий вид ударной трубы DDST-M.

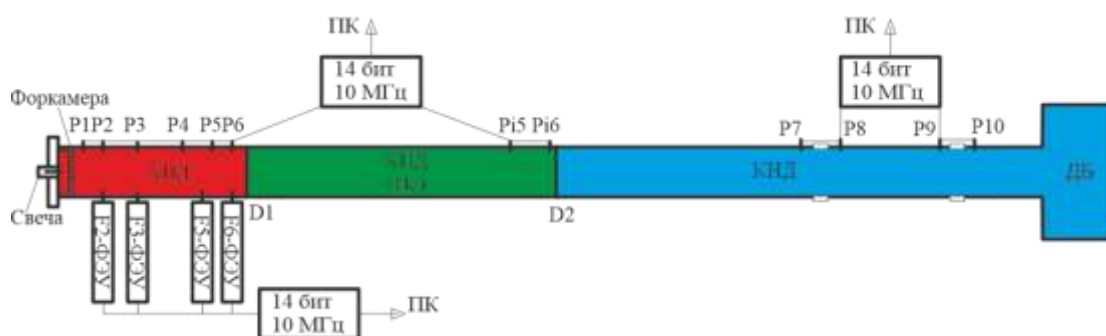


Рис. 2.2. Схема двух-диафрагменной ударной трубы DDST-M.

Предельный вакуум в камере низкого давления при проведении экспериментов не чаще одного раза в сутки и откачке не менее 3 часов составляет $\sim 10^{-5}$ Торр. В этих условиях натекание не превышает 10^{-5} Торр в минуту, и определяется в основном дегазацией со стенок. Время от момента наполнения камеры низкого давления исследуемым газом до момента выстрела ударной трубы не превышает 2 минут, следовательно, количество неконтролируемых примесей в экспериментах не превышает 3×10^{-5} Торр.

На рис. 2.3 представлена схема откачки и напуска газов установки. Система напуска камеры низкого давления состоит из трех баллонов 1-3 объемом 40 л, вакуумметра образцового PD1, трех натекателей VF1-VF3, подключенных к мерному объему CV1, и перепускного вентиля V1 (ДУ

10 мм). Откачка системы напуска осуществляется через перепускной вентиль V1 и вентиль V2 безмасляным откачным постом NR.

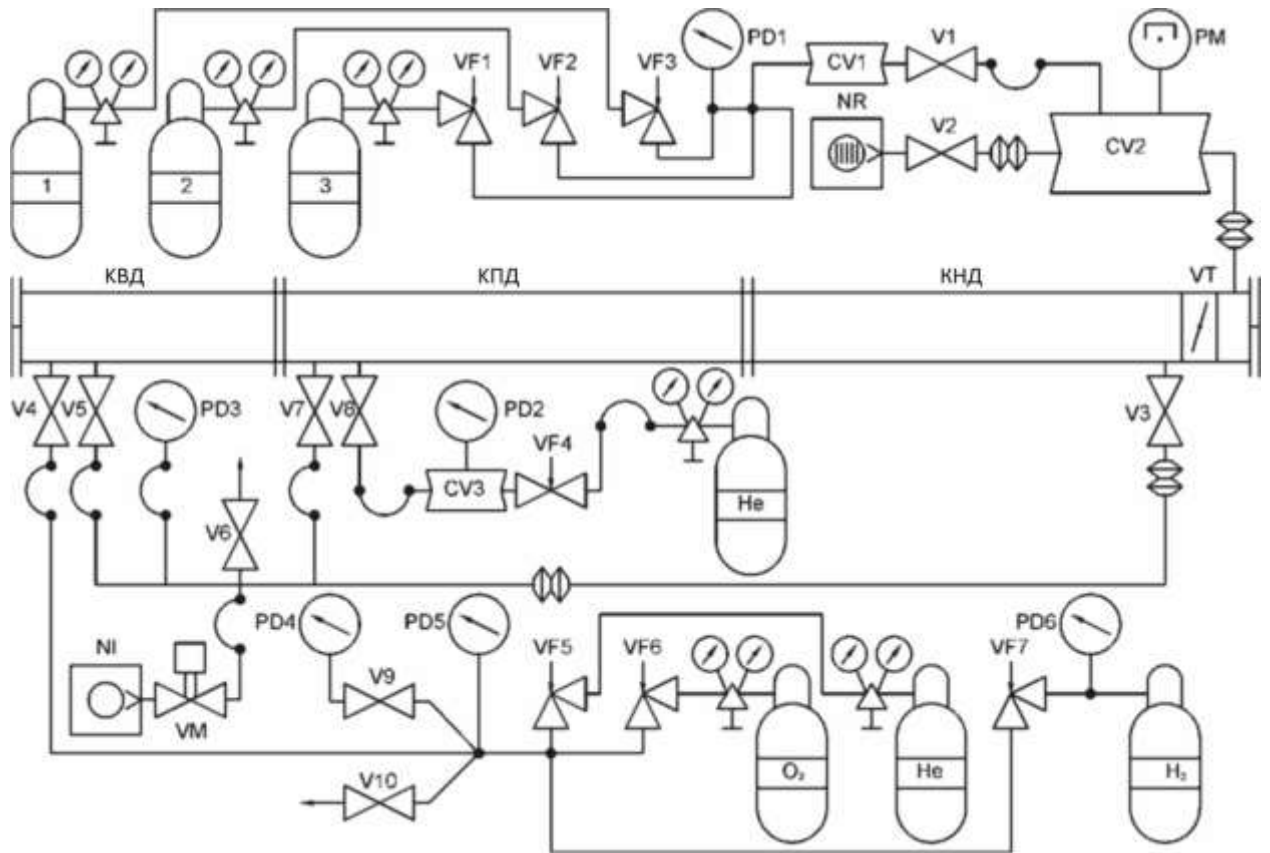


Рис. 2.3. 1÷3 баллоны с исследуемыми газами; CV1 – вакуумная камера для приготовления исследуемой смеси; CV2 – вакуумная камера демпферного объема; CV3 – вакуумная камера для подготовки гелия в промежуточной камере ударной трубы; NI – мембранный насос 2НВР-5ДМ; NR – безмасляный откачный пост; PD1÷PD6 – деформационные вакуумметры и манометры; PM – вакуумметр; V1÷V10 – вентили запорные проходные; VT – заслонка; VF1÷VF7 вентили регулирующие; VM – клапан запорный с электромагнитным приводом.

Система напуска гелия в промежуточную камеру ударной трубы состоит из баллона объемом 40 л, натекателя VF4, мерного объема CV3, вакуумметра PD2 и перепускного вентиля V8. Откачка системы напуска гелия производится через перепускной вентиль V8, промежуточную камеру СИР и вентиль V7 форвакуумным насосом NI.

Камера высокого давления работает преимущественно в режиме детонации кислородно-водородной смеси, разбавленной гелием. Система напуска камеры высокого давления СНР включает три баллона объемом 40 л,

содержащих водород, кислород и гелий. Баллоны с помощью натекаелей VF5 VF7 и перепускных вентилей V4 и V4' соединены с камерой высокого давления. Давление толкающего газа в камере высокого давления контролируется манометрами PD4 и PD5. Манометр PD6 контролирует давление в баллоне с водородом. Вентиль V10 обеспечивает аварийный сброс водорода из камеры высокого давления. Для ускорения перемешивания смеси в камере высокого давления кислород и гелий в нужной пропорции заранее перемешаны и хранятся в баллоне из-под гелия. Вентили V4 и V4', расположенные с разных сторон СНР, также необходимы для увеличения скорости перемешивания. Для получения стабильной работы СНР в детонационном режиме время перемешивания смеси $H_2:O_2:He=2:1:3$ составляет не менее часа.

В качестве диафрагм между камерами высокого, промежуточного давления используется медная фольга толщиной 300-800 мкм с насечками, а камерами промежуточного и низкого давления используется также медная фольга толщиной 300-500 мкм (рис. 2.4). Использование такого типа диафрагм позволило в настоящее время достигать скоростей ударной волны порядка орбитальной и выше при начальном давлении воздуха в камере низкого давления 0.25 Торр. При этом практически отсутствует увлечение в поток обрывков материала диафрагм.

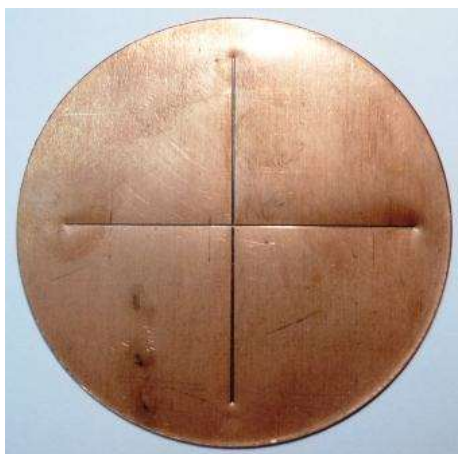


Рис. 2.4. Диафрагмы с насечками до и после раскрытия между КВД и КПД.

Второй измерительный канал на ударной трубе DDST-M собран на базе спектрографов V&M50 и Horiba H1061, которые фиксируют осциллограммы излучения на ФЭУ R446 Hamamatsu и ФЭУ R4420 Hamamatsu, соответственно. Этот измерительный канал регистрирует временную эволюцию излучения в двух специально выделенных с помощью монохроматоров узких спектральных диапазонах. Спектрограф V&M50 вместо регистрации временной эволюции излучения может проводить измерение интегральных по времени спектров излучения на ICCD камеру в одном из спектральных поддиапазонов ($\lambda = 200-420, 405-635$ и $625-850$ нм). Система регистрации на ударной трубе DDST-M 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.

Ниже приводится описание измерительных приборов, используемых при регистрации спектральных характеристик излучения ударно нагретых газов измерительной системой ударной трубы DDST-M.

Спектрограф V&M50 собран по схеме Черни-Турнера с фокусным расстоянием 500 мм. Относительное отверстие спектрографа 1/14. Цена деления щели 10 мкм. В конструкции спектрографа на выходе предусмотрено поворотное зеркало, что позволяет оперативно без дополнительной юстировки работать как в режиме спектрографа, так и в режиме монохроматора. Дисперсия спектрографа для решетки 150 штр./мм совместно с ICCD Andor DH520 составляет $\sim 0,33$ нм/пиксел, а спектральное разрешение ~ 1 нм.

Дифракционные решетки устанавливаются в специальные столики, позволяющие их менять без дополнительной юстировки.

В таблице 1 приведен список используемых дифракционных решеток. Для решетки 2-5-20404 выполнена абсолютная калибровка оптической схемы.

Таблица 1. Используемые дифракционные решетки

№ заводской	Угол блеска λ_0	Диапазон $\Delta\lambda$, нм	Штр./мм	Примечание
2-5-20404	250	175-500	150	Казань
1-1-1/29610	265	175-500	150	Ленинград провал в 250 нм
1-1-89115	250	175-500	150	Казань
1-1-2/29918	250	120-360	1200	Ленинград
1-1-1/19614	750	500-1500	600	Ленинград
1-1-1/19316	250	150-400	600	Ленинград
1011-20-4-4	300	175-500	600	V&M50 35-53-09-010
2700-71-18-3	500	250-850	1200	V&M50 35-53-09-280
1-1-3	250	175-500	3600	Казань

Спектрограф Horiba CP-140-1824 является спектрографом изображения. Собран на не перестраиваемой вогнутой голографической дифракционной решетке с 230 штр./мм. Обратная линейная дисперсия составляет 30 нм/мм, длина плоского поля спектра ~24 мм. Спектральная область 400-1100нм. Относительное отверстие спектрографа 1/2. Внешний вид и габаритные размеры показаны на рис. 2.6.

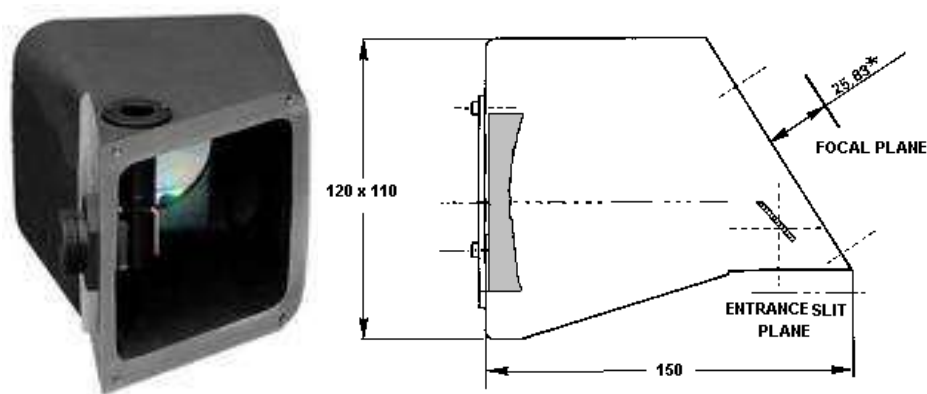


Рис. 2.6. Внешний вид и габаритные размеры спектрографа CP-140.

CDD линейка Hamamatsu S11156 размещается на выходе спектрографа Horiba CP-140-1824. На рис. 2.7 показана калибровочная кривая спектрографа с CCD линейкой полученная по различным атомарным линиям.

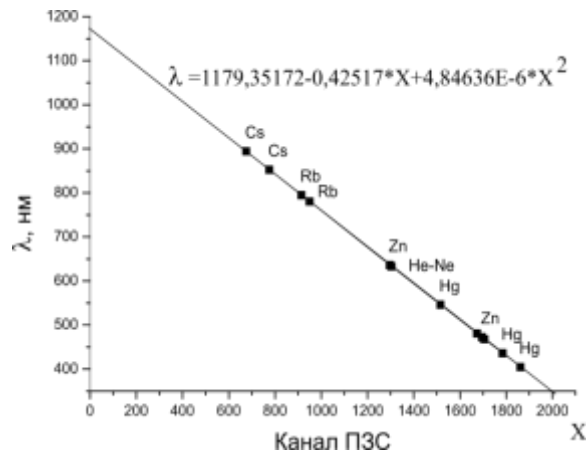


Рис. 2.7. Калибровочная зависимость длины волны от номера пикселя CCD линейки.

Технические характеристики CCD приемника на базе линейки S11156-2048-01 с контролером управления С11165-01 (см. рис. 2.8):

Число активных пикселей - 2048

Размер чувствительного элемента - 14x1000 мкм

Разрядность АЦП - 16 бит

Линейный динамический диапазон - 6670

Минимальная длительность строба - 2 мкс

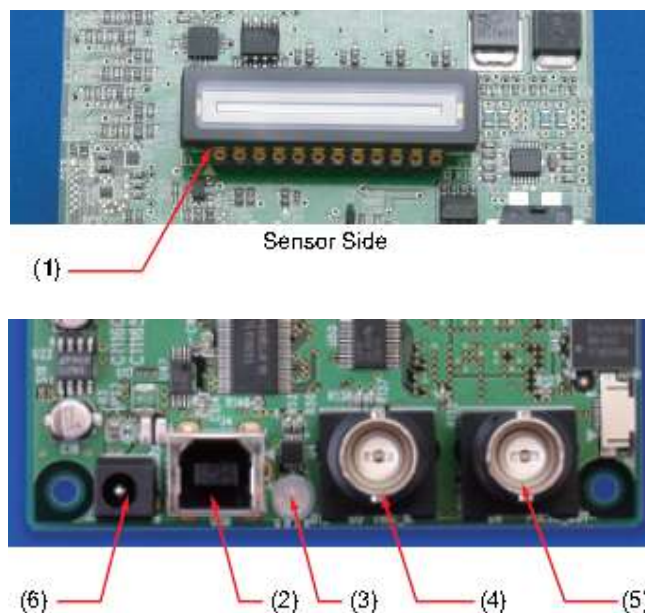


Рис. 2.8. CCD линейка S11156-2048-01: (1) контролер управления С11165-01; (2) - порт USB2.0; (3) - светодиод режима работы контролера; (4) - BNC разъем внешнего запуска контролера; (6) - BNC разъем синхронизации внешних устройств; (6) разъем питания +5 В.

Спектральная чувствительность CDD линейки Hamamatsu S11156 и коэффициент пропускания кварцевого окна, закрывающего активные элементы линейки, показаны на рис. 2.9 (а) и (б), соответственно.

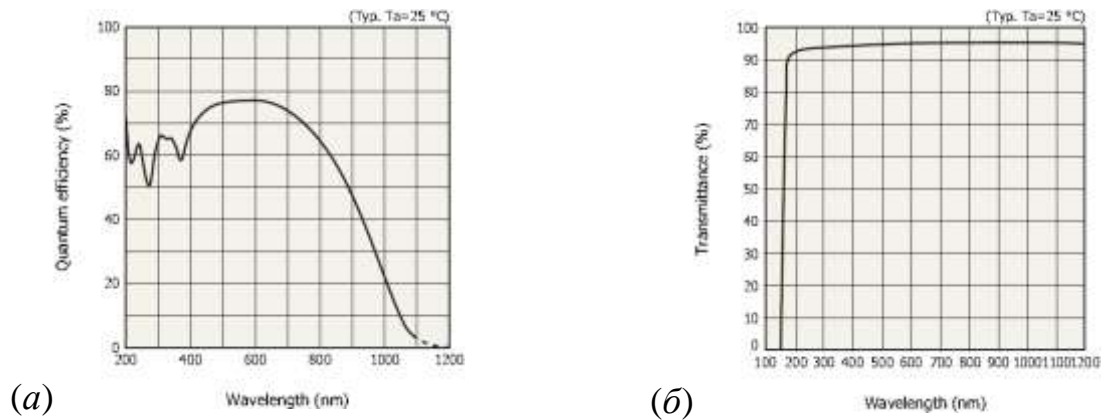


Рис. 2.9. Характеристики линейки S11156-2048-01.

2.3. Процедура калибровки измерительной аппаратуры.

Для получения значений интенсивности в абсолютных единицах необходимо провести процедуру предварительной калибровки регистрирующей системы. На рис. 2.10 приведена эквивалентная оптическая схема измерения на CCD линейку и ФЭУ. В такой схеме изображение источника излучения на входной щели спектрометра строится в масштабе 1:1.

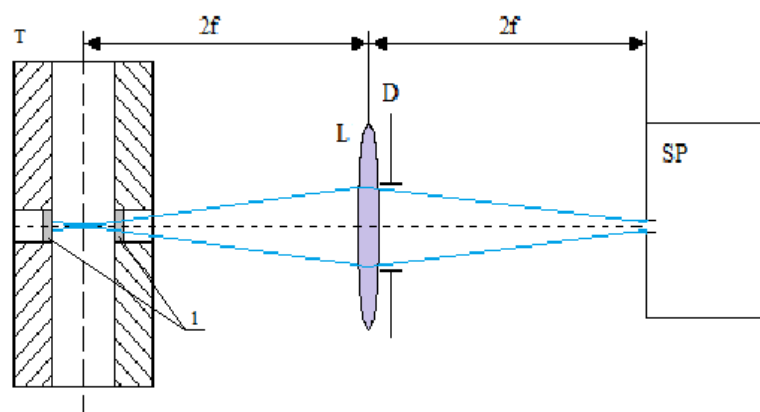


Рис. 2.10. Эквивалентная оптическая схема измерения излучения ударной волны. Т - сечение ударной трубы; L - линза с фокусным расстоянием f ; D - ограничивающая диафрагма; SP - спектрометр; 1 - кварцевые окошки в измерительной секции.

Калибровка CCD приемника и ФЭУ в видимом и ультрафиолетовом диапазонах (190 - 1100 нм) осуществляется с помощью вторичных эталонов

энергетической яркости, в качестве которых используются лампы с вольфрамовой нитью накала (вольфрамовая лампа) и дейтериевой лампы. В вольфрамовых лампах СИРС-8 нить накала имеет ширину 2мм и высоту 10мм, в лампах СИ-10 ширина лампы накала составляет 3мм, высота - 20мм.

Вольфрамовые лампы проходят периодическую поверку на спектральную энергетическую яркость (СПЭЯ) или на яркостную температуру [103] в институтах службы метрологии. СПЭЯ представляет собой мощность, излучаемую источником по нормали к поверхности с единицы площади, в единичный телесный угол, в единичном спектральном диапазоне. В системе СИ СПЭЯ выражается в Вт/(м³·ср), но более понятные единицами измерения Вт/(см²·ср·мкм). При калибровке лампы на СПЭЯ выдается яркость излучения лампы на нескольких длинах волн при определенном токе накала.

Возможна также калибровка эталонной лампы на яркостную температуру, при которой выдается сертификат на соответствие набору яркостных температур набора значений тока накала. Яркостную температуру определяют на определенной длине волны (обычно 659 нм). Неудобство данного метода калибровки вольфрамовых ламп состоит в том, что для получения СПЭЯ нужно провести определенные расчеты. Для этого на первом этапе необходимо установить соответствие между яркостной ($T_{\text{ярк}}$) и истинной (T) температурами вольфрама, с учетом зависимости степени черноты вольфрама от длины волны и истинной температуры $\varepsilon(\lambda, T)$. Для этих целей используется следующее соотношение [104]:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ярк}}} = \frac{\lambda k}{ch} \ln(\varepsilon(\lambda, T)), \quad (2.1)$$

где λ - длина волны, k - постоянная Больцмана, c - скорость света, h - постоянная Планка.

Результаты таких расчетов на длине волны 659 нм представлены в таблице 2.

Таблица 2. Значения истинной температуры (Т) для различных яркостных температур ($T_{\text{ярк}}$)

$T_{\text{ярк}}, ^\circ\text{C}$	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	1900	2000	2100	2200	2300
T, K	1550	1661	1774	1887	2002	2117	2234	2351	2470	2590	2712	2834
$\delta T, \text{K}$	± 2	± 2	± 2	± 2	± 2	± 2	± 2	± 3	± 3	± 3	± 4	± 4

Далее для любого значения яркостной температуры СПЭЯ вольфрамовой лампы рассчитывается с использованием формулы Планка излучения абсолютно черного тела с учетом степени черноты вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$.

$$b_\lambda = \varepsilon(\lambda, T) \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (2.2)$$

На рис. 2.11а приведен пример СПЭЯ вольфрамовой лампы для яркостной температуры 2200°C . Как видно из рисунка использование вольфрамовых ламп в качестве эталонного источника имеет ограничения. Поскольку излучение вольфрама с температурой ниже 3000 K резко падает на длинах волн ниже 400 нм (см. рис. 2.11а), то использование вольфрамовых ламп ограничено диапазоном длин волн не ниже 300 нм (т.е. $\lambda \geq 300 \text{ нм}$). Для калибровки оптических систем в диапазоне $\lambda < 300 \text{ нм}$ используют дейтериевую лампу [105].

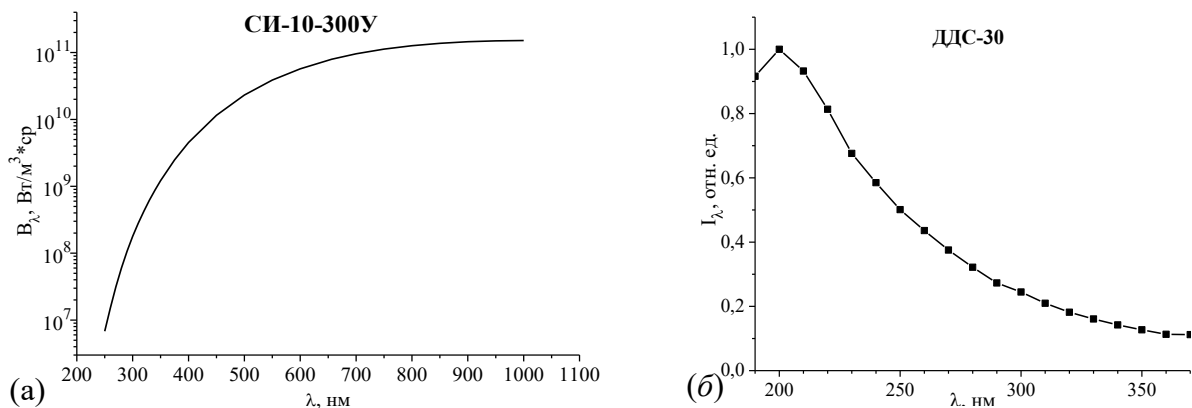


Рис. 2.11. Спектральные плотности энергетической яркости лампы СИ-10 для яркостной температуры 2200°C - (а) и лампы ДДС-30 - (б)

Спектр излучения дейтериевой лампы в относительных единицах представлен на рис. 2.11б. Абсолютное значение СПЭЯ дейтериевой лампы получают путем сравнения ее излучения с излучением вольфрамовой лампы в общем спектральном диапазоне ($300 - 400 \text{ нм}$). В результате такого

сравнения может быть получен коэффициент пересчета, который далее применяется в более коротковолновом диапазоне.

После того, как определены СПЭЯ эталонных источников осуществляется калибровка измерительной (оптической) схемы эксперимента. Эксперимент калибровки состоит в том, что в измерительную схему на место исследуемого источника помещается эталонный источник излучения. На ударной трубе DDST-M используется схема измерения, приведенная на рис. 28. В этой схеме источник излучения располагается на расстоянии $2f$ от фокусирующей линзы, которая в свою очередь отстоит на расстоянии $2f$ от входной щели спектрометра, таким образом коэффициент увеличения схемы равен 1.

В эксперименте по калибровке оптической схемы энергия от эталонного источника ($P_{\text{эталон}}(\lambda)$), поступающая на приемник за время экспозиции ($\tau_{\text{калибр}}$), может быть рассчитана следующим образом:

$$P_{\text{эталон}}(\lambda) = b_{\lambda} \times \tau_{\text{калибр}}, \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \times \text{ср}} \right] \quad (2.3)$$

В тоже время приемник излучения измеряет эту величину в условных единицах ($I_{\text{CCD}}(\lambda)$ [ед.отсч.]). Пример спектров излучения вольфрамовой лампы СИ-10 и дейтериевой лампы ДДС-30, зарегистрированных за время экспозиции 50 мкс приемником излучения, представлен на рис. 2.12а.

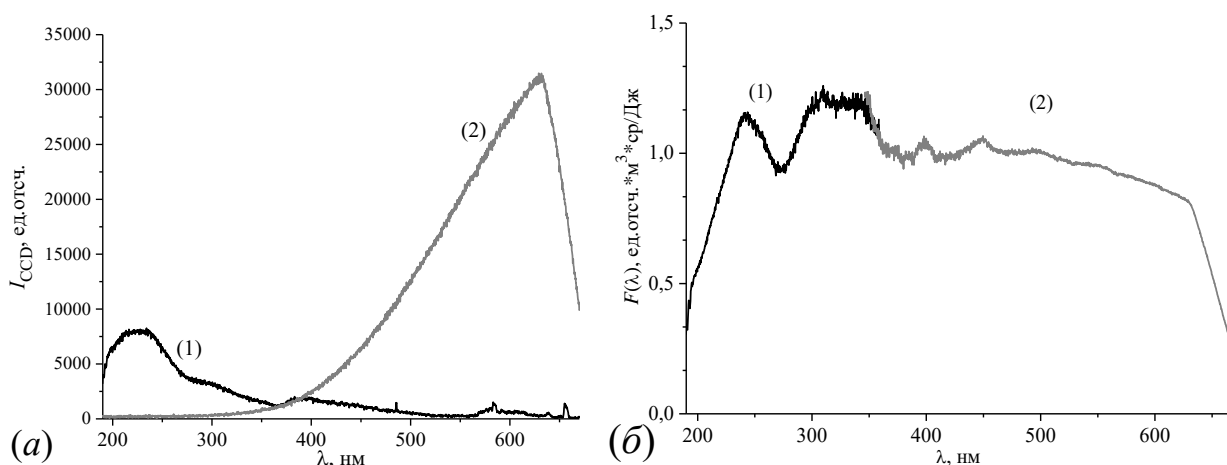


Рис. 2.12. Спектры излучения эталонных источников (а), зарегистрированные спектрометром Horiba SP140-1824. Время экспозиции 10 мкс. (1) – дейтериевая лампа ДДС-30; (2) – вольфрамовая лампа СИ-10. Калибровочная кривая спектрометра (б)

Функция чувствительности оптической схемы $F(\lambda)$ определяется как отношение измеренного приемником сигнала ($I_{\text{CCD}}(\lambda)$ [ед.отсч.]) к энергии эталонного источника ($P_{\text{эталон}}(\lambda)$):

$$F(\lambda) = \frac{I_{\text{CCD}}(\lambda)}{P_{\text{эталон}}(\lambda)}, \left[\frac{\text{ед.отсч.} \times \text{м}^3 \times \text{ср}}{\text{Дж}} \right] \quad (2.4)$$

Пример функции чувствительности в интервале длин волн 200 – 600нм представлен на рис. 2.12б.

В эксперименте с ударной волной наблюдаемый в условных единицах $I_{\text{CCD}}^{\text{VB}}(\lambda)$ [ед.отсч.] спектр излучения переводится в абсолютные энергетические единицы путем деления на функцию чувствительности $F(\lambda)$:

$$P_{\text{VB}} = I_{\text{CCD}}^{\text{VB}} / F(\lambda) = P_{\text{эталон}} I_{\text{CCD}}^{\text{VB}} / I_{\text{CCD}} \quad (2.5)$$

Переход к единицам объемной плотности энергии излучения осуществляется делением на диаметр ударной трубы, полагая, что ударная волна вдоль оптической оси наблюдения однородна.

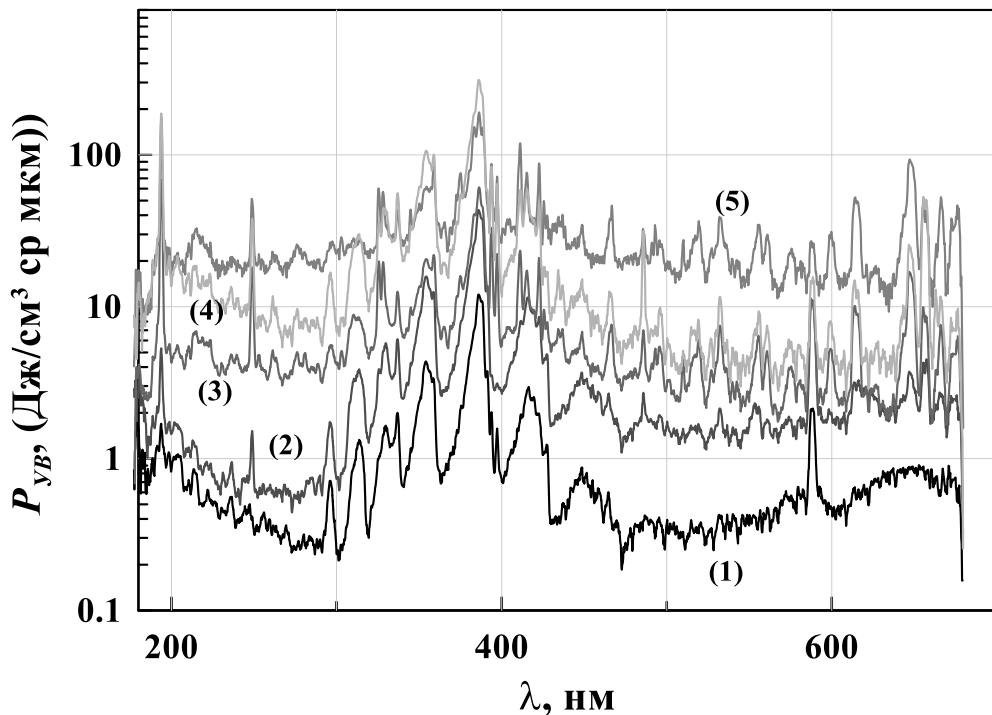


Рис. 2.13. Спектральная плотность энергии излучения ударной волны в воздухе при начальном давлении $p_0=0,25$ Торр при различных скоростях ударной волны V_{SW} : (1) – $V_{\text{SW}}=7.7$ км/с; (2) – $V_{\text{SW}}=9.1$ км/с; (3) – $V_{\text{SW}}=10.0$ км/с; (4) – $V_{\text{SW}}=10.6$ км/с; (5) – $V_{\text{SW}}=11.4$ км/с.

Пример спектра излучения воздуха в абсолютных единицах для различных скоростей ударной волны представлен на рис. 31. Данный рисунок получен с использованием методики, представленной выше.

Необходимо отметить, что вид наблюдаемого спектра, а именно, соотношение между максимальными значениями различных компонент спектра, зависит, в том числе, и от ширины аппаратной функций спектрометра. Особенно сильно такая зависимость проявляется при регистрации линейчатого спектра излучения атомов в силу того, что ширина аппаратной функции спектрометра обычно значительно превышает физическую ширину атомарной линии излучения. В значительно меньшей степени это проявляется при регистрации молекулярных полос излучения и не имеет никакого влияния на плавно меняющуюся с длиной волны фоновую составляющую спектра.

Для перехода к объемной мощности излучения ударной волны необходимо учитывать тот факт, что в эксперименте время экспозиции спектрометра значительно превышает время излучения ударной волны, поэтому для корректного определения мощности излучения необходимы исследования временных характеристик излучения с достаточным (наносекундным) разрешением.

Проведение таких исследований возможно только на отдельных длинах волн с использованием фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) в качестве приемника излучения. Излучение на интересующей длине волны выделяют с помощью монохроматора. В экспериментах на ударной трубе DDST-M возможно получение в одном эксперименте данных о временной эволюции излучения на трех длинах волн, а также панорамного спектра.

На рис. 2.14 приведены осциллограммы излучения ударной волны в воздухе для двух скоростей УВ (8.22 км/с и 10 км/с) на нескольких длинах волн (213 нм, 391 нм и 420 нм), принадлежащих излучению разных компонент плазмы. Данные зарегистрированы с помощью монохроматора Horiba 1061 и ФЭУ R446 (Hamamatsu) в качестве приемника излучения. Для определения

эффективного времени излучения ударной волны в выделенном узком диапазоне спектра $\Delta\tau$ используется следующий подход. Временную осциллограмму излучения, наблюдаемую в эксперименте, заменяют равным ей по площади прямоугольником, высота которого равна значению излучения в максимуме. При этом ширина прямоугольника равна эффективному времени излучения ударной волны.

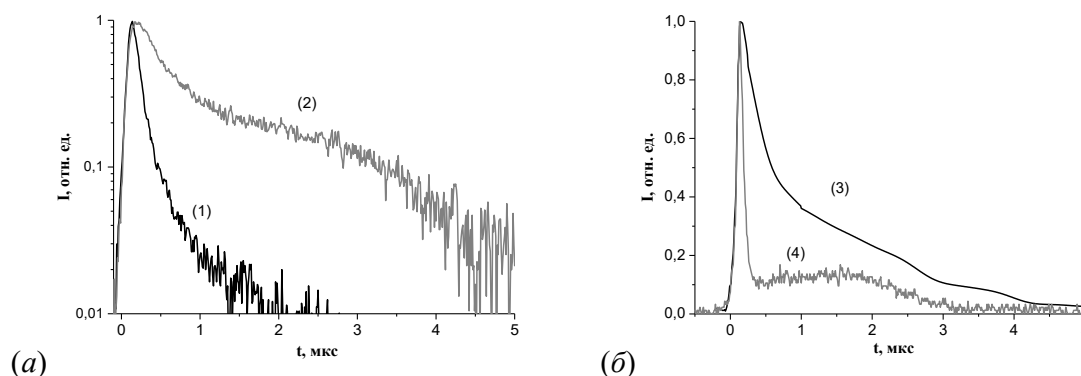


Рис. 2.14. Временные нормированные профили излучения ударно нагретого воздуха: (а) $V_{УВ}=8,22$ км/с (1) – $\lambda=213$ нм, $\Delta\tau = 0.24$ мкс ($\text{NO}(\gamma)$), (2) – $\lambda=391$ нм, $\Delta\tau = 1.10$ мкс ($\text{N}_2^+(1-)$); (б) $V_{УВ}=10$ км/с, $P_0=0.25$ Торр, (3) – $\lambda=422$ нм ($\text{N}_2^+(1-)$), $\Delta\tau = 1.71$ мкс, (4) – $\lambda=213$ нм ($\text{NO}(\gamma)$), $\Delta\tau = 0.46$ мкс

Из данных, представленных на 2.14, следует, что для ударной волны в воздухе время $\Delta\tau$ для разных компонент плазмы и разных скоростей волны меняется от 0.24 до 1.7 мкс. Таким образом, использование одного значения времени излучения $\Delta\tau$ для всего спектрального диапазона может приводить к некорректным данным по мощности излучения. Именно совместное использование данных панорамного спектра с результатами временных исследований может дать правильную информацию о плотности мощности излучения различных компонент плазмы ударной волны.

2.4. Модернизация ударной трубы DDST.

Модернизация оригинальной двух-диафрагменной ударной трубы (DDST) заключается во включении в конструкцию трубы дополнительного элемента - форкамеры, схема которой представлена на 2.15. [62 - 64]. Форкамера разделяет торцевую стенку трубы, на котором расположен

воспламенитель (свеча зажигания на рис. 2.2), от основного объема КВД перфорированным диском с 19 микросопловыми отверстиями. Наличие форкамеры повышает энергоэффективность установки, в первую очередь, за счет более полного сгорания горючей смеси в КВД, что позволяет при прочих равных условиях получить более высокие скорости ударных волн в КВД. Кроме того, решается ряд технических проблем, таких как практически полная повторяемость выбранных режимов и защита воспламенителя от воздействия отраженной от диафрагмы ударной волны. Второй элемент модернизации связан с выполнением узла диафрагм между КВД и КПД в виде расходящихся и сходящихся усеченных конусов, между большими основаниями которых расположена диафрагма. Такая конструкция узла диафрагмы позволяет значительно снизить влияние потока задающего газа на закручивание и унос отделившихся лепестков диафрагмы.

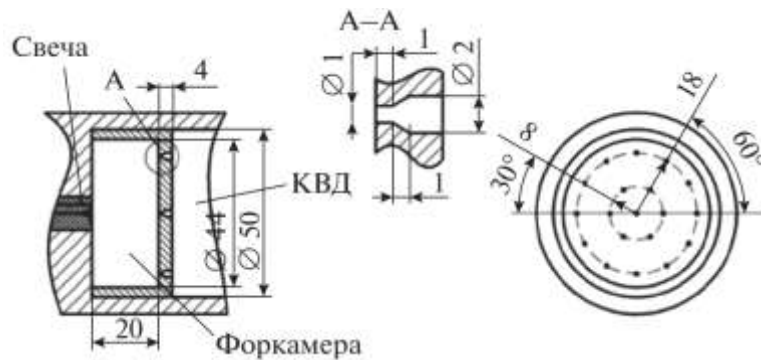


Рис. 2.15. Схема форкамеры и перфорированного диска.

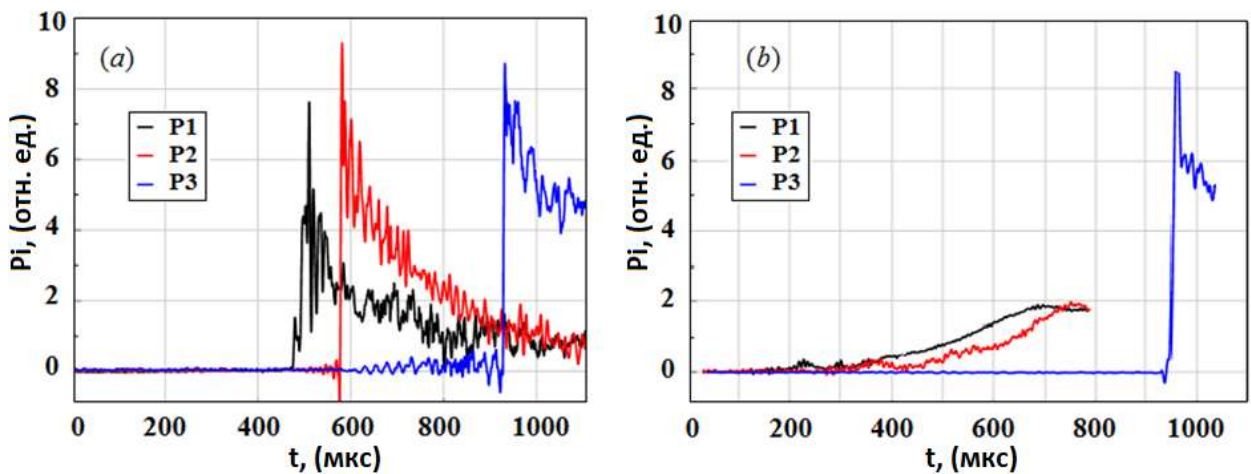


Рис. 2.16. Регистрация ударной волны в КВД датчиками давления P1, P2, P3: (а) – с форкамерой, (б) – без форкамеры.

Искровое воспламенение горючей смеси в установке DDST-M приводит к образованию поперечных волн сжатия, выравнивающих давление в форкамере. Увеличение давления приводит к струйному истечению продуктов сгорания через отверстия перфорированного диска в основную часть КВД, заполненную той же горючей смесью. Благодаря малому сечению дисковых форсунок сгорание смеси в форкамере происходит в режиме, близком к сгоранию при постоянном объеме. Близкие по интенсивности и составу струи обеспечивают радиально-равномерное воспламенение газа в основном объеме КВД. Образовавшийся фронт пламени генерирует почти плоскую ударную волну на расстоянии нескольких калибров от форкамеры. Процесс формирования ударной волны в КВД показан на рис. 2.16. Видно, что при наличии форкамеры (рис. 2.16а) датчик давления P1, расположенный на расстоянии одного калибра от форкамеры, регистрирует довольно крутой скачок давления, а датчик давления P2 (три калибра от форкамеры) фиксирует уже сформировавшуюся ударную волну. Иная картина наблюдается на установке DDST, не имеющей форкамеры в КВД (рис. 2.16б). При этом формируется плоский фронт ударной волны на расстоянии более 10 калибров, так как только датчик P3, расположенный на расстоянии 11 калибров от форкамеры, регистрирует резкое повышение давления.

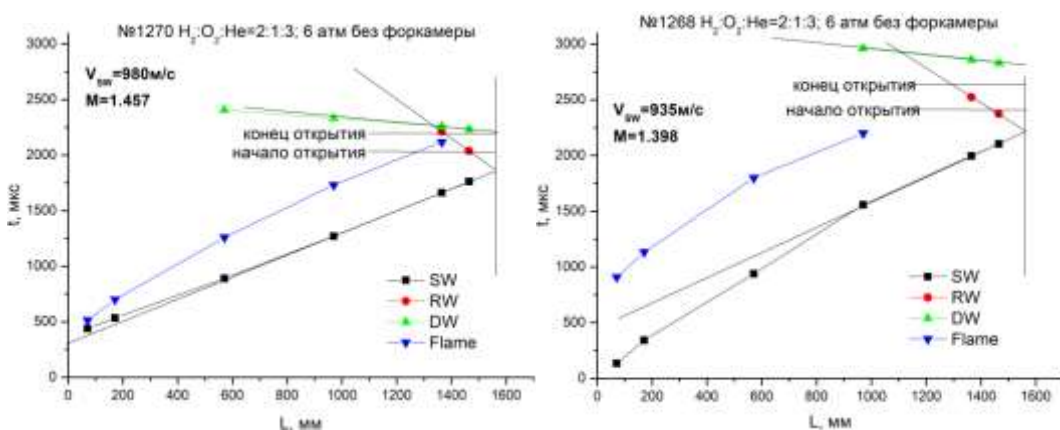


Рис. 2.17. x-t диаграмма ударной волны (SW), фронта пламени (Flame), детонационной волны (DW) и отраженной волны (RW): (а) с форкамерой, (б) без форкамеры.

Ударная волна успевает значительно опередить фронт пламени к моменту приближения к диафрагме D1, разделяющей КВД и КПД. Это хорошо видно из $x-t$ диаграммы процессов, происходящих в КВД, которая представлена на рис. 2.17. Интенсивная ударная волна может разрушить диафрагму до полного выгорания заполняющей КВД смеси. В этом случае запасенная энергия горючей смеси не используется полностью. В модернизированной установке материал и толщина диафрагмы, а также давление и состав газа в КВД подобраны таким образом, чтобы диафрагма не разрушалась при отражении от нее ударной волны. В то же время это отражение должно обеспечить взрывное воспламенение газа вблизи диафрагмы. Взрывной рост давления и температуры за счет выделяющейся теплоты сгорания приводит к началу раскрытия диафрагмы и образованию детонационной волны, распространяющейся в сторону фронта пламени. Детонация быстро переходит в режим Чепмена-Жуге, который термодинамически более эффективен, чем дефлаграционный режим горения [106], и обеспечивает полное сгорание газа в КВД.

Преимущество модернизированной установки состоит в том, что наличие форкамеры обеспечивает быстрое формирование мощной ударной волны с более высокими параметрами газа (температурой и давлением) за волной. Это, в свою очередь, приводит к более высокой скорости волны горения. Поэтому к моменту приближения ударной волны к диафрагме D1 выгорает больший объем горючей смеси. С другой стороны, как видно из сравнения двух $x-t$ диаграмм на рис. 2.17, в модифицированной установке происходит более быстрое взрывное воспламенение оставшейся смеси за отраженной ударной волной, совпадающее с раскрытием диафрагмы D1. В результате к моменту открытия диафрагмы от сгорания газа в КВД модифицированной установки выделяется больше энергии, что приводит к формированию более интенсивной ударной волны в камере промежуточного давления.

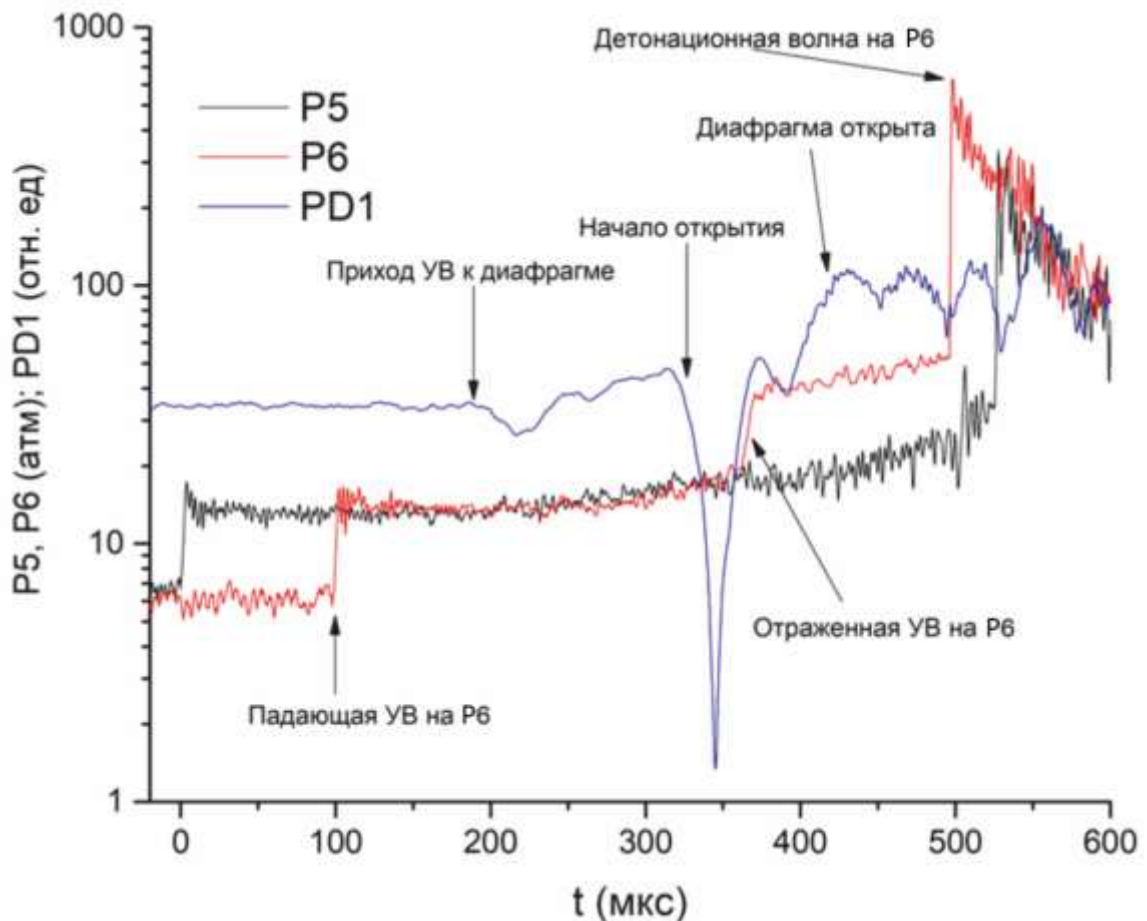


Рис. 2.18. Регистрация процессов в ударной трубе вблизи диафрагмы D1 датчиками давления P5, P6 и PD1.

Процессы, происходящие вблизи диафрагмы D1 в момент ее открытия, более подробно показаны на рис. 2.18. Датчик давления PD1, расположенный сразу за диафрагмой, регистрирует момент открытия диафрагмы и образование ударной волны в КПД. Резкое падение давления на этом датчике в момент открытия диафрагмы объясняется тем, что раскрывающиеся лопасти диафрагмы закрывают ее от потока газа, идущего от КВД к КПД. Время на рис. 2.18 отсчитывается с момента регистрации падающей ударной волны на датчике P5. Датчик P6 хорошо регистрирует моменты прихода падающей ударной волны и отраженной от диафрагмы D1 ударной волны, а также резкий скачок давления при прохождении фронта детонации с последующим быстрым падением давления в волне разрежения.

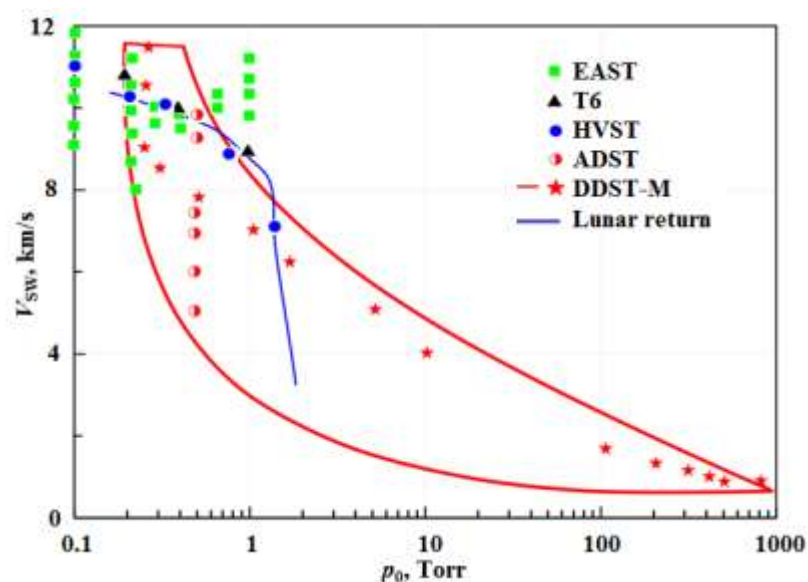


Рис. 2.19. Условия эксперимента, реализуемые на различных ударных установках, на фоне траектории возвращения космического аппарата с Луны.

Описанная модернизация ударной трубы DDST повышает энергоэффективность установки, в первую очередь, за счет полного сгорания смеси H_2/O_2 в КВД, а также за счет повышения эффективности той части продуктов сгорания, который горит в энергетически наиболее выгодном режиме детонации Чепмена-Жуге. Сравнение условий, реализуемых в установке DDST-M, с соответствующими параметрами других ударных установок, моделирующих условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли с орбитальной и сверхорбитальной скоростями, показано на рис. 2.19. Данные даны в координатах (V_{sw}, p_0) , где V_{sw} — скорость ударной волны, p_0 — давление перед ударным фронтом. Как правило, экспериментальные точки на таких диаграммах группируются вблизи траекторий спуска космического аппарата. Электро-разрядный ударный туннель EAST имеет самые широкие возможности для моделирования условий, возникающих при возвращении космического корабля [76]. Экспериментальные условия, реализованные на поршневой установке T6 Stalker [49], располагаются вдоль траектории возвращения лунной миссии. Аналогичные условия были получены для ударных труб HVST [107] и ADST [44]. Ударная труба DDST-M обладает более скромными возможностями,

чем электро-разрядные и поршневые установки, но способна обеспечить исследования излучения ударно-нагретого газа за сильными ударными волнами, характерными для условий входа космических аппаратов в атмосферу Земли со сверх орбитальной скоростью.

2.5. Выводы.

1. Для проведения исследований интенсивности излучения воздуха и других ударно нагретых газов построена модифицированная двух-диафрагменная ударная труба DDST-M. Разработана методика регистрации излучения ударно нагретого высокотемпературного газа и подобрано соответствующее оборудование.

2. Для получения экспериментальной информации в абсолютных единицах проведена предварительная калибровка измерительной системы. Для рассматриваемого в работе диапазона длин волн ($\lambda = 200 \div 1100$ нм) в качестве эталонного источника излучения используются вольфрамовые и дейтериевые лампы. При экспериментальном определении объемной мощности излучения учитывается тот факт, что время экспозиции измерительного оборудования значительно превышает время излучения ударной волны. В этой связи для корректного определения мощности излучения проведены исследования временных характеристик излучения с достаточным (наносекундным) разрешением.

3. Представленная модернизация ударной трубы позволяет впервые в практике эксплуатации ударных труб с детонационным горением в КВД получить ударные волны, моделирующие условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли со сверх орбитальной скоростью. Дополнительно решен ряд технических проблем таких, как обеспечение плавного раскрытия диафрагмы, практически полная повторяемость результатов и защита поджигающего устройства от разрушающего воздействия отраженной ударной волны.

ГЛАВА 3. Измерение спектральных характеристик ударно нагретых газов.³

В настоящей главе представлены результаты измерения интегральных и временных спектральных характеристик ударно нагретых газов. Эксперименты проведены на модифицированной двух-диафрагменной ударной трубе DDST-M Института механики МГУ для аргона, кислорода, воздуха и смеси CO_2/N_2 , моделирующей атмосферы Венеры и Марса. Проведен анализ полученных интегральных по времени спектрограмм излучения. Выделены особенности временных осциллограмм для наиболее типичных линий спектра. Данные измерений сравниваются с экспериментальными данными других авторов.

3.1. Спектральные характеристики аргона.

Удобным объектом для тестирования различных моделей излучения ударно-нагретых газов является аргоновая низкотемпературная плазма [119, 120]. С одной стороны, аргон в качестве примеси входит в состав атмосферного воздуха. С другой стороны, отсутствие у аргона внутренних степеней свободы (вращательных и колебательных), а также процессов диссоциации позволяет установить ведущие физические процессы за фронтом сильной ударной волны, связанные с ионизацией и возбуждением энергетических уровней атомов и ионов при высоких температурах [121].

Исследование радиационных характеристик аргоновой плазмы проводилось в основном применительно к газоразрядной и лазерно-индуцированной плазме [122-125]. В настоящей работе представлены экспериментальные данные по излучению аргоновой плазмы

³ При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [6, 65, 90, 91, 108 - 118, 140, 179]

непосредственно за фронтом сильной ударной волны, распространяющейся по каналу ударной трубы.

В результате проведенных экспериментов получены данные по излучению чистого аргона за фронтом падающей ударной волны в диапазоне скоростей ударной волны $V = 4.6 \div 8.3$ км/с и давлений газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 0.25 \div 5$ Торр. На рис. 3.1 приведен пример интегральной по времени развертки излучения (панорамный спектр) в спектральном интервале $190 \div 1100$ нм, включающем UV и VIS диапазоны. Подобные панорамные спектры дают представление об интенсивности излучения ударно нагретого газа на различных участках спектра в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

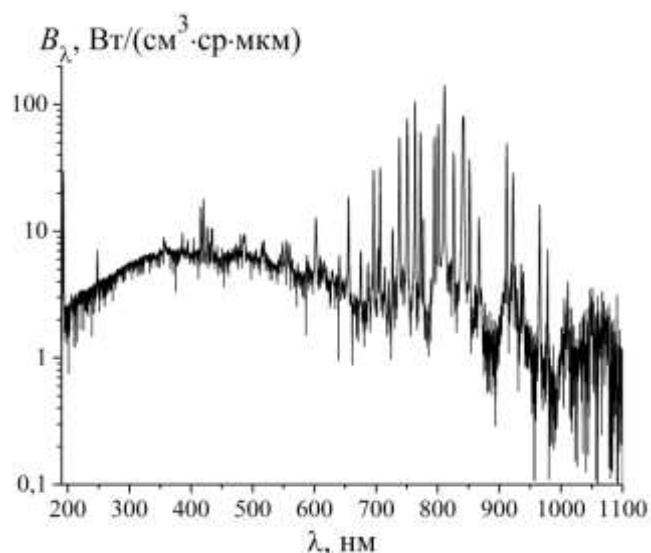


Рис. 3.1. Спектральная плотность излучения ударно нагретого аргона при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скорости ударной волны $V = 7.7$ км/с.

Анализ приведенного на рис. 3.1 панорамного спектра показывает, что излучение аргона состоит из линейчатого спектра атомов и ионов, и непрерывного фона. Максимальная интенсивность излучения фона в рассматриваемом случае находится в спектральном диапазоне $400 \div 500$ нм, а максимум излучения линейчатого спектра приходится на диапазон $700 \div 950$ нм. Поэтому при исследовании временных характеристик излучения слабых спектральных линий, расположенных в диапазоне длин волн ниже 650 нм, необходимо учитывать вклад непрерывной составляющей фонового

излучения в излучение соответствующей спектральной линии. Фоновое излучение сплошного спектра включает тормозное и фото-рекомбинационное излучение электронов низкотемпературной плазмы [126].

В качестве примера измеренных временных зависимостей интенсивности излучения аргона выбраны спектральные линии излучения на длинах волн $\lambda = 420$ нм (UV спектральный интервал) и $\lambda = 740$ нм (VIS спектральный интервал). Эти линии имеют интенсивность излучения, намного превышающую интенсивность фонового излучения, как это видно из рис. 3.1. Временные осциллограммы, полученные при различных давлениях и скоростях ударной волны, представлены на рис. 3.2 – 3.6. На всех осциллограммах нулевое значение времени соответствует положению газодинамического фронта ударной волны, определяемого с точностью 20 нс. Ширина регистрируемой спектральной полосы составляет $\Delta\lambda = 0.22$ нм.

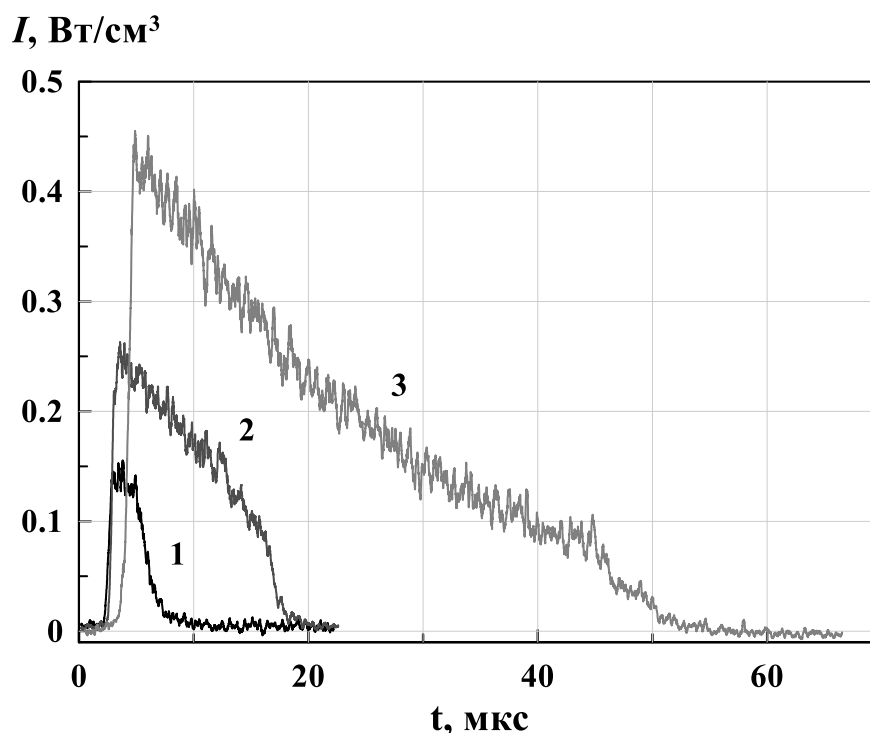


Рис. 3.2. Временные осциллограммы излучения линии 420 нм Ar при различных давлениях и скоростях ударной волны: $p_0 = 0.25$ Торр, $V = 7.58$ км/с (1); $p_0 = 1.0$ Торр, $V = 6.11$ км/с (2); $p_0 = 5.0$ Торр, $V = 4.63$ км/с (3).

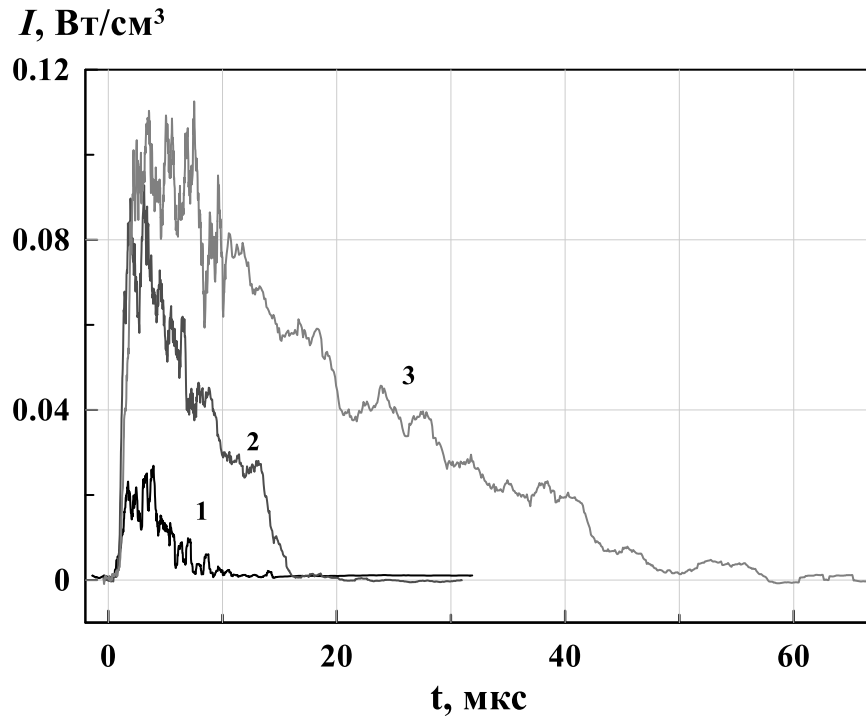


Рис. 3.3. Временные осциллограммы излучения линии 750 нм Ag при различных давлениях и скоростях ударной волны: $p_0 = 0.25$ Торр, $V = 8.33$ км/с (1); $p_0 = 1.0$ Торр, $V = 6.17$ км/с (2); $p_0 = 5.0$ Торр, $V = 4.85$ км/с (3).

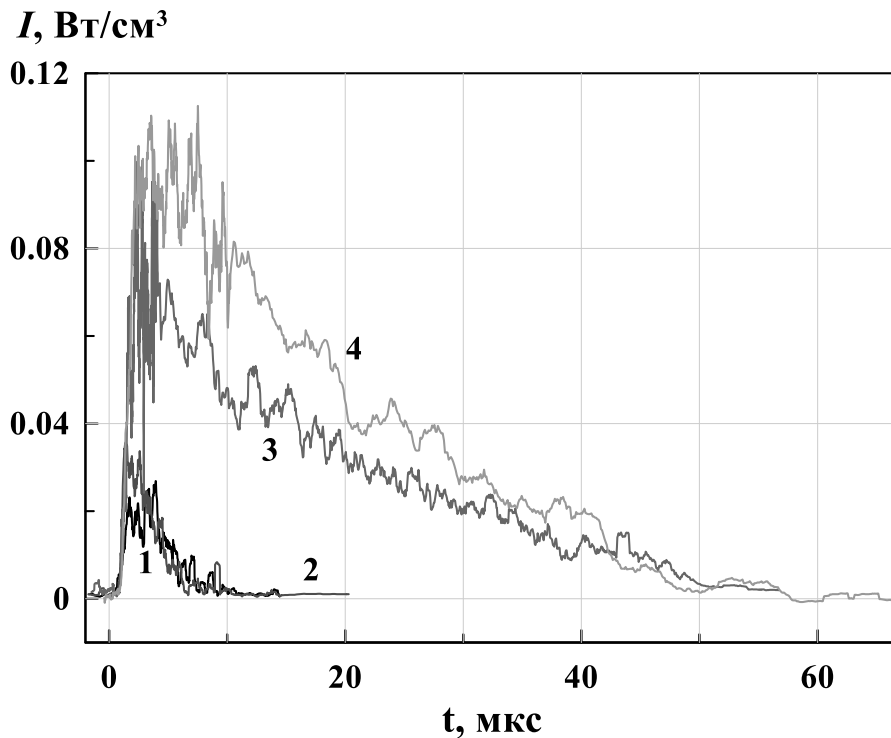


Рис. 3.4. Временные осциллограммы излучения линии 750 нм атома аргона при $p_0 = 0.25$ Торр и $V = 8.33$ (1), 8.47 (2) км/с; $p_0 = 5.0$ Торр и $V = 4.67$ (3), 4.85 (4) км/с.

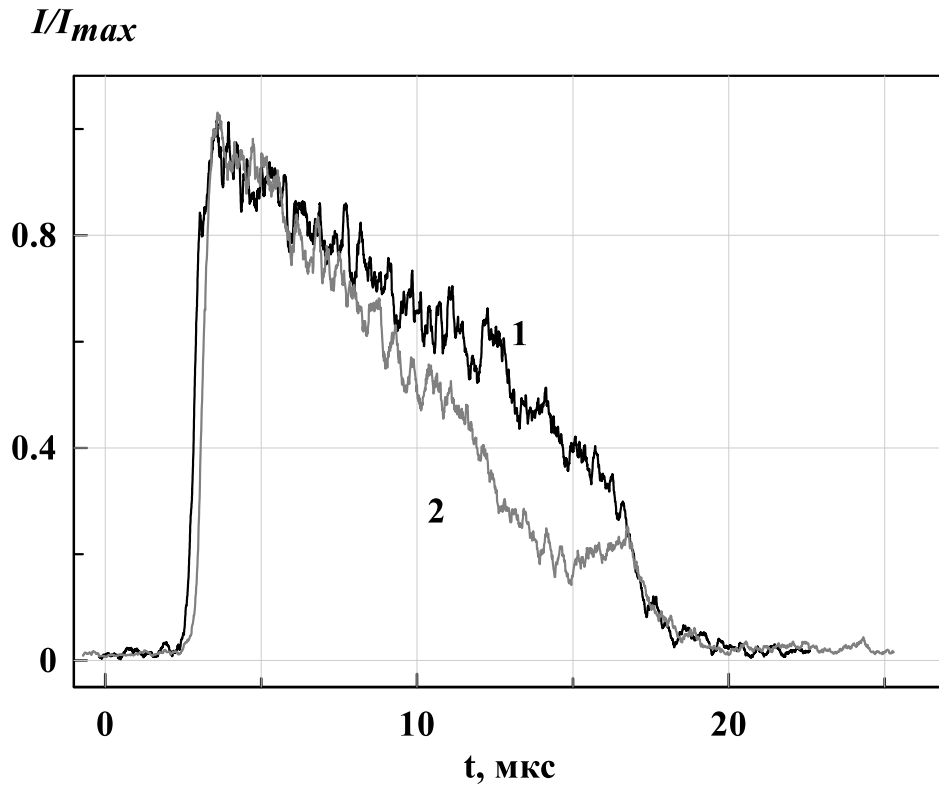


Рис. 3.5. Зависимость интенсивности спектральной линии атома аргона 420 нм (1), и интенсивности излучения фона на длине волны 532.8 нм (2) при $p_0 = 1$ Торр и $V \sim 6$ км/с.

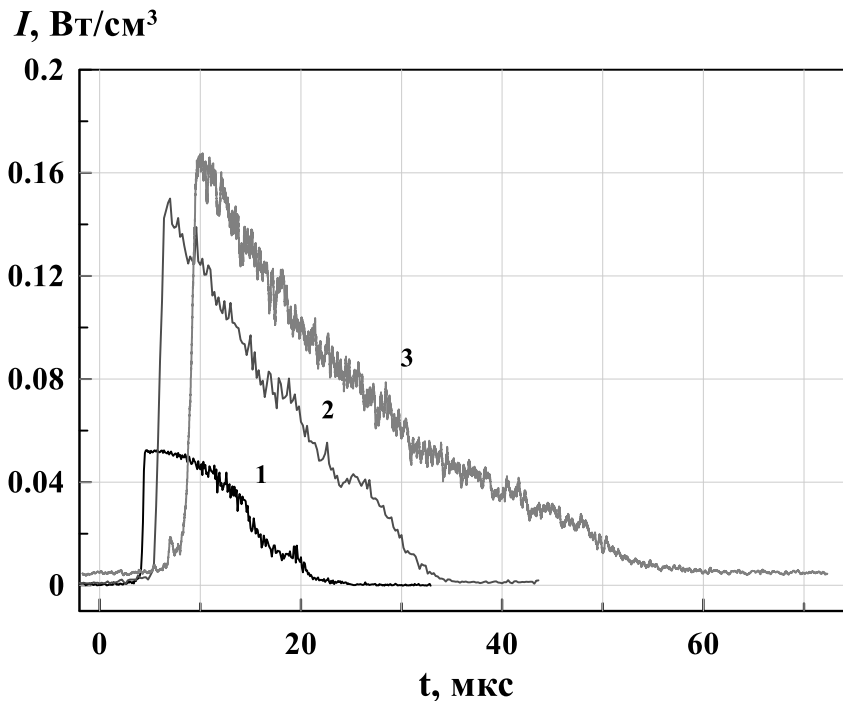


Рис. 3.6. Временные осциллограммы излучения фона в аргоне на длине волны 532.8 нм при различных давлениях и скоростях ударной волны: $p_0 = 1.0$ Торр, $V = 5.68$ км/с (1); $p_0 = 2.5$ Торр, $V = 5.15$ км/с (2); $p_0 = 5.0$ Торр, $V = 4.69$ км/с (3).

Как видно из приведенных осциллограмм, можно выделить три характерных этапа временной эволюции излучения. На начальном этапе, определяющем время индукции излучения, происходит наработка электронов за счет атомарных столкновений. Второй этап характеризуется резким всплеском излучения, который можно объяснить быстрым заселением возбужденных уровней атома аргона в процессе столкновений атомов с электронами. И, наконец, на третьем этапе происходит плавный спад излучения за счет радиационного охлаждения.

Спектральная линия, имеющая длину волны $\lambda = 420$ нм, описывает переход с уровня $3s^23p^5(^2P^{\circ 3/2})5p$ (энергия уровня 14.499 эВ) на уровень $3s^23p^5(^2P^{\circ 3/2})4s$ (энергия уровня 11.548 эВ). Как видно из рис. 3.2, длительность излучения данной линии за фронтом ударной волны, а также его максимальное значение увеличиваются с увеличением начального давления. Аналогичная зависимость (см. рис. 3.3) наблюдается для спектральной линии с длиной волны $\lambda = 750$ нм, которая описывает переход с уровня $3s^23p^5(^2P^{\circ 1/2})4p$ (энергия уровня 13.481 эВ) на уровень $3s^23p^5(^2P^{\circ 1/2})4s$ (энергия уровня 11.828 эВ). Скорость ударной волны не играет такую важную роль, как давление, потому что в приведенных данных с увеличением давления скорость ударной волны уменьшается. Хотя, как показано на рис. 3.4, снижение скорости ударной волны должно приводить к уменьшению максимального значения интенсивности излучения.

Изучение панорамных спектров, полученных при различных скоростях ударной волны, позволяет определить зависимость отношения между интенсивностями фона и линии от скорости ударной волны. Иллюстрацию того, что это отношение сохраняется на протяжении всего времени излучения, дают данные рис. 3.5, на котором в относительных единицах представлены осциллограммы излучения линии атома аргона 420 нм и излучения фона на длине волны 532.8 нм при скорости ударной волны около 6 км/с и начальном давлении газа $p_0 = 1$ Торр. Результаты сравнения профилей показывают, что вплоть до $8 \div 10$ мкс от начала излучения

(фактически до конца области сжатого в ударной волне газа) соотношение между интенсивностью излучения линии и интенсивностью фона сохраняется практически постоянным.

Временные осциллограммы фонового излучения на длине волны 532.8 нм, находящейся в UV области спектра вблизи максимума фонового излучения, приведены на рис. 3.6. Как и в случае рассмотренных выше спектральных линий излучения атома аргона, длительность фонового излучения, а также его максимальное значение увеличиваются с увеличением начального давления. Сравнение максимальной интенсивности фона с соответствующей величиной для линии атома аргона 420 нм (см. рис. 3.2) показывает, что данная линия атома излучает примерно в 5 раз интенсивнее фона. Эти данные можно использовать для выделения интенсивности излучения определенных линий атома аргона из суммарного излучения на данной длине волны, включающего фоновое излучение.

3.2. Спектральные характеристики молекулярного кислорода.

Неравновесные термохимические процессы в кислороде изучаются в основном с использованием диагностики поглощения излучения от внешнего источника ударно нагретым газом [60, 127-130]. Для многих практических приложений необходима экспериментальная информация об излучении неравновесного высокотемпературного газа в большом спектральном диапазоне. Применительно к излучению ударно нагретого кислорода такая информация практически отсутствует. В настоящей работе получены новые экспериментальные результаты по спектрам излучения кислорода в ультрафиолетовом и видимом диапазоне. Работа является продолжением цикла исследований неравновесного излучения воздуха и его составляющих за сильной ударной волной применительно к орбитальным и сверхорбитальным скоростям входа космических аппаратов в плотные слои атмосферы Земли.

Излучение молекулярного кислорода измерялось за фронтом падающей ударной волны в диапазоне скоростей ударной волны $V_{SH} = 5.7 \div 7.8$ км/с при давлении газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 1.0$ Торр и $V_{SH} = 8.1 \div 10.0$ км/с при $p_0 = 0.25$ Торр. На рис. 3.7 приведены интегральные по времени развертки излучения (панорамные спектры) в интервале длин волн $\lambda = 200 \div 675$ нм (УФ- и видимый диапазон). Панорамные спектры дают представление об интенсивности излучения ударно нагретого газа в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа и являются основой как для оценки радиационного нагрева поверхности спускаемых космических аппаратов, так и для тестирования разрабатываемых радиационно-столкновительных моделей излучающего газа.

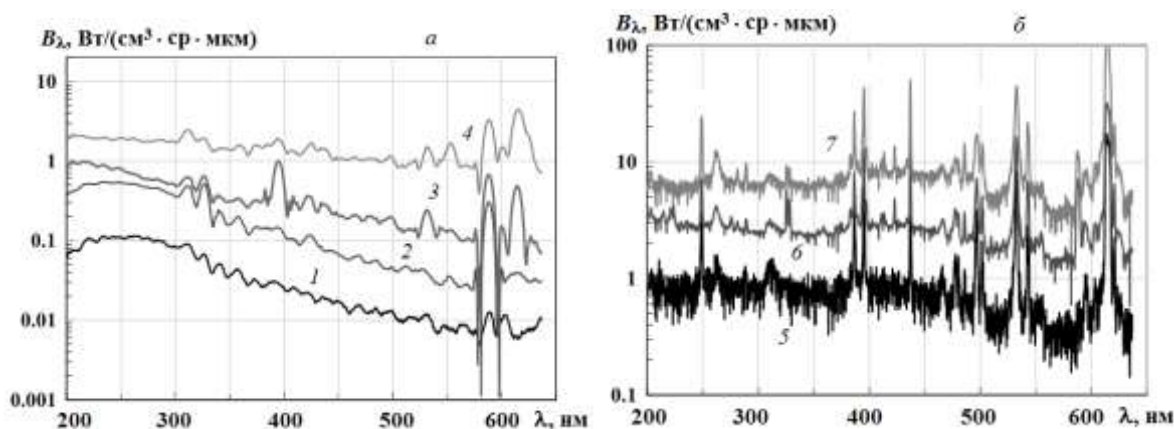


Рис. 3.7. Панорамные спектры излучения ударно нагретого кислорода при $p_0 = 1.0$ (а) и 0.25 (б) Торр: а - $V_{SW} = 5.68$ (1), 6.14 (2), 7.14 (3) и 7.35 (4) км/с; б - $V_{SW} = 8.06$ (5), 8.77 (6) и 10.00 (7) км/с

Молекулярный кислород в отличие от одноатомных газов таких, как, например, аргон, имеет внутренние степени свободы (вращательные и колебательные), что усложняет общую картину переходов между различными электронными состояниями. Электронные переходы в молекуле O_2 между основным электронным состоянием $X^3\Sigma_g^-$ и низколежащими состояниями $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$, а также состояниями Герцберга $c^1\Sigma_u^-$, $A'^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ являются запрещенными либо по спину, либо по орбитальной симметрии [131]. Из этого следует, что в УФ и видимом диапазоне спектра кислород является оптически малоактивным.

Доминирующей в спектре излучения молекулярного кислорода является система Шумана-Рунге, которая описывается электронным переходом $B^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$. Как видно из рис. 3.7а, дискретные полосы этого перехода наблюдаются в области длин волн $\lambda = 200 \div 400$ нм. Излучение в этом спектральном диапазоне обусловлено значительной заселенностью состояния $B^3\Sigma_u^-$ непосредственно за фронтом ударной волны и его малым временем жизни, а также тем фактом, что молекулы кислорода не успевают полностью диссоциировать за время наблюдения. С увеличением скорости ударной волны и, соответственно, с повышением температуры ударно нагретого газа интенсивность переходов в системе полос Шумана-Рунге сильно возрастает, особенно в длинноволновой области, что ведет к выполаживанию спектральной кривой. Это наблюдается уже при скорости ударной волны $V_{SW} = 7.35$ км/с и начальном давлении в камере низкого давления $p_0 = 1$ Торр.

Дальнейшее повышение V_{SW} , реализуемое на ударной трубе DDST-М лишь при уменьшении p_0 , ведет к появлению в спектре излучения кислорода интенсивных атомных полос. Это хорошо видно из рис. 3.7б, где показаны панорамные спектры ударно нагретого кислорода, полученные при давлении газа перед фронтом ударной волны $p_0 = 0.25$ Торр. Наиболее интенсивное свечение атомарного кислорода наблюдается на длинах волн $\lambda = 297, 382, 394, 423, 436, 496, 532, 615$ и 645 нм. Переходы из возбужденных состояний атома О в основное являются, как правило, коротковолновыми и лежат в области вакуумного ультрафиолета [132]. В спектрах также идентифицируются атомарные линии углерода ($\lambda = 193$ и 247 нм) и линии атома водорода H_α и H_β серии Бальмера ($\lambda = 656$ и 486 нм). Причины появления этих линий 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 откачке. Подобные проблемы существуют и на других ударных установках, в частности, на электроразрядной трубе EAST [133].

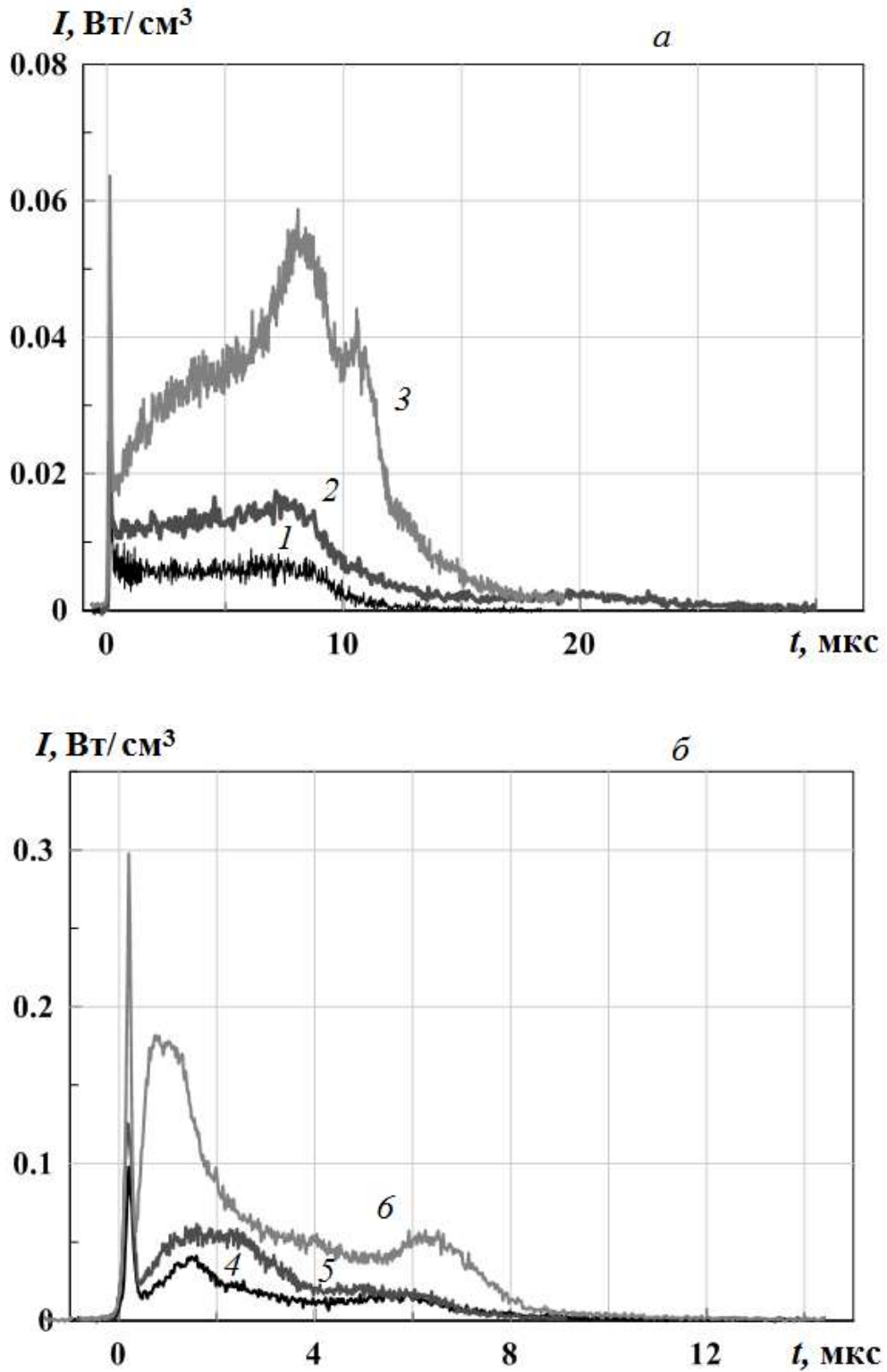


Рис. 3.8. Временные осциллограммы излучения линии $\lambda = 213$ нм молекулы кислорода при $p_0 = 1.0$ (а) и 0.25 (б) Торр: а - $V_{\text{sw}} = 6.10$ (1), 6.67 (2) и 7.50 (3) км/с; б - $V_{\text{sw}} = 8.06$ (4), 8.77 (5) и 10.00 (6) км/с

На рис. 3.8 приведены временные зависимости интенсивности излучения I молекулярного кислорода на длине волны $\lambda = 213$ нм, которая

является типичной в системе полос Шумана-Рунге. Подобные зависимости представляют особую ценность для тестирования моделей физической и химической кинетики возбуждения и дезактивации электронно-возбужденных состояний, ответственных за испускание излучения на соответствующих длинах волн [134]. Видно, что с увеличением скорости ударной волны интенсивность излучения возрастает, особенно в неравновесной зоне, которая характеризуется резким всплеском излучения и лежит в рамках временного интервала $0 \div 0.5$ мкс. Выход интенсивности излучения на равновесное значение наблюдается лишь при $V_{sw} \leq 6.67$ км/с, как это видно из рис. 3.8а. При более высоких значениях V_{sw} равновесная зона излучения вообще отсутствует, что говорит о неравновесном характере переходов в системе полос Шумана-Рунге при скоростях ударной волны $V_{sw} \geq 7.50$ км/с. При этом, как видно из рис. 3.8б, временные осциллограммы излучения имеют несколько максимумов, что может быть объяснено включением различных газовых компонентов (молекул, атомов, ионов и электронов) в процесс возбуждения электронного состояния $V^3\Sigma_u^-$ молекулы кислорода с последующим излучательным переходом $V^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.

Несколько иная картина наблюдается для временных зависимостей интенсивности излучения атомарных линий кислорода. На рис. 3.9 приведены осциллограммы излучения линий атома кислорода $\lambda = 394$ и 645 нм, которые описывают переходы $2s^22p^3(^4S^0)4p5P \rightarrow 2s^22p^3(^4S^0)3s5S^0$ и $2s^22p^3(^4S^0)5s5S^0 \rightarrow 2s^22p^3(^4S^0)3p5P$, соответственно. Для сравнения показаны осциллограммы линии $\lambda = 213$ нм молекулярного кислорода, измеренные при тех же значениях скорости ударной волны и начального давления. Видно, что в атомарных линиях отсутствует первоначальная сильно неравновесная зона, характерная для системы полос Шумана-Рунге молекулярного кислорода. Это связано, по-видимому, с низкими концентрациями атомов кислорода на начальном этапе процесса, когда степень диссоциации молекул O_2 далека от равновесной.

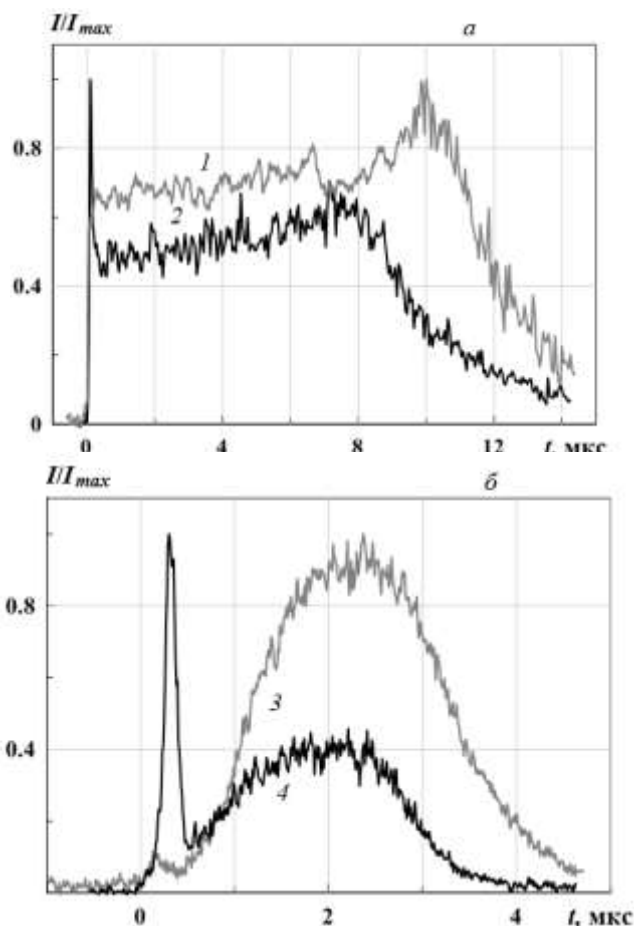


Рис. 3.9. Временные осциллограммы излучения линий $\lambda = 394$ (а) и 645 нм (б) атома кислорода в сравнении с излучением линии $\lambda = 213$ нм молекулы кислорода: а – $\lambda = 394$ (1) и 213 нм (2) при $p_0 = 1.0$ Торр и $V_{SW} = 6.67$ км/с; б – $\lambda = 645$ (3) и 213 нм (4) при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 8.77$ км/с

Дальнейшее поведение интенсивностей излучения атомов кислорода повторяет в общих чертах временные осциллограммы линии $\lambda = 213$ нм молекулярного кислорода, что говорит о подобии элементарных процессов, связанных с возбуждением и дезактивацией электронно-возбужденных состояний атомов и молекул в ударно нагретом газе.

Результаты серии экспериментов по регистрации панорамных спектров и временной зависимости излучения молекулы NO на длине волны $\lambda = 213$ нм в чистом кислороде в интервале скоростей ударной волны $5.8 \div 10$ км/с, а также сравнение полученных результатов с соответствующими данными для воздуха, приведены на рис. 3.10 – 3.16. Длина волны $\lambda = 213$ нм выбрана из условия, что излучение NO в кислороде возникает из-за наличия примесей N_2

и имеет небольшое значение по сравнению с интенсивностью излучения в воздухе.

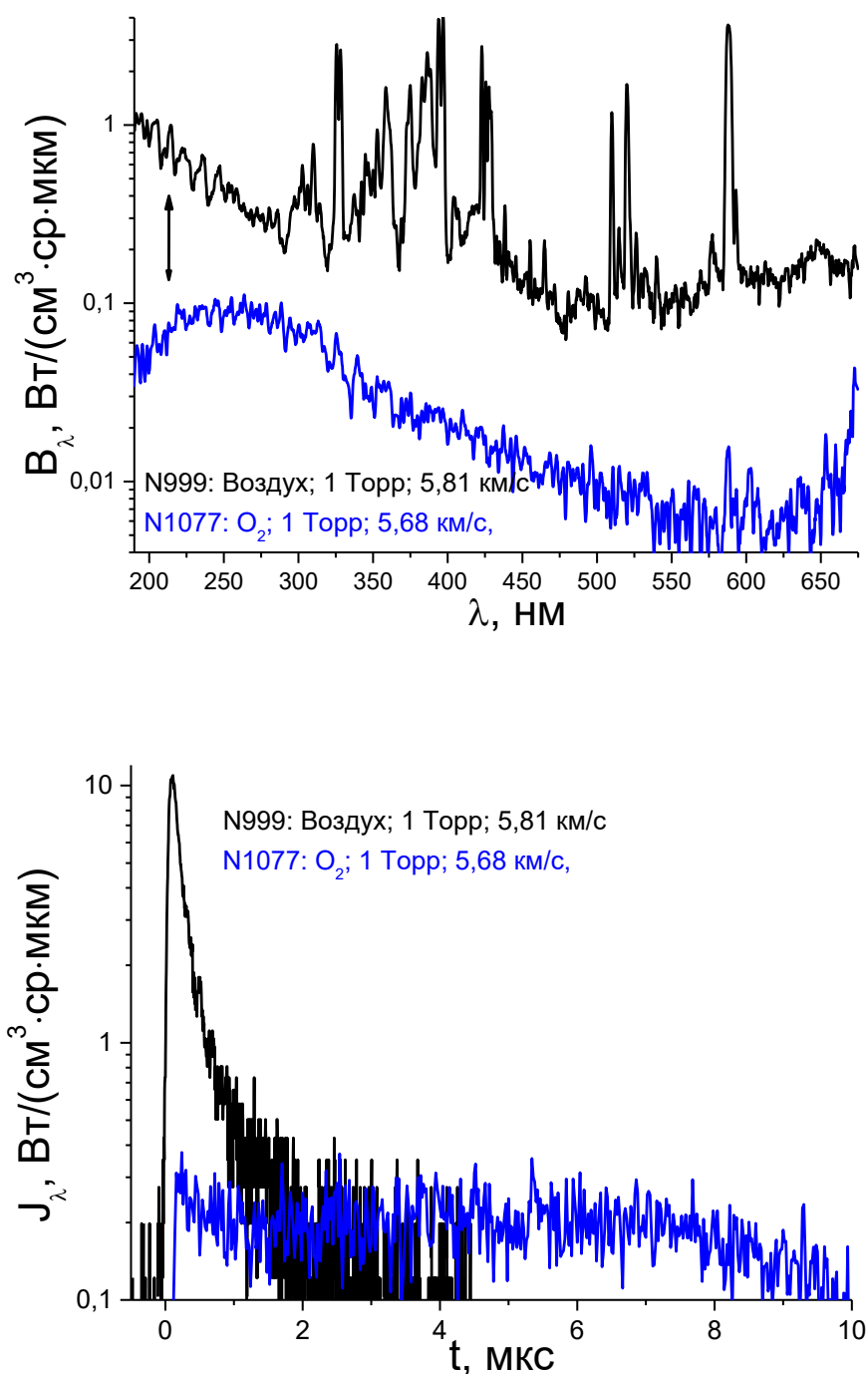


Рис. 3.10. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 1$ Торр и $V_{sw} = 5.68$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

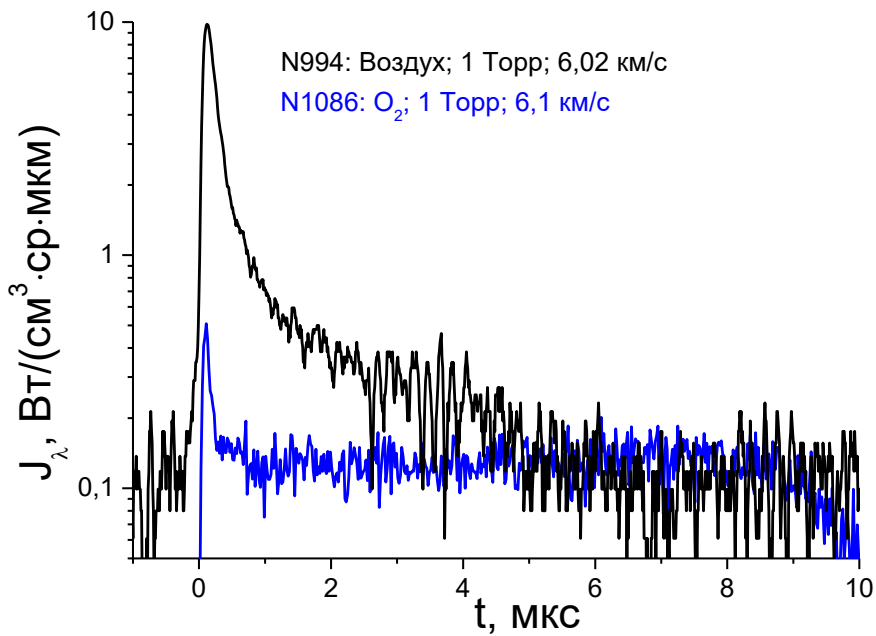
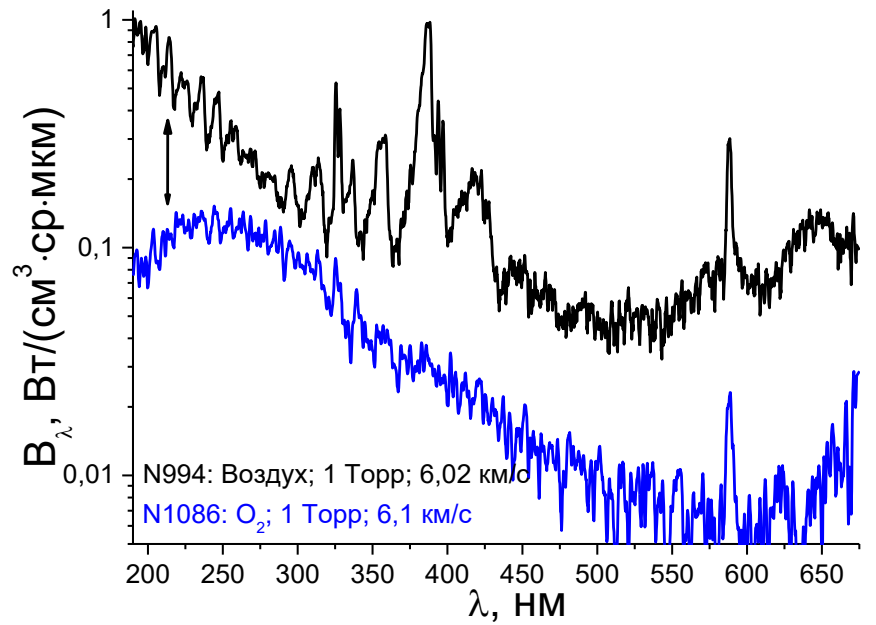


Рис. 3.11. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 1$ Торр и $V_{SW} = 6.1$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

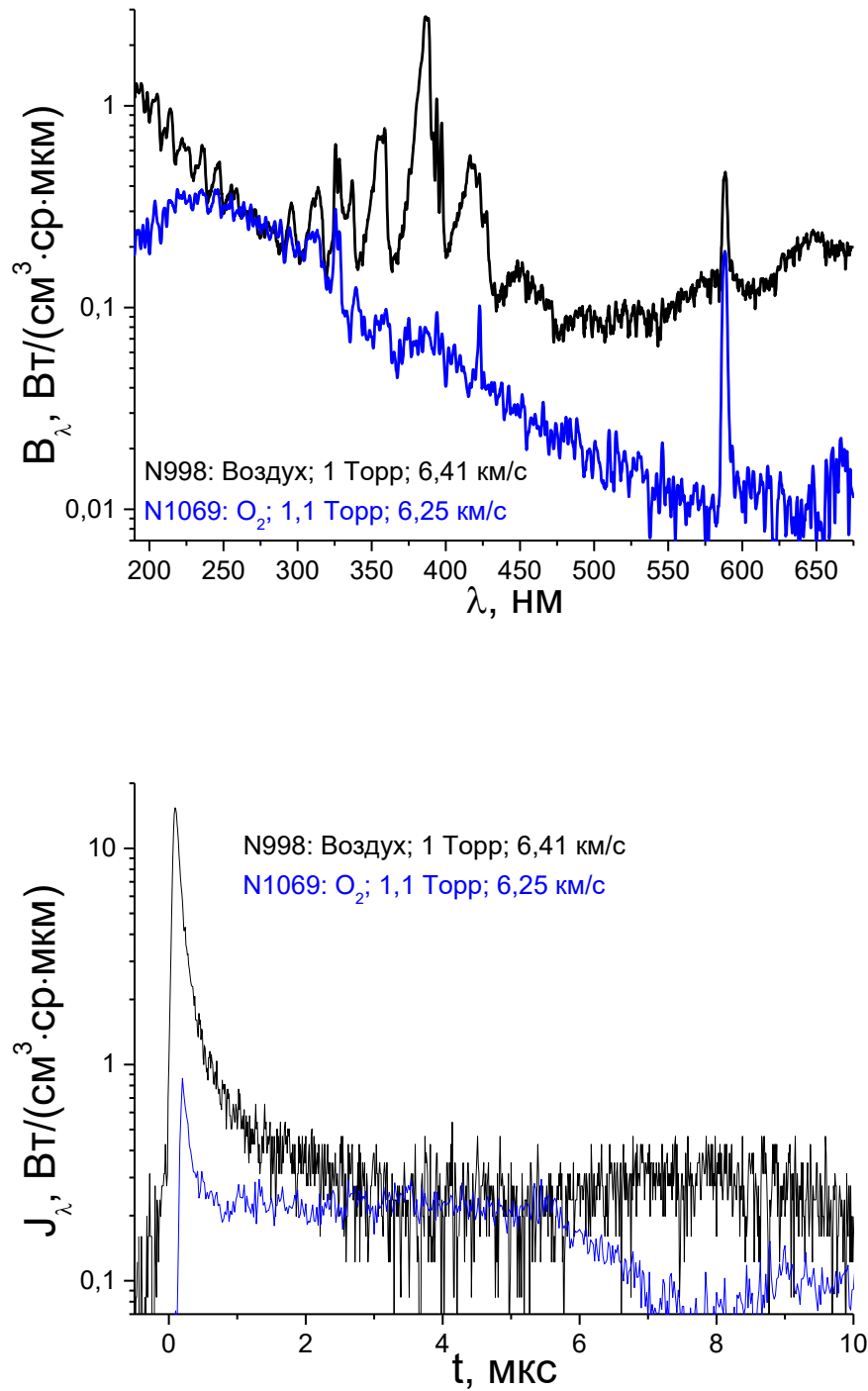


Рис. 3.12. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 1$ Торр и $V_{sw} = 6.41$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

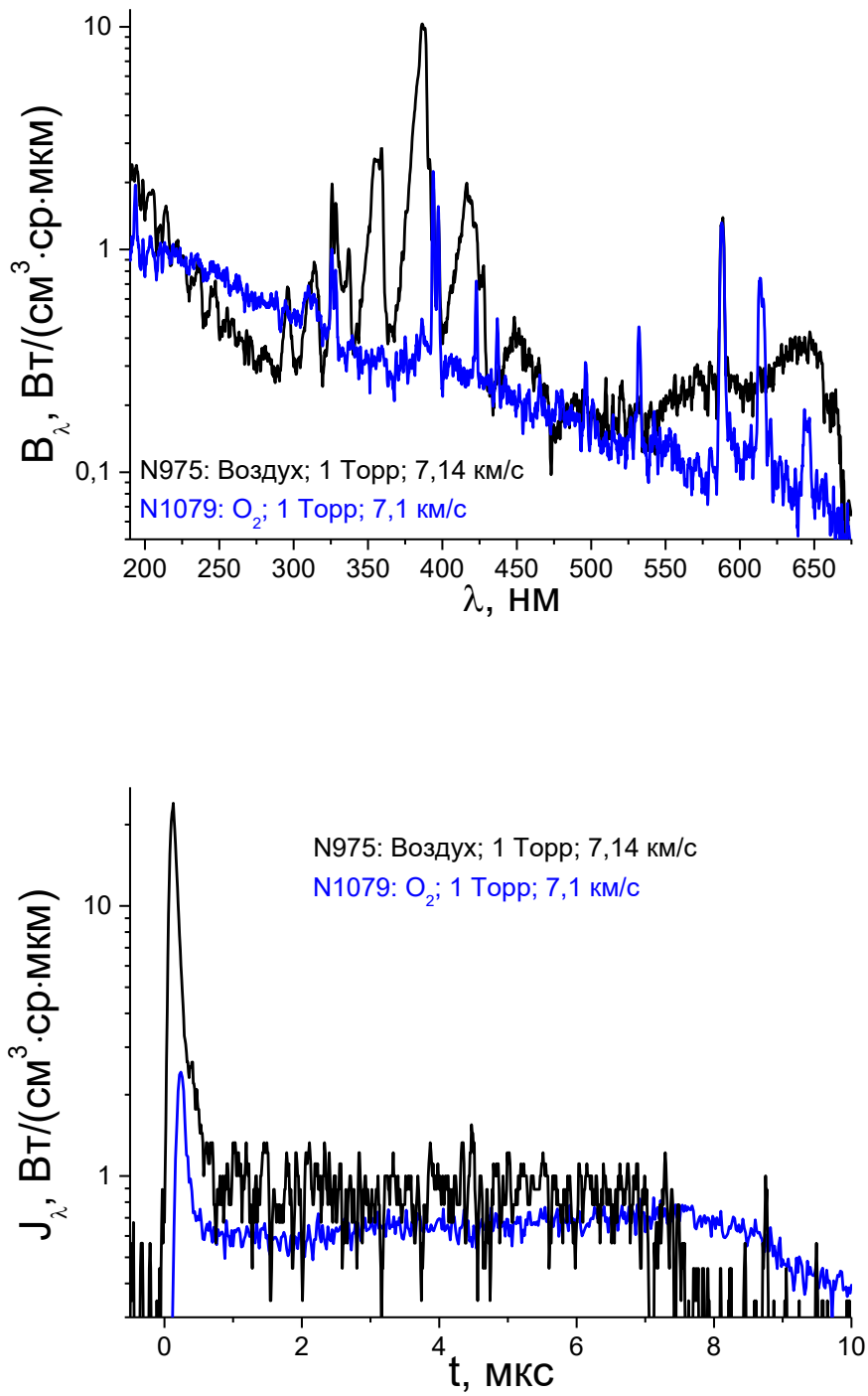


Рис. 3.13. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 1$ Торр и $V_{sw} = 7.14$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

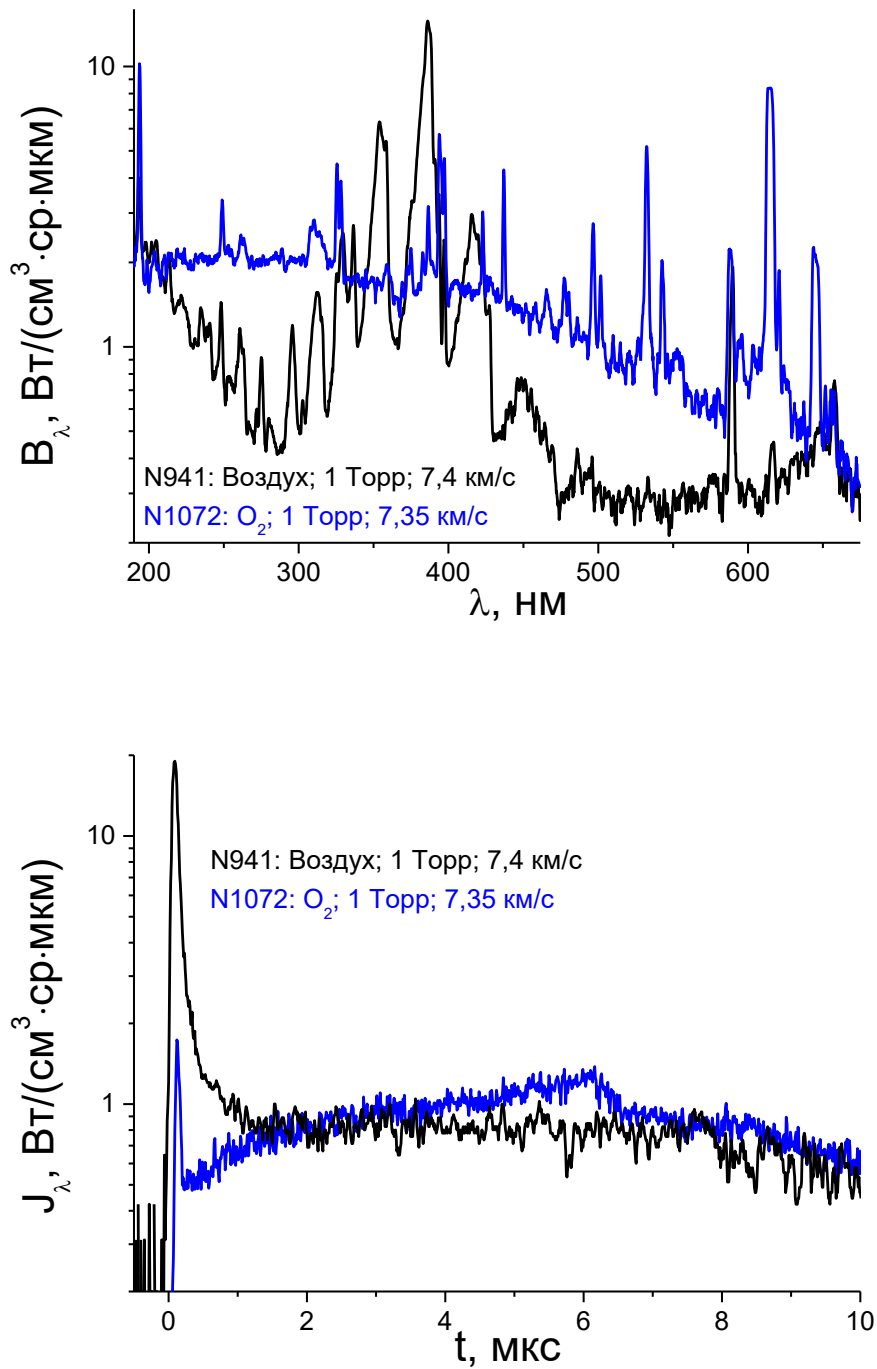


Рис. 3.14. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 1$ Торр и $V_{sw} = 7.35$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

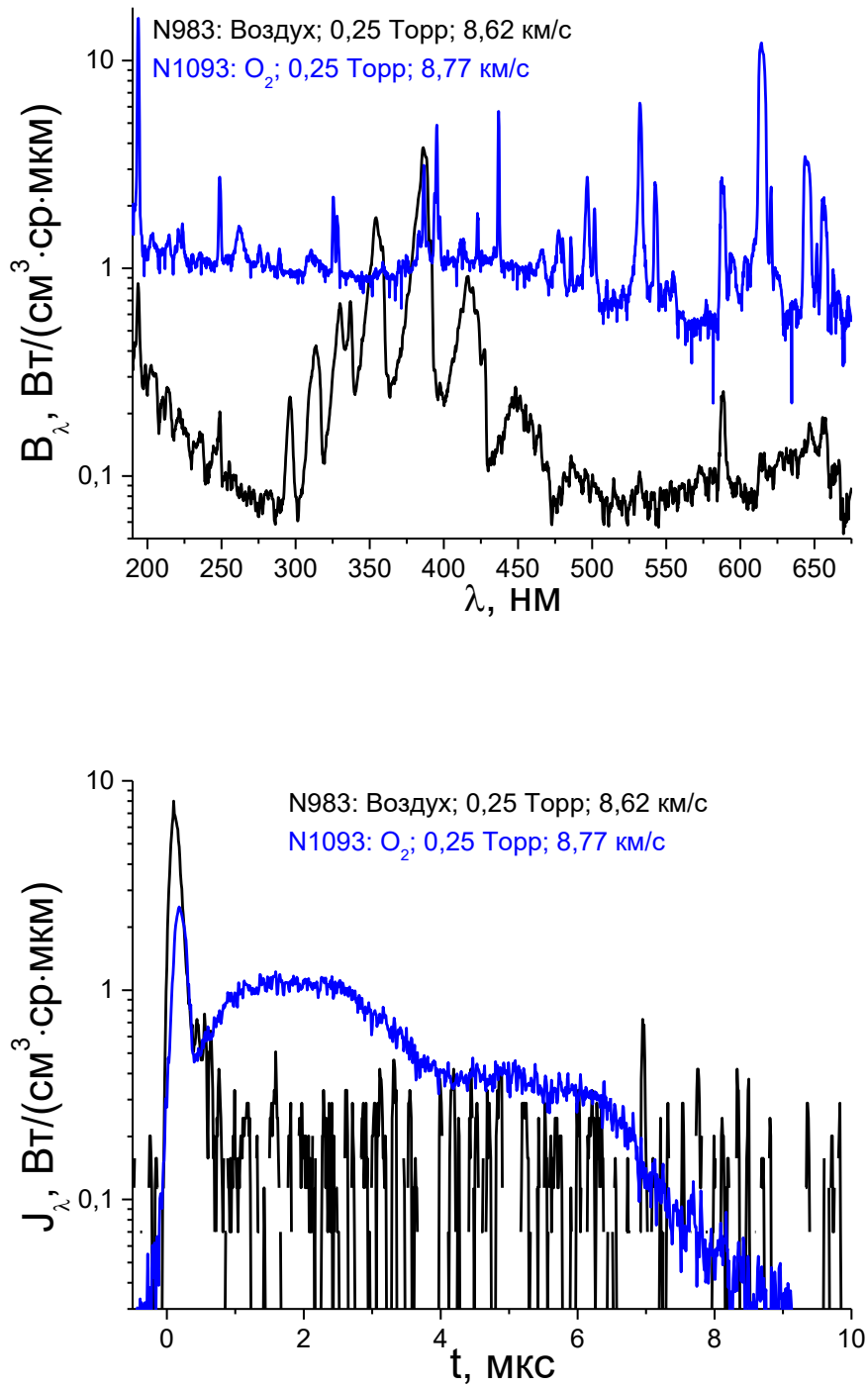


Рис. 3.15. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{sw} = 8.77$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

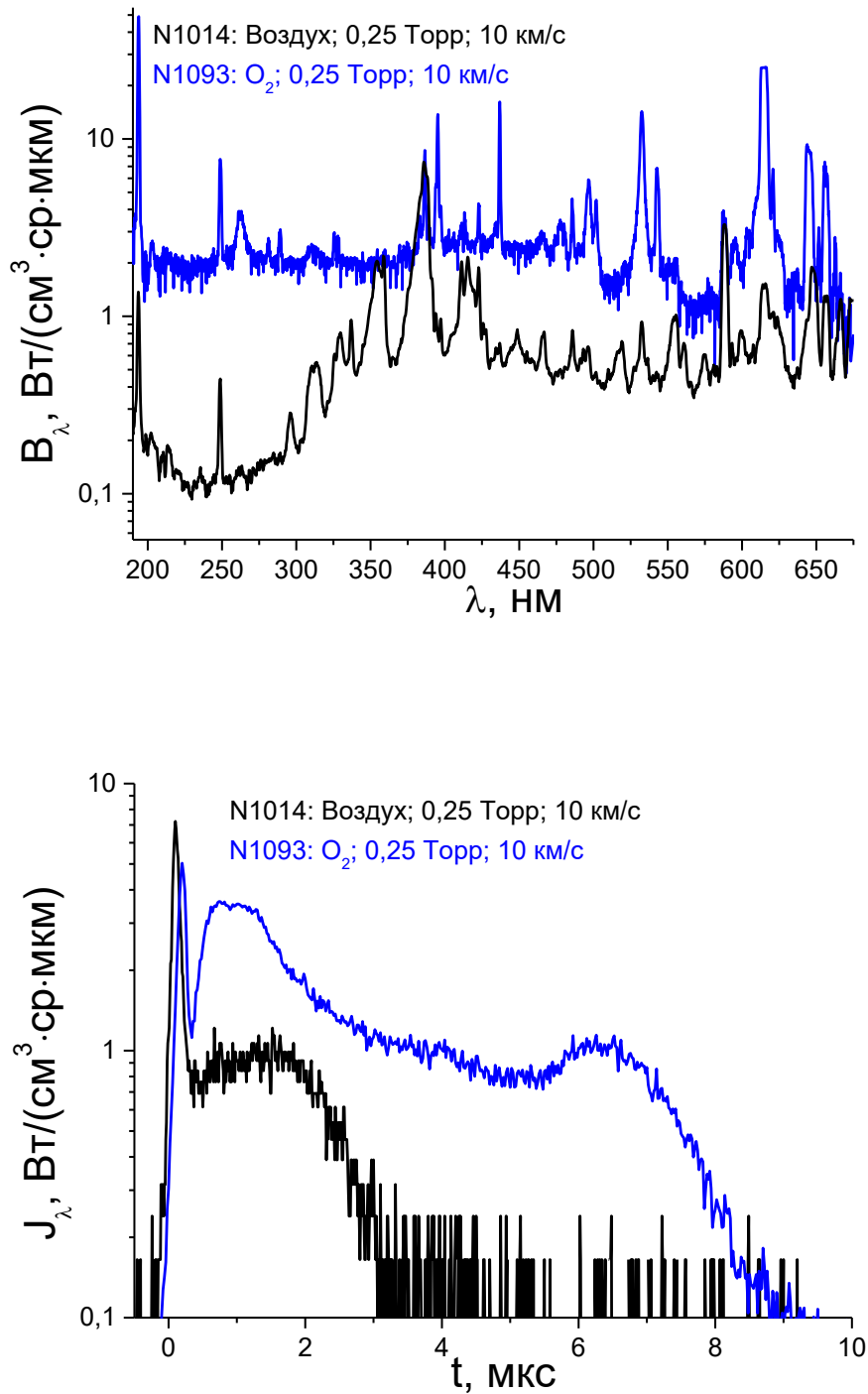


Рис. 3.16. Панорамный спектр и временная зависимость излучения на $\lambda = 213$ нм в кислороде (синие спектрограммы) при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{\text{SW}} = 10$ км/с и их сравнение с соответствующими данными в воздухе (черные линии).

Анализ рис. 3.10 – 3.16 показывает, что характерной особенностью излучения молекулярного кислорода при скоростях ударной волны $V_{\text{SW}} = 5.8 \div 10$ км/с является наличие неравновесного пика за фронтом ударной волны.

При этом длительность неравновесного излучения практически не зависит от скорости ударной волны. Равновесная зона излучения на длине волны $\lambda = 213$ нм постоянна при скоростях $V_{SW} = 5.8 \div 7.2$ км/с.

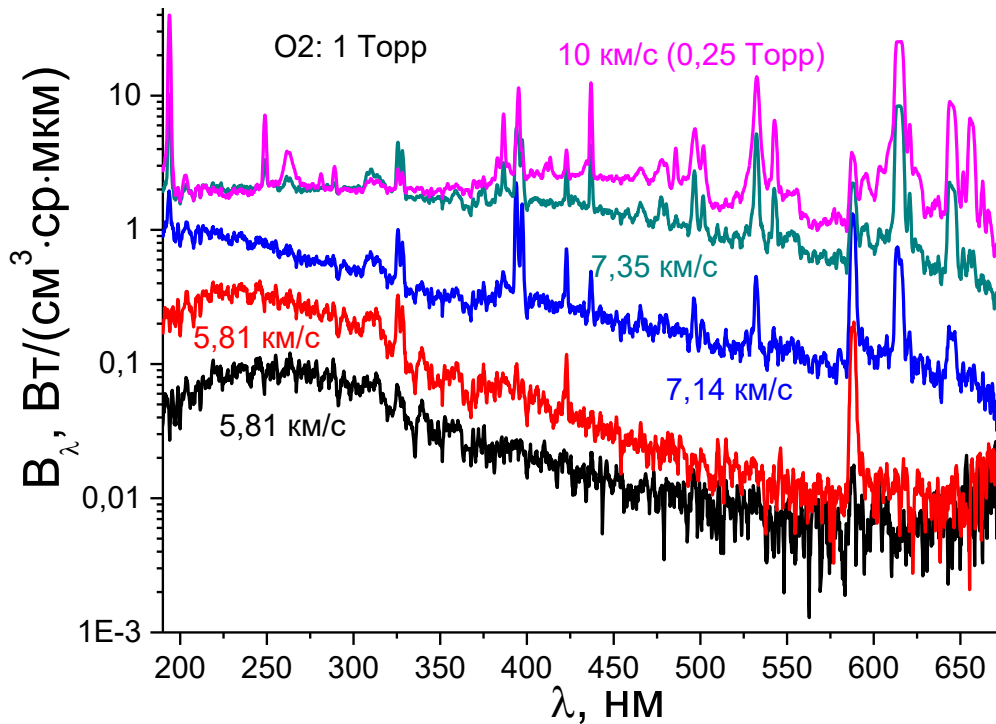


Рис. 3.17. Панорамные спектрограммы излучения кислорода в зависимости от скорости ударной волны.

Интенсивность излучения кислорода для различных скоростей ударной волны показана на рис. 3.17. Видно, что эта величина сильно зависит от скорости ударной волны в рассмотренном диапазоне длин волн излучения. Начальное давление для $V_{SW} = 5.81 \div 7.35$ км/с равно 1 Торр, для $V_{SW}=10$ км/с – 0.25 Торр. Основной вклад в излучение в спектральном диапазоне $\lambda = 190 \div 300$ нм для скоростей ударной волны в интервале $V_{SW} = 5.8 \div 7$ км/с дает система полос Шумана-Рунге.

3.3. Характеристики излучения ударно нагретого воздуха.

Излучение высокотемпературного воздуха за фронтом сильной ударной волны измерялось в широком интервале длин волн: от

ультрафиолетового (UV) до видимого (VIS) и инфракрасного (IR) спектрального диапазона ($\lambda = 115 \div 1100$ нм) при скоростях ударной волны до 11.4 км/с при $p_0 = 0.25; 0.5$ и 1.0 Торр. Предварительная калибровка измерительной системы ударной трубы DDST-M позволила представить полученные данные в абсолютных единицах. Были получены панорамные спектры излучения, а также временные зависимости излучения на определенных длинах волн, вернее, в узком спектральном диапазоне. Измерения временных зависимостей проводятся с использованием той же аппаратуры, которая регистрирует панорамные спектры излучения.

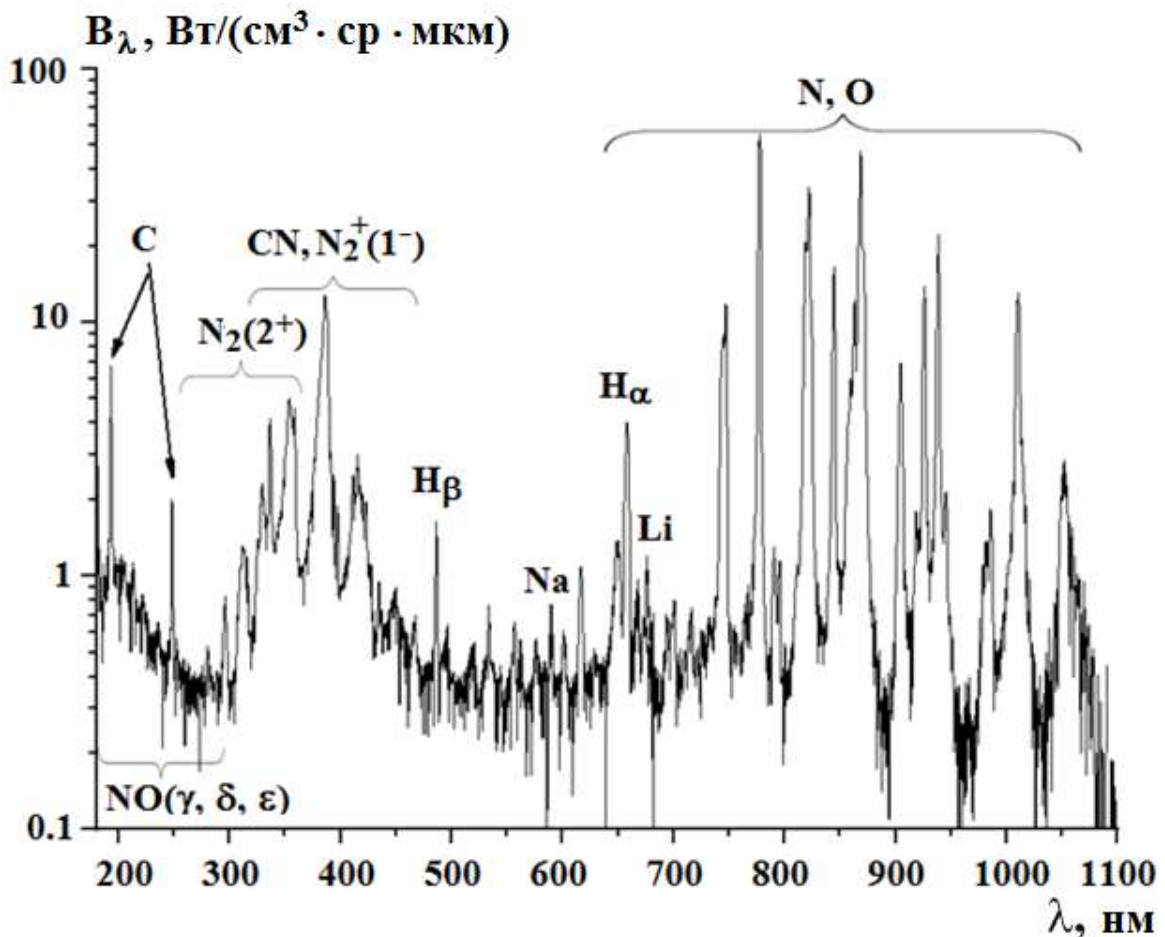


Рис. 3.18. Панорамный спектр излучения ударно нагретого воздуха при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10$ км/с ($\Delta\tau=3$ мкс).

Типичная спектрограмма интегрального излучения воздуха, измеренного при начальном давлении в камере низкого давления $p_0 = 0.25$

Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10$ км/с, приведена на рис. 3.18 [113]. Анализ спектрограммы показывает, что в UV/VIS спектральном диапазоне ($\lambda = 190-500$ нм) основной вклад в излучение дают молекулярные полосы молекул N_2 и NO, радикалов CN и молекулярных ионов N_2^+ . На левой границе диапазона регистрируется в основном излучение системы полос γ , δ и ϵ молекулы NO ($\lambda = 190-300$ нм). Незначительный вклад в излучение на этом участке спектра может вносить система Шумана-Рунге молекулярного кислорода. В интервале длин волн $\lambda = 275-400$ нм наблюдается вторая положительная система полос молекулы азота N_2 . Этот интервал частично перекрывается достаточно интенсивной первой отрицательной системой полос молекулярного иона N_2^+ ($\lambda = 300-500$ нм). Наблюдается также ряд дополнительных полос, связанных с присутствием в исследуемом воздухе различных углеродсодержащих примесей и, в частности, углекислого газа. В первую очередь это относится к фиолетовой системе полос цианистого радикала CN ($\lambda = 330-425$ нм) и атомарным линиям углерода ($\lambda = 193$ и 247 нм).

В спектральном диапазоне VIS/IR ($\lambda = 480-1100$ нм) основной вклад в излучение дают атомарные линии, изображенные на рис. 3 узкими пиками. В первую очередь это относится к линиям атома азота ($\lambda = 601, 649, 664, 747, 939, 986$ и 1054 нм) и кислорода ($\lambda = 557, 604, 615, 777, 822, 845$ и 926 нм), образующимися за фронтом сильной ударной волны за счет диссоциации молекул. Наблюдаются линии излучения радикала OH ($\lambda = 307-317$ нм) и атома водорода (H_α и H_β), которые хорошо контролируют содержание в исследуемом воздухе паров воды. На спектрограмме присутствуют также линии атомов Na ($\lambda = 589$ нм), Li ($\lambda = 671$ нм) и ионов Ca ($\lambda = 393$ и 397 нм). Излучение линий натрия и лития обусловлено присутствием в воздухе соответствующих солей, которые адсорбируются на стенках ударной трубы во время ее открытия при замене диафрагм. Излучение ионов кальция связано, скорее всего, с люминесценцией кварцевого стекла окон

наблюдения под действием сильного излучения из области вакуумного ультрафиолета.

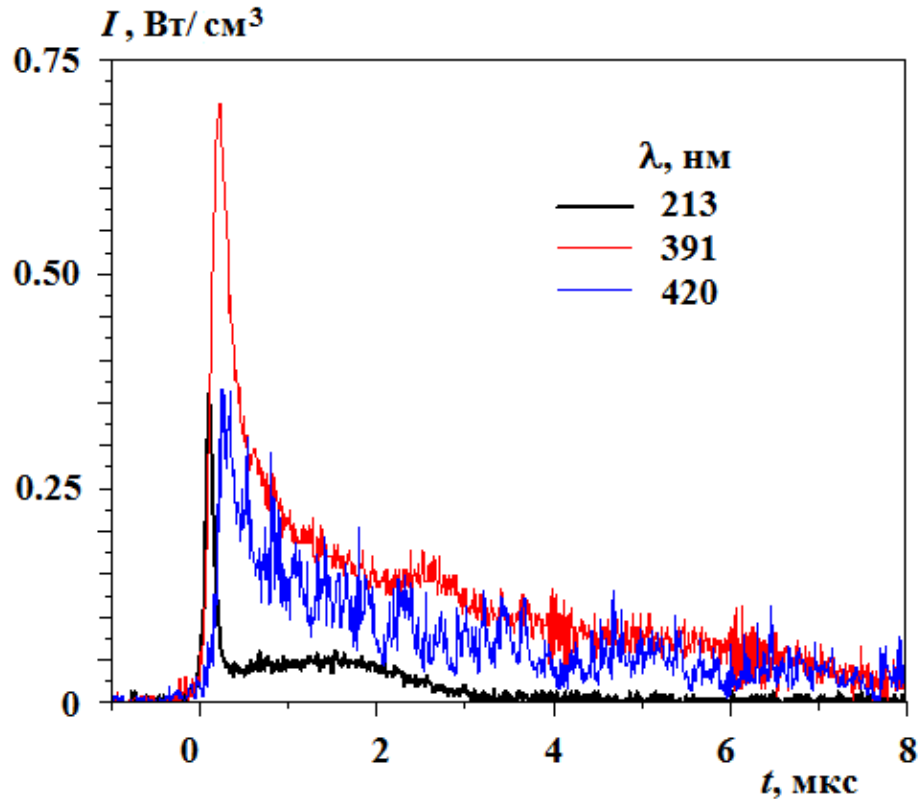


Рис. 3.19. Эволюция интенсивности излучения на длинах волн $\lambda = 213, 391$ и 420 нм в ударно нагретом воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{sw} = 10$ км/с.

Примеры временных зависимостей интенсивности излучения I отдельных спектральных линий в UV/VIS диапазоне приведены на рис. 3.19. Видно, что первая из выделенных с помощью монохроматора линий с длиной волны $\lambda = 213$ нм, которая входит в спектральную систему полос δ молекулы NO, характеризуется резким всплеском излучения в интервале времени t от нуля до 0.25 мкс. Это связано с неравновесностью протекания радиационного процесса на его начальной стадии. Далее излучение переходит в равновесную стадию с последующим быстрым затуханием интенсивности к моменту $t = 2.5$ мкс. Излучение двух других выделенных линий с длинами волн $\lambda = 391$ и 420 нм, принадлежащих первой отрицательной системе полос системы молекулярного иона N_2^+ , имеет несколько иной характер. Неравновесная зона растянута во времени до

момента $t = 2.0$ мкс, а равновесная зона не имеет четко выраженного характера, представляя собой плавно затухающую интенсивность излучения до момента $t = 8$ мкс. Обе спектральные кривые примерно повторяют друг друга, но пик интенсивности у линии $\lambda = 391$ нм примерно вдвое больше, чем у линии $\lambda = 420$ нм.

На ударной трубе DDST-M проведено несколько серий экспериментов по измерению излучения ударно нагретого воздуха. В результате получены спектральные плотности энергетической яркости (СПЭЯ) в диапазоне $\lambda = 200 \div 1100$ нм и спектры излучения в узких спектральных интервалах с высоким спектральным разрешением, а также эволюция во времени излучения на различных выделенных длинах волн.

Разброс скоростей в экспериментах обусловлен двумя причинами. В случае, когда скорости ударной волны меньше 9.5 км/с, в камере высокого давления был не оптимальный состав смеси водорода, кислорода и гелия. Если скорость выше 9.6 км/с, то разброс вызван различием в толщине используемых диафрагм, глубине насечек, окружающей среды, точностью измерения начального давления и другими. Разница в скоростях в разных измерительных сечениях, по-видимому, обусловлена замедлением скорости ударной волны вдоль по потоку.

На рис. 3.20 - 3.25 приведены некоторые результаты измерений спектральных плотностей энергетической яркости V_λ и спектров, полученных с высоким спектральным разрешением, при начальном давлении в КНД $p_0 = 0.25$ Торр и различных скоростях ударной волны. На рис. 3.20б - 3.25б приведены также равновесные спектры излучения молекулы $N_2(2+)$, молекулярного иона $N_2^+(1-)$ и молекулы CN (фиолетовая система), рассчитанные по программе [135] при температуре 10000 К. Данные представлены в относительных единицах и могут быть пересчитаны на абсолютные единицы СПЭЯ.

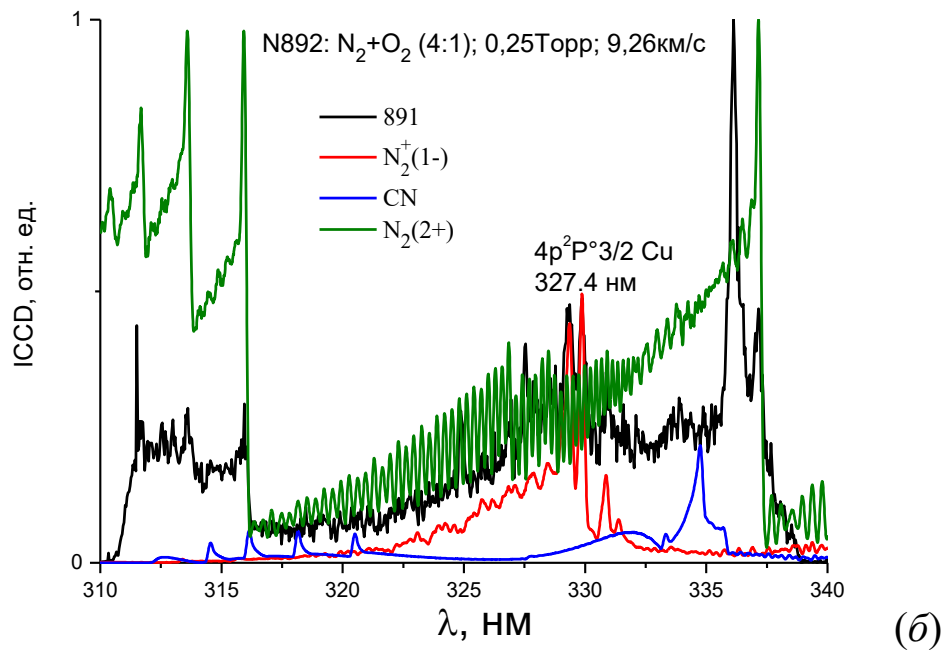
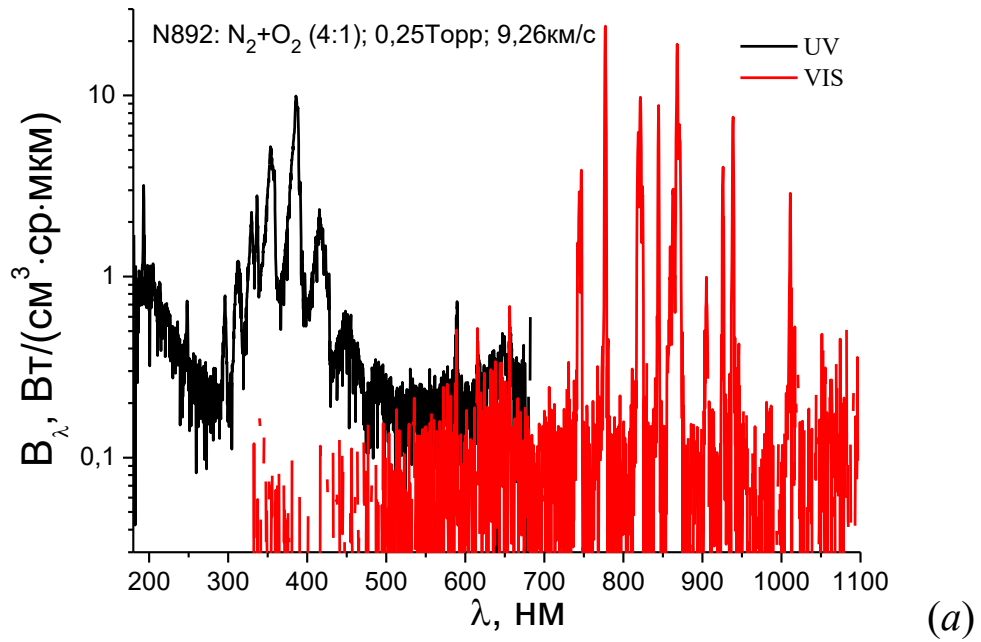


Рис. 3.20. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{SW} = 9.1$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (а) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 312 \div 337$ нм (б).

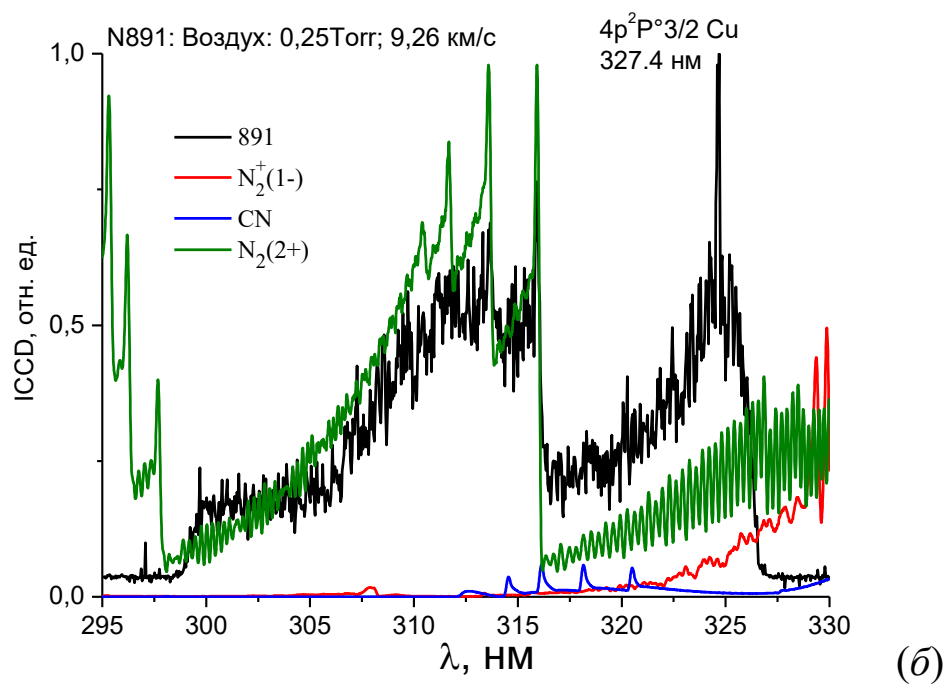
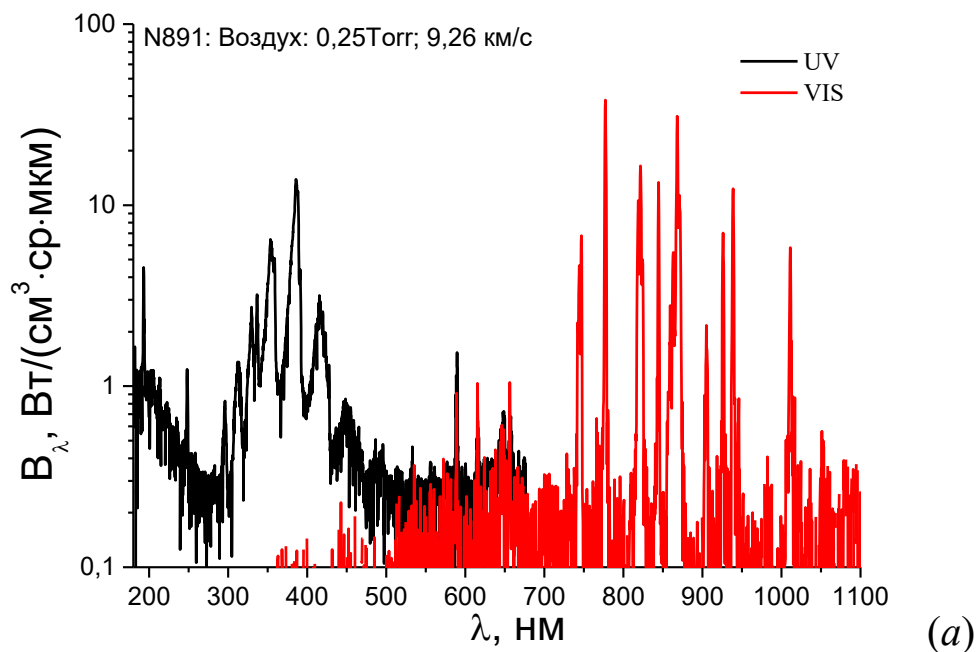


Рис. 3.21. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{sw} = 9.26$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (а) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 375 \div 400$ нм (б).

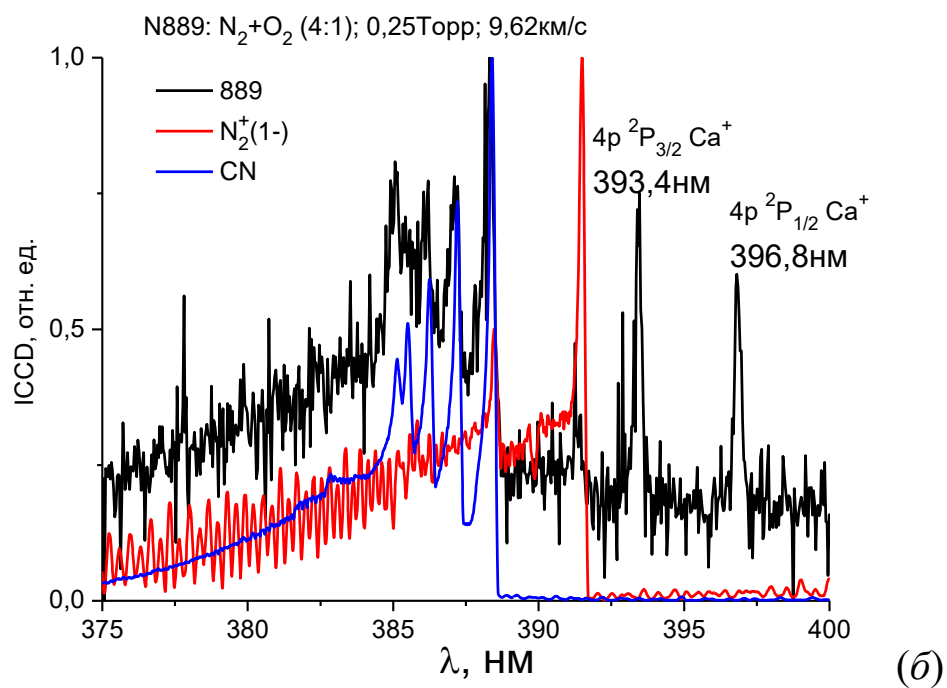
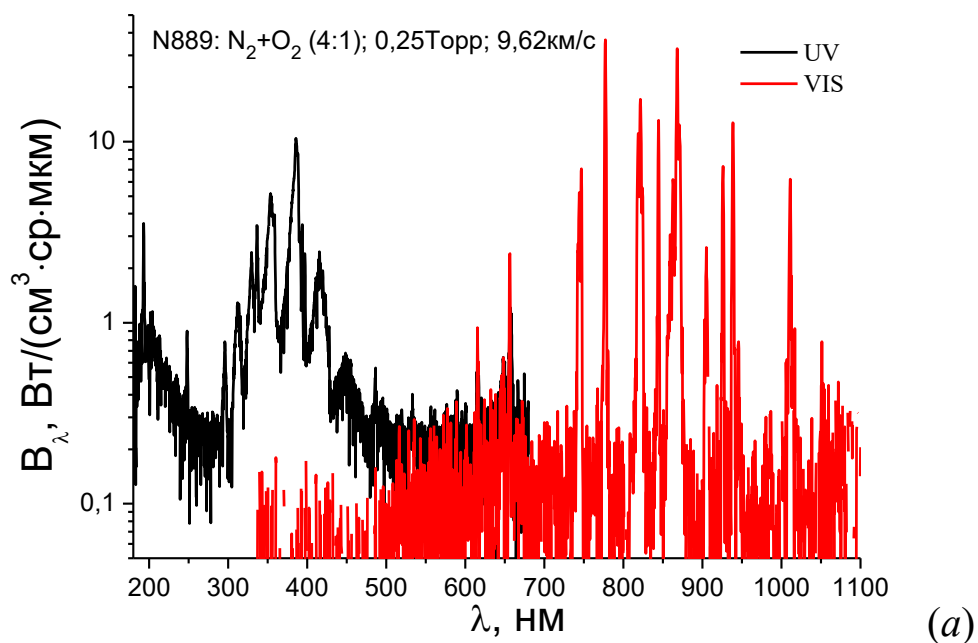


Рис. 3.22. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{sw} = 9.62$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (а) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 375 \div 400$ нм (б).

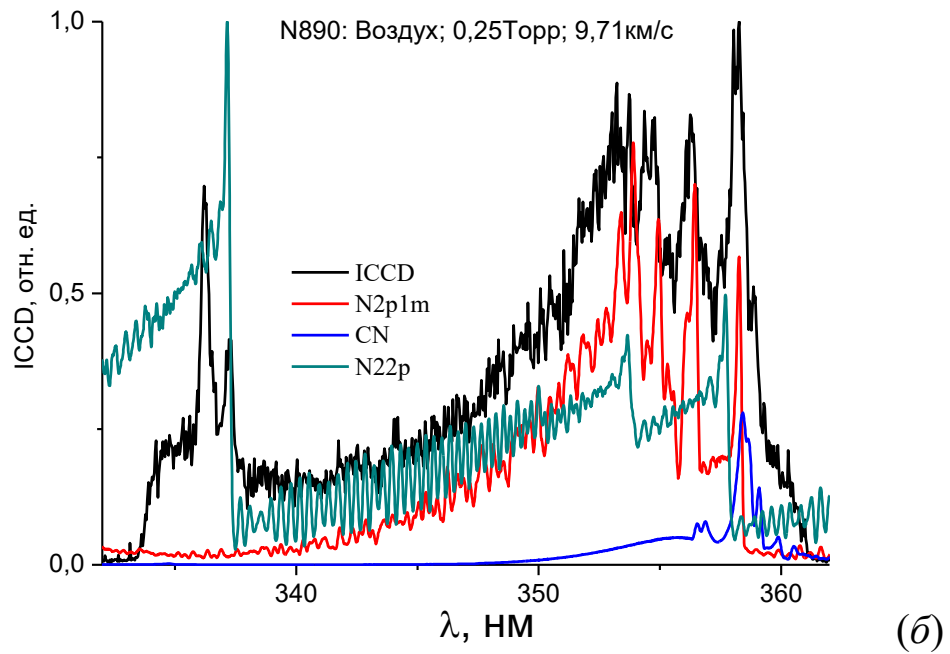
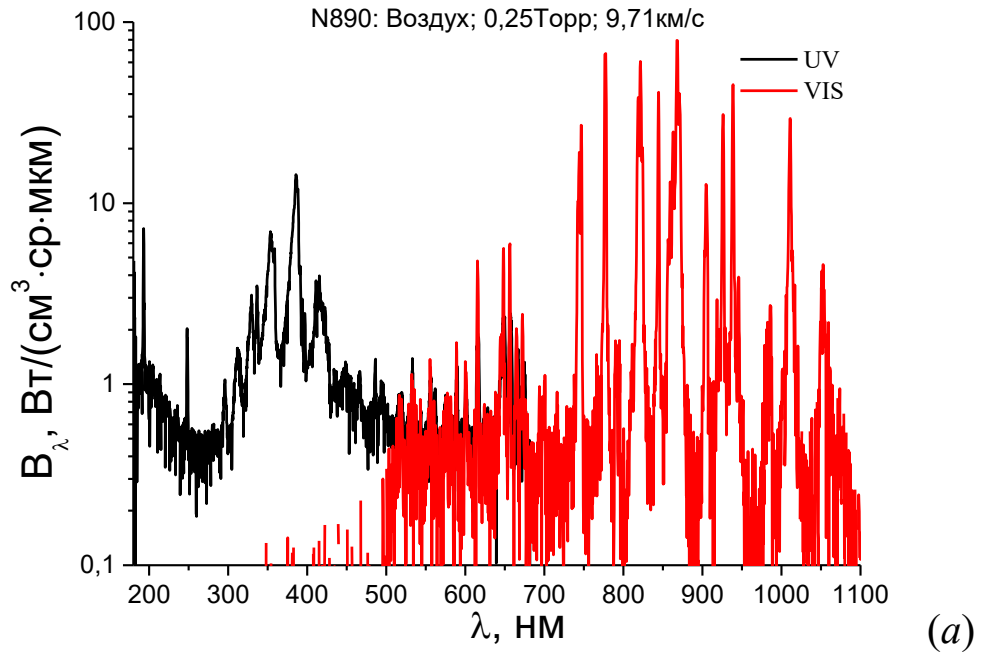


Рис. 3.23. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{sw} = 9.71$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (a) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 335 \div 360$ нм (б).

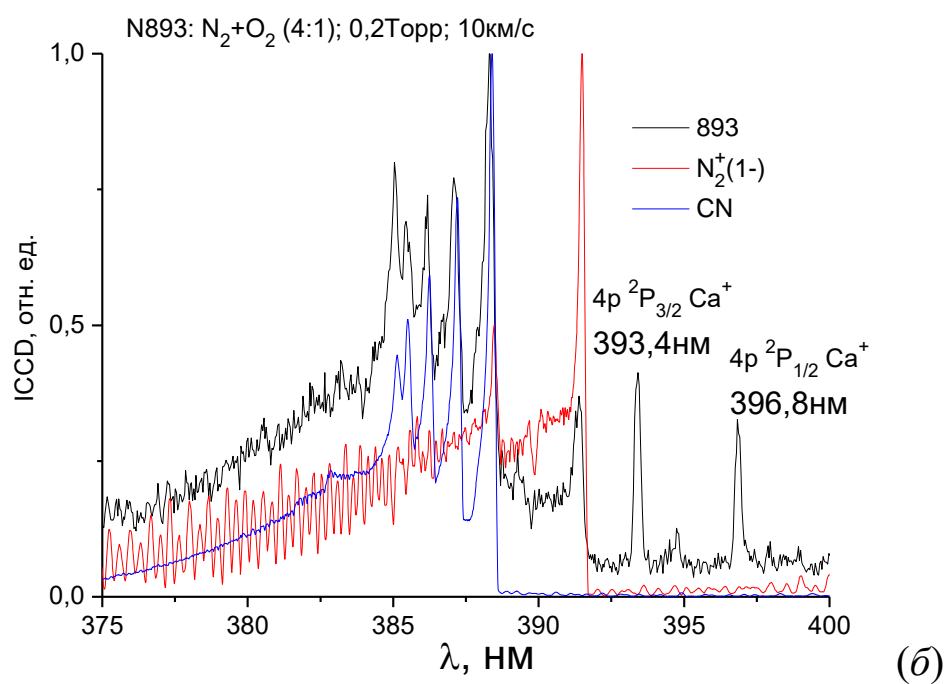
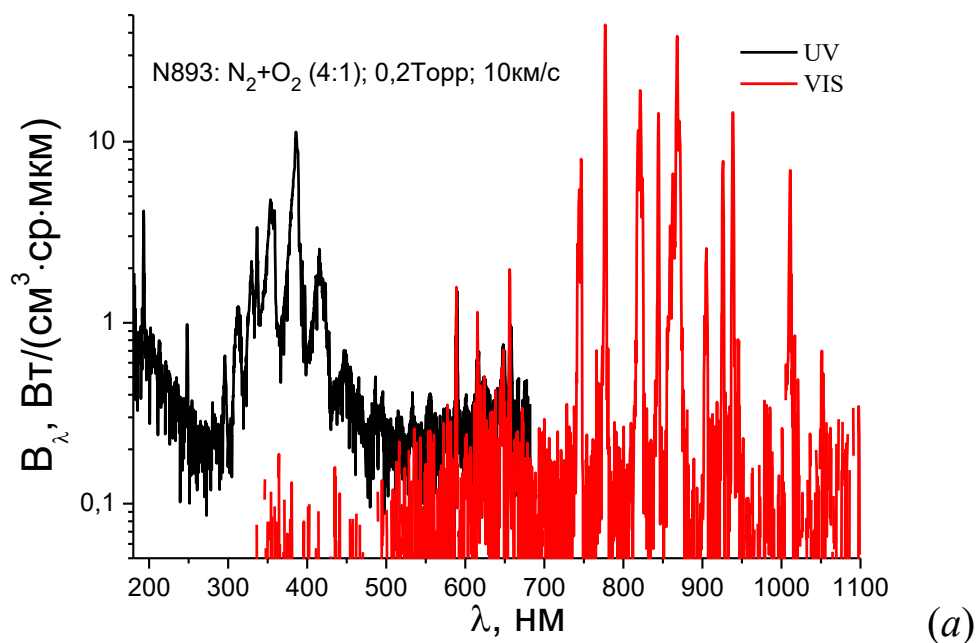


Рис. 3.24. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{sw} = 10.0$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (а) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 375 \div 400$ нм (б).

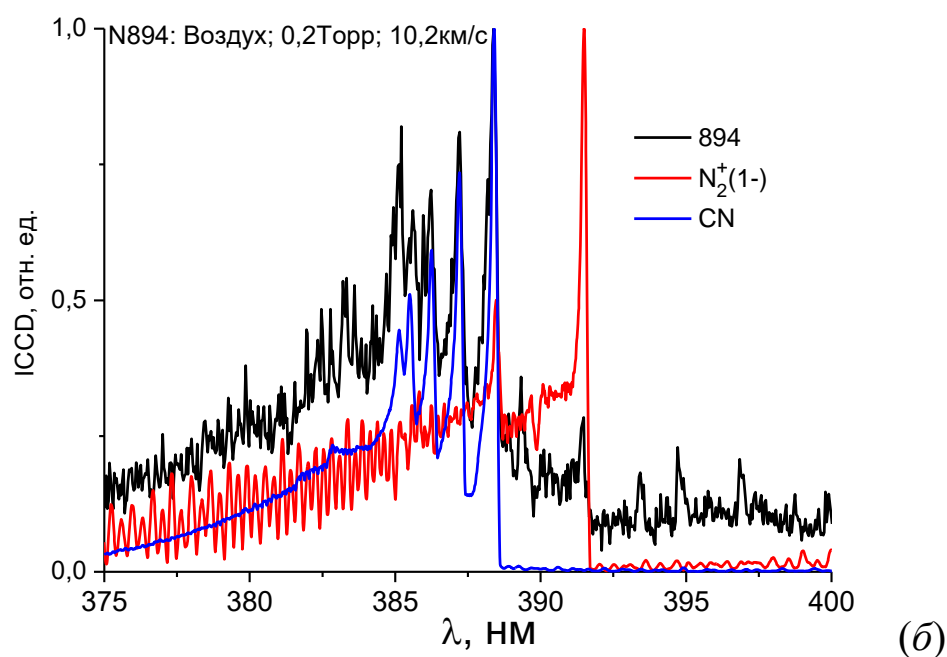
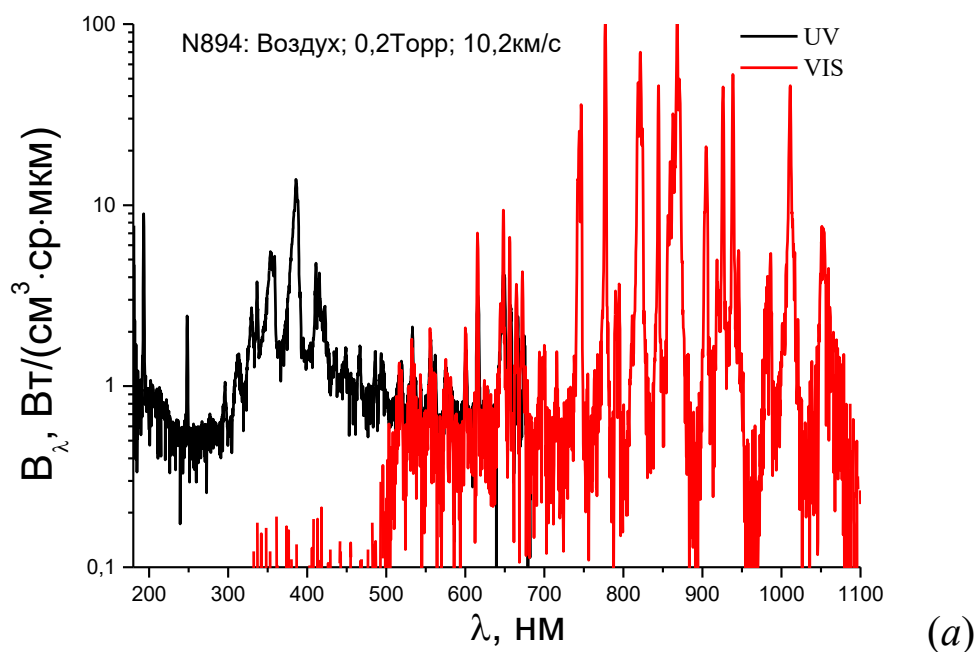


Рис. 3.25. СПЭЯ воздуха при скорости ударной волны $V_{sw} = 10.2$ км/с и начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр (а) и спектр излучения с высоким спектральным разрешением в диапазоне длин волн $\lambda = 375 \div 400$ нм (б).

Рассмотрим характерные особенности изменения в спектрах излучения воздуха, приведенных на рис. 3.20 – 3.25, при увеличении скорости от 7 до 10 км/с. При скоростях менее 8,5 км/с в спектрах излучения наблюдаются

только молекулярные полосы молекул N_2 ($\lambda = 275 \div 400$ нм), NO ($\lambda = 190 \div 300$ нм), радикала CN ($\lambda = 330 \div 425$ нм) и молекулярного иона N_2^+ ($\lambda = 300 \div 500$ нм), группа атомарных линий азота $\lambda = 857 \div 867$ нм, линия $\lambda = 1011$ нм и атомарные линии кислорода $\lambda = 557, 777, 822, 845$ и 926 нм. С повышением скорости ударной волны повышается интенсивность молекулярных полос $N_2(2+)$, $N_2^+(1-)$ и CN (фиолетовая система), а интенсивность полос NO изменяется незначительно. При скоростях выше $8,5$ км/с в спектрах идентифицируются атомарные линии азота: $\lambda = 601, 649, 664, 747, 822, 939, 986, 1054$ нм. Также наблюдаются атомарные линии углерода $\lambda = 193$ и 247 нм.

На рис. 3.26 – 3.34 приведены примеры зарегистрированных временных эволюций излучения на ФЭУ на ряде длин волн и спектры с высоким спектральным разрешением в некоторых диапазонах на ICCD камере. На рисунках указаны нормированная длительность излучения (Δt) начальное давление и скорость ударной волны, при которых регистрировались временные эволюции. Спектры и временные эволюции регистрировались в трёх каналах В&М(ИССД), ИИ(ФЭУ) и ИП(ФЭУ).

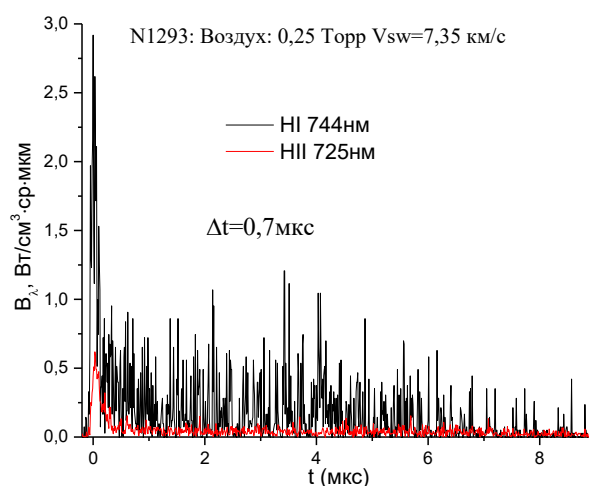


Рис. 3.26. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 7.35$ км/с.

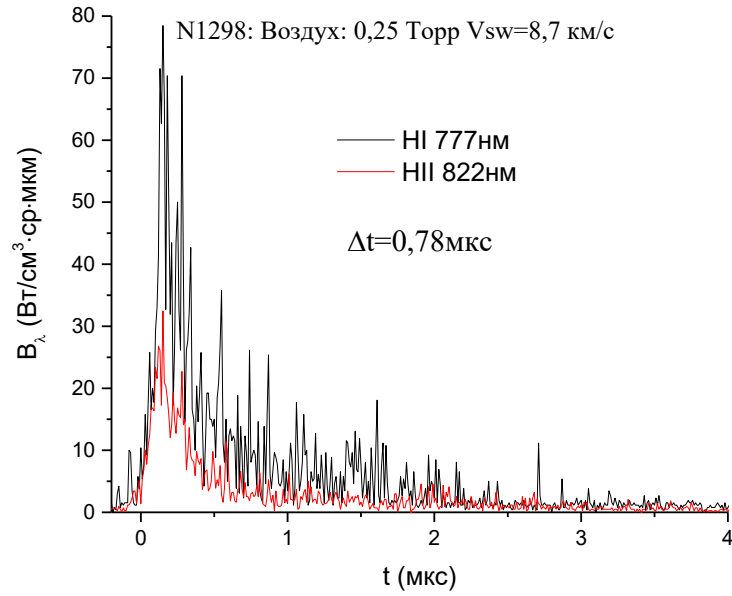


Рис. 3.27. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 8.7$ км/с.

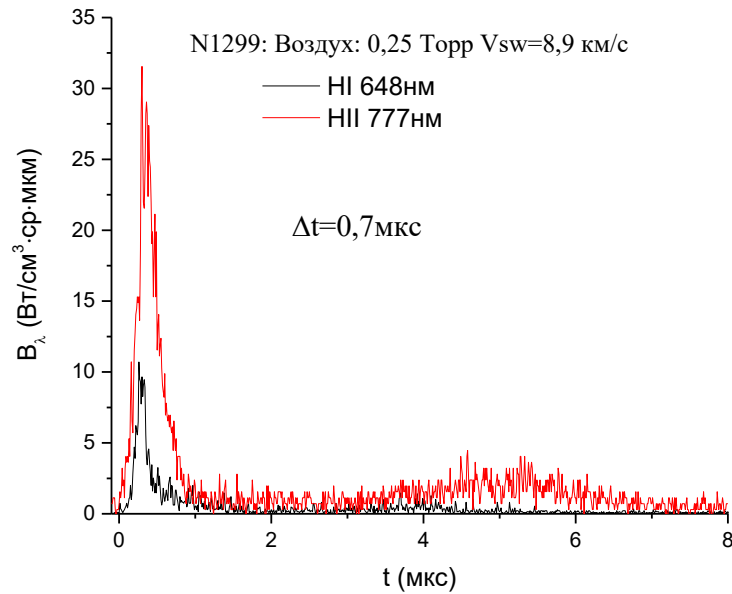


Рис. 3.28. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 8.9$ км/с.

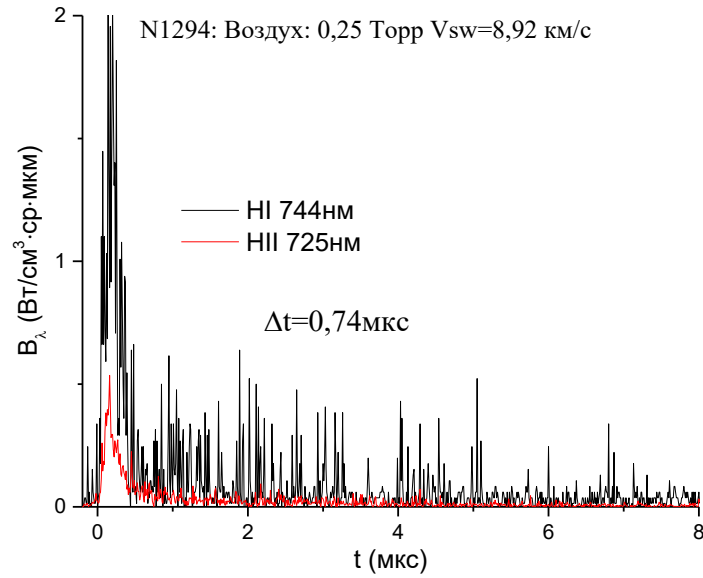


Рис. 3.29. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 8.92$ км/с.

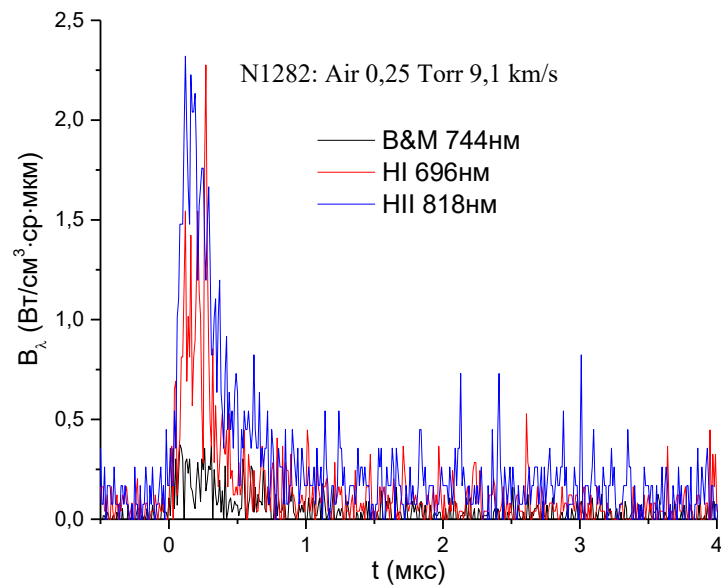


Рис. 3.30. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 9.1$ км/с.

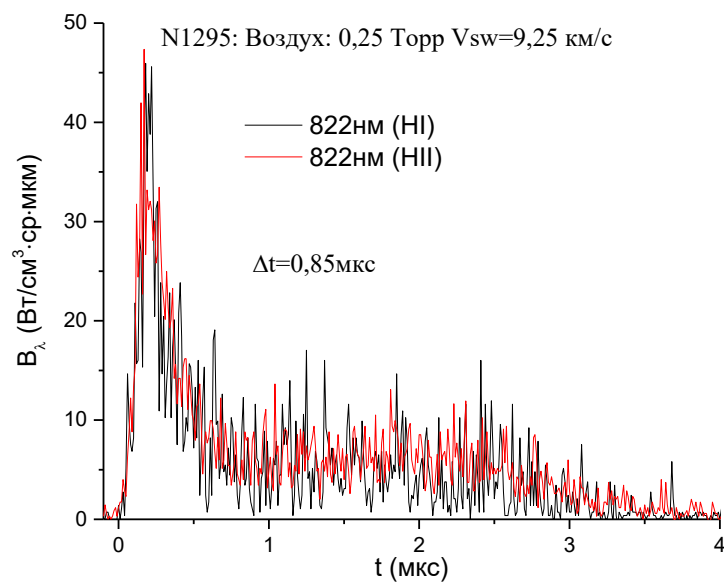


Рис. 3.31. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 9.25$ км/с.

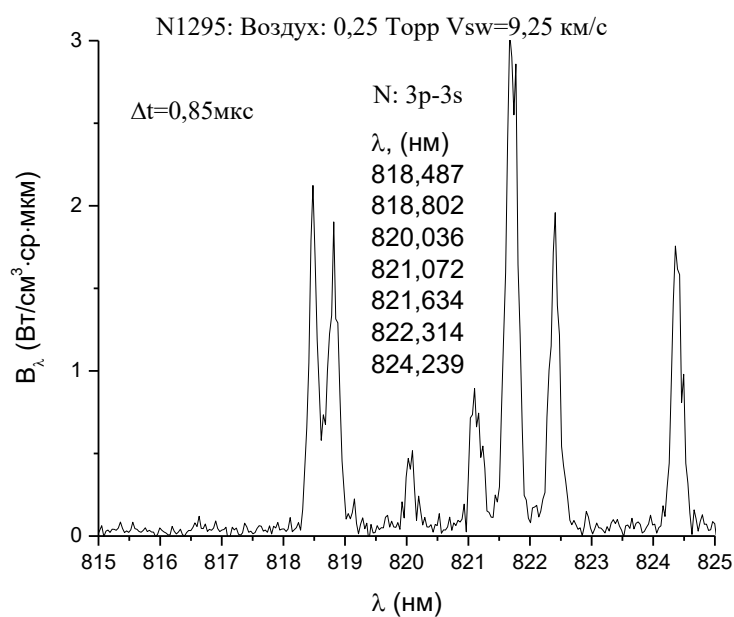


Рис. 3.32. Спектральная плотность энергетической яркости в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 9.25$ км/с.

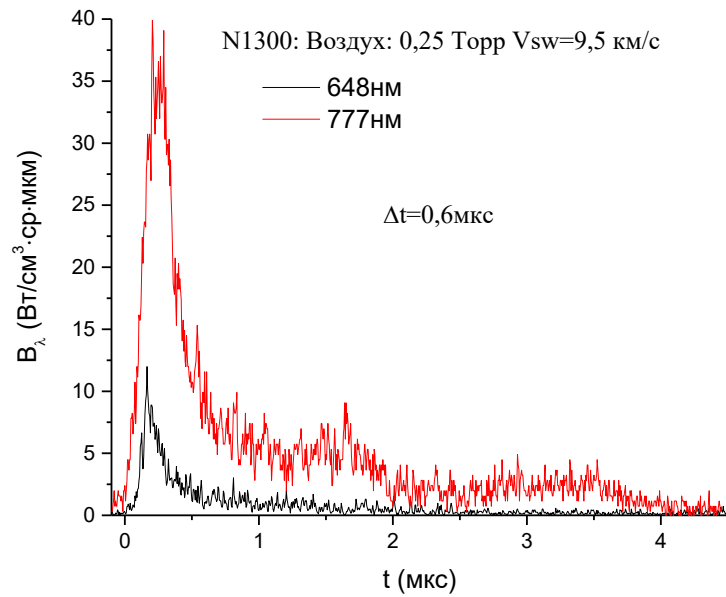


Рис. 3.33. Энергетическая яркость излучения ударной волны в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 9.5$ км/с.

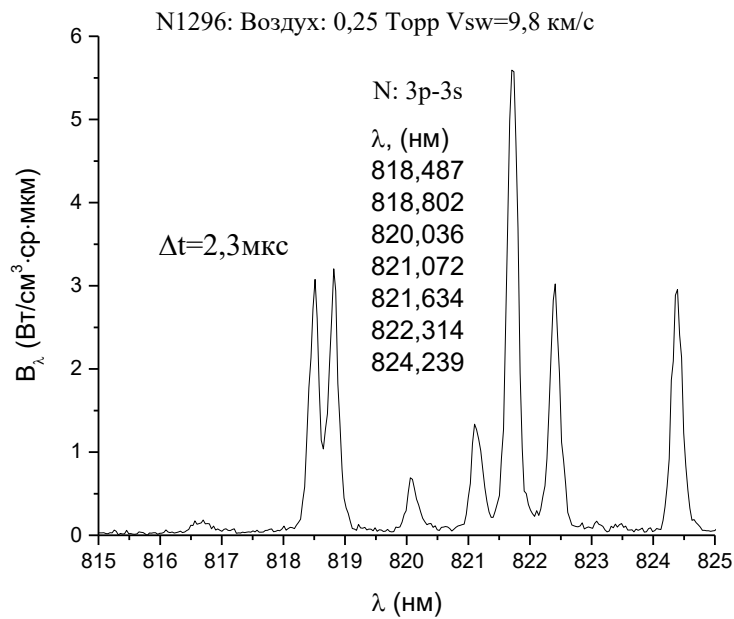


Рис. 3.34. Спектральная плотность энергетической яркости в воздухе при $p_0=0.25$ Торр и $V_{sw} = 9.8$ км/с.

3.4. Сравнение с результатами других работ.

Исследование радиационных характеристик ударно нагретых газов применительно к условиям входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы с орбитальными и сверхорбитальными скоростями проводилось ранее с использованием различных ударных установок. Результаты, полученные на зарубежных установках EAST, LENS XX и T6 [43, 69, 81], достаточно хорошо согласуются между собой, так как методика регистрации излучения, так называемая 2D спектроскопия изображения, на них одинакова. В связи с этим представляется интересным сравнение результатов измерения спектральных характеристик воздуха, полученных на ударной трубе DDST-M, с результатами исследований на этих установках.

Параметры газа за фронтом ударной волны достаточно однородны поперек потока, что облегчает применение различных экспериментальных методик для диагностики ударных волн. На зарубежных ударных установках при регистрации радиационных свойств ударно нагретых газов конструкцию измерительной системы как правило выбирают так, чтобы получать как пространственное, так и спектральное разложение излучения пробки ударной волны. Пространственная картина проецируется на выходную плоскость спектрографа, таким путем регистрируются спектры в нескольких пространственных точках одновременно. Спектральное и пространственное изображение в выходной плоскости спектрографа записывается стобируемой ICCD камерой за короткий промежуток времени (0.1-1 мс). Это позволяет получить мгновенную картину спектрального распределения излучения ударной волны в различных сечениях, как это показано на рис. 3.35 и 3.36. Такой способ называется методом спектроскопии изображения или 2-D спектроскопии. Эта методика реализована в экспериментах на ударных трубах в Исследовательском центре NASA Ames [136], Университете Квинсленда [137] и Аэрокосмическом центре Chofu в Японии [138].

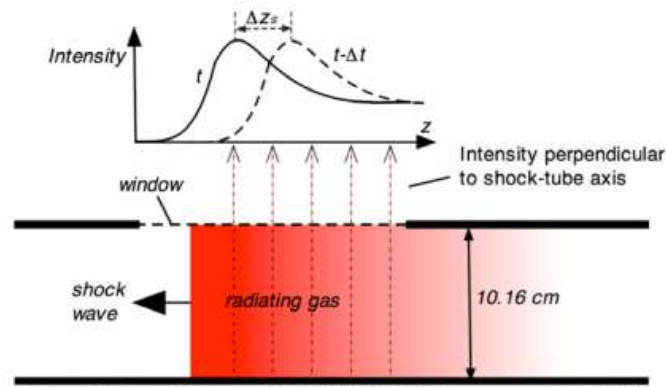


Figure 2. Schematic (not to scale) of the EAST shock-tube measurements simplified to the configuration modeled in the present analysis.

Рис. 3.35. Схема методики 2-D спектроскопии.

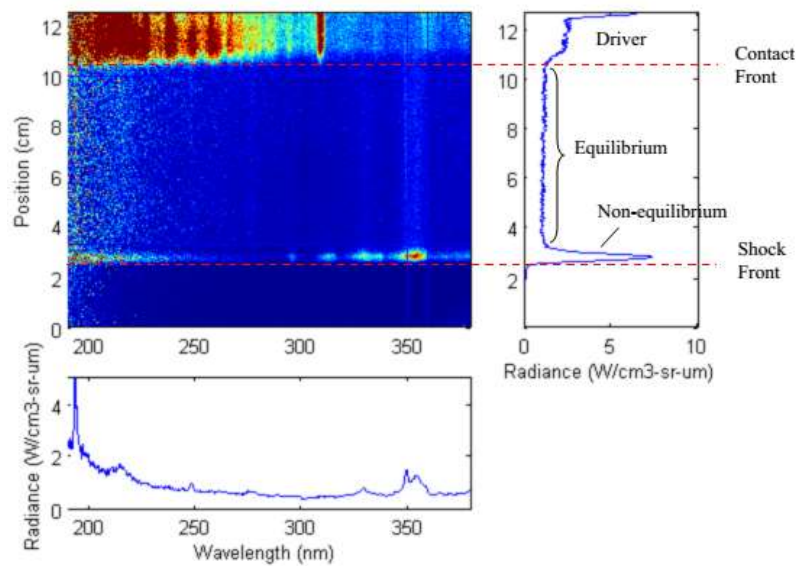


Рис. 3.36. Пример спектра и пространственного распределения интенсивности излучения, получаемых методом 2-D спектроскопии [67].

В экспериментах на ударной трубе DDST-M регистрируется интегральное распределение интенсивности излучения ударной волны, прошедшей мимо измерительного сечения, в широком спектральном диапазоне ($\lambda = 190 \div 1100$ нм) [139 - 141]. В интересующих областях спектра регистрируется временное распределение спектральной плотности с высоким временным разрешением (~ 20 нс пространственное разрешение оптической схемы и полоса пропускания системы регистрации). Поэтому временное разрешение $\Delta\tau$ (или пространственное $\Delta x = \Delta\tau \times V_{sw}$) ограничено только кривизной фронта ударной волны, которая определяется согласно [142] по формуле:

$$\delta = 0,45 \times \sqrt{\frac{R[\text{cm}]}{P_1[\text{Torr}]}} \quad [\text{mm}] \quad (3.1)$$

Значение, рассчитанное по формуле (3.1), хорошо согласуется с экспериментальными данными из работы [143], зарегистрировавшими интегральное по длинам волн излучение ударной волны за 10 нс, которое показано на рис. 3.37.

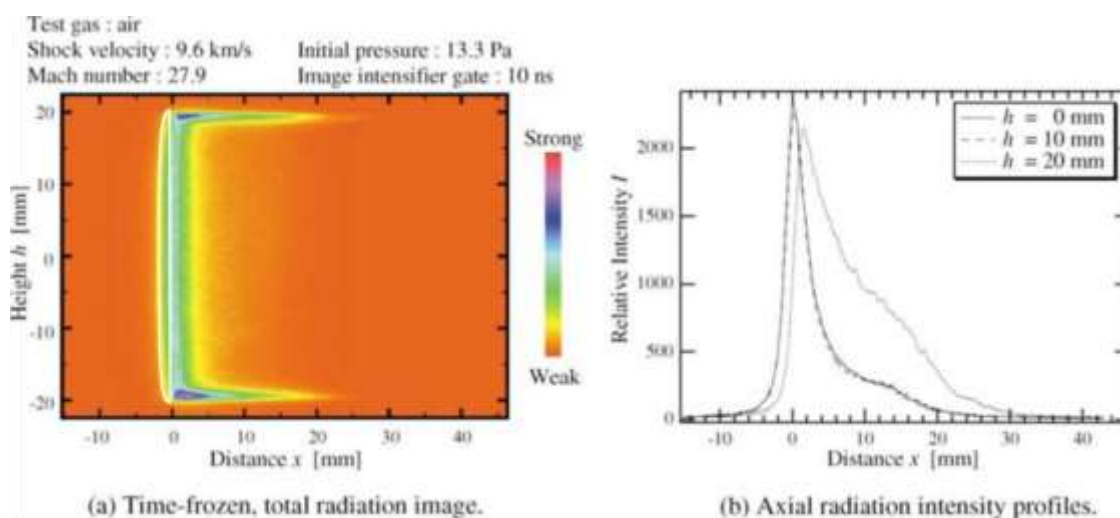


Рис. 3.37. Фотография интегрального по длинам волн ($\lambda = 200 \div 850\text{nm}$) излучения (a) полученного в [143] за 10 нс и аксиального профиля распределения интенсивностей (b).

В наших экспериментах для начального давления 0.25 Торр кривизна фронта составляет $\delta = 1.4$ мм (для скорости ударной волны 10 км/с временное разрешение $\Delta t \sim 140$ нс), а для начального давления 1 Торр кривизна уже будет порядка $\delta = 0.7$ мм, что соответствует временному предельному временному разрешению на скорости ударной волны 6 км/с $\Delta t \sim 40$ нс. Следовательно, при проведении кинетических измерений за фронтом ударной волны необходимо, чтобы длина неравновесных процессов была больше кривизны фронта ударной волны.

Метод 2-D спектроскопии имеет большой потенциал для исследования радиационных процессов в ударных волнах. Он позволяет за один эксперимент зарегистрировать спектральное распределение интенсивности

излучения, как в равновесной, так и неравновесной зонах ударно сжатого слоя. Тем не менее, метод имеет некоторые недостатки, такие как зависимость чувствительности ICCD камеры от длительности времени экспозиции [136]. Кроме того, если длительность неравновесного излучения меньше, чем длительность экспозиции ICCD камеры то становится трудно интерпретировать неравновесную кинетику излучения за фронтом ударной волны. В недостаточно интенсивных областях спектра авторы, работающие методом 2-D спектроскопии, обычно используют длительности экспозиции 0.5 - 1 мкс. Для моделирования неравновесных процессов и сравнения с экспериментом в таких условиях авторы [3] вводят так называемую «неравновесную метрику». Введение этой метрики соответствует режиму регистрации интегрального излучения, проходящего мимо измерительного сечения на ICCD приемник, что эквивалентно методике наших измерений при регистрации интегрального излучения на CCD линейку.

Для исследования неравновесного излучения используется канал регистрации выделенного узкого спектрального интервала на ФЭУ с высоким временным разрешением. Это дает дополнительную информацию о кинетических процессах в неравновесной зоне. Такие данные не могут быть получены методом 2-D спектроскопии при временах экспозиции более 100 нс.

Для получения спектральных характеристик излучения в абсолютных энергетических единицах ($\text{Дж}/\text{м}^2/\text{мкм}/\text{ср}$) проводится предварительная калибровка измерительной системы. Процедура калибровки состоит в сравнении излучения ударно нагретого газа с излучением эталона (вольфрамовых и дейтериевых ламп), как это описано в разделе 2.3. Для сравнения результатов, полученных на ударных трубах разного диаметра, получаемое значение энергетической яркости нужно разделить на диаметр ударной трубы. Таким образом, экспериментальные результаты по излучению ударно нагретого газа представляются в виде объемной плотности энергии излучения I_λ в единицах $\text{Дж}/\text{м}^3/\text{мкм}/\text{ср}$.

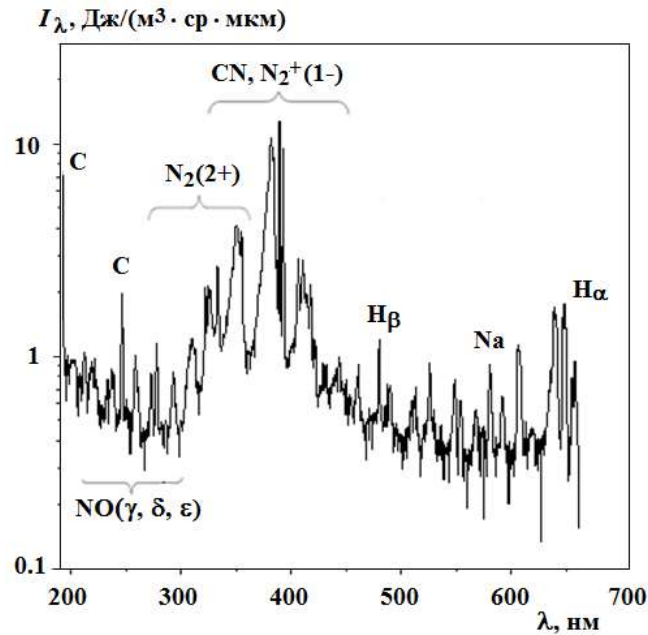


Рис. 3.38. Панорамный спектр излучения ударно нагретого воздуха при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10$ км/с.

Типичная спектрограмма интегрального излучения воздуха, показывающая зависимость объемной плотности энергии излучения I_λ от длины волны излучения λ , приведена на рис. 3.38. Для перехода в панорамном спектре от объемной плотности энергии излучения I_λ к объемной мощности излучения B_λ , обычно измеряемой в единицах Вт/(см³/мкм/ср), необходимо приведенные выше спектральные данные разделить на эффективное время излучения Δt (мкс) в каждом узком диапазоне спектра. Данная процедура требует информации по временным характеристикам излучения отдельных спектральных линий. Алгоритм определения Δt состоит в замене временной осциллограммы излучения, регистрируемой на определенной длине волны, на равный ей по площади прямоугольник, высота которого равна максимальному значению мощности излучения на осциллограмме. Ширина прямоугольника и принимается равной эффективному времени излучения Δt на данной длине волны [66]. Таким образом, совместное использование данных панорамного спектра с результатами временных исследований может дать правильную информацию об объемной мощности излучения B_λ различных спектральных полос.

Временная зависимость интенсивности излучения трех выделенных с помощью монохроматора линий: $\lambda = 213, 391$ и 420 нм, первая из которых входит в спектральную систему полос δ молекулы NO, а вторая и третья принадлежит первой отрицательной системе полос молекулярного иона N_2^+ , приведена на рис. 3.39. Как видно из рисунка, линия излучения NO характеризуется резким всплеском излучения в интервале времени t от нуля до 0.25 мкс, что связано с неравновесностью протекания процесса. Далее излучение переходит в равновесную стадию с последующим быстрым затуханием интенсивности к моменту $t = 2.5$ мкс. Излучение двух линий системы $N_2^+(1-)$ имеет несколько иной характер. Неравновесная зона растянута во времени до момента $t = 2.0$ мкс, а равновесная зона не имеет четко выраженного характера, представляя собой плавно затухающую интенсивность излучения до момента $t = 8$ мкс. Обе спектральные кривые примерно повторяют друг друга, но пик интенсивности у линии $\lambda = 391$ нм примерно вдвое больше, чем у линии $\lambda = 420$ нм.

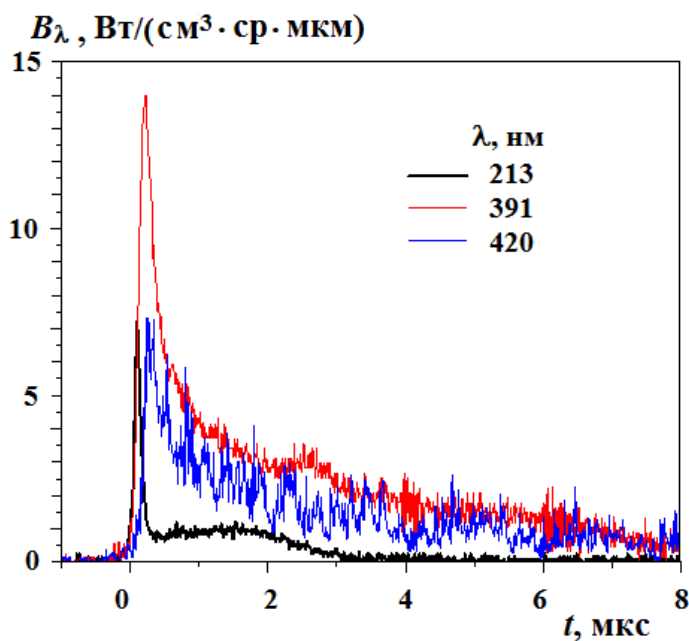


Рис. 3.39. Эволюция интенсивности излучения на длинах волн $\lambda = 213, 391$ и 420 нм в ударно нагретом воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр, $V_{sw} = 10$ км/с и ширине спектрального интервала $\Delta\lambda = 4$ нм.

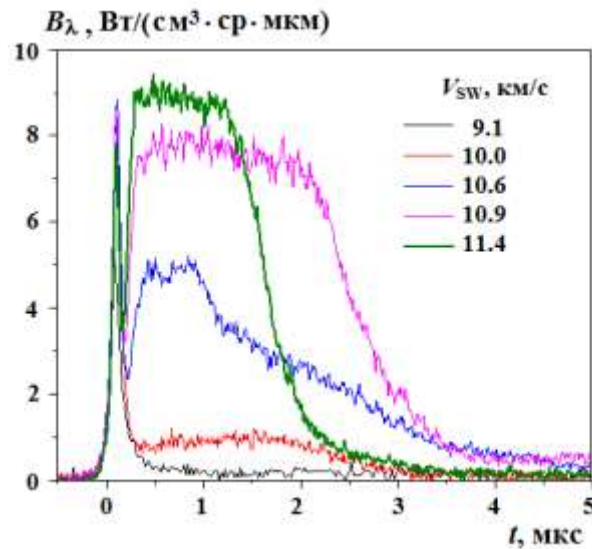


Рис. 3.40. Временная зависимость интенсивности излучения линии $\lambda = 213$ нм молекулы NO в ударно нагретом воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и различных значениях скорости ударной волны V_{SW} .

Поведение временных спектральных характеристик ударно нагретого воздуха зависит не только от длины волны излучения, но и от скорости распространения ударной волны. На рис. 3.40 показано изменение интенсивности излучения линии $\lambda = 213$ нм молекулы NO при различных значениях величины V_{SW} . Анализ приведенных данных показывает, что при низких скоростях ударной волны излучение характеризуется четко выраженными неравновесной и равновесной зонами. При $V_{SW} = 10.9$ км/с величина интенсивности излучения в равновесной зоне начинает приближаться к пиковой интенсивности неравновесной зоны, и при $V_{SW} = 11.4$ км/с интенсивность неравновесного излучения становится меньше равновесного.

Данные по временным спектральным характеристикам позволяют вычислить эффективное время излучения Δt на выделенных длинах волн излучения λ с помощью процедуры, описанной выше. На рис. 3.41 приведена зависимость времени Δt от скорости ударной волны V_{SW} для различных значений длины волны λ . Видно, что величина Δt увеличивается с ростом V_{SW} для всех длин волн. При скоростях $V_{SW} \geq 11$ км/с эффективное время

излучения на длине волны $\lambda = 213$ нм начинает уменьшаться. Это может быть объяснено сокращением длительности светящейся области за ударной волной, как это показано на рис. 3.40. Зависимость эффективного времени излучения $\Delta\tau$ от длины волны λ показана на рис. 3.42. Анализ приведенных данных показывает, что $\Delta\tau$ растет с увеличением λ , достигая максимума при значениях λ порядка 650 нм.

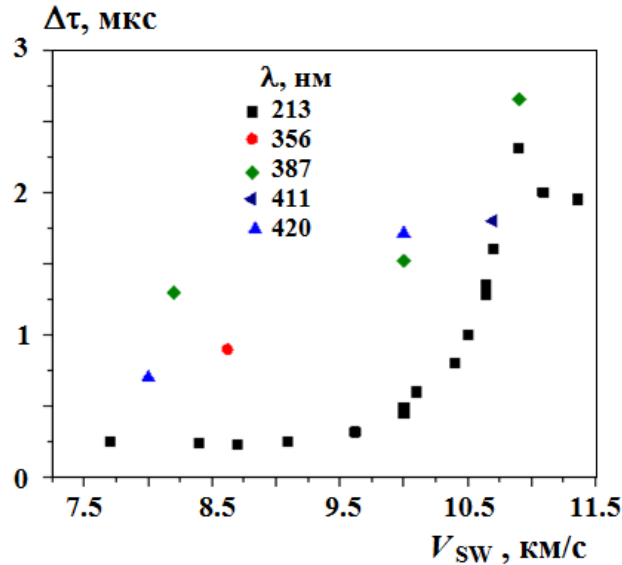


Рис. 3.41. Зависимость эффективного времени излучения различных спектральных линий от скорости ударной трубы.

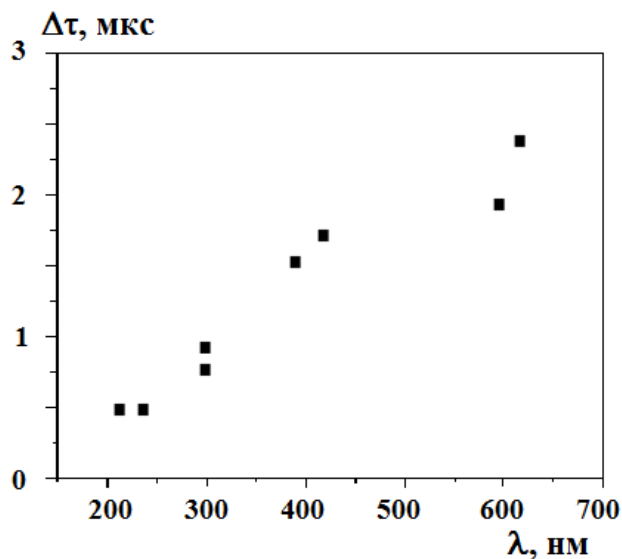


Рис. 3.42. Зависимость эффективного времени излучения от длины волны при $p_0 = 0.20-0.25$ Торр и $V_{sw} = 10$ км/с.

Панорамный спектр ударно нагретого воздуха, выраженный в единицах объемной мощности излучения B_λ , измеряемой в единицах Вт/(см³/мкм/ср), показан на рис. 3.43. Пересчет с объемной плотности энергии излучения I_λ , приведенной на рис. 3.38, на объемную мощность излучения B_λ осуществлялся с использованием значений эффективного времени излучения $\Delta\tau$ для длины волны $\lambda = 213$ нм, взятых из рис. 3.41.

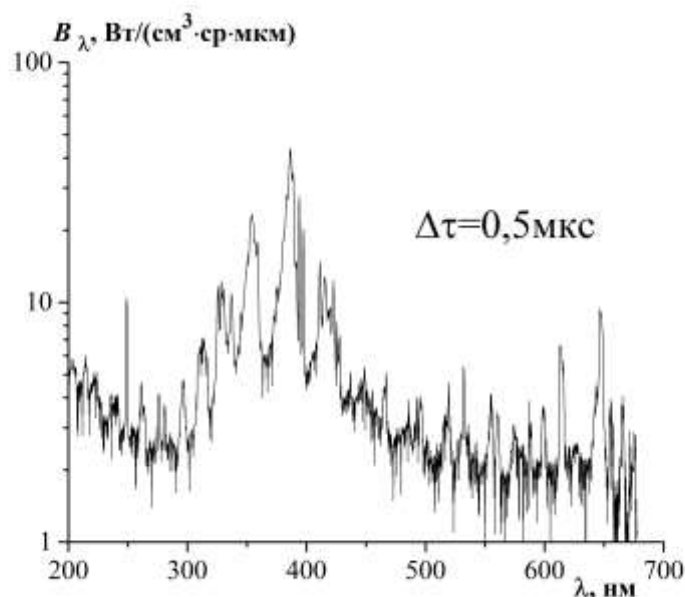


Рис. 3.43. Панорамный спектр излучения ударно нагретого воздуха при начальном давлении $p_0 = 0.25$ Торр и скорости ударной волны $V_{SW} = 10$ км/с, выраженный в единицах объемной мощности излучения B_λ .

Рассмотренные особенности пересчета панорамных спектров, измеренных в энергетических единицах, на единицы мощности излучения были учтены при сравнении результатов, полученных на ударной трубе DDST-M, с результатами зарубежных исследований. Для сравнения были выбраны результаты с установки EAST, как наиболее полно представленные в виде базы первичных экспериментальных данных [143]. На рис. 3.44 показаны панорамные спектры ударно нагретого воздуха, полученные на установке EAST для скорости 10 км/с и начального давления 0,2 Торр и наши результаты для той же скорости и начального давления 0.25 Торр. Равновесные интенсивности излучения на установке EAST (черная линия)

получены из базы экспериментальных данных [143] и совпадают с данными работ [68-70, 81, 84]. На рис. 3.44 представлены также данные из работ [84, 143] для суммарного излучения, полученного из неравновесной и равновесной зон на установке EAST (красная линия).

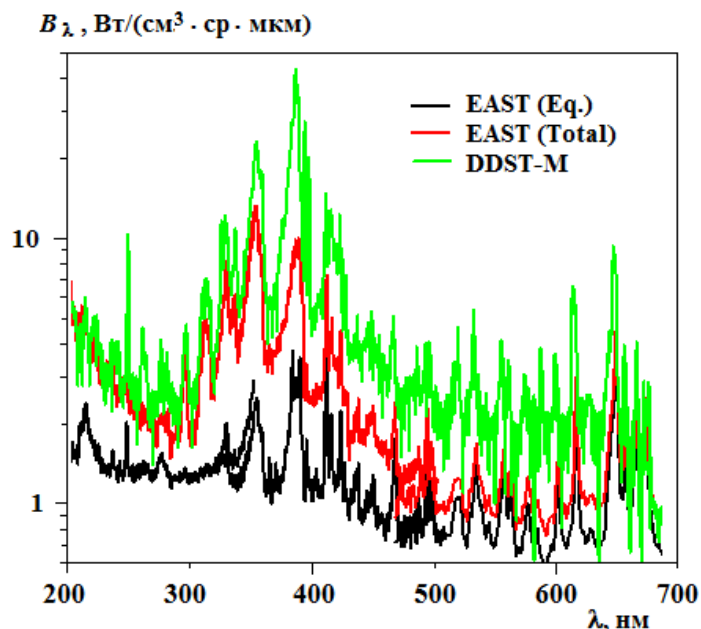


Рис. 3.44. Сравнение панорамных спектров излучения воздуха, полученных на ударной трубе DDST-M при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 10.0$ км/с и ударной установке EAST при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 10$ км/с [141]. Данные EAST пересчитаны для равновесной (черная линия) и суммы равновесной и неравновесной областей излучения (красная линия).

Анализ данных, приведенных на рис. 3.44 показывает, что все спектрограммы в общих чертах повторяют друг друга. Данные настоящей работы лежат несколько выше суммарного излучения, полученного на установке EAST. Различие обусловлено в основном тем, что при обработке наших экспериментов используется минимальное нормированное время (см. рис. 3.42) в диапазоне $\lambda = 200 \div 670$ нм, которое характерно для диапазона $\lambda = 200 \div 300$ нм. Для других длин волн это время может быть в несколько раз больше. Поэтому, полученные в наших экспериментах интенсивности должны быть во столько же раз меньше. Наибольшее различие наблюдается в области спектра $\lambda = 370 \div 420$ нм, где большую роль играет излучение радикала CN, концентрация которого сильно зависит от содержания в

исследуемом воздухе CO_2 . Также существенную роль играет абсорбция углеводородов на стенках ударной трубы. В экспериментах на установке EAST для удаления со стенок трубы углеродсодержащих примесей, используется источник кислородной плазмы, что существенно уменьшает уровень излучения циана [68].

В экспериментах на установках EAST, T6 и LENS XX, как правило, фиксируется излучение из равновесной зоны ударной волны [68, 69, 80]. Равновесная зона выбирается за фронтом ударной волны, где интенсивность излучения практически не меняется. В наших экспериментах из всей излучающей зоны (неравновесной и равновесной) CCD приемник накапливает (суммирует) излучение на каждой длине волны (пикселе). В работе [84] приводятся отдельно спектры из неравновесной зоны, но там водится понятие неравновесной метрики, которая усредняет спектральное распределение излучения в зоне $\pm 2\text{см}$ от максимальной интенсивности за фронтом ударной волны. Такие значения существенно ниже неравновесных значений интенсивности излучения, получаемых при обработке только пиковых интенсивностей из базы данных [143]. Введение понятия неравновесной метрики в [84] связано с необходимостью получения информации, имеющей наименьшую ошибку при обработке экспериментов, для построения моделей неравновесного излучения, [83].

Необходимо также отметить, что в экспериментах на ударной установке EAST время экспозиции изображения на спектрометрах составляет 0.25-0.5 мкс. Поэтому неравновесная зона в них не ярко выражена. В наших экспериментах длительность неравновесной зоны может быть меньше 0.1 мкс по уровню 0.5. В большинстве спектрограмм, полученных на установке EAST, за ударной волной присутствует сильно светящаяся область толкающего газа. Излучение в равновесной зоне в большинстве случаев имеет тенденцию к возрастанию. Авторы объясняют такое поведение со значительным замедлением ударной волны, которое может составлять до 10% на 1.5 м перед измерительным окном [68].

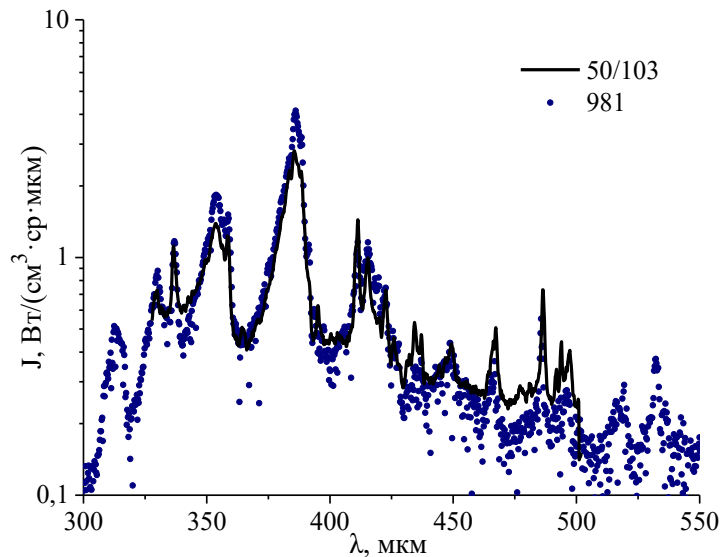


Рис. 3.45. Эксперимент № 981, DDST-M: $V_{SW} = 10.31$ км/с; $p_0 = 0.1$ Торр.
Эксперимент 50/103, EAST: $V_{SW} = 10.47$ км/с; $p_0 = 0.1$ Торр.

На рис. 3.45 приведен спектр излучения воздуха в диапазоне $\lambda = 330 \div 500$ нм для скорости ударной волны 10.4 км/с и давления 0.1 Торр, зарегистрированный в экспериментах № 981 DDST-M и 50/103 EAST [143]. Видно, что обе спектрограммы практически совпадают в выбранном частотном интервале с точки зрения расположения отдельных пиков излучения, абсолютной величины спектральной плотности излучения.

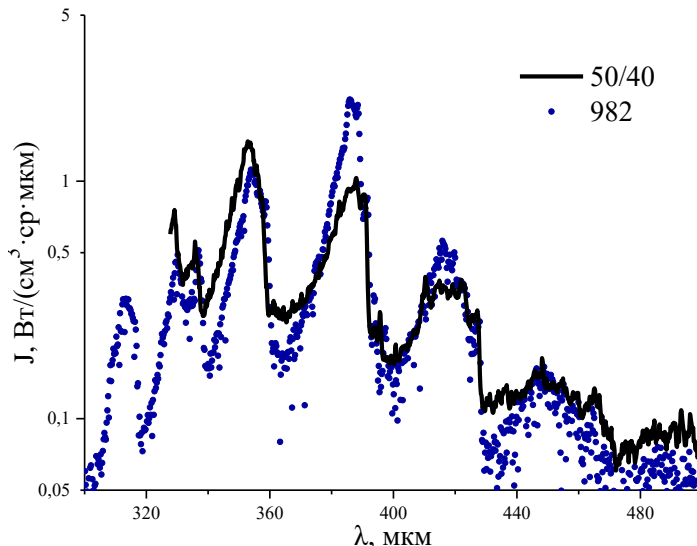


Рис. 3.46. Эксперимент № 982, DDST-M: $V_{SW} = 8.62$ км/с; $p_0 = 0.25$ Торр.
Эксперимент 50/103, EAST: $V_{SW} = 8.56$ км/с; $p_0 = 0.2$ Торр.

На рис. 3.46 в этом же спектральном диапазоне $\lambda = 330 \div 500$ нм при меньшей скорости ударной волны 8.6 км/с и большем давлении 0.20 – 0.25

торр сравниваются результаты экспериментов № 982 на DDST-M и 50/40 EAST. Здесь также наблюдается хорошее соответствие результатов: частоты максимумов спектральной плотности в экспериментах совпадают. В эксперименте EAST максимальная спектральная плотность приходится на ультрафиолетовую область, в то время как в эксперименте на DDST-M существенный вклад в интегральное излучение дает диапазон 380 – 400 нм.

Результаты, представленные на рис. 3.45 и рис. 3.46 пересчитаны на излучение из равновесной зоны.

3.5. Спектральные характеристики смеси CO₂/N₂.

Радиационные характеристики высокотемпературных газовых смесей, содержащих CO₂, представляют интерес для различных аэрокосмических приложений. С одной стороны, их исследование необходимо в двигательных установках при изучении процесса сгорания топлива и анализе выхлопных газов. С другой стороны, радиационный нагрев космического аппарата (КА) во время его входа в атмосферу является ключевой проблемой для таких планет, как Марс и Венера, поскольку CO₂ является основным компонентом их атмосфер [143]. Радиационная составляющая общего теплового потока к поверхности спускаемого аппарата в атмосферах Марса или Венеры начинает играть важную роль при скоростях КА порядка 7 км/с и выше [146]. При этом излучение от частиц, образованных потоками диссоциированного CO₂, охватывает широкую область длин волн, поскольку некоторые частицы газовой среды излучают в вакуумном ультрафиолете, а другие - в инфракрасном спектральном диапазоне.

В результате проведенных экспериментов [139 - 141] получены данные по излучению смеси CO₂ (70%) и N₂ (30%), моделирующей атмосферу Марса, для двух комбинаций начальных давлений и скоростей ударной волны: $V_{SW} = 5.3 \div 8.1$ км/с при давлении $p_0 = 0.3$ Торр и $V_{SW} = 5.4 \div 6.8$ км/с при давлении $p_0 = 1.0$ Торр, соответственно.

На рис. 3.47 приведен панорамный спектр излучения ударно нагретого газа при $p_0 = 0.3$ Торр и скоростях ударной волны порядка 7 км/с, что примерно соответствует второй космической скорости для Марса. Анализ рисунка показывает, что в спектральном диапазоне $\lambda = 200 \div 300$ нм интенсивность излучения слабо зависит от скорости ударной волны. В этом спектральном диапазоне основное влияние на излучение оказывает молекулярное излучение, формирующееся в переходе $\text{CO}(A1\Pi \rightarrow X1\Sigma^+)$, который называется четвертой положительной системой CO и обозначается $\text{CO}(4+)$ [147]. 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% [86]. В этом же спектральном диапазоне регистрируется излучение молекулы NO (β, γ, δ), а также второй положительной системы молекулы азота $\text{N}_2(2+)$.

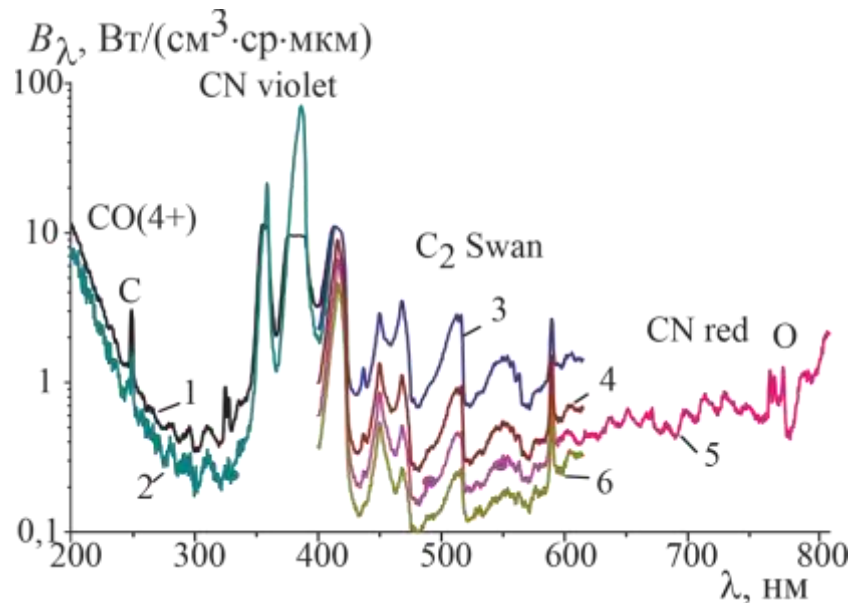


Рис. 3.47. Панорамный спектр излучения ударно нагретого газа при $P_1 = 0.3$ Торр при различных скоростях V_{sw} ударной волны: 1 – 7.35 км/с, 2 – 6.94 км/с, 3 – 7.58 км/с, 4 – 6.76 км/с, 5 – 6.58 км/с, 6 – 6.33 км/с

В спектральном диапазоне $\lambda = 450 \div 850$ нм интенсивность излучения сильно зависит от скорости ударной волны. Здесь основной вклад в излучение дает система полос Свана молекулы C_2 , формирующаяся в переходе $\text{C}_2(d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u)$ и наблюдающаяся в интервале $\lambda = 450 \div 570$ нм [148]. Как видно из рис. 3.47, излучение системы полос $\text{C}_2(\text{Swan})$ 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 переходе $CN(A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma^+)$ с максимумом интенсивности при $\lambda = 790$ нм.

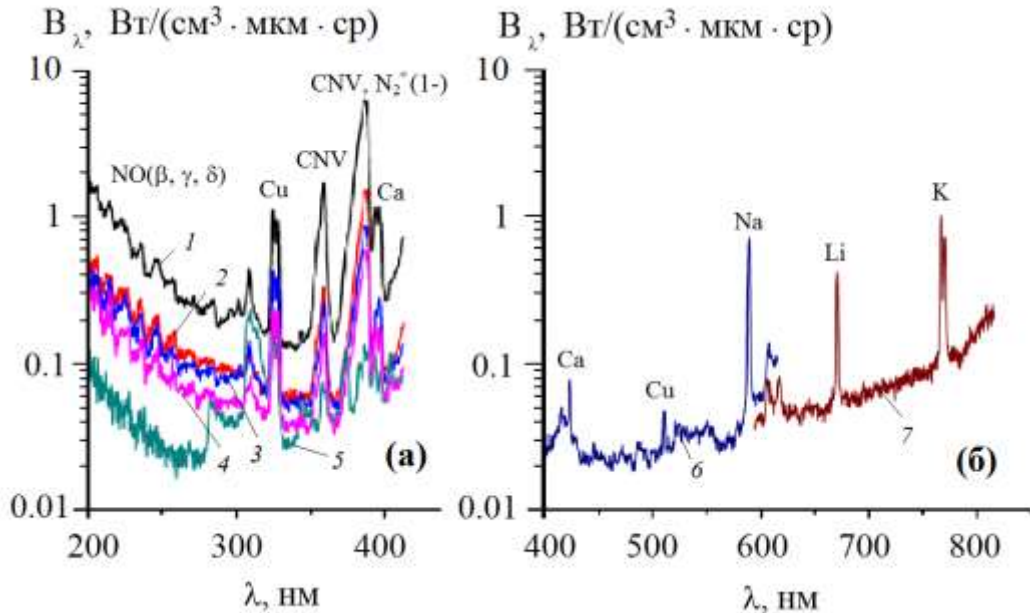


Рис. 3.48. Панорамный спектр излучения ударно нагретого газа при $p_0 = 1.0$ Торр в спектральных диапазонах $\lambda = 200 \div 420$ нм (а) и $\lambda = 400 \div 850$ нм (б) при различных скоростях V_{sw} ударной волны: 1 – 5.81 км/с, 2 – 5.43 км/с, 3 – 5.33 км/с, 4 – 5.21 км/с, 5 – 5.13 км/с, 6 – 5.13 км/с, 7 – 5.10 км/с.

Несколько иная картина наблюдается в панорамном спектре излучения, полученном при давлении газа $p_0 = 1.0$ Торр и изображенном на рис. 3.48. Здесь измерения проведены при более низких скоростях ударной волны ($V_{sw} = 5.1 \div 5.8$ км/с), что меняет поведение спектральных кривых по сравнению с данными, полученными при более высоких величинах V_{sw} . В спектральном диапазоне $\lambda = 200 \div 300$ нм интенсивность излучения практически на порядок ниже, чем в случае, изображенном на рис. 3.47, и сильно зависит от скорости ударной волны. Основное влияние на излучение оказывает молекулярное излучение CO (4+), а также системы полос NO (β , γ , δ) и $N_2(2^+)$. В спектральном диапазоне $\lambda = 300 \div 450$ нм интенсивность излучения также сильно зависит от скорости ударной волны и определяется в основном системой полос CN(Violet).

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

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(Violet) с длиной волны $\lambda = 389$ нм. На рис. 3.49 показано изменение данной величины при двух значениях давления: $p_0 = 0.3$ и 1.0 Торр. Видно, что в интервале скоростей $V_{SW} = 5.0 \div 6.5$ км/с пиковая интенсивность рассматриваемой линии резко растет, увеличиваясь на два порядка. При дальнейшем увеличении V_{SW} кривые достигают максимума при $V_{SW} = 7$ км/с и далее начинают постепенно уменьшаться. Максимум интенсивности при $p_0 = 1.0$ Торр значительно выше соответствующей величины при $p_0 = 0.3$ Торр.

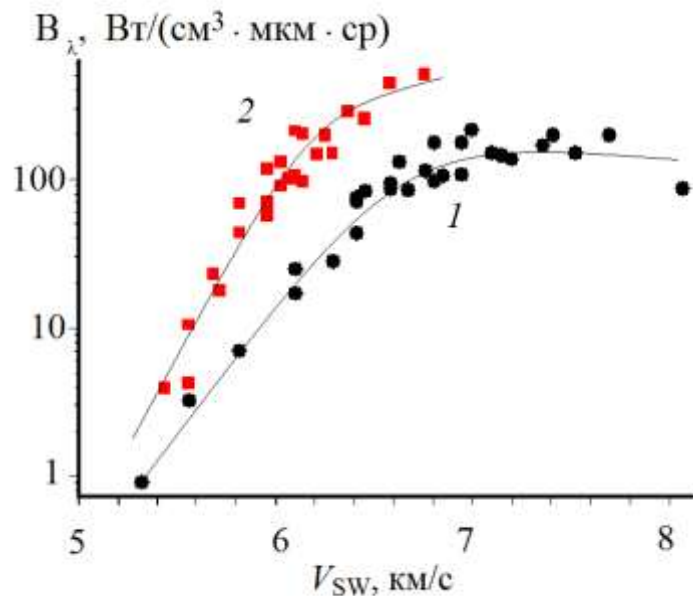


Рис. 3.49. Пиковая интенсивность фиолетовой линии $\lambda = 389$ нм молекулы CN в зависимости от скорости ударной волны V_{SW} и давления p_0 перед ударной волной: 1 - $p_0 = 0.3$ Торр; 2 - $p_0 = 1.0$ Торр.

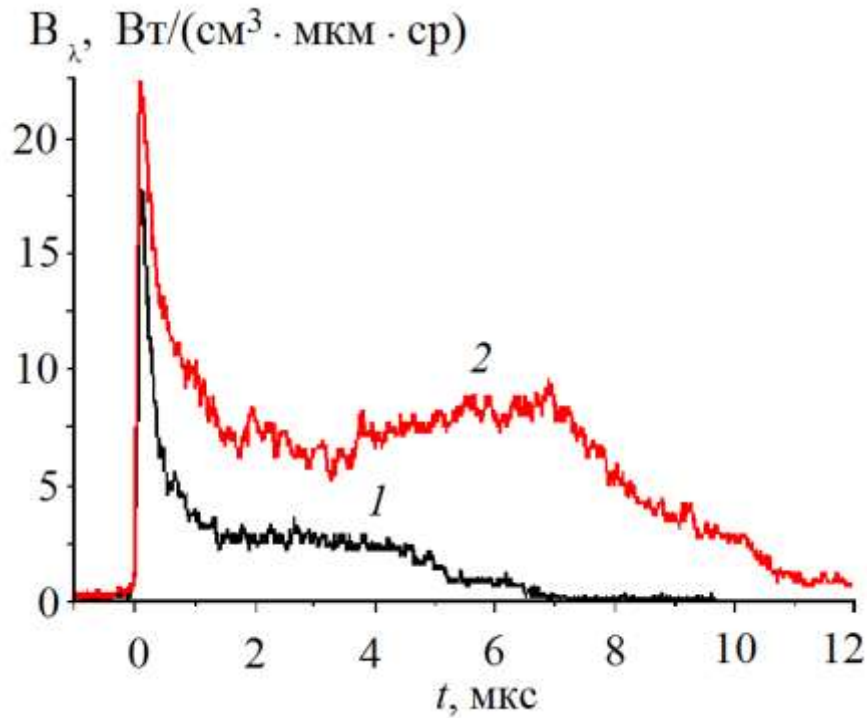


Рис. 3.50. Временная зависимость интенсивности фиолетовой линии $\lambda = 389$ нм цианистого радикала: 1 - $p_0 = 0.3$ Торр, $V_{sw} = 7.41$ км/с; 2 - $p_0 = 1.0$ Торр, $V_{sw} = 6.10$ км/с.

Временная эволюция интенсивности излучения линии $\lambda = 389$ нм CN(Violet) при различных значениях начального давления и скорости ударной волны приведена на рис. 3.50. Как видно из рисунка, начальный этап процесса в интервале по времени t от нуля до 1.5 мкс характеризуется сильным всплеском интенсивности излучения, что связано с неравновесностью протекания процесса [83]. Далее процесс переходит в равновесную стадию с последующим постепенным затуханием интенсивности излучения. Следует отметить, что в двух приведенных случаях максимальные интенсивности излучения примерно одинаковы, а длительность процесса при $p_0 = 0.3$ Торр в два раза короче, чем при $p_0 = 1.0$ Торр.

Интересно сравнить результаты измерения спектральных характеристик смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2$ на 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 на ударном тоннеле EAST. На рис. 3.51 проводится сравнение панорамных спектров, полученных на ударных установках DDST-M и EAST [88] примерно в одинаковых условиях. Видно, что обе спектральные кривые в общих чертах повторяют друг друга. Данные настоящей работы лежат несколько выше результатов измерений на EAST, что можно объяснить более высоким давлением и скоростью ударной волны в экспериментах на DDST-M. С другой стороны, состав смеси, исследованной в настоящей работе (70% CO₂ и 30% N₂), несколько отличается от смеси, исследованной на ударной установке EAST (96% CO₂ и 30% N₂), что также влияет на измеренные спектральные характеристики газа.

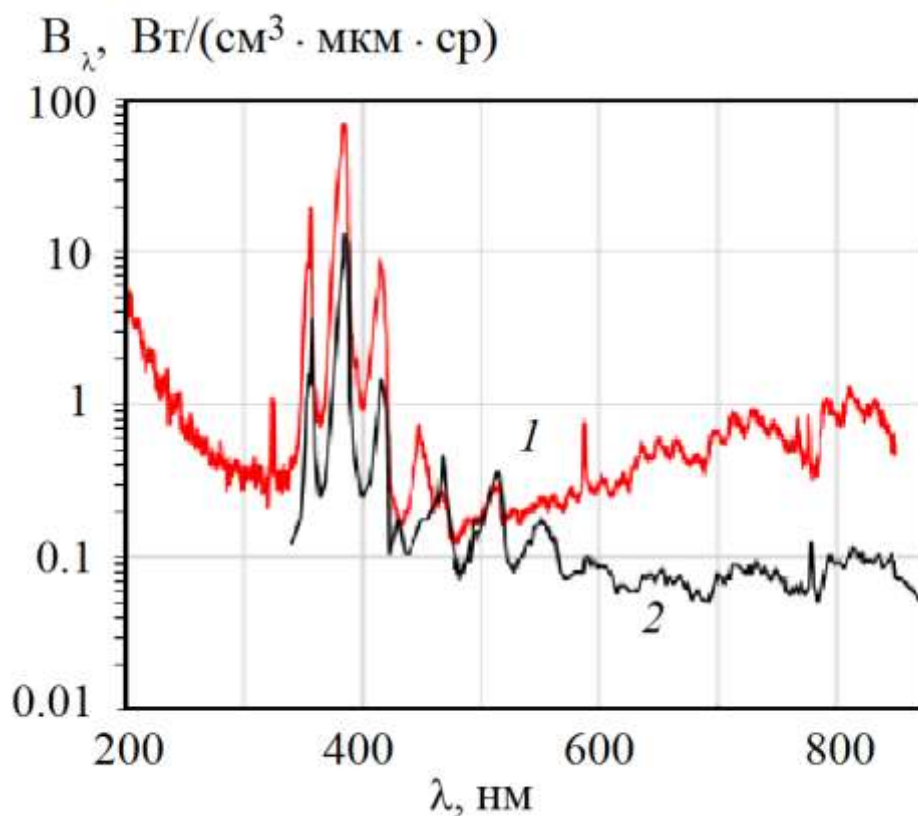


Рис. 3.51. Сравнение панорамных спектров в UV/VIS диапазоне для смеси CO₂-N₂, полученных: 1 - на ударной трубе DDST-M ($p_0 = 0.3$ Торр, $V_{sw} = 6.76$ км/с) и 2 – на ударной установке EAST ($p_0 = 0.25$ Торр, $V_{sw} = 6.60$ км/с).

3.6. Выводы.

1. Многочисленные эксперименты, проведенные на ударных трубах Института механики МГУ им. М.В. Ломоносова, позволили получить

большой объем информации по излучению ударно нагретых газовых смесей, моделирующих условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы. Основное внимание уделено интегральным по времени разверткам излучения (панорамным спектрам), полученным в интервале длин волн $\lambda = 115-1100$ нм, который соответствует VUV, UV, VIS и IR спектральным диапазонам. Анализ панорамных спектров позволяет выделить основные закономерности излучения высокотемпературного газа на различных участках траектории спуска космического аппарата в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа.

2. Измеренные панорамные спектры излучения низкотемпературной аргоновой плазмы дают представление об интенсивности излучения на различных участках спектра в зависимости от скорости ударной волны и начального давления газа. Показано, что длительность излучения, а также его максимальное значение как для атомарных линий, так и для фонового излучения сильно увеличиваются с увеличением начального давления. Зависимость интенсивности излучения от скорости ударной волны имеет менее выраженный характер.

3. Впервые измерены панорамный спектр и временные осциллограммы излучения ударно нагретого кислорода при различных скоростях ударных волн V_{SW} и начальных давлениях газа p_0 . Показано, что доминирующей в спектре излучения является система полос Шумана-Рунге. С увеличением V_{SW} интенсивность излучения возрастает, особенно в неравновесной зоне. Выход интенсивности излучения на равновесное значение происходит лишь при $V_{SW} \leq 6.67$ км/с. При более высоких значениях V_{SW} равновесная зона излучения вообще не наблюдается, что говорит о неравновесном характере переходов в системе полос Шумана-Рунге при скоростях ударной волны $V_{SW} \geq 7.50$ км/с. В атомарных линиях кислорода отсутствует первоначальная сильно неравновесная зона, характерная для системы полос Шумана-Рунге. Это может быть объяснено низкими концентрациями атомов кислорода на

начальном этапе процесса, когда степень диссоциации молекул O_2 далека от равновесной. Полученные данные являются основой как для оценки радиационного нагрева поверхности спускаемых космических аппаратов, так и для тестирования разрабатываемых радиационно-столкновительных моделей излучающего газа.

4. Результаты проведенных измерений спектральных характеристик воздуха показывают, в исследованном спектральном диапазоне ($\lambda = 190-670$ нм) регистрируется в основном излучение системы полос β , γ и δ молекулы NO, второй положительной системы полос молекулы N_2 и первой отрицательной системы полос молекулярного иона N_2^+ . Поведение временных спектральных характеристик зависит не только от длины волны излучения, но и от скорости распространения ударной волны. Временные спектральные характеристики позволили вычислить эффективное время излучения Δt на выделенных длинах волн излучения, которые используются для пересчета данных панорамного спектра с объемной плотности энергии излучения I_λ к объемной мощности излучения B_λ .

5. Сравнение измеренного панорамного спектра ударно нагретого воздуха при $V_{sw} = 10.0$ км/с и $p_0 = 0.25$ Торр с экспериментальными данными, полученными при тех же условиях на других ударных установках, показывает, что все спектрограммы в общих чертах повторяют друг друга. Данные настоящей работы лежат несколько выше результатов других измерений. Это может быть объяснено различными методиками определения средней мощности излучения при обработке полученных экспериментальных данных, а также тем, что в экспериментах на других установках, как правило, приводятся спектры из равновесной зоны.

6. Измерены панорамные спектры излучения смеси CO_2 (70%) и N_2 (30%), моделирующей атмосферу Марса, в интервале длин волн $\lambda = 200 \div 850$ нм (UV/VIS спектральный диапазон) для двух комбинаций начальных давлений и скоростей ударной волны: $V_{sw} = 5.3 \div 8.1$ км/с при давлении $p_0 = 0.3$ Торр и $V_{sw} = 5.4 \div 6.8$ км/с при давлении $p_0 = 1.0$ Торр, соответственно.

Идентифицированы основные спектральные полосы излучения и их зависимость от скорости ударной волны и начального давления газа. Показано, что интервале скоростей $V_{sw} = 5.0 \div 6.5$ км/с пиковая интенсивность наиболее заметной линии CN(Violet) с длиной волны $\lambda = 389$ нм резко растет, увеличиваясь на два порядка. При дальнейшем увеличении V_{sw} она достигает максимума при $V_{sw} = 7$ км/с и далее начинает постепенно уменьшаться.

ГЛАВА 4. Измерение времени задержки воспламенения в пропан-воздушных смесях.⁴

В настоящей главе представлены результаты измерения времен задержки воспламенения в высокотемпературных пропан-воздушных смесях и пропан-кислородных смесях, сильно разбавленных аргоном, при давлении 30 атм и различных значениях коэффициента избытка топлива. Представленная информация расширяет диапазон имеющихся экспериментальных данных, являющихся основой для тестирования редуцированных кинетических механизмов, которые используются для моделирования процесса горения пропана в различных камерах сгорания. Особенно это касается богатых смесей, для которых отсутствуют экспериментальные данные по временам задержки воспламенения.

4.1. Описание экспериментальной установки.

Эксперименты по измерению времен задержки воспламенения в горючих смесях проводились на ударной трубе, входящей в состав экспериментального комплекса «Ударная труба» НИИ механики МГУ. Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 4.1. Схема установки и измерительной аппаратуры приведена на рис. Рис. 4.2. Внутренний диаметр трубы составляет 57 мм, длина камер высокого (КВД) и низкого (КНД) давления равна, соответственно, 1.0 и 3.7 м. Между камерами устанавливалась медная диафрагма с калиброванными насечками (D). Варьируя толщину диафрагмы, глубину насечек и давления в КВД и КНД, можно достичь необходимые условия за отраженной волной. Установка позволяет проводить исследования при давлениях за отраженной ударной волной до 60 атм.

⁴ При подготовке данной главы диссертации использовались следующие публикации автора, в которых, согласно «Положению о присуждении ученых степеней в Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова», отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [176 - 178, 149 - 151]



Рис. 4.1. Общий вид установки по измерению времен задержки воспламенения в горючих смесях.

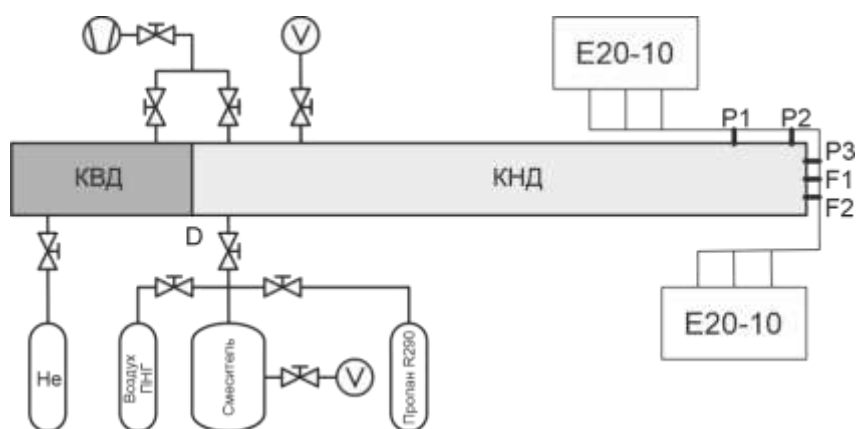


Рис. 4.2. Схема экспериментальной установки и измерительной аппаратуры.

Ударная труба снабжена системами откачки, приготовления и напуска газовых смесей. Система приготовления служит для подготовки исследуемой смеси, состоящей из пропана (R290 REFO) и воздуха марки ПНГ. Через систему напуска подготовленная смесь подается в КНД. В качестве толкающего газа в KVД используется гелий. Предварительная откачка секций ударной трубы осуществлялась форвакуумным насосом до остаточного давления 10^{-3} Торр. Натекание вследствие недостаточной герметичности не превышало 10^{-4} Торр/мин. При разрыве диафрагмы, отделяющей KVД от KНД, в исследуемом газе формируется падающая ударная волна, скорость которой определяется непосредственно перед торцевой стенкой KНД ударной трубы. Для этих целей используются пьезоэлектрические датчики давления, расположенные на расстоянии 50 мм друг от друга.

Время задержки воспламенения горючей смеси (время индукции) τ_{ind} определялось за отраженной ударной волной. Для этих целей в торце ударной трубы были установлены два УФ световода F1 и F2 (SSU 1.1), фиксирующие начало воспламенения по излучению радикала ОН на длине волны 308 нм, и датчик давления P3 (PCB113B24). Световод F1 установлен на оси ударной трубы, а световод F2 на расстоянии 15 мм ниже от оси. Данное расположение световодов позволяло с учетом диаграммы направленности регистрировать излучение на ФЭУ-100, возникающее как из области на оси трубы, так и из пристеночной области. Датчик давления P3 располагался на 15 мм выше оси и позволял определять момент прихода ударной волны к торцу трубы, измерять давление в отраженной ударной волне и регистрировать момент воспламенения смеси. Сигналы с датчиков давления и ФЭУ регистрировались цифровыми осциллографами E20-10 (L-Card).

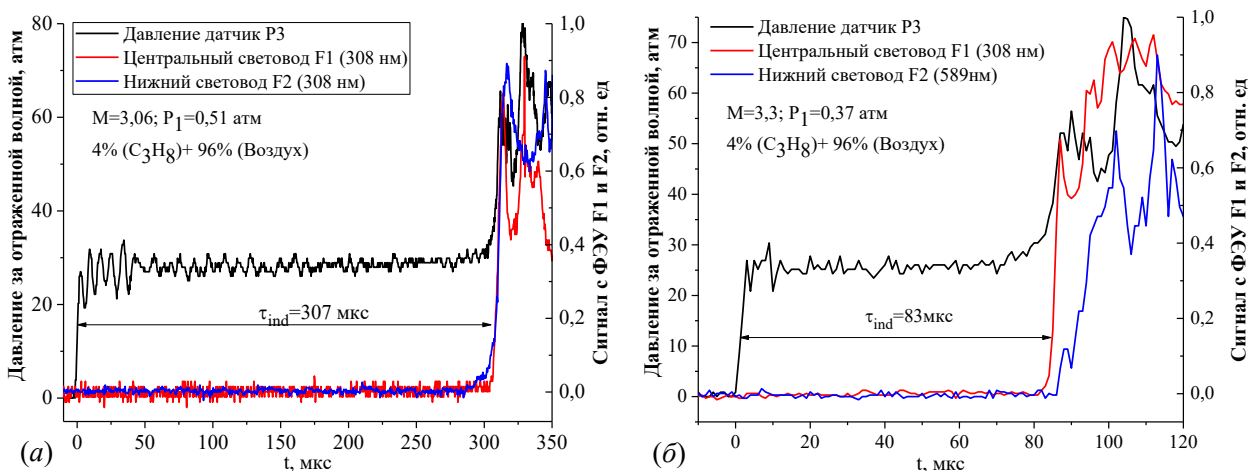


Рис. 4.3. Осциллограммы давления и сигналы со световодов за фронтом отраженной ударной волны: (а) $M = 3.06$, $p_0 = 0.51$ атм; (б) $M = 3.3$, $p_0 = 0.37$ атм.

Временные зависимости сигналов со световодов F1, F2 и датчика давления P3 для двух режимов (числа Маха $M = 3.06$ и 3.3 , начальное давление $p_0 = 0.51$ и 0.37 атм) представлены на рис. 4.3. Из рисунка видно, что в момент времени $t = 0$ наблюдается резкое увеличение давления, что соответствует приходу ударной волны на торцевую стенку. Далее давление

остаётся постоянным. Очередное повышение давления связано с тепловыделением в результате воспламенения исследуемой смеси. Момент начала воспламенения регистрируется также при помощи сигналов со световодов F1 и F2. Как видно из осциллограмм, представленных на рис. 4.3, момент воспламенения соответствует резкому возрастанию сигналов, фиксирующих излучение радикала OH на длине волны 308 нм. Параметры газа за фронтом отраженной ударной волны рассчитывались с помощью программы GASEQ [152].

4.2. Воспламенение $C_3H_8/O_2/Ar$ смеси.

Экспериментальное исследование высокотемпературного воспламенения пропана было проведено в различных пропан-кислородных смесях, сильно разбавленных аргоном. Объемное содержание аргона в смеси составляло 91%. Времена задержки воспламенения были измерены в диапазоне температур $T = 1250 \div 1770$ К при давлении сжатого газа $p = 30$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 . Для обеспечения надежности получаемых результатов каждое измерение проводилось два раза при одних и тех же начальных условиях.

Результаты измерений времен задержки воспламенения τ_{ign} в зависимости от обратной температуры смеси и коэффициента избытка топлива приведены на рис. 4.4. Анализ приведенных данных показывает, что при всех значениях коэффициента ϕ поведение измеренных значений величины τ_{ign} строго следует аррениусовой зависимости, что выражается в прямолинейности аппроксимирующих кривых. При возрастании коэффициента ϕ время задержки воспламенения тоже увеличивается, что согласуется с результатами измерений других авторов в данной области температур [153, 154]. При этом наблюдается расхождение аппроксимирующих линий при повышении температуры.

С другой стороны, продолжение этих линий в низкотемпературную область должно привести к их пересечению при температурах порядка 1000

К. Соответственно, зависимость величины τ_{ign} от коэффициента ϕ может стать незначительной или вообще смениться на противоположную. Несколько подробнее об этом будет сказано ниже. Данное поведение прямых линий, аппроксимирующих экспериментальные точки настоящей работы, несколько отличается от результатов, полученных, например, в [153], где прямые линии параллельны друг другу, что говорит о равенстве энергий активации, вычисленных при разных значениях коэффициента избытка топлива ϕ .

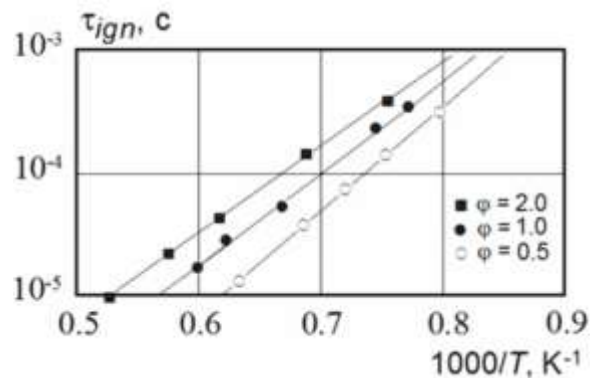


Рис. 4.4. Измеренные времена задержки воспламенения при давлении $p = 30$ атм и различных коэффициентах избытка топлива: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

На рис. 4.5 результаты измерения величины τ_{ign} , полученные в настоящей работе при давлении $p = 30$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 , сравниваются с экспериментальными данными других авторов, полученными при разных давлениях. Экспериментальные точки для богатых смесей ($\phi = 2.0$), показанные на рис. 4.5а, можно объединить в две группы. Данные Tang et al. [150] при $p = 1.2$ атм и данные Mathieu et al. [154] при $p = 1.7$ атм достаточно хорошо коррелируют друг с другом и лежат почти на порядок выше по сравнению с результатами настоящей работы. С другой стороны, данные Tang et al. [153] при $p = 10$ атм и данные Hu et al. [29] при $p = 20$ атм лежат чуть выше экспериментальных точек настоящей работы, что вполне соответствует обратно пропорциональной зависимости τ_{ign} от давления. Несколько выпадают из общей картины данные Burcat et al. [155] при $p = 8$ атм, которые находятся ближе к экспериментальным точкам, полученным при низких давлениях.

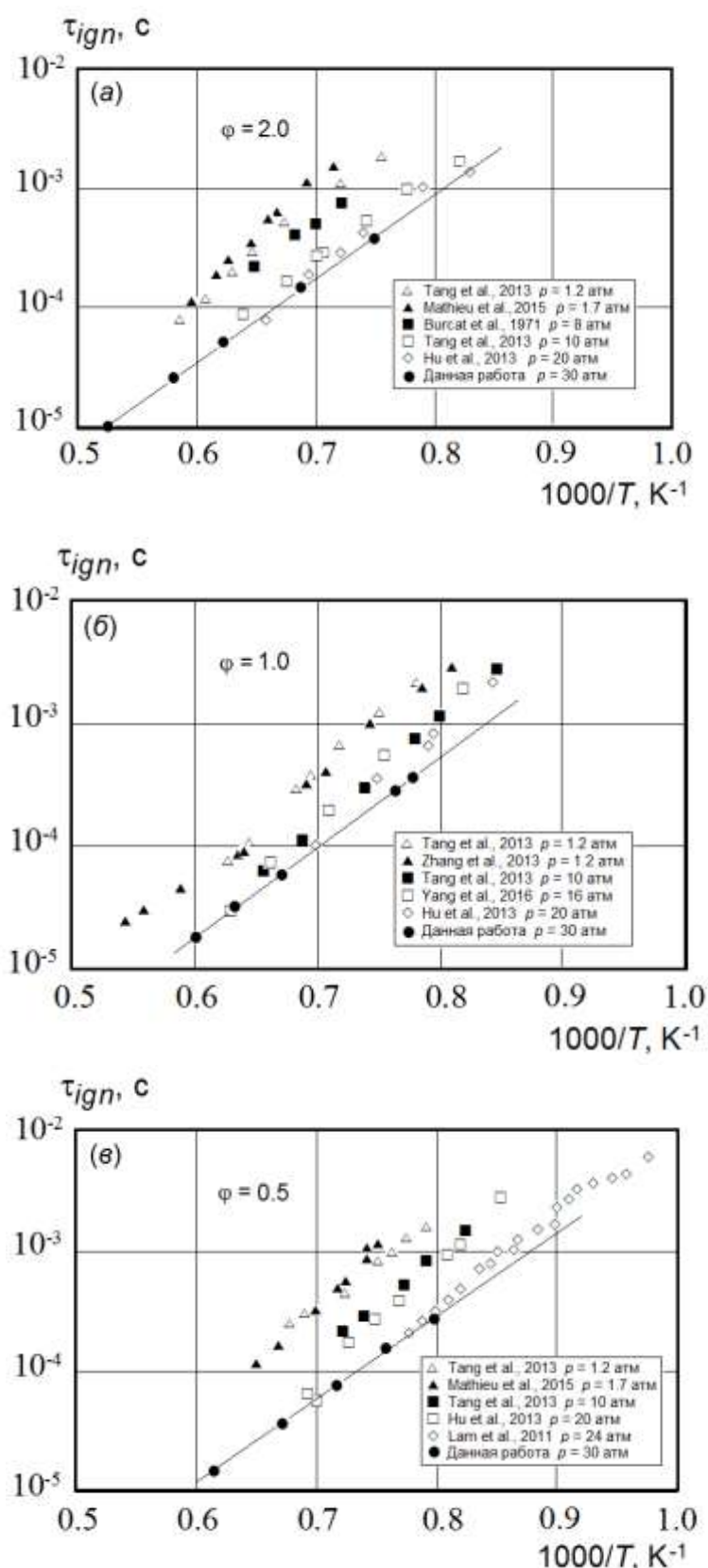


Рис. 4.5. Сравнение полученных экспериментальных данных для богатых (а), стехиометрических (б) и бедных (в) смесей с данными измерений других авторов при более низких давлениях: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

Аналогичная картина наблюдается в стехиометрической смеси пропан-кислород-аргон, экспериментальные точки для которой при разных давлениях приведены на рис. 4.5б. Данные Tang et al. [153] и Zhang et al. [156], полученные при $p = 1.2$ атм, практически повторяют друг друга. Остальные экспериментальные точки (Tang et al. [153] при $p = 10$ атм и Yang et al. [157] при $p = 16$ атм) группируются вблизи данных Hu et al. [29], полученных при $p = 20$ атм. В бедной смеси ($\phi = 0.5$), результаты экспериментальных исследований в которой приведены на рис. 4.5в, четко прослеживаются три группы точек: группа низких давлений (Tang et al. [153] при $p = 1.2$ атм и Mathieu et al. [154] при $p = 1.7$ атм), группа промежуточных давлений (Tang et al. [153] при $p = 10$ атм и Hu et al. [29] при $p = 20$ атм) и группа высоких давлений (Lam et al. [19] при $p = 24$ атм и данные настоящей работы при $p = 30$ атм). Следует отметить, что экспериментальные точки всех авторов при температурах выше 1100 К при всех значениях коэффициента избытка топлива ϕ в общих чертах подчиняются аррениусовой зависимости.

Ранее было отмечено, что прямые линии, аппроксимирующие экспериментальные точки на рис. 4.4 для величины τ_{ign} при разных значениях коэффициента ϕ , сходятся в области температур порядка 1000 К. На рис. 4.6 приведены данные Hu et al. [29], полученные в высокотемпературной области при давлении $p = 20$ атм и значениях коэффициента $\phi = 0.5$ и 1.0, а также данные настоящей работы, нормализованные на то же давление. Для сравнения приведены низкотемпературные данные Goyal et al. [158] при тех же значениях давления и коэффициентов избытка топлива.

Хорошо прослеживается тенденция к смене зависимости τ_{ign} от ϕ при переходе через промежуточную область температур в интервале от 1100 до 1000 К. Следует отметить, что показанная на рис. 4.6 зависимость $\tau_{ign} = \tau_{ign}(\phi)$ для пропана при высоких температурах характерна также для метана [159]. Для тяжелых углеводородов и, в частности, для *n*-гептана отмечена противоположная тенденция: увеличение времени задержки воспламенения при уменьшении ϕ [160]. В области низких температур зависимость,

показанная на рис. 4.6, имеет место также для тяжелых углеводородов [20]. Это говорит о том, что низкотемпературный механизм окисления пропана сохраняется при переходе к тяжелым углеводородным топливам.

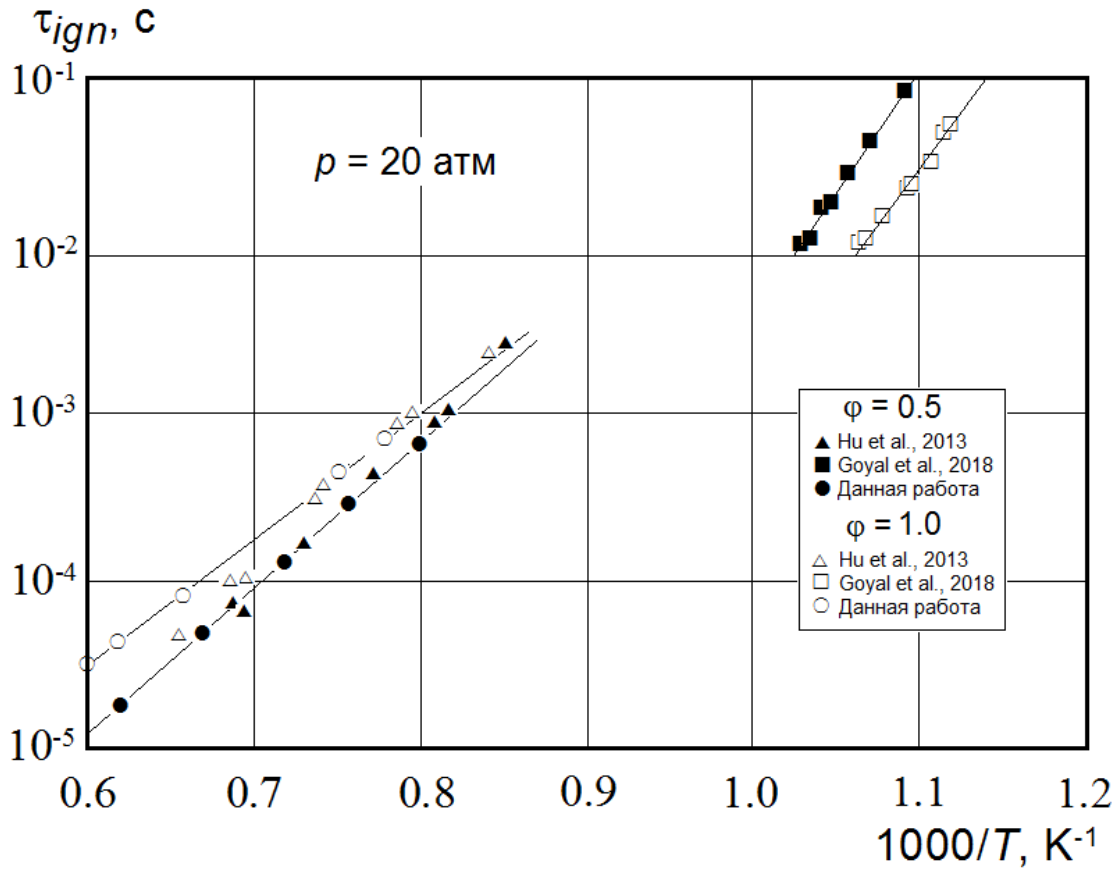


Рис. 4.6. Зависимость времени задержки воспламенения от коэффициента избытка топлива в высокотемпературной и низкотемпературной областях: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

4.3. Времена задержки воспламенения в пропан-воздушных смесях.

Времена задержки воспламенения в различных пропан-воздушных смесях были измерены в диапазоне температур $T = 1050 \div 1780$ К при давлении сжатого газа $p = 30$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5$, 1.0 и 2.0. Для обеспечения надежности получаемых результатов каждое измерение проводилось два раза при одних и тех же начальных условиях.

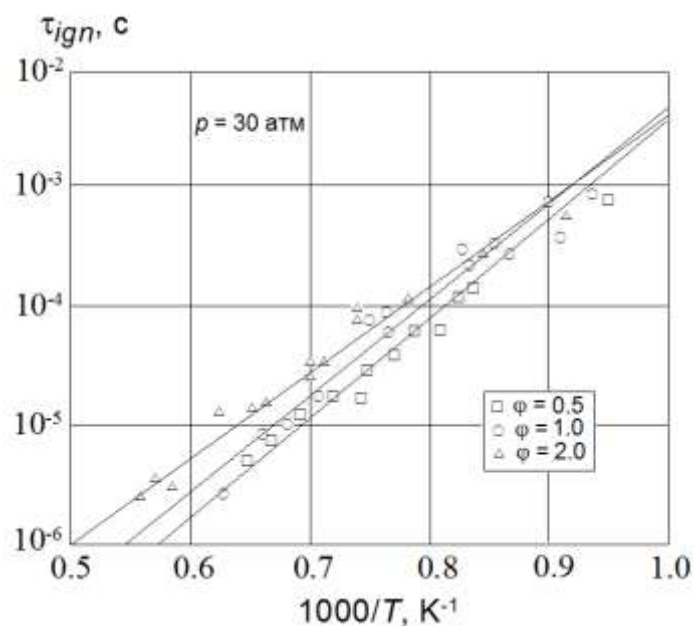


Рис. 4.7. Измеренные времена задержки воспламенения в пропан-воздушной смеси при давлении $p = 30$ атм и различных коэффициентах избытка топлива: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

Результаты измерений времен задержки воспламенения τ_{ign} в зависимости от обратной температуры смеси и коэффициента избытка топлива приведены на рис. 4.7. Анализ приведенных данных показывает, что при всех значениях коэффициента ϕ поведение измеренных значений величины τ_{ign} можно описать аррениусовой зависимостью, что выражается в прямолинейности аппроксимирующих кривых. При возрастании коэффициента ϕ время задержки воспламенения тоже увеличивается, что согласуется с результатами измерений других авторов в данной области температур [153, 154]. При этом наблюдается небольшое расхождение аппроксимирующих линий при повышении температуры. С другой стороны, продолжение этих линий в низкотемпературную область должно привести к их пересечению при температурах порядка 1000 К. Соответственно, зависимость величины τ_{ign} от коэффициента ϕ может стать незначительной или вообще смениться на противоположную. Следует отметить, что показанная на рис. 4.7 зависимость $\tau_{ign} = \tau_{ign}(\phi)$ для пропана при высоких температурах характерна также для метана [159]. Для тяжелых углеводородов и, в частности, для *n*-гептана отмечена противоположная

тенденция: увеличение времени задержки воспламенения при уменьшении ϕ [160].

Зависимость величины τ_{ign} для пропан-воздушной смеси от обратной температуры и коэффициента избытка топлива в области низких температур ($T \leq 1000$ К), полученная в работе [20] на быстрой компрессорной установке (RCM, rapid compression machine) при давлении 30 атм, приведена на рис. 4.8. На рисунке для сравнения показаны также результаты расчета данной величины с использованием программ НСТ (hydrodynamics, chemistry, and transport) [161] и RCMBL (rapid compression machine boundary layer) [162]. Хорошо прослеживается тенденция к смене зависимости τ_{ign} от ϕ при переходе через промежуточную область температур в интервале от 1100 до 1000 К. В низкотемпературной области зависимость, показанная на рис. 4.8, имеет место также для тяжелых углеводородов [102]. Это говорит о том, что низкотемпературный механизм окисления пропана сохраняется при переходе к тяжелым углеводородным топливам.

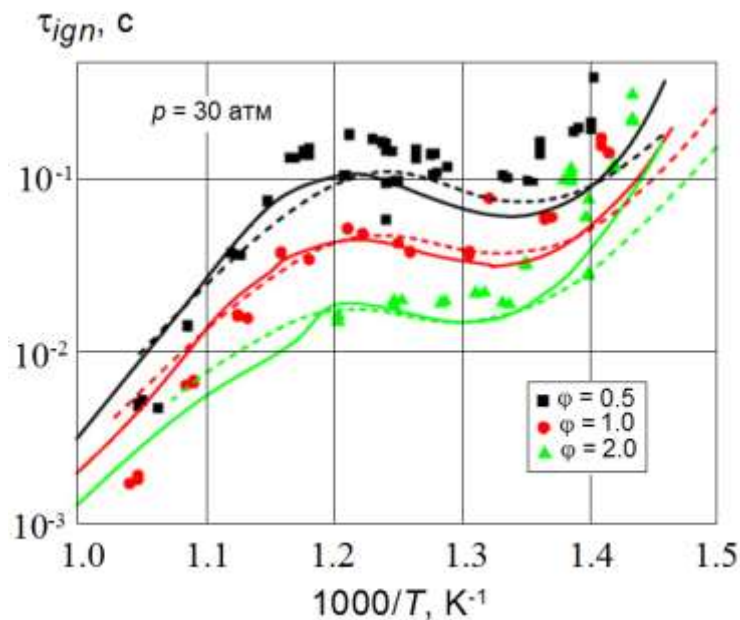


Рис. 4.8. Влияние коэффициента избытка топлива на время задержки воспламенения пропан-воздушной смеси, полученное в RCM в области низких температур [20]: точки – экспериментальные данные, сплошные линии – результаты расчета с использованием программы НСТ [161], штриховые линии – результаты расчета с использованием программы RCMBL [162].

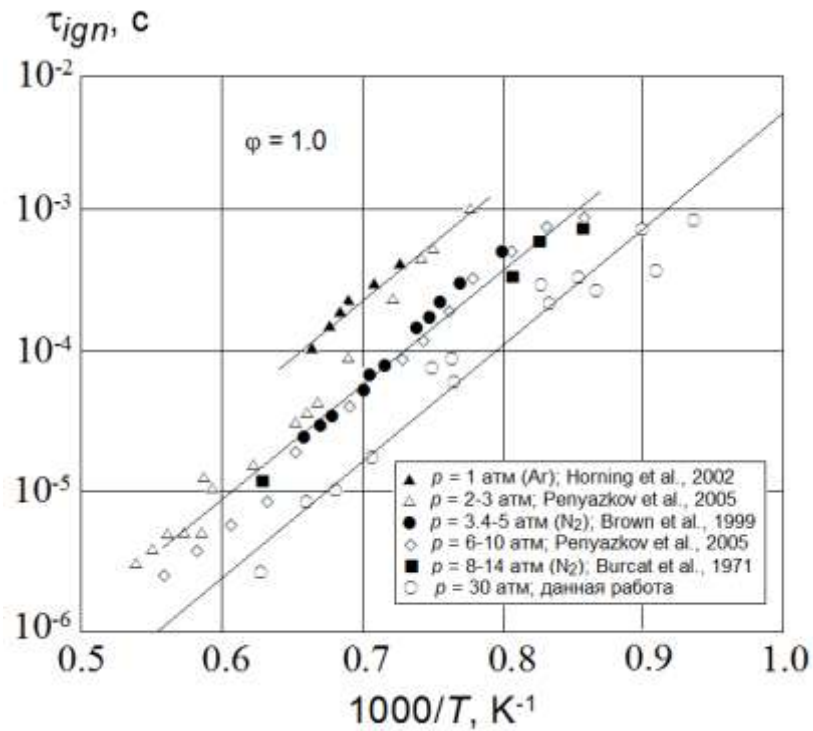


Рис. 4.9. Сравнение полученных экспериментальных данных для стехиометрических смесей ($\phi = 1.0$) с данными измерений других авторов при более низких давлениях: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

На рис. 4.9 результаты измерения величины τ_{ign} , полученные в настоящей работе при давлении $p = 30$ атм в стехиометрической пропан-воздушной смеси (коэффициент избытка топлива $\phi = 1.0$) сравниваются с экспериментальными данными других авторов, полученными при разных давлениях. Видно, что экспериментальные точки, показанные на рисунке, можно объединить в три группы. Данные Horning et al. [163] при $p = 1$ атм и данные Penyazkov et al. [164] при $p = 2 - 3$ атм достаточно хорошо коррелируют друг с другом и лежат почти на порядок выше по сравнению с результатами настоящей работы. С другой стороны, данные Brown et al. [165] при $p = 3.4 - 5$ атм, данные Penyazkov et al. [164] при $p = 6 - 10$ атм и данные Burcat et al. [155] при $p = 8 - 14$ атм лежат чуть выше экспериментальных точек настоящей работы, что вполне соответствует обратно пропорциональной зависимости τ_{ign} от давления. Данные Penyazkov et al. [164] при всех давлениях в области высоких температур лежат ниже

аппроксимирующих кривых, что связано с тем, что измерения проводились не при постоянном давлении, а при постоянной плотности смеси.

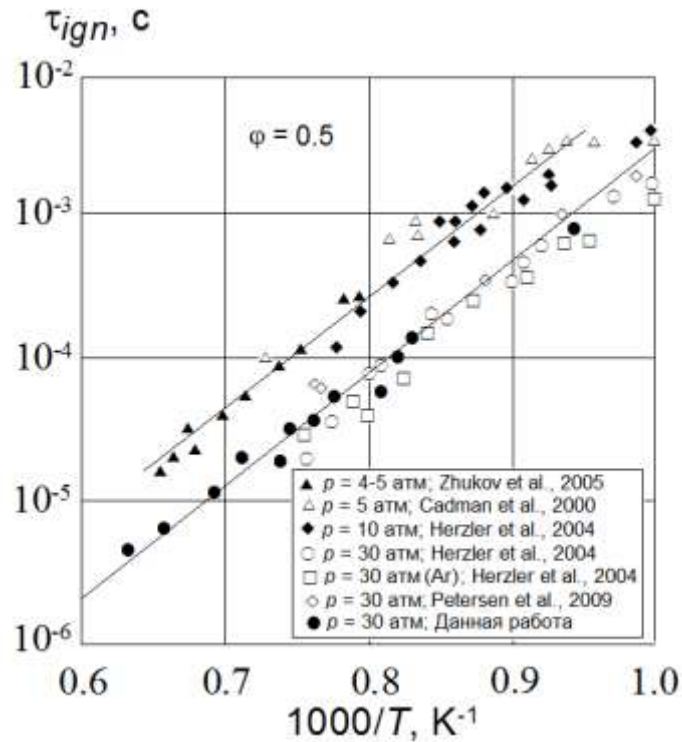


Рис. 4.10. Сравнение полученных данных для бедных смесей ($\phi = 0.5$) с данными измерений других авторов при более низких давлениях: точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимирующие кривые.

Аналогичная картина наблюдается в бедной смеси пропан-воздух (коэффициент избытка топлива $\phi = 0.5$), экспериментальные точки для которой при разных давлениях приведены на рис. 4.10. Данные Zhukov et al. [166] и Cadman et al. [167], полученные при $p = 4 - 5$ атм, практически повторяют друг друга. Данные Herzler et al. [168], полученные при давлении $p = 10$ атм, лежат немного ниже. Остальные экспериментальные точки (Herzler et al. [168] при $p = 30$ атм и Petersen et al. [169] при $p = 30$ атм) группируются вблизи данных, полученных в настоящей работе. Следует отметить, что экспериментальные точки всех авторов при температурах выше 1100 К при всех значениях коэффициента избытка топлива ϕ в общих чертах подчиняются аррениусовой зависимости.

К сожалению, экспериментальные данные по временам задержки воспламенения в богатых смесях пропан-воздух в настоящее время

отсутствуют, что не позволяет сравнить данные, полученные в настоящей работе, с данными других исследований.

4.4. Анализ различных методов измерения времени индукции.

Регистрация параметров процесса воспламенения горючих смесей в ударных трубах осуществляется с помощью различных средств измерения, обладающих высоким временным разрешением и способных работать в агрессивных газодинамических средах. Использование быстродействующих датчиков давления совместно с применением средств визуальной и спектроскопической регистрации позволяет не только измерять время задержки воспламенения смеси за падающей или отраженной ударной волной, но и оценивать пространственно-временные характеристики процесса [151, 170, 171]. Значения температуры и теплового потока получают в таких экспериментах косвенным путем. Обычно их рассчитывают с помощью различных вычислительных программ.

Использование датчиков контактной регистрации тепловых параметров ударно нагретого газа затруднительно, так как из-за высоких температур и давлений большинство этих датчиков выходят из строя и перестают функционировать. С другой стороны, данные, полученные от таких устройств, очень сложно интерпретировать в связи с тем, что параметры окружающей среды далеки от рабочего диапазона их нормального функционирования. Особенно это касается быстродействующих измерительных приборов [172]. Тем не менее, имеются публикации, показывающие успешное функционирование быстродействующих датчиков регистрации тепловых параметров потока при температурах торможения порядка 1500 К и высоких давлениях в ударных трубах [173, 174].

Следует отметить, что информация по использованию датчиков теплового потока для изучения воспламенения углеводородных топлив в ударных трубах в настоящее время отсутствует. В то же время, разработанный недавно термоэлектрический датчик [175] показал хорошие

результаты в экспериментах с отраженной ударной волной малой интенсивности, в которых зарегистрированное время нарастания сигнала было меньше, чем у хорошо проверенных высокочастотных датчиков давления. В настоящей работе этот прибор применен для измерения времени задержки воспламенения пропан-воздушных смесей в ударной трубе [176-178].

Работа датчика основана на генерации тепловой электродвижущей силы в направлении, перпендикулярном градиенту температуры в чувствительном элементе с анизотропией термоэлектрического коэффициента [178]. Чувствительный элемент датчика содержит два слоя, как это показано на рис. 4.11а. Его основу составляет слой кремния толщиной 0.4 мм, термоокисленный с обеих сторон и обладающий высоким сопротивлением. На лицевую сторону этого слоя методом термического напыления в вакууме нанесена пленка из косо анизотропного слоя хрома толщиной 0.3 мкм в виде столбчатой структуры, наклоненной под углом 60-50 градусов. Над слоем хрома располагаются контактные площадки для регистрации тепловой электродвижущей силы. Для получения значений теплового потока к поверхности датчика в абсолютных единицах была проведена калибровка датчика с помощью вольфрамовой лампы накаливания. Процедура калибровки подробно описана в [175].

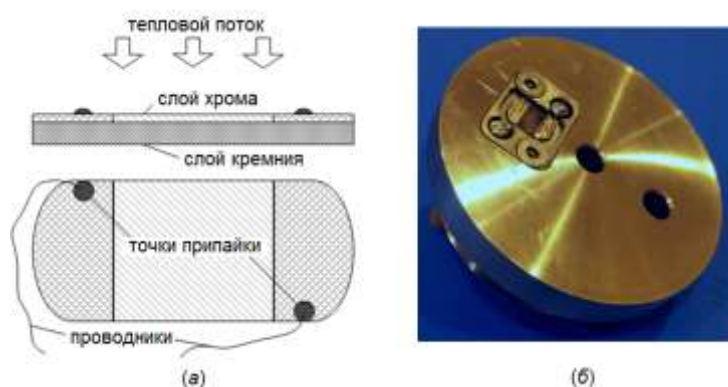


Рис. 4.11. Схематическое изображение термоэлектрического датчика (а) и его расположение на торцевой стенке ударной трубы (б).

Эксперименты по воспламенению горючих смесей за отраженной ударной волной проводились на ударной трубе, общий вид и описание которой приведены в разделе 4.1. Измерительная система ударной трубы в рассматриваемом случае состоит из датчиков давления P1, P2 и PD (PCB113B24), термоэлектрического датчика TD, а также оптической системы OS и световода OF, которые настроены на определенные длины волн излучения ударно нагретого газа. Схема расположения измерительных приборов на боковой поверхности ударной трубы и в ее торце на рис. 4.12.

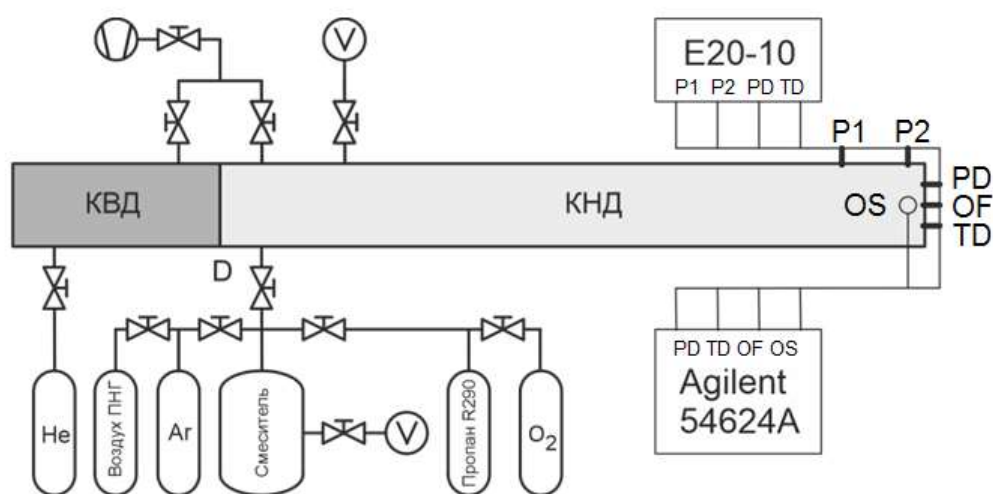


Рис. 4.12. Схема измерительной системы ударной трубы.

Пьезоэлектрические датчики давления P1 и P2 расположены на боковой поверхности трубы на расстоянии 50 мм друг от друга и служат для измерения скорости падающей ударной волны. Датчик давления PD располагается на торцевой стенке трубы на расстоянии 15 мм выше оси трубы и позволяет определять момент прихода ударной волны к торцу трубы, измерять давление за отраженной ударной волной и регистрировать момент воспламенения смеси. Термоэлектрический датчик TD расположен на торцевой стенке трубы симметрично датчику давления PD относительно осевой линии трубы. (см. рис. 1б).

Оптическая система OS служит для регистрации временного профиля и спектрального распределения излучения газа через кварцевые окна.

Оптическая ось системы располагается перпендикулярно к боковой поверхности трубы на расстоянии 7 мм от ее торца. Монохроматор МС-300 позволяет регистрировать профиль излучения с пространственным разрешением 1.5 мм. Секция регистрации спектрального распределения излучения фиксирует интегральную по времени плотность излучения газа (панорамный спектр) в диапазоне длин волн $\lambda = 190-670$ нм на линейном CCD-детекторе Hamamatsu S11156, установленном на выходе спектрографа Horiba-1603. Световод OF расположен в центре торцевой стенки трубы и позволяет регистрировать излучение на ФЭУ (PMT100). После световода перед ФЭУ устанавливаются интерференционные фильтры на определенные длины волн.

В ходе эксперимента показания датчиков P1, P2, PD и TD регистрировались аналого-цифровым преобразователем E20-10 (L-Card) с частотой 2.5 МГц на канал, а показания датчиков PD, TD, OF и оптической системы OS регистрировались осциллографом Agilent 54624A в диапазоне 10-100 МГц на канал.

Оценка возможности использования термоэлектрического датчика для изучения воспламенения ударно нагретых углеводородных топлив была проведена в серии экспериментов с различными пропан-воздушными смесями. Для определения времен задержки воспламенения τ_{ign} использовались показания датчика давления TD, оптической системы OS и световода OF, настроенных на длину волны $\lambda = 310$ нм излучения возбужденного радикала OH^* за отраженной ударной волной, и термоэлектрического датчика TD. Величины τ_{ign} были измерены в диапазоне температур $T = 1330-1700$ К при давлении сжатого газа $p = 20$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 . Для обеспечения надежности получаемых результатов каждое измерение проводилось два раза при одних и тех же начальных условиях.

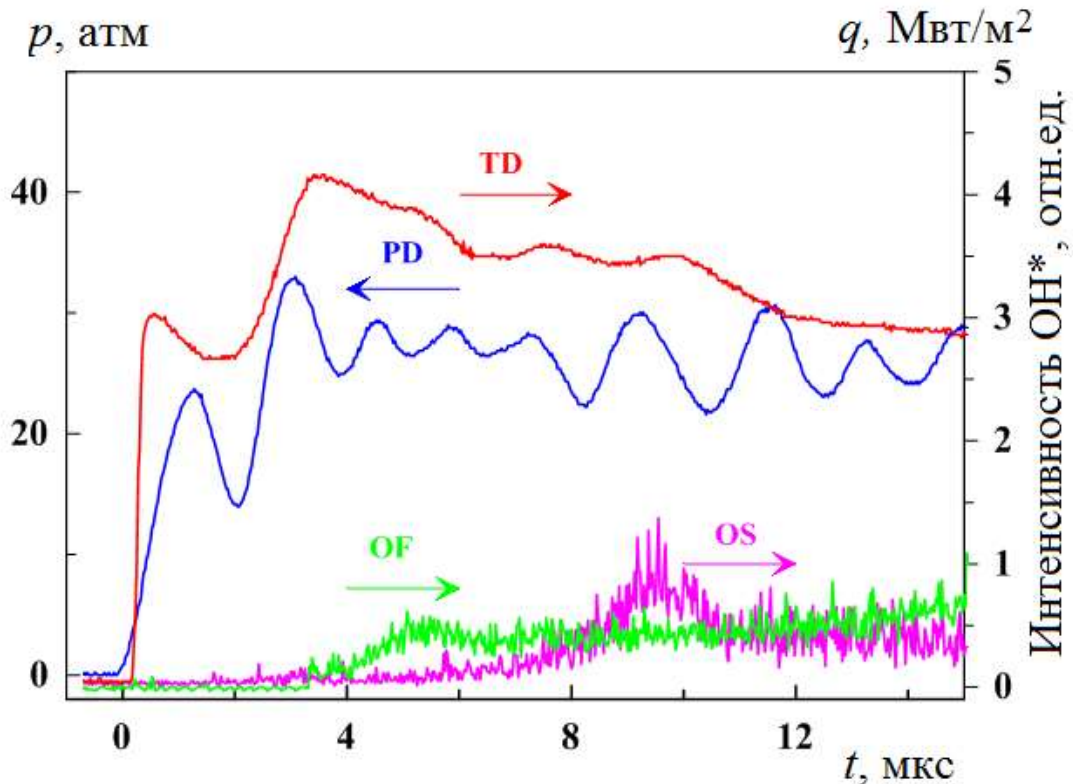


Рис. 4.13. Зависимости от времени давления (PD), теплового потока (TD) и интенсивности излучения радикалов OH^* (OS и OF), зарегистрированные измерительной системой при воспламенении бедной пропан-воздушной смеси: $\varphi = 0.5$, $T = 1644$ К и $p = 21.2$ атм.

На рис. 4.13 приведены зависимости от времени теплового потока, измеренного термоэлектрическим датчиком TD, а также давления и эмиссии OH^* , зарегистрированных датчиком PD и оптическими системами OS и OF, соответственно. Данные получены для бедной пропан-воздушной смеси ($\varphi = 0.5$) при температуре за отраженной ударной волной $T = 1644$ К и давлении $p = 21.2$ атм. Видно, что в рассматриваемых условиях термоэлектрический датчик TD хорошо фиксирует временную эволюцию теплового потока. Нарастание основного сигнала датчика TD после прихода и отражения ударной волны от торцевой стенки трубы составляет порядка 0.1 мкс в то время, как время отклика датчика давления PD равно примерно 1 мкс. Другими словами, в масштабе долей микросекунды термоэлектрический датчик способен регистрировать резкие изменения температурного градиента, что свидетельствует о его малой инерционности. С учетом

инерционности датчиков характер давления и теплового потока на рис. 4.13 достаточно хорошо совпадают. Следует отметить, что при таких коротких временных масштабах для регистрации доступны большие значения теплового потока q ($q \geq 4$ МВт/м²). При этом отношение сигнал/шум находится на достаточно высоком уровне, что позволяет распознавать все особенности, возникающие при воспламенении смеси и дальнейшем протекании процесса горения.

Традиционными диагностическими средствами для определения времени задержки воспламенения τ_{ign} ударно нагретой горючей смеси являются давление и излучение возбужденных частиц, в частности, радикала OH^* [181]. Однако на малых временах (порядка нескольких микросекунд) точное определение такой задержки может быть затруднено из-за недостаточно малой инерционности датчика давления и ограниченной входной апертуры оптической системы. Как видно из рис. 4.13, показания датчика PD в рассматриваемых условиях не позволяют точно определить значение величины τ_{ign} . Воспламенение смеси начинается за отраженной ударной волной вблизи торца, что фиксируется датчиками TD и OF, причем датчик TD регистрирует начало воспламенения через 1.8 мкс после отражения ударной волны, а датчик OF срабатывает лишь через 3.7 мкс. Данная информация позволяет уточнить время задержки воспламенения. Регистрация сигнала оптической системой OS начинается через 7.5 мкс, когда отраженная ударная волна с горящей за ней смесью проходит мимо оптической оси системы.

На рис. 4.14 приведены характеристики воспламенения, полученные для бедной пропан-воздушной смеси ($\varphi = 0.5$) при температуре за отраженной ударной волной $T = 1620$ К и давлении $p = 20.6$ атм. Состав и параметры газа за отраженной ударной волной являются примерно такими же, как и в предыдущем случае. Тем не менее, ярко выраженного увеличения теплового потока, регистрирующего воспламенение смеси, здесь не наблюдается. Небольшие перегибы кривой зависимости теплового потока от

времени наблюдаются при временах 2 и 5 мкс. Время второго перегиба соответствует показаниям датчика OF. Скорее всего, воспламенение смеси в данном случае происходит вблизи датчика OF, а датчик TD фиксирует распространение пламени на весь объем трубы.

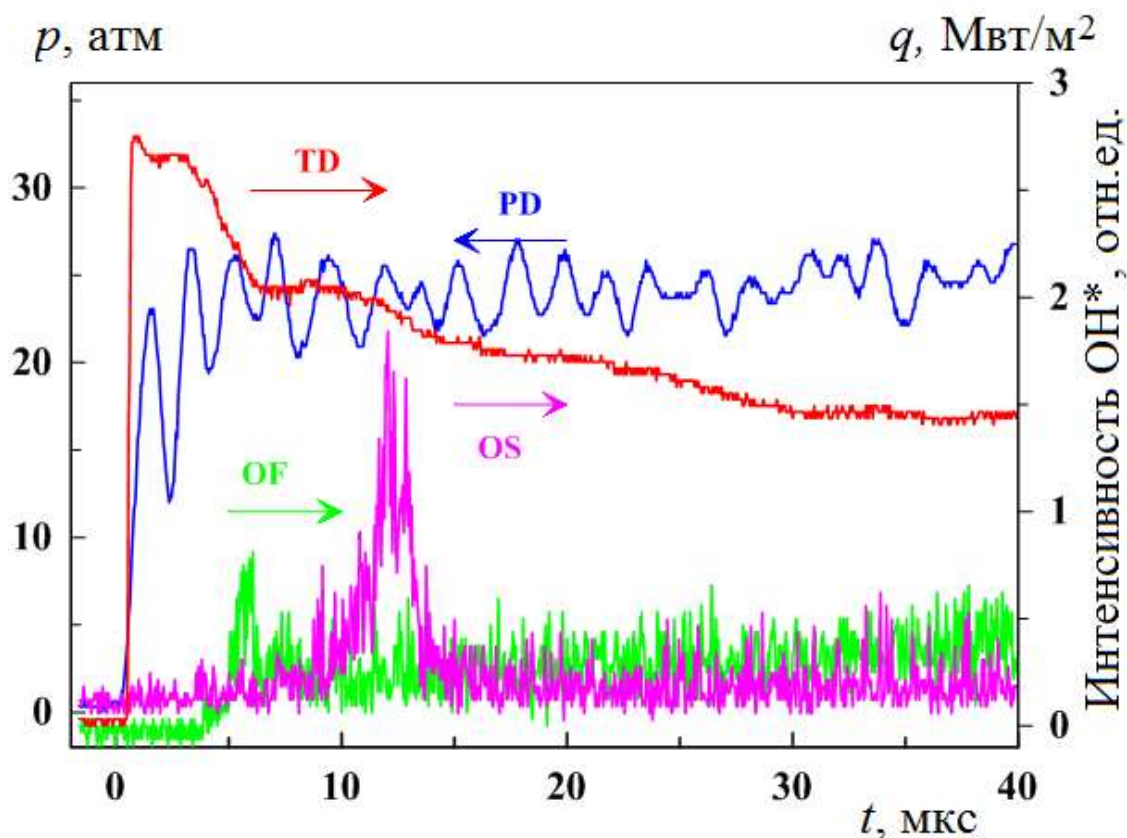


Рис. 4.14. Зависимости от времени давления (PD), теплового потока (TD) и интенсивности излучения радикалов OH^* (OS и OF), зарегистрированные измерительной системой при воспламенении бедной пропан-воздушной смеси: $\phi = 0.5$, $T = 1620$ К и $p = 20.6$ атм.

Воспламенение стехиометрической пропан-воздушной смеси проиллюстрировано на рис. 4.15. Так как температура и давление за отраженной ударной волной примерно такие же, как и в предыдущем случае, а зависимость времени задержки воспламенения от величины ϕ для пропан-воздушной смеси при температурах выше 1000 К слабо выражена [164], изменение во времени показаний всех датчиков в общих чертах повторяет результаты, приведенные на рис. 4.13. Здесь также начало воспламенения, регистрируемое датчиком TD, наблюдается при $t = 2$ мкс, а датчик OF и

оптическая система OS срабатывают при $t = 4$ и 8 мкс, соответственно. Видно, что термоэлектрический датчик TD хорошо фиксирует временную эволюцию теплового потока, а датчик PD не позволяют точно определить время задержки воспламенения.

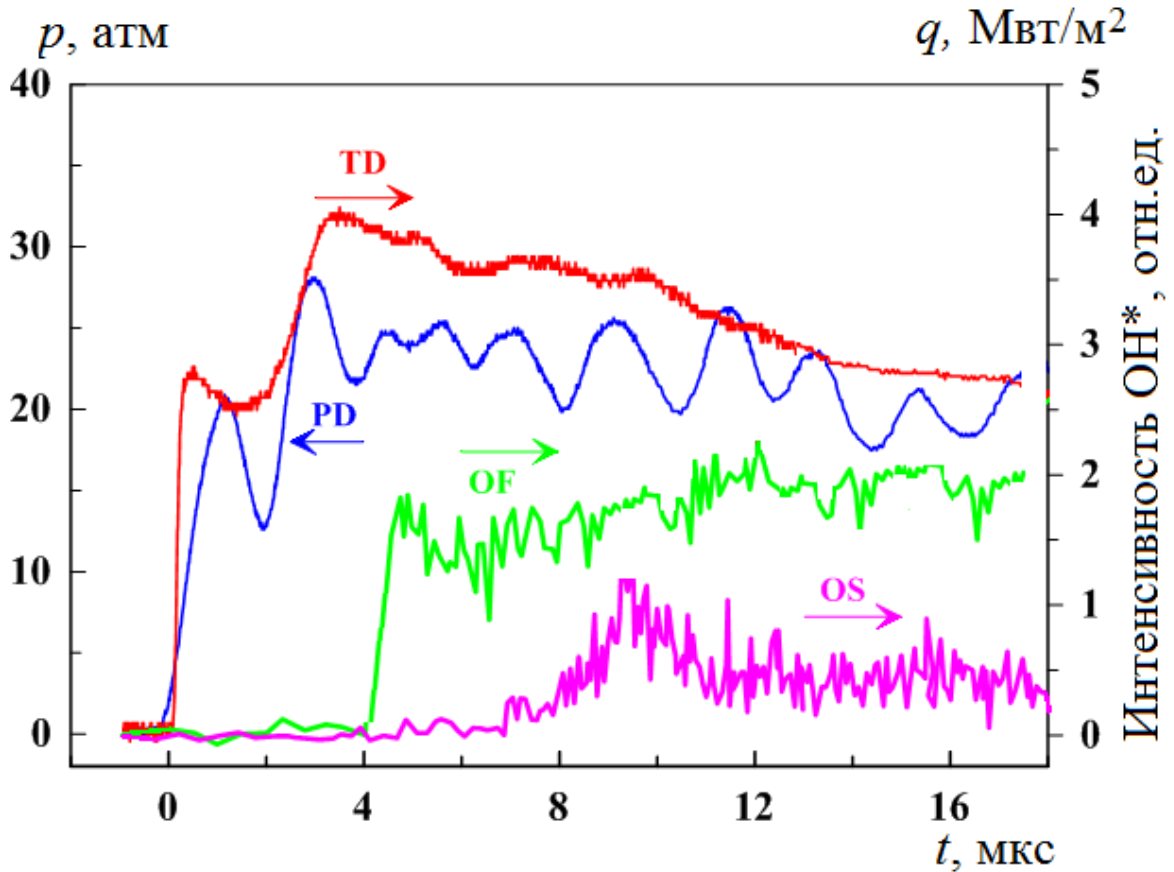


Рис. 4.15. Зависимости от времени давления (PD), теплового потока (TD) и интенсивности излучения радикалов OH^* (OS и OF), зарегистрированные измерительной системой при воспламенении стехиометрической пропан-воздушной смеси: $\varphi = 1.0$, $T = 1670$ К и $p = 18.5$ атм.

На рис. 4.16 приведены характеристики воспламенения богатой пропан-воздушной смеси ($\varphi = 2.0$) при температуре за отраженной ударной волной $T = 1330$ К и давлении $p = 25.4$ атм. Так как время задержки воспламенения горючей смеси сильно зависит от температуры газа, в данном случае начало воспламенения, регистрируемое датчиками PD, OF и OS, наблюдается примерно через 75 мкс после отражения ударной волны от торцевой стенки трубы. Датчик TD регистрирует начало плавного роста теплового потока при $t=45$ мкс, который сменяется резким всплеском при

$t=82$ мкс. В целом, все измерительные каналы демонстрируют примерно одинаковую зависимость фиксируемого сигнала от времени.

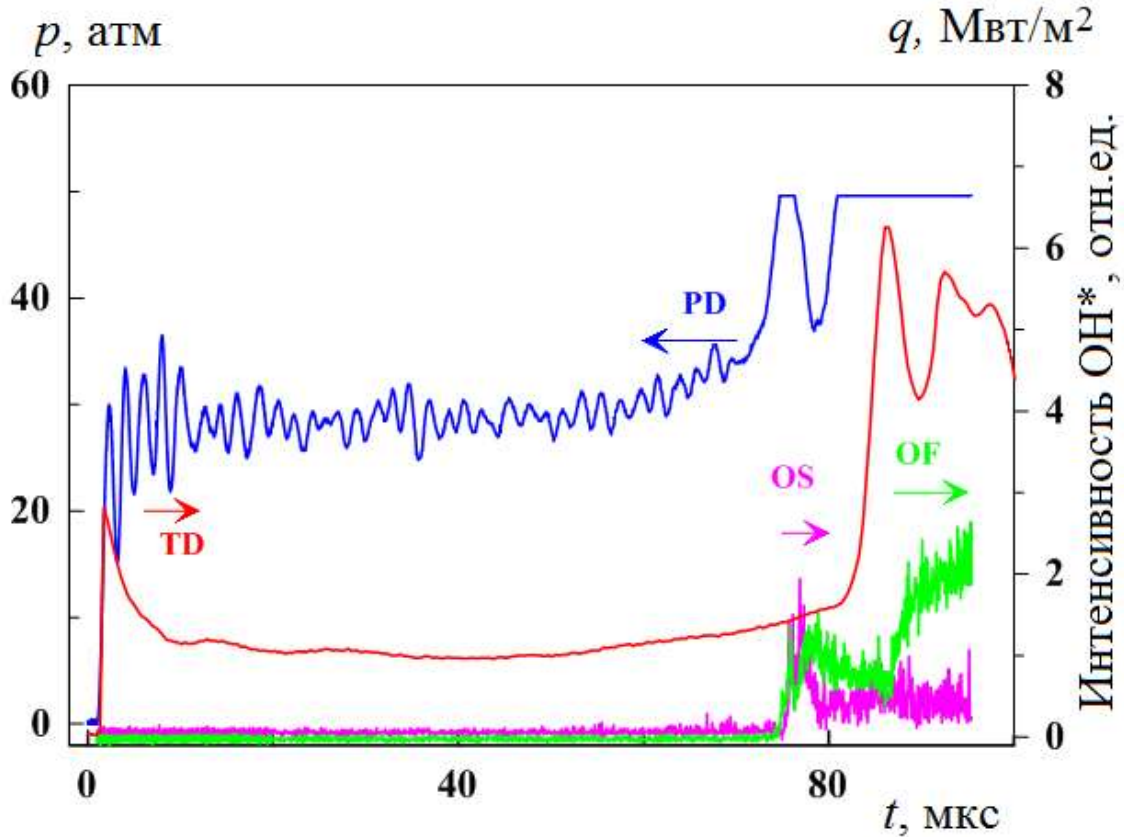


Рис. 4.16. Зависимости от времени давления (PD), теплового потока (TD) и интенсивности излучения радикалов OH^* (OS и OF), зарегистрированные измерительной системой при воспламенении богатой пропан-воздушной смеси: $\varphi = 2.0$, $T = 1330$ К и $p = 25.4$ атм.

Следует отметить, что в рассматриваемых масштабах времени из-за колебательного характера показаний датчика давления бывает очень сложно правильно определить начало воспламенения горючей смеси. Термоэлектрический датчик имеет меньшую инерционность. Поэтому его реакция на изменение параметров среды быстрее, а фронт нарастания/спада фиксируемого сигнала короче. Особенно это касается воспламенения горючей смеси при повышенных температурах, когда время задержки воспламенения составляет величину порядка нескольких микросекунд. Таким образом, использование термоэлектрического датчика для регистрации процесса воспламенения горючей смеси в ударных трубах

выглядит весьма перспективным, а само устройство можно считать надежным измерительным прибором с высоким временным разрешением.

4.5. Выводы.

1. Измерены времена задержки воспламенения τ_{ign} в смесях пропана, кислорода и аргона с объемным содержанием аргона 91% в диапазоне температур $T = 1250 \div 1770$ К при давлении $p = 30$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 . Анализ полученных результатов показывает, что при всех значениях коэффициента ϕ поведение измеренных значений величины τ_{ign} строго следует аррениусовой зависимости, что выражается в прямолинейности кривых, аппроксимирующих экспериментальные точки. При возрастании коэффициента ϕ время задержки воспламенения тоже увеличивается, что согласуется с результатами измерений других авторов в данной области температур. Зафиксирована не упоминавшаяся ранее смена зависимости $\tau_{ign} = \tau_{ign}(\phi)$ при переходе от высоких к низким температурам.

2. Измерены времена задержки воспламенения τ_{ign} в смесях пропана и воздуха в диапазоне температур $T = 1050 \div 1780$ К при давлении $p = 30$ атм и коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 . Анализ полученных результатов показывает, что при всех значениях коэффициента ϕ поведение измеренных значений величины τ_{ign} следует аррениусовой зависимости, что выражается в прямолинейности кривых, аппроксимирующих экспериментальные точки. При возрастании коэффициента ϕ время задержки воспламенения тоже увеличивается, что согласуется с результатами измерений других авторов в данной области температур. Зафиксирована не упоминавшаяся ранее смена зависимости $\tau_{ign} = \tau_{ign}(\phi)$ при переходе от высоких к низким температурам. Полученная информация расширяет диапазон имеющихся экспериментальных данных, являющихся основой для тестирования редуцированных кинетических механизмов, которые

используются для моделирования процесса горения пропана в различных камерах сгорания.

3. Сконструирован термоэлектрический датчик для измерения тепловых потоков в ударных трубах. Этот прибор впервые успешно применен для регистрации параметров воспламенения пропан-воздушных смесей за отраженной ударной волной. В процессе экспериментов показано, что время отклика термоэлектрического датчика на резкое тепловое возмущение, вызванное приходом падающей ударной волны или началом воспламенения горючей смеси, меньше по сравнению с высокочастотным датчиком давления. Характер инерционности прибора позволяет регистрировать зависимость теплового потока от времени в масштабе десятых долей микросекунды. Температурные градиенты, зафиксированные в процессе измерений, достигали 7 МВт/м^2 в течение 0.5 мкс , причем начало фронтов подъема идеально совпадает с показаниями датчика давления. Показания термоэлектрического датчика позволяют уточнить время задержки воспламенения пропан-воздушной смеси, особенно при повышенных температурах, когда время задержки воспламенения составляет величину порядка нескольких микросекунд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Изучение радиационных характеристик ударно-нагретых газов проводится на различных ударных установках. Наиболее широкими возможностями для получения спектроскопической информации располагают электроразрядные и поршневые установки. Ударные установки на детонационном горении намного дешевле, так как не нуждаются в каких-либо сложных механических и электроразрядных устройствах и, соответственно, требуют гораздо меньшего опыта эксплуатации. Но на них не удастся получить скорость ударной волны выше 8 км/с.

2. Проведено исследование процесса воспламенения горючей смеси в КВД и процесса образования ударной и детонационной волны. На основании этих исследований предложена модернизация КВД, позволяющая интенсифицировать процесс горения с целью увеличения эффективности сгорания топлива. Это в свою очередь позволило увеличить скорость генерированной ударной волны в исследуемом газе до второй космической.

3. Разработана методика регистрации излучения ударно нагретого высокотемпературного газа и подобрано соответствующее оборудование. Для получения экспериментальной информации в абсолютных единицах проведена предварительная калибровка измерительной системы в диапазоне длин волн ($\lambda = 190 \div 1100$ нм).

4. Многочисленные эксперименты позволили получить большой объем информации по излучению ударно нагретых газовых смесей, моделирующих условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы. Основное внимание уделено интегральным по времени разверткам излучения (панорамным спектрам), полученным в интервале длин волн $\lambda = 115-1100$ нм, который соответствует VUV, UV, VIS и IR спектральным диапазонам.

5. Измерены времена задержки воспламенения τ_{ign} в смесях пропана и воздуха в диапазоне температур $T = 1050 \div 1780$ К при давлении $p = 30$ атм и

коэффициентах избытка топлива $\phi = 0.5, 1.0$ и 2.0 . Анализ полученных результатов показывает, что при всех значениях коэффициента ϕ поведение измеренных значений величины τ_{ign} следует аррениусовой зависимости, что выражается в прямолинейности кривых, аппроксимирующих экспериментальные точки. При возрастании коэффициента ϕ время задержки воспламенения тоже увеличивается, что согласуется с результатами измерений других авторов в данной области температур. Зафиксирована не упоминавшаяся ранее смена зависимости $\tau_{ign} = \tau_{ign}(\phi)$ при переходе от высоких температур к низким. Полученная информация расширяет диапазон имеющихся экспериментальных данных, являющихся основой для тестирования редуцированных кинетических механизмов, которые используются для моделирования процесса горения пропана в различных камерах сгорания.

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., Johnston C. O., Cruden B. A. Non-equilibrium Radiation for Earth Entry // *AIAA Paper* – 2016. – No. 2016-3690. – P. 1 – 19.
4. Wei H., Morgan R.G., McInture 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. Nonequilibrium spectral radiation behind the shock waves in martian and earth atmospheres. In: *Proceedings of 44th AIAA Thermophysics Conference* (2013), *AIAA Paper* 2013-2505, San Diego, CA, pp. 1–27. – DOI: 10.2514/6.2013-2505.
7. Cruden B.A., Brandis A.M. Measurement and Prediction of Radiative Non-equilibrium for Air Shocks Between 7-9 km/s// *AIAA Paper* – 2017. – No. 2017-4535. P. 1 – 36.
8. Суржи́ков С.Т. Сравнительный анализ роли спектральных линий атомов и ионов в радиационном нагреве поверхностей четырех типов спускаемых космических аппаратов// *Теплофизика высоких температур* – 2016. – Т. 54, N 2. – С. 249 – 266.
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. Commissioning of the T6 Stalker Tunnel// *AIAA Paper* – 2019. – No. 2019-1941. P. 1 – 14.
12. Yuan C.K., Zhou K., Liu Y.F., Hu Z.M., Jiang Z.L. Spectral measurements of hypervelocity flow in an expansion tunnel// *Acta Mechanica Sinica* – 20190. – Vol. 35. – P. 24 – 31.

13. Vargas J., Lopez B., Lino da Silva M. CDSDv: A compact database for the modeling of high-temperature CO₂ radiation// J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer – 2020. – Vol. 245. No. 106848. – P. 1 – 24.
14. Туник Ю.В., Герасимов Г.Я. Воспламенение паров керосина при сверхзвуковом обтекании цилиндра с торцевой наветренной стенкой // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19. № 2. С. 5.
15. Dagaut P. On the kinetics of hydrocarbons oxidation from natural gas to kerosene and diesel fuel // Phys. Chem. Chem. Phys. 2002. V. 4. P. 2079-2094.
16. Титова Н.С., Кулешов П.С., Старик А.М. Кинетический механизм воспламенения и горения пропана в воздухе // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 3. С. 3-19.
17. Burnett M.A., Wooldridge M.S. An experimental investigation of flame and autoignition behavior of propane // Combust. Flame. 2021. V. 224. P. 24-32.
18. Lamoureux N., Paillard C., Vaslier V. Low hydrocarbon mixtures ignition delay times investigated behind reflected shock waves // Shock Wave. 2002. V. 11. P. 309-322.
19. Lam K.Y., Hong Z., Davidson D.F., Hanson R.K. Shock tube ignition delay time measurements in propane/O₂/argon mixtures at near-constant-volume conditions // Proc. Combust. Inst. 2011. V. 33. P. 251-258.
20. Gallagher S.M., Curran H.J., Metcalfe W.K., Healy D., Simmie J.M., Bourque G. A rapid compression machine study of the oxidation of propane in the negative temperature coefficient regime // Combust. Flame. - 2008. - V. 153. - P. 316-333.
21. Samimi-Abianeh O., Piehl J.A., Zyada A., Al-Sadoon M. Effect of diluents on the autoignition of propane mixtures using a rapid compression machine // Energy Fuels. 2019. V. 33. P. 3529-3538.
22. Dagaut P., Cathonnet M., Boettner J.C., Gaillard F. Kinetic modeling of propane oxidation // Combust. Sci. Technol. 1987. V. 56. P. 23-63.

23. Hoffman J.S., Lee W., Litzinger T.A., Santavicca D.A., Pitz W.J. Oxidation of propane at elevated pressures: experiments and modeling // *Combust. Sci. Technol.* 1991. V. 77. P. 95-125.
24. Beerer D.J., McDonnell V.G. An experimental and kinetic study of alkane autoignition at high pressures and intermediate temperatures // *Proc. Combust. Inst.* 2011. V. 33. P. 301-307.
25. Sabia P., de Joannon M., Lavadera M.L., Giudicianni P., Ragucci P. Autoignition delay times of propane mixtures under mild conditions at atmospheric pressure // *Combust. Flame.* 2014. V. 161. P. 3022-3030.
26. Reyner P. Survey of high-enthalpy shock facilities in the perspective of radiation and chemical kinetics investigations// *Prog. Aerospace Sci.* – 2016. – Vol. 85. P. 1 – 32.
27. Molana M., Piehl J.A., Samimi-Abianeh O. Rapid Compression Machine Ignition Delay Time Measurements under Near-Constant Pressure Conditions // *Energy Fuels.* 2020. V. 34. P. 11417-11428.
28. Ramalingam A., Fenard Y., Heufer A. Ignition delay time and species measurement in a rapid compression machine: A case study on high-pressure oxidation of propane // *Combust. Flame.* 2020. V. 211. P. 392.
29. Hu E., Zhang Z., Pan L., Zhang J., Huang Z. Experimental and Modeling Study on Ignition Delay Times of Dimethyl Ether /Propane /Oxygen /Argon Mixtures at 20 bar // *Energy Fuels.* 2013. V. 27. P. 4007-4013.
30. Igra O., Seiler F. (Eds). *Experimental methods of shock wave research.* New York: Springer, 2016.
31. Gu S., Olivier H. Capabilities and limitations of existing hypersonic facilities// *Prog. Aerospace Sci.* – 2020. – Vol. 113. No. 100607. – P. 1 – 27.
32. Mirels H. // *Phys. Fluids.* 1963. V. 6. P. 1201.
33. Stalker R.J., Paull A., Mee D.J., Morgan R.G., Jacobs P.A. // *Prog. Aerospace Sci.* 2005. V. 41. P. 471.
34. Morgan R.G. // *AIAA Paper.* 1997. № 97-0279.

35. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D. Validation of high-speed Earth atmospheric entry radiative heating from 9.5 to 15.5 km/s// AIAA Paper – 2012. – No. 2012-2865. P. 1 – 25.
36. Oliver H., Zonglin J., Yu H.R., Lu F.K. // Prog. Astronaut. Aeronaut. 2002. V. 198. P. 135.
37. Grinstead J.H., Wilder M.C., Olejniczak J., Bogdanoff D.W., Allen G.A., Dang K., Forrest M.J. Shock-heated Air Radiation Measurements at Lunar Return Conditions// AIAA Paper – 2008. – No. 2008-1244. P. 1 – 10.
38. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D. Uncertainty Analysis and Validation of Radiation Measurements for Earth Reentry// J. Thermophys. Heat Trans. – 2015. Vol. 29. – P. 209 – 231
39. Lemal A., Jacobs C.M., Perrin M.-Y., Laux C.O., Tran P., Raynaud E. Prediction of Nonequilibrium Air Plasma Radiation Behind a Shock Wave// J. Thermophys. Heat Trans. – 2016. – Vol. 30. – P. 197 – 211.
40. Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R., Le H. Absolute Radiation Measurement in Venus and Mars Entry Conditions// AIAA Paper – 2010. – No. 2010-4508. – P. 1 – 15.
41. Wadhams T.P., Cassady A.M., MacLean M., Holden M.S. Experimental Studies of the Aerothermal Characteristics of the Project Orion CEV Heat Shield in High Speed Transitional and Turbulent Flows// AIAA Paper – 2009. – No. 2009-677. – P. 1 – 11.
42. Dufrene A., Holden M. Experimental Characterization of the LENS Expansion Tunnel Facility Including Blunt Body Surface Heating// AIAA Paper – 2011. – No. 2011-626. – P. 1 – 9.
43. Parker R., Dufrene A., Holden M., Wakeman T. // AIAA Paper. 2011. № 2011-715.
44. Горелов В.А., Киреев А.Ю., Шиленков С.В. Неравновесное молекулярное излучение за фронтом сильной ударной волны в смеси CO₂-N₂-O₂// ПМТФ – 2005. – Т. 46, N 2. – С. 13 – 22.

45. Gorelov V., Kireev A., Shilenkov S., Surzikov S. Prediction of nonequilibrium ionization and emission at superorbital flight in air // AIAA Paper – 2004.- No. 2004-2308.
46. Горелов В.А., Киреев А.Ю. // ПИМТФ. 2016. Т. 57. № 1. С. 176.
47. Wei H., Morgan R.G., McIntyre T.J. Experimental and Numerical Investigation of Air Radiation in Superorbital Expanding Flow// AIAA Paper – 2017. – No. 2017-4531. – P. 1 – 13.
48. Takayanagi H., Lemal A., Nomura S., Fujita K. Measurements of Nonequilibrium Carbon Dioxide Infrared Radiation in an Expansion Tube// AIAA Paper – 2017. – No. 2017-1369. – P. 1 – 10.
49. McGilvray M., Doherty L.J., Morgan R.G., Gildfind D.E. The Oxford University Stalker Tunnel// AIAA Paper – 2015. – No. 2015-3545. – P. 1 – 11.
50. Collen P., Doherty L.J., Subiah S.D. et al. Development and commissioning of the T6 Stalker Tunnel// Exp. Fluids – 2021. – Vol. 62. – P. 225 – 249.
51. J. Shen J., Ma H., Li C., Chen X., Zhixian B. Initial Testing of a 2 m Mach-10 Free-Piston Shock Tunnel// Proc. 31st Intern. Sympos. Shock Waves. New York: Springer, 2019. – P. 213 – 2019.
52. Chue R.S.M, Tsai C.Y., Bakos R.J. Driver gas contamination in a detonation-driven reflected-shock tunnel// Shock waves – 2003. – Vol. 13, No. 5. – P. 367 – 380.
53. Tsai C.Y., Chue R., Nicilson C., Tyll J. // AIAA Paper. 2009. № 2009-1516.
54. Hombsch M., Oliver H. Film Cooling in Laminar and Turbulent Supersonic Flows// J. Spacecraft Rockets – 2013. – Vol. 50, No. 4. P. 742 – 753.
55. Yuan C.K., Zhou K., Liu Y.F., Hu Z.M., Jiang Z.L. Spectral measurements of hypervelocity flow in an expansion tunnel// Acta Mech. Sin. – 2019. – Vol. 35, No. 1. – P. 24 – 31.
56. Wang Q., Luo K., Li J., Li J., Zhao W. Investigation of dual ignition for a detonation driven shock tunnel in forward driving mode// Shin. J. Aeronaut. – 2020. – Vol. 33, No. 5. – P. 1468 – 1475.

57. Lino da Silva M.,erreira R., Vargas J. et al. European Shock-Tube for High Enthalpy Research: Design and Instrumentation, Manufacturing, and Acceptance Testing// AIAA Paper – 2020. – No. 2020-0624. – P. 1 – 11.
58. Анохин Е.М., Иванова Т.Ю., Кудрявцев Н.Н., Стариковский А.Ю. Динамика излучения в смеси CO:N₂ за сильными ударными волнами// Теплофизика высоких температур – 2007. – Т. 45, N 6. – С. 807 – 813.
59. McGilvray M., Doherty L.J., Morgan R.G., Gildfind D.E. // AIAA Paper. 2015. № 2015-3545.
60. Ibragimova L.B., Sergievskaya A.L., Levashov V.Yu., Shatalov O.P., Tunik Yu.V., Zabelinskii I.E. // J. Chem. Phys. 2013. V. 139. No. 034317.
61. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Стовбун С.В., Тереза А.М., Шаталов О.П. Радиационные характеристики воздуха в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра за фронтом сильных ударных волн // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35-41.
62. Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Туник Ю.В., Левашов В.Ю. Детонационное инициирование сильных ударных волн для исследования радиационных характеристик высокотемпературных газов// Химическая физика – 2021. – Т. 40, N 11. – С. 22 – 28. - DOI: 10.31857/S0207401X2111011X
63. Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Туник Ю.В. Способ генерации высокоскоростной ударной волны в ударной трубе, Патент № 2744308.
64. Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Туник Ю.В. Ударная труба для генерации высокоскоростной ударной волны, Патент № 203856.
65. Kozlov P.V., Zabelinsky I.E., Bykova N.G., Gerasimov G.Ya., Levashov V.Yu., Tunik V.Yu. Experimental study of air radiation behind a strong shock wave// Acta Astronautica. – 2021. – Vol. 194. – P. 461 – 467. - DOI: 10.1016/j.actaastro.2021.10.032. (WoS, Q1, Impact Factor - 2.413).

66. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Акимов Ю.В., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я., Тереза А.М. Развитие методики регистрации интенсивности излучения газов за фронтом сильных ударных волн // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 8. С. 26-33.
67. Cruden B.A. Absolute Radiation Measurements in Earth and Mars Entry Conditions// Von Karman Inst. Lecture Ser. – 2014. – No. STO-AVT-218-VKI. – P. 1 – 39.
68. Cruden B.A., Martinez R., Grinstead J.H., Olejniczak J. Simultaneous Vacuum Ultraviolet through Near IR Absolute Radiation Measurement with Spatiotemporal Resolution in an Electric Arc Shock Tube// AIAA Paper – 2009. – No. 2009-4240. – P. 1 – 12.
69. Collen P.L., Doherty L.J., McGilvray M. Measurements of radiating hypervelocity air shock layers in the T6 free-piston driven shock tube// Intern. Conf. FAR-2019. – 2019. – No. 1053360. – P. 1 – 8.
70. Parker R., Dufrene A., Holden M., Wakeman T. Shock-front emission measurements at 10 km/s// AIAA Paper – 2011. – No. 2011-715. – P. 1 – 11.
71. Sheikh U.A., Morgan R.G., McInture T.J. // AIAA J. 2015. V. 53. № 12. P. 3589.
72. Takayanagi H., Lemal A., Nomura S., Fujita K. // J. Thermophys. Heat Trans. 2018. V. 32. № 2. P. 483.
73. Lee E. S., Park C., Chang K.S. // J. Thermophys. Heat Trans. 2007. V. 21. № 1. P. 50.
74. Anohin E.M., Ivanova T.Yu., Koudriavtsev N.N., Starikovskii A.Yu. // AIAA Paper. 2005. № 2005-792.
75. Gorelov V., Kireev A., Shilenkov S., Surzikov S. Prediction of nonequilibrium ionization and emission at superorbital flight in air // AIAA Paper – 2004.- No. 2004-2308.
76. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D. Equilibrium Radiative Heating from 9.5 to 15.5 km/s for Earth Atmospheric Entry// J. Thermophys. Heat Trans. – 2017. – Vol. 31, No. 1. – P. 178 – 192.

77. Whiting E., Park C., Liu Y., Arnold J., Paterson J. NEQAIR96, Nonequilibrium and Equilibrium Radiative Transport and Spectra Program: User's Manual// NASA Ref. Publ. – 1996. – No. 1389. – P. 1 – 158.
78. Bose D., McCorkle E., Bogdanoff D., Allen G.A., Jr. Comparisons of Air Radiation Model with Shock Tube Measurements// AIAA Paper – 2009. – No. 2009-1030. – P. 1 – 12.
79. Park C. Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. New York: Wiley, 1990.
80. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. Spectrum Modeling for Air Shock-Layer Radiation at Lunar-Return Conditions// J. Spacecraft Rockets – 2008. – Vol. 45, No. 5. – P. 865 – 878.
81. Brandis A.M., Cruden B.A., Prabhu D., Bose D., McGilvray M., Morgan R.G. // AIAA Paper. 2010. № 2010-4510.
82. Brandis A.M. Analysis of shock tube equilibrium radiation for Earth re-entry applications// Annual Research Briefs, Center for turbulence research, University of Stanford, United States – 2009. – P. 83 – 91.
83. Brandis A.M., Johnston C.O., Cruden B.A., Prabhu D.K. // AIAA Paper. 2013. № 2013-1055.
84. Brandis A.M., Cruden B.A. Benchmark Shock Tube Experiments of Radiative Heating Relevant to Earth Re-entry// AIAA Paper – 2017. – No. 2017-1145. – P. 1 – 49.
85. Bose D., Grinstead J.H., Bogdanoff D.W., Wright M.J. // NASA Tech. Rep. 2009. № ARC-E-DAA-TN315.
86. Grinstead J.H., Wright M.J., Bogdanoff D.W., Allen G.A. // J. Thermophys. Heat Trans. 2009. V. 23. № 2. P. 249.
87. Cruden B.A., Prabhu D., Martinez R. // J. Spacecraft Rockets. 2012. V. 49. № 6. P. 1069.
88. Brandis A.M., Johnson C.O., Cruden B.A., Prabhu D.K., Wray A.A., Liu Y., Schwenke D.W., Bose D. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013. V. 121. P. 91.

89. Ramesh R., Kelly R.M., Cullen T.G., Mee D.J., Morgan R.G. // *AIAA Paper*. 2019. № 2019-3006.
90. Dikalyuk A. S., Surzhikov S. T., Shatalov O. P., Kozlov P. V., Romanenko Y. V. Nonequilibrium radiation behind the strong shock waves in Martian and Titan atmospheres: Numerical rebuilding of experimental data. In: *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition (2012)*, AIAA Paper 2012-0795, Nashville, Tennessee, pp. 1–31. - DOI: 10.2514/6.2012-795.
91. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. Экспериментальное исследование радиационных характеристик смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2$ за фронтом сильной ударной волны // *Химическая физика*. 2021. Т. 40. № 12. С. 23-28. - DOI: 10.31857/S0207401X21120104.
92. Дикалюк А.С., Суржииков С.Т. // *ТВТ*. 2014. Т. 52. № 1. С. 39.
93. Bose D., Wright M.J., Bogdanoff D.W., Raiche G.A., Allen G.A. // *J. Thermophys. Heat Trans.* 2006. V. 20. № 2. P. 220.
94. Jacobs C.M., Morgan R.C. // *AIAA Paper*. 2009. № 2009-1029.
95. Brandis A.M., Morgan R.G., McIntyre T.J., Jacobs P.A. // *J. Thermophys. Heat Trans.* 2010. V. 24. № 2. P. 291.
96. Cruden B.A., Bogdanoff D.W. // *J. Spacecraft Rockets*. 2017. V. 54. № 6. P. 1246.
97. Colonna G., Pietanza L.D., Laricchiuta A. // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. V. 156. № 119916.
98. Tereza A.M., Medvedev S.P., Smirnov V.N. Experimental study and numerical simulation of chemiluminescence emission during the self-ignition of hydrocarbon fuels // *Acta Astronaut.* – 2019. Vol. 163. – P. 18-24.
99. Zhang D., Wang Y., Zhang C., Li P., Li X. Experimental and numerical investigation of vitiation effects on the auto-ignition of n-heptane at high temperatures // *Energy.* – 2019. Vol. 174. – P. 922-931.

100. Mehl M., Pitz W.J., Westbrook C.K., Curran H.J. Kinetic modeling of gasoline surrogate components and mixtures under engine conditions // Proc. Combust. Inst. - 2011. Vol. 33. – P. 193-200.
101. Dean A.J., Penyazkov O.G., Sevruk K.L., Varatharajan B. Autoignition of surrogate fuels at elevated temperatures and pressures // Proc. Combust. Inst. - 2007. Vol. 31, No. 2. - P. 2481-2488.
102. Chang Y., Jia M., Liu Y., Li Y., and Xie M. Development of a new skeletal mechanism for n-decane oxidation under engine-relevant conditions based on a decoupling methodology // Combust. Flame. – 2013. Vol. 160, No. 8. – P. 1315-1332.
103. Лебедева В. В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд.-во МГУ, 1986.
104. Мальшиев В. И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.
105. Hamamatsu deuterium lamps D2 LAMPS. 2020. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/D2lamps_TLS1017E.pdf
106. Smirnov N.N., Penyazkov O.G., Sevrouk K.L., Nikitin V.F., Stamov L.I., Tyurenkova V.V. Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber // Acta Astronaut. – 2018. Vol. 149. - P. 77-92.
107. Yamada G., Suzuki T., Takayanagi H., Fujita K. Development of shock tube for ground testing reentry aerodynamics // Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. – 2011. Vol. 54. – P. 51-61.
108. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Шаталов О.П. Возбуждение и излучение аргона за фронтом ударных волн при скоростях $4.5 \div 7.8$ км/с. I. Экспериментальное исследование // Физ.-хим. кинет. газ. динам. – 2017. - Т.18 (1). – С. 1-12.
109. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я. Экспериментальное исследование излучения аргона за фронтом сильной ударной волны // Журнал прикладной спектроскопии – 2021. – Т. 88 (2). – С.

- 244-248. Kozlov P.V., Zabelinsky I.E., Bykova N.G. et al. Experimental Study of Ar-Gas Radiation Behind the Front of a Strong Shock Wave// *Journal of Applied Spectroscopy* 88, 306–310 (2021). - DOI: /10.1007/s10812-021-01174-8.
110. Левашов В. Ю., Козлов П. В., Быкова Н. Г., Забелинский И. Е. Особенности излучения аргоновой плазмы на начальном этапе за фронтом ударной волны // *Химическая физика*. – 2021. – Т. 40, № 1. – С. 16-23.
111. Kozlov P. V., Bykova N. G., Levashov V. Y., Zabelinskii I. E. Nonequilibrium radiation behind shock waves in oxygen at speeds up to 10 km/s// *Journal of Physics: Conference Series* 1250, 1 (2019), 1–8. - DOI: 10.1088/1742-6596/1250/1/012017.
112. Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я. Излучательные характеристики ударно-нагретого кислорода // *Журн. Прикл. Спектр.* – 2022. – Т. 89 (1). – С. 79-83.
113. Козлов П.В. Экспериментальное исследование радиационных свойств воздуха за фронтом ударной волны при скоростях до 10 км/с // *Физ.-хим. кинет. газ. динам.* – 2016. - Т.17 (1). – С. 1-13.
114. Kozlov P. V. Experimental investigation of nitric oxide radiation in the shock-heated air. // *J. Phys.: Conf. Series*, 815(1):1–13, 2017.
115. Kozlov P. V., Surzhikov S. T. Nonequilibrium radiation no in shocked air. In: *55-th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum* (2017), AIAA Paper 2017-0157, Grapevine, Texas, pp. 1–16. – DOI: 10.2514/6.2017-0157.
116. Kozlov P. V. Experimental study of the evolution of no radiation in the air at the velocities up to second cosmic// *Journal of Physics: Conference Series* 1009, 1 (2018), 1–6.- DOI: 10.1088/1742-6596/1009/1/012024.
117. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. Экспериментальное исследование излучательных характеристик ударно нагретого воздуха в ультрафиолетовой и видимой областях спектра // *Изв. РАН, МЖГ*. – 2022. – N. 6. – С. 86-94. - DOI: 10.31857/S056852812260045X.

118. Козлов П.В., Романенко Ю.В. Ударная труба института механики МГУ для исследования радиационных процессов в высокотемпературных газовых потоках // Физ.-хим. кинет. газ. динам. – 2013. - Т.12 (1). – С. 1-13.
119. Abrantes R.J.E., Karagozian A.R., Bilyeu D., Le H.P. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 216, N 1 (2018) 47-53.
120. Chai K.-B., Kwon D.-H. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 227, N 1 (2019) 136-144.
121. Kapper M. G., Cambier J.-L. J. Appl. Phys., 109, N 113308 (2011) 1-14.
122. Shuaibov A. K., Minya A. I., Malinin A.N., Homoki Z. T., Hrytsak R. V. J. Appl. Spectrosc., 78, N 6 (2012) 867-872.
123. Evdokimov K. E., Konischev M. E., Pichugin V. F., Sun Z. Resour.-Effic. Technol., 3, N 2 (2017) 187-193.
124. Sun J.-H., Sun S.-R., Zhang L.-H., Wang H.-X. Plasma Chem. Plasma Process., 40, N 11 (2020) 1383-1400.
125. Dzierżęga K., Zawadzki W., Sobczuk F., Sankhe M. L., Pellerin S., Wartel M., Olchawa W., Baćłowski A., Bartecka B. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 237, N 106635 (2019) 1-8.
126. Jung Y.-D., Kim C.-G. J. Plasma Phys., 67, N 2-3 (2002) 191-197.
127. Zabelinskii I. E., Ibragimova L. B., Shatalov O. P. J. Appl. Spectr., 73, N 1 (2006) 10-15.
128. Qin Z., Zhao J. M., Liu L. H. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 202, N 1 (2017) 286-301.
129. Hanquist K. M., Boyd I. D. AIAA Paper, N 2019-3567 (2019) 1-25.
130. Streicher J.W., Krish A., Hanson R.K. Phys. Fluids 32, N 076103 (2020) 1-22.
131. Parker D. H. Acc. Chem. Res., 33, N 8 (2000) 563-571.
132. Nations M., Wang S., Goldenstein C. S., Davidson D. F., Hanson R. R. J. Phys. Chem. A, 120, N 42 (2016) 8234-8243.
133. Johnson C. O. AIAA Paper, N 2008-1245 (2008) 1-19.
134. Суржииков С. Т. Изв. РАН. МЖГ, № 1 (2019) 169-182.

135. SpecAir www.spectralfit.com - Равновесная программа расчеты излучения.
136. Cruden B. A. Absolute Radiation Measurements in Earth and Mars Entry Conditions // NATO TR RTO-EN-AVT-218 2014 Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhodes Saint Genese, Belgium pp. 1-40.
137. Jacobs C. M., McIntyre T. J., Morgan R. G., Brandis A. M. and Laux C. O. Radiative Heat Transfer Measurements in Low-Density Titan Atmospheres // J. Thermophys. Heat Transfer. – 2015. - Vol. 29, No 4. – P. 835-844.
138. Takayanagi H., Fujita K. Absolute Radiation Measurements Behind Strong Shock Wave In Carbon Dioxide Flow for Mars Aerocapture Missions // AIAA Paper – 2012. – No. 2012-2744. – P. 1 – 12.
139. Залогин Г. Н., Козлов П. В., Кузнецова Л. А., Лосев С. А., Макаров В. Н., Романенко Ю. В., Суржиков С. Т. Излучение смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-Ar}$ в ударных волнах: эксперимент и теория // Препринт Института механики МГУ. 1998. - № 40-98. С. 1–85.
140. Залогин Г. Н., Козлов П. В., Кузнецова Л. А., Лосев С. А., Макаров В. Н., Романенко Ю. В., Суржиков С. Т. Излучение смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-Ar}$ в ударных волнах: эксперимент и теория// *Журнал технической физики* 71(6):10–16, 2001. Zalogin G.N., Kozlov P.V., Kuznetsova L.A. et al. Radiation excited by shock waves in a $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-Ar}$ mixture: Experiment and theory// *Tech. Phys.* **46**, 654–661 (2001). – DOI: 10.1134/1.1379629.
141. Kozlov P. V., Romanenko Y. V., Shatalov O. P. Radiation intensity measurement in simulated Martian atmospheres on the double diaphragm shock tube // Proceedings of the 4th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry / 12-15 October, 2010 Lausanne. Swiss (ESA SP-689, on CD). — 2010. — P. –8.
142. Liepmann H.W., Bowman R.M. Shape of shock fronts in shock tubes // *Phys. Fluids.* – 1964. – Vol. 7. – P. 2013–2015.

143. Morioka T., Sakurai N., Maeno K., Honma H. Observation of Nonequilibrium Radiation behind Strong Shock Waves in Low-Density Air // J. Visualization. – 2000. – Vol. 3, No. 1. – P. 51-61.
144. <https://data.nasa.gov/docs/datasets/aerothermodynamics/EAST/index.html>.
145. Reynier, Philippe. 2021. "Survey of CO2 Radiation Experimental Data in Relation with Planetary Entry" Galaxies 9, no. 1: 15.
146. Bose D., Grinstead J.H., Bogdanoff D.W., Wright M.J. // Proc. 3rd Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. Heraklion: ESA, 2008. No. ESA SP-667.
147. McGuire S.D., Tibère-Inglessea A.C., Mariotto P.B., et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2020. V. 245. P. 106855.
148. Carbone E., D'Isa F., Hecimovic A., Fantz U. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. No. 055003.
149. Козлов П.В., Акимов Ю.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. Воспламенение пропано-воздушной смеси за отраженной ударной волной при высоких давлениях // Теплофизика высоких температур. – 2021. – Т. 59, №2. – С. 231-235.
150. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. Воспламенение пропан-воздушных смесей в ударной трубе при давлении 30 атм // Физ.-хим. кинет. газ. динам. – 2021. - Т.22 (3). – С. 1-12.
151. Козлов П.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю., Акимов Ю.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г. Высокотемпературное воспламенение смесей пропан–кислород–аргон в ударной трубе при давлении 30 атм // Химическая физика. – 2021. – Т. 40, № 9. – С. 1-9. . - DOI: 10.31857/S0207401X21090065.
152. A Chemical Equilibrium Program for Windows. <http://www.gaseq.co.uk/>
153. Tang C., Man X., Wei L., Pan L., Huang Z. Further study on the ignition delay times of propane–hydrogen–oxygen–argon mixtures: Effect of equivalence ratio // Combust. Flame. - 2013. - Vol. 160. - P. 2283-2290.
154. Mathieu O., Goulier J., Gourmel F., Mannan M.S., Chaumeix N., Petersen E.L. Experimental study of the effect of CF3I addition on the ignition delay time

and laminar flame speed of methane, ethylene, and propane // Proc. Combust. Inst. -2015. - V. 35. - P. 2731-2740.

155. Burcat A., Lifshitz A., Scheller K., Skinner G.B. Shock-tube investigation of ignition in propane-oxygen-argon mixtures // Symp. (Int.) Combust. - 1971. - V. 13. - P. 745.

156. Zhang J., Hu E., Zhang Z., et al. // Energy Fuels. 2013. V. 27. P. 3480.

157. Yang K., Zhan C., Man X., et al. // Energy Fuels. 2016. V. 30. P. 717.

158. Goyal T., Trivedi D., Abianeh O.S. // Fuel. 2018. V. 233. P. 56.

159. Dagaut P., Boettner J.-C., Cathonnet M. Methane oxidation: experimental and kinetic modeling study // Combust. Sci. Technol. - 1991. - V. 77. - P. 127-148.

160. Gauthier B.M., Davidson D.F., Hanson R.K. Shock tube determination of ignition delay times in full-blend and surrogate fuel mixtures // Combust. Flame. - 2004. - V. 139. - P. 300-311.

161. Lund C.M., Chase L. HCT—A general computer program for calculating time-dependent phenomena involving one-dimensional hydrodynamics, transport, and detailed chemical kinetics. Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-52504, revised, 1995.

162. Lee D., Hochgreb S. Rapid compression machines: heat transfer and suppression of corner vortex // Combust. Flame. 1998. V. 114. P. 531-545.

163. Horning D.C., Davidson D.F., Hanson R.K. Study of the High-Temperature Autoignition of *n*-Alkane/O₂/Ar Mixtures // J. Propul. Power. - 2002. - V. 18. - P. 363-371.

164. Penyazkov O.G., Ragotner K.A., Dean A.J., Varatharajan B. Autoignition of propane–air mixtures behind reflected shock waves // Proc. Combust. Inst. - 2005. - V. 30. - P. 1941-1947.

165. Brown C.J., Thomas G.O. Experimental Studies of Shock-Induced Ignition and Transition to Detonation in Ethylene and Propane Mixtures // Combust. Flame. - 1999. - V. 117. - P. 861-870.

166. Zhukov V.P., Sechenov V.A., Starikovskii A.Yu. Autoignition of a Lean Propane–Air Mixture at High Pressures // *Kinetics and Catalysis*. - 2005. - V. 46. - P. 319-327.
167. Cadman P., Thomas G.O., Butler P. The auto-ignition of propane at intermediate temperatures and high pressures // *Phys. Chem. Chem. Phys.* - 2000. - V. 2. - P. 5411-5419.
168. Herzler J., Jerig L., Roth P. Shock-tube study of the ignition of propane at intermediate temperatures and high pressures // *Combust. Sci. Technol.* - 2004. - V. 176. - P. 1627-1637.
169. Petersen E.L., Lamnaouer M., de Vries J., Curran H., Simmie J., Fikri M., Schulz C., Bourque G. Discrepancies between shock tube and rapid compression machine ignition at low temperatures and high pressures // *Shock Waves*. - 2009. - V. 19. - P 739-744.
170. Ninnemann E., Koroglu B., Pryor O. et al. // *Combust. Flame*. 2018. V. 187. P. 11.
171. Kiverin A.D., Minaev K.O., Yakovenko I.S. // *Combust. Flame*. 2020. V. 221. P. 420.
172. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. // *ТВТ*. 2004. Т. 42. № 4. С. 626.
173. Knauss H., Roediger T., Boutin D.A., Smorodsky B.V., Maslov A.A., Srulijes J. // *J. Spacecr. Rockets*. 2009. V. 46. P. 255.
174. Sapozhnikov S.Z., Mityakov V.Yu., Mityakov A.V., Vintsarevich A.V., Pavlov A.V., Nalyotov I.D. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 891. No. 012096.
175. Kotov M.A., Shemyakin A.N., Solovyov N.G. et al. // *Appl. Therm. Eng.* 2021. V. 195. No. 117143.
176. Tereza, A. M., Kozlov, P. V., Gerasimov, G. Y., Levashov, V. Y., Zabelinsky, I. E., and Bykova, N. G. Shock-tube study of high-temperature ignition of propane-air mixtures at elevated pressures. *Acta Astronautica* 204 (2023), 705–710. DOI: 10.1016/j.actaastro.2022.11.001.

177. Kotov, M. A., Kozlov, P. V., Gerasimov, G. Y., Levashov, V. Y., Shemyakin, A. N., Solovyov, N. G., Yakimov, M. Y., Glebov, V. N., Dubrova, G. A., and Malyutin, A. M. Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture. *Acta Astronautica* 204 (2023), 787–793. DOI: 10.1016/j.actaastro.2022.11.036.
178. Kotov, M. A., Kozlov, P. V., Gerasimov, G. Y., Levashov, V. Y., Shemyakin, A. N., Solovyov, N. G., Yakimov, M. Y., Glebov, V. N., Dubrova, G. A., and Malyutin, A. M. Heat flux measurement in shock heated combustible gases and clarification of ignition delay time. *Fluids* 7, 9 (2022). DOI: 10.3390/fluids7090291.
179. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., Kozlov P. V., Levashov V. Y. Shatalov O. P. Excitation and emission of argon behind the front of shock waves at velocities of 4.5–7.8 km/s: I. the experimental study. *Fluid Dynamics* 57, S1 (2022), S134–S142. – DOI: 10.1134/S0015462822601528.
180. Rowe D.M. (Ed.). *Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano*. Boca Raton: CRC Press, 2006.
181. Petersen E.L. // *Combust. Sci. Technol.* 2009. V. 181. P. 1123.