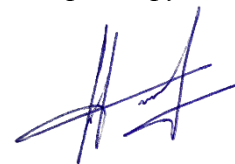


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Дубровин Кирилл Алексеевич

**ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ НА СТРУКТУРУ И ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ
СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ СТРУИ АРГОНА**

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Зарвин Александр Евгеньевич

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Современное представление о сверхзвуковых разреженных кластированных газовых потоках и методах их исследования	9
1.1. Сверхзвуковое истечение газа в разреженную среду	9
1.2. Методы исследования разреженных газовых потоков	16
1.2.1. Электронно-пучковая диагностика	18
1.2.1.1. <i>Измерение численной плотности</i>	<i>23</i>
1.2.1.2. <i>Измерение скорости и поступательной температуры</i>	<i>25</i>
1.2.1.3. <i>Измерение вращательной температуры</i>	<i>26</i>
1.2.1.4. <i>Визуализация разреженного газового потока</i>	<i>30</i>
1.2.2. Молекулярно-пучковая диагностика.....	31
1.3. Газовые кластеры и их свойства	34
1.3.1. Конденсация частиц разреженного газового потока	34
1.3.2. Ионизация, возбуждение и излучение кластеров	40
1.4. Выводы по первой главе и программа исследований.....	47
Глава 2. Описание экспериментального оборудования и валидация методик диагностики.....	48
2.1. Универсальный газодинамический вакуумный стенд ЛЭМПУС-2	48
2.2. Модуль электронно-пучковой диагностики	51
2.2.1. Визуализация и метризация размеров разреженного газового потока	52
2.2.2. Регистрация и анализ инициированного излучения	58
2.2.3. Спектральные методы измерения численной плотности и температуры частиц разреженного газового потока	62
2.3. Метод измерения полного сечения рассеяния частиц потока на фоновом газе с использованием модуля молекулярно-пучковой масс-спектрометрии	69
2.4. Выводы по второй главе	71
Глава 3. Влияние конденсации на газодинамику разреженного потока.....	73
3.1. Влияние начальных параметров на форму и структуру потока	74

3.1.1. Вариация давления окружающего газа	75
3.1.2. Вариация давления торможения.....	76
3.1.3. Вариация температуры торможения	76
3.2. Поперечный размер сверхзвукового кластированного потока.....	77
3.3. Выводы по третьей главе.....	82
Глава 4. Взаимодействие кластированного потока с частицами окружающего пространства	84
4.1. Проникание фонового газа внутрь кластированного потока.....	84
4.2. Рассеяние частиц кластированного потока на фоновом газе.....	86
4.3. Выводы по четвертой главе.....	92
Глава 5. Анализ инициированного излучения частиц кластированного потока	93
5.1. Спектральный состав послесвечения «кластерного следа».....	93
5.2. Время жизни частиц кластированного потока в возбужденном состоянии.....	97
5.3. Влияние газа источника и состава атмосферы на послесвечение кластированного потока	99
5.4. Эмпирическая модель излучения частиц «кластерного следа».....	101
5.5. Выводы по пятой главе.....	104
Заключение.....	105
Благодарности.....	107
Список условных обозначений, сокращений и символов.....	108
Список избранных публикаций автора по теме диссертационной работы.....	113
Список избранных докладов, содержащих результаты диссертационной работы.....	117
Список литературы	120
Приложение А. Спектральные характеристики излучательных переходов	135
Приложение Б. Апробация модели поправки к зависимости $r_m(N^{0.5})$	138

Введение

Исследования процессов истечения газов и газовых смесей из сопел различной конфигурации в разреженное пространство, обусловленное как созданием и эксплуатацией ракетных двигателей, так и фундаментальным анализом релаксационных процессов и кинетики химических реакций, проводятся уже на протяжении нескольких десятков лет. За продолжительный период времени было опубликовано немало работ, посвященных изучению природы разреженных сверхзвуковых газовых потоков, а также методам и средствам их диагностики. Экспериментальное моделирование в данной области является актуальной и сложной научно-технической задачей, решение которой позволяет воссоздавать и изучать распределение параметров различных течений. Так, например, при разработке космических аппаратов (КА) нового поколения предварительные наземные исследования позволяют заблаговременно определить структуру струй при различных параметрах расхода газа, различных внешних условиях в окружающем пространстве, выявить влияние истекающего газа на собственную атмосферу аппарата, а также его взаимодействие с поверхностями аппарата, приводящее к их загрязнению. Однако проведение подобных исследований при использовании параметров подобия в лабораторных условиях преимущественно при комнатной температуре сопряжено с развитием процесса конденсации частиц потока и формированием ассоциатов (кластеров) различных размеров. Кластеры, объединенные слабыми силами Ван-дер-Ваальса, обладают уникальными свойствами, что нашло отражение в фундаментальных исследованиях и прикладных применениях в различных технологиях: фуллерены, фуллериты, фуллереноподобные частицы; тонкопленочные покрытия с новыми свойствами; травление подложек, имплантация атомов на малые глубины; субнанометровая полировка поверхностей твердых тел; внутрикластерный энергообмен, в том числе инверсная заселенность отдельных уровней; химические реакции в кластерах или с их участием и др. Однако, несмотря на проведенные исследования кластерообразования, вопросы влияния развитой конденсации на процессы, протекающие в сверхзвуковом газовом потоке, до сих пор слабо изучены. Так, например, в работах отдела прикладной физики ФФ НГУ при возбуждении излучения в потоке электронным пучком было обнаружено, что в условиях развитой конденсации помимо типичной веретенообразной струи, наблюдаемой в потоках без кластеров, образуется вторичный поток, обладающий значительно большими размерами, сложной структурой и аномальным слабозатухающим послесвечением, не нашедший описания в научной литературе. Это побудило

к проведению комплексного исследования влияния конденсации, развивающейся в сверхзвуковом разреженном потоке, на протекающие в нём газодинамические и молекулярно-кинетические процессы.

Целью настоящей работы является изучение влияния конденсации на структуру и послесвечение сверхзвуковой недорасширенной кластированной струи аргона.

Для достижения данной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. адаптировать и валидировать методы и средства диагностики на газодинамической установке ЛЭМПУС-2 для проведения исследования в кластированных сверхзвуковых разреженных потоках;
2. провести измерения геометрических характеристик сверхзвуковой недорасширенной струи аргона в условиях развитой конденсации. Провести сопоставление с известными данными и теоретическими моделями;
3. исследовать процесс взаимодействия кластированного потока с фоновым газом;
4. провести исследования люминесценции атомов и кластеров во всей области течения сверхзвуковой недорасширенной струи аргона, возбужденной электронным пучком. Построить эмпирическую модель послесвечения.

Объектом исследования является сверхзвуковая недорасширенная струя аргона, истекающая в разреженное пространство в условиях развитой конденсации.

Предметом исследования являются структура и послесвечение недорасширенной кластированной струи аргона низкой плотности.

Научная новизна полученных результатов заключается в следующем:

- предложена эмпирическая поправка, учитывающая процесс конденсации, к существующей модели, связывающей начальные параметры истечения с поперечным размером формируемой струи;
- экспериментально показано, что взаимодействие кластеров с фоновым газом приводит к фрагментации кластеров и подавлению проникания частиц фонового газа в центральную область истекающей струи;
- впервые зарегистрировано явление послесвечения вторичного течения за пределами сжатого слоя, инициированного кластерами, прошедшими висячий скачок, при возбуждении частиц высоковольтным пучком электронов;
- на основе анализа спектрального состава послесвечения установлена роль кластеров в наблюдаемом излучении в видимом диапазоне спектра.

Имеющиеся литературные данные не позволяют в полной мере корректно объяснить эффекты преодоления кластерами висячих скачков, особенности излучения кластеров в потоке, не предоставляют моделей передачи энергии внутри потока и с окружающим фоновым

пространством, что обуславливает научную новизну и значимость проведенных исследований и полученных в работе результатов.

Теоретическая и практическая значимость. Представленные в работе результаты расширяют теоретические представления о сложных процессах, протекающих в сверхзвуковых струях, истекающих в разреженное пространство в условиях развитой конденсации, что может являться полезным для исследовательских институтов, занимающихся изучением Ван-дер-Ваальсовых кластеров и их физико-химических свойств (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого и др.). С практической точки зрения полученные в работе данные позволяют составить рекомендации по эксплуатации малогабаритных лабораторных установок для экспериментального моделирования истечения продуктов сгорания из сопел КА, ввести и табулировать поправки к применяемым диагностическим методам, что может оказаться ценным, например, для организаций космической промышленности (Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королёва, Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Государственная корпорация по космической деятельности «Роскосмос» и др.). Проведенное комплексное исследование позволяет сделать существенный шаг в изучении физических процессов с участием Ван-дер-Ваальсовых кластеров, что углубит и расширит области их прикладного применения.

Основные положения, выносимые на защиту:

- эмпирическая поправка, учитывающая процесс конденсации частиц, к известной зависимости, связывающей начальные параметры истечения и поперечный размер формируемой струи;
- результаты экспериментальных исследований взаимодействия частиц кластированного потока с фоновым окружением (проникание и рассеяние);
- результаты исследования обнаруженного послесвечения вторичного течения за пределами сжатого слоя, инициированного кластерами, прошедшими висячий скачок, при возбуждении частиц высоковольтным пучком электронов;
- эмпирическая модель послесвечения кластированного потока, основанная на взаимодействии кластеров с фоновым газом.

Достоверность результатов обеспечивается использованием современных измерительных методик, проведением калибровочных работ, анализом погрешностей проведенных измерений, воспроизводимостью результатов и их сравнением с опубликованными

данными других исследователей, полученными различными измерительными методами и численными расчетами.

Личный вклад автора состоял в постановке цели исследования, формулировке задач, разработке программы экспериментов, проведении измерений, обработке данных, анализе и интерпретации результатов, а также подготовке докладов для конференций и написании статей для публикации в высокорейтинговых журналах. Основные научные результаты, включенные в диссертационную работу и выносимые на защиту, получены соискателем лично или при его прямом участии.

Исследования по тематике диссертационной работы выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №20-01-00332), Российского научного фонда (проекты №22-11-00080, №22-19-00750) и Министерства образования и науки РФ (проекты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР, FSUS-2020-0039).

Апробация результатов. Основные результаты диссертации представлены в виде докладов, сделанных лично автором диссертационной работы или в соавторстве с научным коллективом, на различных студенческих, всероссийских и международных конференциях:

- Международная научная студенческая конференция;
- Научно-техническая конференция с участием зарубежных специалистов «Вакуумная наука и техника»;
- Международная конференция по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли;
- Всероссийская конференция «Сибирский теплофизический семинар»;
- Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям;
- Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика»;
- Всероссийской научно-технической конференции с международным участием «Вакуумная техника и технологии»;
- Международная конференция «Современные проблемы теплофизики и энергетики»;
- Всероссийская конференция с международным участием «Физика низкотемпературной плазмы»;
- International Conference on the Methods of Aerophysical Research;
- International Symposium on Rarefied Gas Dynamics;
- Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков»;
- Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых;

- Международный симпозиум по неравновесным процессам, плазме, горению и атмосферным явлениям.

Список избранных докладов, содержащих результаты диссертационной работы, представлен на странице [117](#).

Публикации автора. Список публикаций по теме диссертационной работы включает более 50 печатных работ, в том числе 13 статей в журналах, рекомендованных ВАК для представления основных результатов диссертационной работы, а также 16 материалов и более 20 тезисов конференций. Список избранных работ по теме диссертационной работы представлен на странице [113](#).

Структура и объём диссертационной работы. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и двух приложений. Работа изложена на 139 страницах печатного текста, включая 48 рисунков, 15 таблиц и библиографический список из 194 наименований.

Глава 1.

Современное представление о сверхзвуковых разреженных кластированных газовых потоках и методах их исследования

1.1. Сверхзвуковое истечение газа в разреженную среду

Исследование процесса расширения газа в вакуум, разреженное или затопленное пространство является важной частью механики жидкости и газов, тепло- и аэрофизики, газовой динамики и молекулярной кинетики, что подтверждается обширным спектром опубликованных в этом направлении научных работ (например, [1-9]), в которых досконально изучены многие вопросы формирования разреженного газового потока за соплами различных конфигураций, изменения его структуры под воздействием различных внутренних и внешних факторов, взаимодействия сверхзвуковых потоков друг с другом и с различными объектами, рассмотрено немало молекулярно-кинетических и термодинамических процессов, протекающих внутри таких потоков. Формальное зарождение аэрофизики датируется ещё XVIII веком, однако весомым толчком к бурному развитию исследования динамики разреженных газов послужил существенный прогресс в области конструирования вакуумной техники (начиная с 1920-х гг.) и последующее появление гиперзвуковых космических аппаратов и расширение космической программы (начиная с 1940–50-х гг.). Опубликованные за полстолетия работы по изучению процесса истечения газов и газовых смесей в разреженное окружение заложили весомую базу для дальнейших исследований.

Рассмотрим одномерную задачу истечения газа через сопло в область пониженного давления (вакуум) в условиях адиабатического приближения. Для описания состояния газа до расширения наиболее простым и удобным обобщением является уравнение Менделеева-Клапейрона:

$$P_0 V_0 = \nu R T_0, \quad (1.1)$$

где P_0 , T_0 , V_0 – давление, температура и объём газа до расширения; ν – количество вещества; $R \approx 8.315$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная.

При высоких значениях плотности (более 10^5 Па) идеализированная модель (1.1) не учитывает процессы отталкивания и притяжения частиц, ввиду чего принято использовать модель газа Ван-дер-Ваальса [10]:

$$\left(P_0 + \frac{a_w v^2}{V_0^2}\right)V_0 - b_w v = vRT_0, \quad (1.2)$$

где b_w – эффективный объем частиц газа, недоступный для сжатия; a_w/V_0^2 – противодействие, обусловленное некомпенсированной силой, “отталкивающей” частицы обратно в объем; при этом константы a_w и b_w , представленные в **таблице 1.1**, уникальны для каждого сорта газа.

Таблица 1.1 – Значения констант Ван-дер-Ваальса для различных газов [10].

газ	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄	He	Ne	Ar	Kr
$a_w, \text{Па} \cdot \text{м}^6 \cdot \text{моль}^{-2}$	0.0245	0.1370	0.1382	0.3658	0.2303	0.0035	0.0208	0.1355	0.5193
$b_w, 10^{-6} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$	26.5	38.7	31.9	42.9	43.1	23.8	16.7	32.0	10.6

В модели реального газа Ван-дер-Ваальса кинетическая энергия частиц определяется температурой газа T , а потенциальная энергия равна работе, которую необходимо совершить против сил притяжения для удаления частиц газа на расстояние, где взаимодействие между ними отсутствует. Давление, обусловленное притяжением частиц, в уравнении (1.2) задано выражением a_w/V_0^2 , ввиду чего для потенциальной энергии получаем:

$$U = \int_{\infty}^V \frac{a_w}{V^2} dV = -\frac{a_w}{V}, \quad (1.3)$$

откуда для полной внутренней энергии одного моля газа Ван-дер-Ваальса имеем:

$$dE = c_v dT + \frac{a_w}{V^2} dV \leftrightarrow E = c_v T - \frac{a_w}{V}, \quad (1.4)$$

где c_v – удельная теплоёмкость газа при постоянном объёме.

Расширение газа через сопло происходит в адиабатическом (изоэнтропическом) приближении:

$$\frac{P_0}{P} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\gamma} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{-\gamma}, \quad dH = \frac{dP}{\rho}, \quad \frac{dP}{d\rho} = c_s^2, \quad (1.5)$$

где P , T , V , ρ – локальные давление, температура, объём и массовая плотность частиц потока; H – энтальпия газа (кинетическая энергия); c_s – скорость звука; $\gamma = c_p / c_v$ – показатель адиабаты; c_p – удельная теплоёмкость газа при постоянном давлении.

Под понятием сопла, введенным в 1890 г. шведским инженером Густавом де Лавалем, понимают канал переменного или постоянного поперечного сечения любой формы. Звуковое сопло (ЗС) представляет собой отверстие фиксированного диаметра в тонкой стенке (**рисунок 1.1, а**) или сужающийся канал конического (**б**) или профилированного (**в**) сечения. Сверхзвуковые сопла (СЗС) имеют продолговатую форму с изменяющимся поперечным

сечением. Сверхзвуковое сопло Лавала представляет собой комбинацию сужающегося (конфузор) и расширяющегося (диффузор) каналов конического (рисунк 1.1, *з*) или профилированного (*д*) сечений. Сопло конического сечения, не содержащее конфузорной части, называют коническим сверхзвуковым соплом.

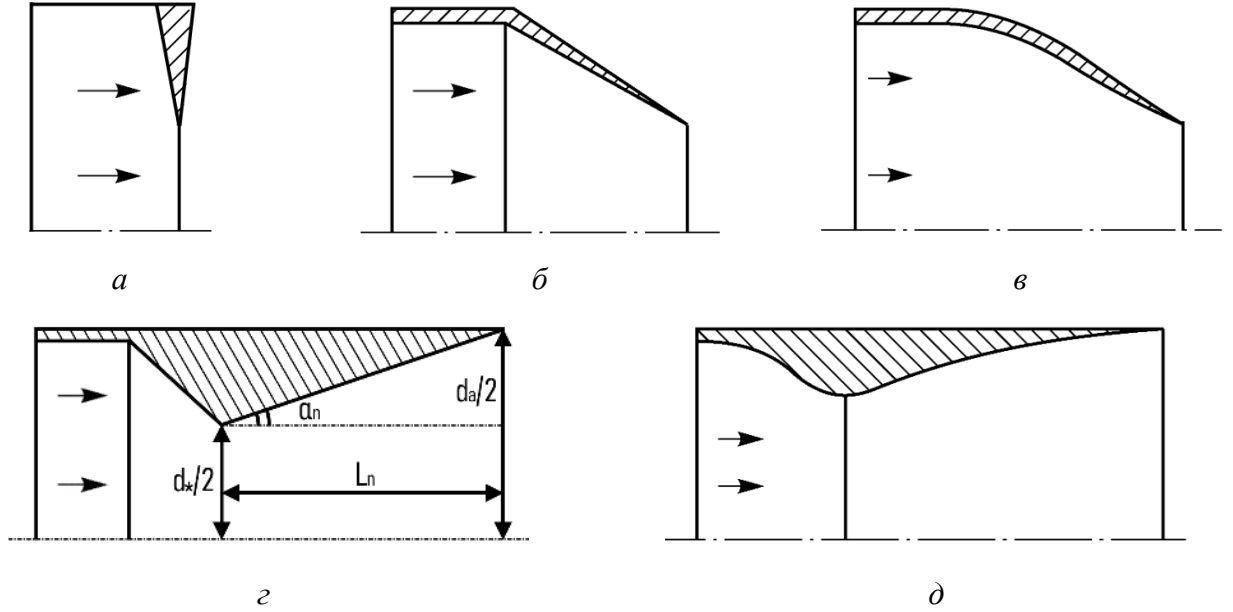


Рисунок 1.1 - Принципиальные схемы сопел: (*а*) – отверстие в тонкой стенке, (*б*) – звуковое коническое сопло, (*в*) – звуковое профилированное сопло, (*з*) – сверхзвуковое коническое сопло, (*д*) – сверхзвуковое профилированное сопло.

При адиабатическом расширении газа от объема V_0 до объема $V_\infty \rightarrow \infty$ работа против внешних сил совершается полностью за счёт его внутренней энергии путём преобразования энтальпии в кинетическую энергию поступательного движения, откуда из (1.4) имеем равенство:

$$c_v T_0 - \frac{a_w}{V_0} = c_v T_\infty - \frac{a_w}{V_\infty}, \quad (1.6)$$

а для градиента температуры из (1.6) получаем:

$$\Delta T = \frac{a_w}{c_v} \left(\frac{1}{V_\infty} - \frac{1}{V_0} \right). \quad (1.7)$$

Очевидно, что при условии $V_\infty \gg V_0$ градиент температуры отрицателен. Таким образом, газ при расширении охлаждается за счет перераспределения его внутренней энергии между кинетической и потенциальной.

Из первого начала термодинамики (уравнения Бернулли сжимаемой среды без учёта трения):

$$\frac{u^2}{2} + H = H_0 \leftrightarrow dP + \rho u du = 0, \quad (1.8)$$

и дифференциальной формы уравнения неразрывности (частного случая закона сохранения массы):

$$d(\rho u F) = 0, \quad (1.9)$$

в адиабатическом приближении (1.5) для локальной скорости газа u в канале переменного сечения F можно получить соотношение [10]:

$$\left(\frac{u^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{du}{u} = \frac{dF}{F}, \quad (1.10)$$

согласно которому $dF/F = 0$ соответствует критическому (минимальному) сечению сопла, в котором $u = c_s$. Тогда из (1.8) с использованием (1.5) для основных параметров истечения получаем:

$$\frac{P}{P_0} = \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u^2}{c_{s(0)}^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}, \quad (1.11)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u^2}{c_{s(0)}^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{1-\gamma}}, \quad (1.12)$$

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u^2}{c_{s(0)}^2} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1}, \quad (1.13)$$

где $c_{s(0)}$ – скорость звука в среде до расширения; $M = u/c_s$ – локальное число Маха. Из (1.8) также следует, что предельная (максимальная) скорость потока, обусловленная энтальпией газа до расширения H_0 , есть [10]:

$$u_{\max} = \sqrt{2H_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} c_{s(0)}^2} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} R_g T_0}, \quad (1.14)$$

где $R_g = R/M_g$ – удельная газовая постоянная; M_g – молярная масса газа.

В работе [11] представлено эмпирическое распределение $M(x)$ для звукового сопла в виде:

$$M(x) = A_* \left(\frac{x - x_*}{d_s} \right)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(A_* \left(\frac{x - x_*}{d_s} \right)^{\gamma-1} \right)^{-1} \quad (1.15)$$

где d_s – диаметр выходного (критического) сечения звукового сопла; A_* и x_* – константы, зависящие от γ и определяемые расчетным или экспериментальным путём. Согласно [11], для азота константы принимают значения $\gamma = 7/5$, $A_* = 3.65$, $x_*/d_s = 0.4$; для аргона – $\gamma = 5/3$, $A_* = 3.26$, $x_*/d_s = 0.075$, для диоксида углерода – $\gamma = 1.31$, $A_* = 3.9$, $x_*/d_s = 0.7$.

В работе [12] также показано, что осевое распределение численной плотности частиц потока ($\ddot{\rho} = \frac{N_A}{M_g} \rho$, где $N_A \approx 6.02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро) может быть описано эмпирическим выражением:

$$\frac{\ddot{\rho}}{\ddot{\rho}_0} \approx k_s \left(x/d_s \right)^{-2}, \quad (a)$$

$$\frac{\ddot{\rho}}{\ddot{\rho}_0} \approx k_s \left(x/d_{eq} \right)^{-2}, \quad d_{eq} = k_{eq}(\gamma) \cdot d_* / \operatorname{tg} \alpha_n, \quad (b) \quad (1.16)$$

справедливым для звуковой (a) и сверхзвуковой (b) конфигурации сопла, где k_s – постоянный численный коэффициент, равный 0.15 и 0.09 для одноатомных ($\gamma = 5/3$) и двухатомных ($\gamma = 7/5$) газов, соответственно; d_{eq} – эквивалентный диаметр сверхзвукового конического сопла; k_{eq} – константа, зависящая от сорта газа: $k_{eq}(\gamma) = 0.736, 0.866$ и 0.986 для одноатомных ($\gamma = 5/3$), двухатомных ($\gamma = 7/5$) и трехатомных ($\gamma = 9/7$) газов, соответственно [13]; d_* – диаметр критического сечения сверхзвукового сопла (специальное обозначение для сверхзвуковой конфигурации, согласно терминологии работы [12]); α_n – угол полураствора диффузорной части сопла.

Все вышеприведенные модели, описывающие процесс истечения в вакуум, не учитывают влияния противодействия атмосферы P_∞ , в которую происходит расширение, напрямую определяющего структуру и форму газового потока.

Если давление частиц на выходном срезе сопла P_a оказывается отличным от давления P_∞ , то течение считается нерасчетным [10]. Расширение струи в таком случае характеризуется степенью нерасчетности $n = P_a / P_\infty$: если $n < 1$, то поток является перерасширенным, появляется отходящая от края отверстия сопла косая ударная волна, сжимающая газ от выходного давления P_a до давления P_∞ , которая может сдвигаться на внутреннюю поверхность сверхзвукового сопла, где образуется отрыв; если $n > 1$, то поток является недорасширенным, падение давления от P_a до P_∞ происходит вне сопла, в отходящей от края его отверстия волне разрежения [14]. В недорасширенной струе за срезом сопла газ приобретает заметную скорость в радиальном направлении, что приводит к сложному течению с областями расширения и сжатия, а также с ударными волнами сложной конфигурации. Радиальная компонента скорости газа вблизи границы струи оказывается переменной и может несколько раз менять свое направление, пока под воздействием диссипативных эффектов не станет пренебрежимо малой. В зависимости от значения n в затопленных недорасширенных потоках наблюдается несколько характерных режимов течения [15]:

- при малом недорасширении ($1 < n < 10$) реализуется картина, аналогичная течению слабо перерасширенной струи, в котором наблюдается отражение висячего скачка от оси струи и наличие последовательности характерных идентичных бочкообразных структур;
- увеличение n выше критического значения приводит к образованию вертикальной (прямой) ударной волны, диска Маха (рисунк 1.2, а), в котором испытывают скачок термодинамические параметры газа (температура, плотность, давление); поток также представляет собой последовательность бочкообразных структур, очертания которых постепенно размываются под воздействием волновых потерь на висячих скачках, а также эффектов вязкости, теплопроводности и диффузии, протекающих в нарастающем вдоль границы струи слое смешения, в котором скорость частиц потока изменяется от максимальной величины на внутренней границе до нуля на внешней;
- дальнейший рост степени нерасчетности ($n > 100$ [15]) приводит к исчезновению последовательности наблюдаемых структур; за соплом образуется лишь одна «бочка», вне которой ударные волны отсутствуют.

За сверхзвуковыми соплами возможна реализация сильно недорасширенной струи (рисунк 1.2, б), в которой висячие скачки смыкаются на оси с образованием минимально возможной [16] прямой ударной волны (Х-образной конфигурации), за которой, аналогично ранее описанным случаям, может наблюдаться последовательность веретенообразных структур.

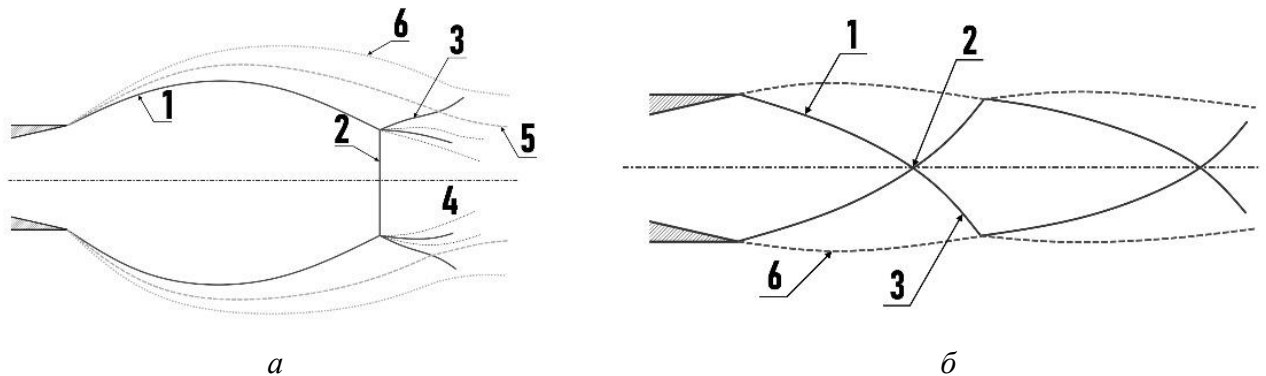


Рисунок 1.2 - Влияние степени нерасчетности на картину течения: (а) – недорасширенная струя, (б) – сильно недорасширенная струя. 1 – висячий скачок, 2 – диск Маха, 3 – отраженный висячий скачок, 4 – тангенциальный разрыв, 5–6 – внутренняя и внешняя границы слоя смешения, соответственно [10, 13-16].

Для описания характера истечения газа принято использовать безразмерные параметры подобия. Так, в частности, для характеристики степени разреженности газового потока принято использовать локальные числа Кнудсена [5]:

$$\text{Kn}_* = \frac{l_*}{d_*}, \quad l_* = \frac{1}{\sqrt{2} \rho_* \sigma_*}, \quad (a) \quad (1.17)$$

$$\text{Kn}_L = l_\infty / x_m, \quad l_\infty = 1 / \sqrt{2} \ddot{p}_\infty \sigma_\infty \approx 1 / \sqrt{2} \ddot{p}_\infty \pi d_p^2, \quad (б) \quad (1.17)$$

где l_* , σ_* и $\ddot{p}_*$ – значения длины свободного пробега, сечения столкновений и плотности в критическом срезе сопла; l_∞ , σ_∞ и $\ddot{p}_\infty$ – аналогичные значения для частиц в окружающем струю пространстве; x_m – характерный размер струи; d_p – диаметр атома в модельном приближении твёрдых сфер. Случай $\text{Kn}_* > 1$, соответствует условию свободномолекулярного расширения, в котором частицы потока не взаимодействуют друг с другом, а частицы окружающей среды свободно проникают внутрь струи и внутрь сопла. При $\text{Kn}_* \ll 1$ за срезом сопла наблюдается ядро струи, на котором происходит рассеивание частиц окружающей среды, а внутри которого расширение подчиняется адиабатическому приближению (1.5) [14]. Согласно [7, 11, 15-19], характерные размеры струи, истекающей из сопел различной конфигурации, могут быть описаны эмпирическими зависимостями:

$$x_m / d_* = k_1 \sqrt{N} \quad [11, 17], \quad (1.18)$$

$$x_m / r_a = k_2 \sqrt{n(1 + \gamma M_a^2 \cos^2 \alpha_n)} \quad [18], \quad (1.19)$$

$$r_m / d_* = k_3 \sqrt{N} \quad [11, 18], \quad (1.20)$$

$$r_m / d_* = k_4 n^{0.5} - k_5 n^{0.25} \quad [7], \quad (1.21)$$

$$r_m / r_a = k_6 \sqrt{n \left[\frac{\gamma M_a^2}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2}{\gamma-1} \frac{1}{M_a^2}} + \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma-1} \frac{1}{M_a^2} \left(1 - n^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right)} \right) - (1 + \gamma M_a^2) \right] + 1} \quad [18], \quad (1.22)$$

$$r_m / r_a = k_7 \left(N / \bar{F} \right)^{0.5} \text{tg} \theta_m \quad [19], \quad (1.23)$$

где r_m – радиус струи в максимальном сечении; r_a – радиус выходного сечения сопла; k_i – постоянные численные коэффициенты, уникальные для каждого газа; $N = P_0 / P_\infty$ – степень полного расширения струи по давлению; $\bar{F} = \frac{d_a^2}{d_*^2}$ – степень расширения сопла по площади

[10, 19]; $\theta_m = \arctg \sqrt{\frac{1-\bar{J}}{\bar{J}}}$ – характерный угол расширения струи [19];

$\bar{J} = \left(1 + \frac{1}{\gamma M_a^2} \right) \left(1 + \frac{2}{\gamma-1} \frac{1}{M_a^2} \right)^{-0.5}$ – относительный импульс газа на срезе сопла [19]; M_a – число

Маха на выходном срезе сопла.

Для характеристики инерционных сил к силам вязкого трения в газовом потоке используется безразмерное число Рейнольдса, определяемое для критического сечения сопла соотношением [20]:

$$\text{Re}_* = \frac{\rho_* u_* d_*}{\mu(T_*)} \approx \frac{1}{\text{Kn}_*}, \quad (1.24)$$

где d_* – диаметр критического сечения сопла; $u_* = \sqrt{\frac{\gamma k_B T_0}{m_g} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)^{-\frac{1}{2}}}$ – скорость течения потока в критическом сечении сопла, равная локальной скорости звука; $k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; m_g – масса частиц; ρ_* и T_* – массовая плотность и температура частиц потока в критическом сечении сопла, определяемые соотношениями (1.12) и (1.13); $\mu(T_*)$ – динамическая вязкость газа при температуре T_* , определяемая для исследуемого сорта газа по степенному закону [21] или модели Сазерленда $\mu(T_*) = \mu_{\text{ref}} \frac{T_{\text{ref}} + K_{\text{Suth}}}{T_* + K_{\text{Suth}}} \left(\frac{T_*}{T_{\text{ref}}}\right)^{3/2}$ [22]; K_{Suth} – постоянная Сазерленда, уникальная для каждого газа; T_{ref} и μ_{ref} – референсные значения, полученные при нормальных условиях.

Таким образом, из (1.1), (1.17), (1.18) и (1.24) при $T_0 = T_\infty$ для числа Кнудсена имеем:

$$\text{Kn}_L = \sqrt{N} / \rho_0 \sigma_0 d_* \approx \text{Kn}_* \sqrt{N} = \sqrt{N} / \text{Re}_* = 1 / \text{Re}_L, \quad (1.25)$$

где Re_L – число Рейнольдса по характерному размеру сверхзвуковой струи, определяющее степень влияния вязких эффектов и диффузионных процессов как в зоне смешения, так и в ядре струи [20]. В частности, было установлено, что верхний фронт зоны смешения при $\text{Re}_L \sim 150$ локализован сжатом слое, $\text{Re}_L \sim 100$ соответствует переходному режиму срастания ударных волн и зоны смешения, а при $\text{Re}_L \sim 20 \div 10$ струя становится диффузной и ядро струи перед диском Маха заполняется проникающим фоновым газом в соизмеримом количестве.

Исходя из рассмотренных выше аспектов, на характер течения газа оказывают влияние не только характеристики использованной конфигурации сопла, но и особенности самого газа, параметры его состояния до расширения, а также параметры среды, в которую происходит расширение. Совокупность всех этих факторов определяет формирование линий тока, вдоль которых происходит распространение газовых частиц в среде за соплом.

1.2. Методы исследования разреженных газовых потоков

Существенный шаг в развитии экспериментальных подходов к исследованию процессов газодинамики истечения сверхзвуковых струй из сопел различных конфигураций в условиях разных давлений и составов окружающей разреженной среды был выполнен в середине

прошлого столетия с развитием аэрокосмической техники. Экспериментальное моделирование позволяет воспроизводить и изучать распределение течений, газодинамическое взаимодействие струй между собой и с элементами конструкции космических аппаратов (КА), предоставляя данные для сравнения с расчётами на основе имеющейся теории. В частности, для исследования полей течения разреженных газовых потоков широко используются крупные аэрогазодинамические установки и комплексы, воссоздающие газовые объекты в масштабе 1:1. Развитие таких установок в России (СССР) [23], США [24], Китае [25], Италии [26] и т.д. ввиду большого расхода газа при достижении условий истечения в вакуум происходило в сторону усовершенствования откачных способностей. Однако подобные крупномасштабные комплексы крайне сложны в эксплуатации и требуют колоссальных капитальных вложений для оснащения, что обосновывает поиск более простых и дешёвых решений возникающих задач.

Логичным решением этой проблемы является проведение исследований в импульсных режимах [27-38], что позволяет достичь больших значений расходов газа по сравнению со стационарными. Однако, несмотря на то, что данный подход активно используется для моделирования различных физических процессов (истечение струй из сопел КА [27], релаксационные процессы [28], взаимодействие потока с поверхностью [30-31], кинетика столкновительного рассеяния [33, 36] и др.), он имеет очевидные недостатки, ограничивающие его применение при воспроизведении условий, справедливых в стационарном случае. В первую очередь это связано с необходимостью обеспечения условия квазистационарности параметров, чтобы скорости передачи информации до диагностической аппаратуры было достаточно для проведения измерений. В работе [37] было показано, что скорость движения переднего фронта газового импульса существенно ниже предельной скорости стационарного истечения газа, что приводит к уменьшению протяжённости области стационарного течения [38].

Альтернативным способом исследования газовых потоков стала миниатюризация сопел [39] в режимах со стационарным истечением. Данный способ основан на принципе подобия, который утверждает, что при равенстве определенных величин у двух газовых объектов их можно считать идентичными. Использование современных турбомолекулярных и гелиевых криогенных насосов и технологий создания сопел субмиллиметрового диаметра позволило перенести исследование стационарных истечений на небольшие лабораторные стенды [7, 9, 12, 15-19, 34, 37-38, 40].

В классическом подходе [41-42], разработанном во второй половине XX века, подобие струй в рамках модели идеального газа определяется равенством чисел Маха на срезе сопел Ma , отношений удельных теплоемкостей γ , углов полураствора сопел α_n и степени нерасчетности n . Если эти параметры одинаковы для модельной и натурной струи, то выполняется равенство скорости u/u_a , давления P/P_0 и плотности ρ/ρ_0 в одинаковых сечениях полей течения струй [42].

Однако, согласно [41], для сильно недорасширенных струй ($n \gg 1$) изменение угла полураствора сопла α_n в диапазоне $0 - 10^\circ$ относительно слабо влияет на форму струи и распределение параметров в поле течения.

В свою очередь, в работах [43-44] были представлены основные положения теории подобия струй, истекающих разреженное пространство с большой степенью нерасчетности, с использованием интегральных параметров моделирования: характерного угла расширения струи θ_m , и параметра $N/\bar{F}$, - равенство которых обеспечивает идентичность сравниваемых потоков без воссоздания точного состава истекающей газовой смеси.

В то время как изучение расширения газов в пространство с давлением от атмосферного и выше обеспечено широким спектром проверенных диагностических методик (теневые методы [45], датчик полного давления [46], тензометрия, измерение скорости частиц по изображению PIV [47], электроразрядное трассирование потока, лазерная доплеровская анемометрия ЛДА [48], когерентное антистоксовое рассеяние света КАРС и т.д.), проведение измерений при расширении в вакуум или сильно разреженное пространство затруднено ввиду низкой плотности частиц и большого её градиента вниз по расширяющемуся потоку. Для проведения измерений в сверхзвуковых струях разреженных газов используется оптическая эмиссионная спектроскопия (ОЭС) [49], метод лазерной индуцированной флюоресценции (ЛИФ) [50], электронно-пучковая диагностика (ЭПД) [9] и молекулярно-пучковая диагностика [38]. Следует отметить, что ОЭС отличается невысоким пространственным разрешением и сложностью интерпретации результатов измерений, а диагностика с применением ЛИФ ограничена ввиду низкой плотности потока и малости сечения столкновения между фотонами и частицами струи, что затрудняет использование данных методик при исследовании разреженных газовых потоков.

1.2.1. Электронно-пучковая диагностика

Метод исследования газовых потоков, основанный на пропускании через газовый объект пучка свободных электронов высокой энергии с последующей регистрацией процессов эмиссии (излучения), предложенный в 1930 годах в работах О.Г. Лангстрота [51], сэра Дж.Дж. Томсона [52], Н.Ф. Мотта и Х.С.В. Мэсси [53] и других авторов, был развит, усовершенствован и введён в активное использование во второй половине прошлого столетия. Значительную роль в развитии и распространении метода сыграли исследования коллектива ИТ СО РАН под руководством академика А.К. Реброва [54-57], а также Е.П. Мюнца [58-60], Дж.А. Смита и Дж.Ф. Дрисколла [61], Л.А. Гохберга [62], М. Белана [26], А.К. Мохамеда [63] и др.

В результате взаимодействия частицы **A** с электронами может образоваться возбужденная нейтральная или кратно ионизованная и возбужденная частица потока, в последующем испускающая квант света:

$$A + e \rightarrow A^* + e \rightarrow A^* \rightarrow A + \hbar\omega_1; \quad / \quad A^* \rightarrow A^{*'} + \hbar\omega_2;$$

$$A + e \rightarrow (A^+)^* + 2e; \rightarrow (A^+)^* \rightarrow A^+ + \hbar\omega_3; \quad / \quad (A^+)^* \rightarrow (A^+)^{*'} + \hbar\omega_4.$$

На **рисунке 1.3** представлена принципиальная схема пошагового процесса заселения конкретного состояния (**f**) при неупругом столкновении атома с электроном пучка [62, 64]. Атомы, находящиеся в основном состоянии (**g**), испытывают столкновения с электронами и возбуждаются на различные верхние уровни, включая состояние (**f**). За короткое время достигается равновесие, при котором скорость заселения состояния (**f**) равна скорости его депопуляции. Скорость заселения формируется из двух составляющих: прямого возбуждения с основного состояния и каскадного «спуска» с верхних уровней (**u_i**). Скорость депопуляции определяется испусканием фотонов при переходе атома с энергетического состояния (**f**) на более низкое состояние (**l_i**).

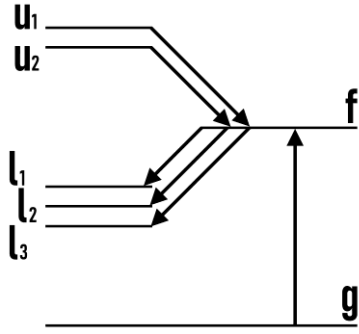


Рисунок 1.3 – Схематическое отображение процесса заселения энергетического состояния (**f**).

При этом отношение потоков фотонов для переходов, начинающихся на одном верхнем уровне, равно отношению вероятностей:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_{f l_1}}{A_{f l_2}}, \quad (1.26)$$

где I_1, I_2 — интенсивность излучения при переходах (**f**)→(**l₁**) и (**f**)→(**l₂**); $A_{f l_1}$ и $A_{f l_2}$ — вероятности этих переходов (коэффициенты Эйнштейна). Таким образом, скорость изменения плотности населения состояния (**f**) определяется выражением:

$$\frac{d\ddot{\rho}_f}{dt} = \ddot{\rho}_g \ddot{\rho}_e u_e \sigma_f - \sum_{l_i < f} A_{f l_i} \ddot{\rho}_f + \sum_{u_i > f} A_{u_i f} \ddot{\rho}_{u_i}, \quad (1.27)$$

где $\ddot{\rho}_f$ — численная плотность атомов в состоянии (**f**); $\ddot{\rho}_g$ — численная плотность атомов в основном состоянии (**g**); $\ddot{\rho}_e$ — численная плотность электронов в пучке; u_e — скорость электронов; σ_f — сечение прямого возбуждения состояния (**f**); суммирование по индексам **u_i** и **l_i** представляет собой суммирование по всем уровням с большей и меньшей энергией, чем (**f**), соответственно; $\ddot{\rho}_{u_i}$ — численная плотность атомов в некотором верхнем состоянии (**u_i**). Первый член справа — это скорость возбуждения атома в состояние (**f**) из основного состояния (**g**), второй член — это

скорость депопуляции состояния (**f**) за счет спонтанного излучения, а третий член — это скорость каскадного заселения состояния (**f**) с более высоких уровней (**u_i**). Следует отметить, что коэффициенты A_{ij} не зависят от внешних факторов и определяются свойствами конкретной квантовой системы. При этом величина, обратная к коэффициенту Эйнштейна A_{ij} , представляет собой среднее значение времени жизни частиц в возбужденном состоянии τ_i .

При достижении равновесия справедливо равенство:

$$\frac{d\ddot{\rho}_f}{dt} = 0, \quad (1.28)$$

откуда решение уравнения (1.27) для $\ddot{\rho}_f$ с использованием (1.28) дает стационарную плотность населения состояния (**f**):

$$\ddot{\rho}_f = \frac{1}{\sum_{l_i} A_{fl_i}} \left(\ddot{\rho}_g \ddot{\rho}_e u_e \sigma_f + \sum_{u_i} A_{u_i f} \ddot{\rho}_{u_i} \right) \quad (1.29)$$

Поток фотонов, излучаемый при переходе (**f**) → (**l_i**), выраженный в количестве фотонов, испущенных в секунду на единицу длины пути электрона, определяется соотношением:

$$J_{fl_i} = \ddot{\rho}_f A_{fl_i} F_e, \quad (1.30)$$

где F_e — площадь поперечного сечения пучка. В свою очередь ток электронного пучка i можно выразить как произведение плотности тока на сечение пучка:

$$i = \ddot{\rho}_e u_e e F_e, \quad (1.31)$$

где $e = 1.60217663 \cdot 10^{-19}$ Кл — электронный заряд, откуда из (1.29) получаем выражение для σ_f :

$$\sigma_f = \frac{\sum_{l_i} A_{fl_i}}{A_{fl_i}} \frac{e}{\ddot{\rho}_g i} J_{fl_i} - \sum_{u_i} \frac{e}{\ddot{\rho}_g i} J_{u_i f} = \frac{\sum_{l_i} A_{fl_i}}{A_{fl_i}} \sigma_{fl_i} - \sum_{u_i} \sigma_{u_i f}, \quad (1.32)$$

где $\sigma_{fl_i} = \frac{e}{\ddot{\rho}_g i} J_{fl_i}$ — эффективное (оптическое) сечение перехода из состояния (**f**) в состояние (**l_i**).

Наглядно эту величину можно представить как сечение, при попадании электроном в которое будет наблюдаться испускание фотона из атома газа. В работе [65] связь эффективного сечения перехода с давлением частиц газа и энергией возбуждающих электронов представлена в следующем виде:

$$\sigma_{ij}(P, E_e) = \sigma_{ij}^{\text{ref}} \cdot p_i(P) \cdot q_i(E_e), \quad (1.33)$$

где σ_{ij}^{ref} — значение эффективного сечения, полученного при $P = 5$ mtorr (0.67 Па) и $E_e = 50$ эВ; коэффициенты p_i и q_i представлены в виде таблицы с широким диапазоном данных, что позволяет достаточно точно определить значение σ_{ij} для различных параметров проводимого эксперимента.

Рассмотрим структуру одиночного атома на примере аргона [65-67]. Электронная конфигурация атома в основном состоянии (**g**) - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$, которая может трансформироваться во множество других конфигураций при возбуждении. Набор конфигураций, в которые возбуждается один из внешних 3p-электронов, наиболее слабо связанных с ядром (так называемые оптические электроны), гораздо более вероятен, чем любой другой. Эти конфигурации можно представить как $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 n p$, где n - главное квантовое число орбитали возбужденного электрона, а p - орбитальный угловой момент. Ошибочно также предполагать, что для каждой конфигурации существует только одно возбужденное состояние, поскольку между возбужденным электроном и невалентными электронами существует значительное взаимодействие. Это взаимодействие создает несколько возбужденных состояний для каждой конфигурации, что можно продемонстрировать на примере конфигурации $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 n s$. В этом случае для возбужденного электрона $p = 0$ и $s = 1/2$, тогда как для невалентных – $p = 1$ и $s = 1/2$. Комбинируя их обычным способом, мы получаем $L = 1$ и $S = 1$ или 0 , и эти члены представляют четыре состояния, т.е. 3P_2 , 3P_1 , 3P_0 и 1P_1 . Если продолжить этот анализ и перейти к таким конфигурациям, как $3p^5 n p$ или $3p^5 n d$, то можно обнаружить более 20 состояний. Таким образом, спектр излучения аргона представляет собой многочисленный набор линий различной интенсивности, обусловленной величинами Q_{ij} и A_{ij} .

В свою очередь, излучение двух- и трёхатомных молекул обусловлено возбуждением молекулы как целого [68]. В каждом устойчивом электронном состоянии атомы молекулы могут совершать колебания относительно положения равновесия и вращаться. Полная энергия молекулы в хорошем приближении равна сумме электронной E_n , колебательной E_v и вращательной E_r энергий [69]:

$$E = E_n + E_v + E_r = hc(T_n + G + F) = hcT, \\ G = \left(v + \frac{1}{2}\right)\omega_e - \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \chi_e \omega_e + \left(v + \frac{1}{2}\right)^3 \gamma_e \omega_e + \dots, \quad (1.34)$$

$$F = B_v K(K+1) - D_v K^2(K+1)^2 + \dots,$$

где T_n , G и F – электронный, колебательный и вращательный термы; ω_e , $\chi_e \omega_e$, $\gamma_e \omega_e$, B_v , D_v – молекулярные константы для данного электронного состояния. При излучательном переходе волновое число ξ_m спектральной линии определяется выражением:

$$\xi_m = T' - T'' = (T'_n + G' + F') - (T''_n + G'' + F''). \quad (1.35)$$

Для электронного перехода $\xi_e = T'_n - T''_n$ является постоянной величиной, и рассмотрение переходов между состояниями, для которых вращение отсутствует ($F' = F'' = 0$), дает картину колебательной структуры с волновыми числами, описывающими все возможные переходы между колебательными уровнями двух электронных состояний:

$$\begin{aligned}
\xi_{v'v''} &= \xi_e + (G' - G'') = \\
&= \xi_e + \left[\left(v' + \frac{1}{2} \right) \omega_e' - \left(v' + \frac{1}{2} \right)^2 \chi_e' \omega_e' + \left(v' + \frac{1}{2} \right)^3 \gamma_e' \omega_e' + \dots \right] - \\
&\quad - \left[\left(v'' + \frac{1}{2} \right) \omega_e'' - \left(v'' + \frac{1}{2} \right)^2 \chi_e'' \omega_e'' + \left(v'' + \frac{1}{2} \right)^3 \gamma_e'' \omega_e'' + \dots \right].
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Для колебательного перехода $(v' - v'') \xi_{v'v''}$ – постоянная величина, а вращательная структура описывается выражением:

$$\begin{aligned}
\xi &= \xi_{v'v''} + \xi_R = \xi_{v'v''} + F'(K') - F''(K''), \\
\Delta K &= K' - K'' = 0, \pm 1; K' = K'' \rightarrow K', K'' \neq 0,
\end{aligned} \tag{1.37}$$

при этом ΔK определяет ветвь по правилу: $\Delta K = -1$ – Р-ветвь, $\Delta K = 0$ – Q-ветвь, $\Delta K = +1$ – R-ветвь.

На примере использованных в работе молекулярных газов (азота и диоксида углерода) можно увидеть, что взаимодействие частиц с пучком электронов приводит к возбуждению целого ряда систем полос. Согласно [57, 70-76], в спектре излучения азота преобладают переходы второй положительной ($N_2: C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) и первой отрицательной ($N_2^+: B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g$) систем, а в спектре излучения диоксида углерода – переходы системы ($CO_2^+: B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g$) и Фокса-Даффендака-Баркера ($CO_2^+: A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Pi_g$).

Несмотря на то, что процесс возбуждения для любых газов аналогичен, физика процесса испускания фотонов и результирующая люминесценция уникальна для каждого газа. На **рисунке 1.4** представлены табличные спектры излучения использованных в настоящей работе газов (аргона – *а*, диоксида углерода – *б*, азота – *в*), детальное описание которых представлено в **таблицах А.1-А.3** [57, 64-67, 70-76] (см. Приложение А).

Анализ процесса испускания фотонов (люминесценции) позволяет определить многие свойства начального состояния (**g**), если путь процесса возбуждение-излучение известен.

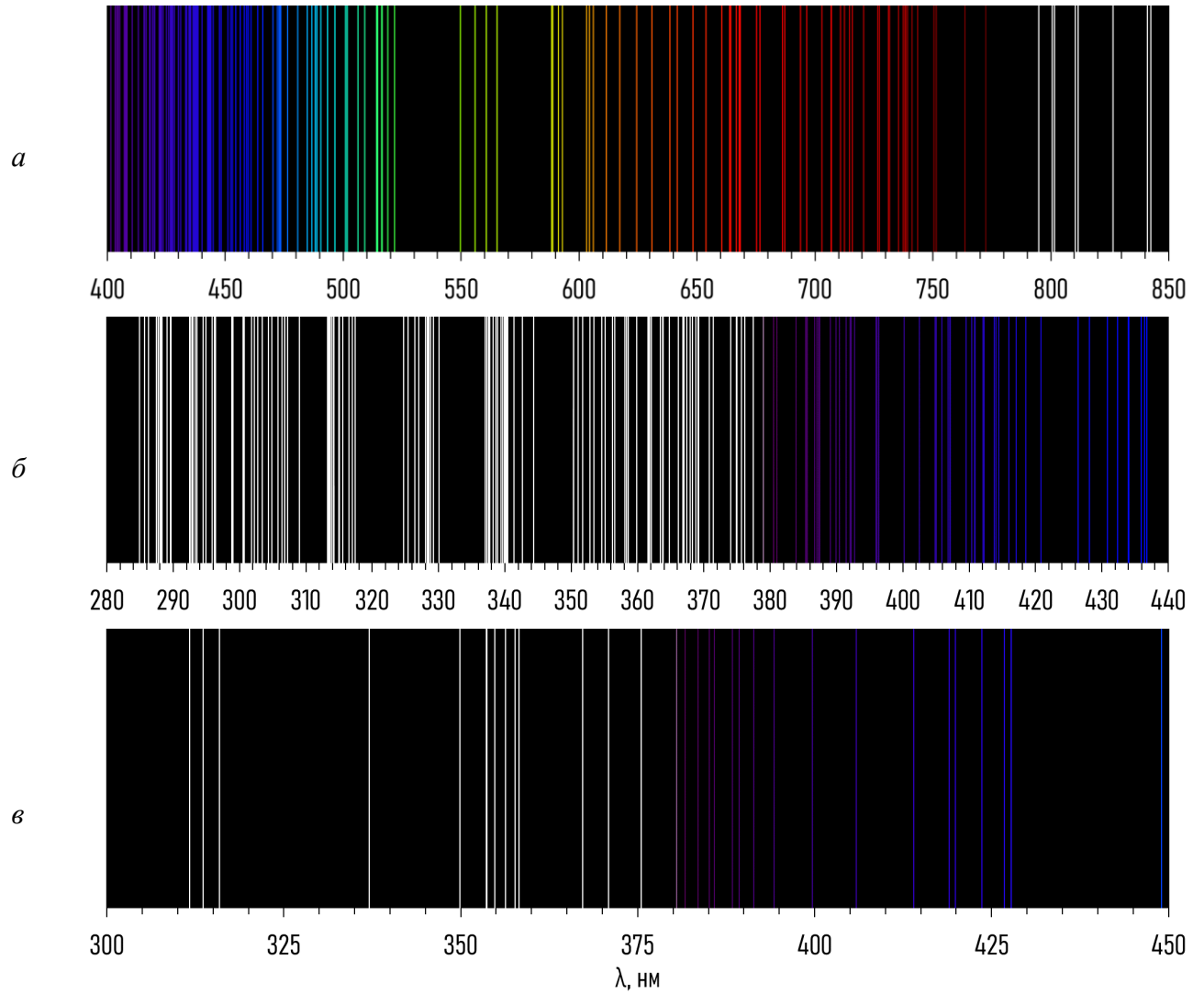


Рисунок 1.4 – Спектры спонтанного излучения аргона (*a*), диоксида углерода (*б*) и азота (*в*), инициированного электронным пучком (электрическим разрядом) [57, 64-67, 70-76].

1.2.1.1. Измерение численной плотности

Техника использования электронного пучка для измерения локальной численной плотности была впервые представлена в 1962 году Е.О. Гадамером [77] и развита Е.П. Мюнцем [59]. Согласно [61], интенсивность излучения, наблюдаемого при энергетическом переходе (**i**) → (**j**), можно описать следующей зависимостью:

$$I_{ij} = \frac{k_u \ddot{\rho}}{1 + k_q \ddot{\rho} \sigma_q(T) \left(\frac{8}{\pi}\right) R T^{1/2}}, \quad (1.38)$$

где k_u и k_q – константы; $\ddot{\rho}$ – искомая численная плотность частиц; T – температура частиц; R – универсальная газовая постоянная; σ_q – полное сечение столкновительного гашения верхнего уровня; I_{ij} – интенсивность наблюдаемого перехода.

Это уравнение получено в предположении, что ток электронного пучка и ускоряющий потенциал постоянны; в противном случае c_1 – не константа. Физически k_u – это отношение скорости возбуждения, возникающего в результате неупругих столкновений первичных и вторичных электронов с газовой частицей, к полной скорости спонтанного опустошения верхнего уровня. Второй член в знаменателе – отношение скорости опустошения населения верхнего уровня, вызванного атомными или молекулярными столкновениями, к общей скорости спонтанного излучения для верхнего уровня (т.е. k_q – это обратная величина к общей скорости спонтанного излучения).

Сечение столкновений σ_q зависит от температуры и, по сути, представляет собой сечение опустошения (гашения) верхнего уровня атомами или молекулами в основном состоянии. Впоследствии было показано [55, 59], что без учёта процесса гашения соотношение (1.38) можно представить в виде:

$$I_{ij} = k_E \cdot h \cdot c \cdot v_{ij} \cdot A_{ij} \cdot \ddot{\rho}_i, \quad (1.39)$$

где $\ddot{\rho}_i$ – численная плотность частиц в верхнем возбужденном состоянии; c – скорость света; k_E – приборная константа; h – постоянная Планка; v_{ij} – частота перехода; A_{ij} – вероятность спонтанного перехода. В свою очередь заселенность верхнего возбужденного состояния определяется как:

$$\ddot{\rho}_i \approx i \cdot \ddot{\rho} \cdot \sigma_i, \quad (1.40)$$

где i – ток пучка электронов; σ_i – полное сечение возбуждения верхнего состояния; $\ddot{\rho}$ – искомая локальная плотность частиц в основном состоянии.

Учитывая специфику постановки эксперимента в потоке разреженного газа комнатной температуры, в работе [78] было сделано допущение, согласно которому величины k_E , h , c , v_{ij} , A_{ij} и σ_i , определяемые особенностями измерительной аппаратуры и сортом исследуемого газа, могут быть объединены в величину k_{ij} , имеющую слабую зависимость от температуры, но принимаемую за постоянную в контексте проведения измерений, ввиду чего из зависимостей (1.39) и (1.40) для интенсивности оптического излучения I_{ij} , возбуждённого электронным пучком, в отсутствие гашения флуоресценции и влияния вторичных электронов получаем:

$$I_{ij} = k_{ij} \cdot \ddot{\rho} \cdot i. \quad (1.41)$$

Таким образом получаем линейную зависимость интенсивности излучения частиц и их численной плотности, которая, согласно [59], сохраняется при $\ddot{\rho} < 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

С увеличением плотности время нахождения атома или молекулы в возбужденном состоянии оказывается больше времени между столкновениями частиц в потоке, в результате чего полученные с помощью (1.41) результаты будут искажены столкновительным гашением,

требующим дополнительной численной поправки. Согласно [79-80], уменьшение регистрируемого сигнала, вызванное гашением флуоресценции, описывается выражением Штерна-Фольмера:

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + \ddot{\rho} \tau_i K_q}, \quad (1.42)$$

где I – измеряемый сигнал, $I_{\max}$ – сигнал в отсутствие гашения, τ_i – время жизни возбужденного состояния, K_q – константа гашения, $\ddot{\rho}$ – численная плотность излучающих центров. Как было показано в (1.38), константа гашения K_q имеет температурную зависимость. Согласно литературным данным, для состояния $B^2\Sigma_u^+$ молекулярного иона CO_2^+ в атмосфере углекислого газа при температуре ~ 300 К константа гашения K_q принимает значение $7.5 \cdot 10^{-10}$ см³/с [81]. Однако температура газа в струе в исследуемых режимах оказывается значительно ниже комнатной, исходя из чего, согласно [80], значение K_q в струе диоксида углерода при использовании серии переходов $\text{CO}_2^+: B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g$ (таблица А.2, Приложение А) следует принять равным $K_q^{(\text{CO}_2)} = 5.4 \cdot 10^{-10}$ см³/с. Аналогичным способом были получены значения константы гашения для перехода $\text{N}_2^+: B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ (таблица А.3, Приложение А) в потоке азота $K_q^{(\text{N}_2)} = 2.8 \cdot 10^{-10}$ см³/с, и для перехода $4p^2[1/2]_0 \rightarrow 4s^2[1/2]_1$ (таблица А.1, Приложение А) в потоке аргона $K_q^{(\text{Ar})} = 8.8 \cdot 10^{-10}$ см³/с [74].

Учёт столкновительного гашения флуоресценции в выражении (1.41) производится заменой регистрируемой интенсивности излучения I на интенсивность излучения в отсутствие гашения $I_{\max}$ при возможности приблизительной оценки плотности частиц $\ddot{\rho}$ в зависимости (1.41) альтернативным методом (например, численным расчетом или эмпирической зависимостью).

Описанный метод измерения плотности, основанный на применении ЭПД, применяется при регистрации излучения как в видимой, ближних инфракрасной и ультрафиолетовой [82], так и в рентгеновской [83] частях спектра, что позволяет избежать влияния температуры, вторичных электронов или столкновительного девозбуждения на процесс излучения.

1.2.1.2. Измерение скорости и поступательной температуры

Изучение формы атомной или молекулярной линии в индуцированном электронным пучком излучении в поле течения также используется для получения информации о характеристиках частиц потока [84]. Профиль линии и предполагаемая функция распределения газа используются для получения поступательной температуры, в то время как скорость потока находится по доплеровскому смещению исследуемой излучательной линии. Измерение

поступательной температуры методом ЭПД основано на использовании функции распределения скоростей. В тепловом равновесии эта функция задается максвелловской функцией:

$$f(u) = \ddot{\rho} \left(\frac{m_g}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_g (u - \bar{u})^2}{2k_B T} \right), \quad (1.43)$$

где $\bar{u}$ – средняя (гидродинамическая) скорость частиц вдоль оси струи. Для областей трансляционной неравновесности используется эллипсоидальная функция распределения, рассматривающая две разные «температуры» для характеристики компонентов скорости, измеренных параллельно и перпендикулярно оси струи:

$$f(u) = \ddot{\rho} \left(\frac{m_g}{2\pi k_B T_{\parallel}} \right)^{1/2} \left(\frac{m_g}{2\pi k_B T_{\perp}} \right) \exp \left(-\frac{m_g (u_{\parallel} - \bar{u})^2}{2k_B T_{\parallel}} - \frac{m_g u_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}} \right). \quad (1.44)$$

Функция распределения используется вместе с измерениями формы спектральной линии от одной излучательной линии, возникающей при возбуждении частиц электронным пучком [60, 85-86]. Относительное движение этих частиц в параллельном и перпендикулярном направлениях к потоку вызывает доплеровский сдвиг, который связывает длину волны и усредненную по времени скорость в точке следующим образом:

$$\frac{u}{c} = -\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (1.45)$$

Поскольку скорости газа, встречающиеся в сверхзвуковых потоках, намного меньше скорости света, доплеровские сдвиги малы, и для измерений требуются оптические приборы с высокой разрешающей способностью ($\lambda/\Delta\lambda > 10^6$).

Альтернативный метод измерения локальной скорости газового потока, предложенный А.М. Троканом [87] в 1964 году, основан на регистрации времени прохождения возбужденного газа на заданное расстояние при использовании метастабильных состояний. Эта концепция может быть применена к любому газу или газовой смеси, которая обладает одним или несколькими долгоживущими возбужденными состояниями, однако осложнена, ввиду погрешностей определения временного промежутка, а также локализации проведения измерений из-за уширения свободномолекулярного потока за возбуждающим электронным пучком.

1.2.1.3. Измерение вращательной температуры

Предполагая, что молекулы не испытывают кинетических столкновений в процессе возбуждения-излучения, по измеренным интенсивностям излучения можно рассчитать вращательное распределение нейтрального газа, что впервые было предложено в 1961 году Е.П. Мюнцем [58, 88]. Если эти населенности следуют функции распределения Больцмана, они определяют вращательную температуру для молекул газа. При сверхзвуковых истечениях газа

возможно достижение достаточного количества парных столкновений молекул (10^1 - 10^2) для установления термодинамического равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы, ввиду чего вращательная температура в некоторых областях потока полностью характеризует температуру газа. Колебательная же температура остается неизменной, так как требуемое количество столкновений для установления равновесия ($\sim 10^4$) в условиях истечения разреженных газов достигается лишь на начальных участках потока [89]. Наиболее часто используемым газом при измерении температуры вращения при использовании ЭПД является азот и его наиболее интенсивные колебательные полосы первой отрицательной системы (0-0) и (0-1). Процесс возбуждения нейтральной молекулы азота до уровней в верхнем состоянии N_2^+ предполагается прямым, и в нём не учитываются какие-либо столкновительные процессы, что обуславливает ограничение применимости методики условием $\ddot{r} < 10^{22} \text{ м}^3$ [58]. Помимо этого, при проведении измерений допускается, что распределение заселенности молекул на вращательных уровнях состояния $N_2X^1\Sigma_g^+$ представляет собой больцмановское распределение, которое характеризуется температурой T_R , а также что спиновое взаимодействие состояния $N_2^+B^2\Sigma_u^+$ слабо, ввиду чего дублетные состояния не разрешены.

Исходя из предположения, что правила отбора (1.37) применимы при возбуждении от $N_2X^1\Sigma_g^+$ до $N_2^+B^2\Sigma_u^+$, ионизация молекулы приводит к изменению спина ($1/2$) и формированию Р- и R-ветвей. При возбуждении верхний уровень K' заселяется посредством ветвей R и Р от нижних вращательных уровней $K'-1$ и $K'+1$. Число молекул в секунду, возбуждаемых на уровень K' , определенного колебательного уровня v' состояния $N_2^+B^2\Sigma_u^+$ состоит из суммы вкладов всех колебательных уровней v_1'' состояния $N_2X^1\Sigma_g^+$, причём на каждом вращательном уровне колебательного уровня находится $\ddot{N}_K''$ молекул. Если предположить, что вращательная и колебательная собственные функции разделимы, скорость заселения вращательного уровня K' колебательного уровня v' состояния $N_2^+B^2\Sigma_u^+$, согласно [58], задается выражением:

$$\Phi(v', K') = f_e \sum_{v_1''} \left(\frac{\ddot{N}_{K'+1}'' P_P + \ddot{N}_{K'-1}'' P_R}{\sum_{K'} (\ddot{N}_{K'+1}'' P_P + \ddot{N}_{K'-1}'' P_R)} \cdot q(v', v_1'') \right) = C_1 \sum_{v_1''} \left(\frac{q(v', v_1'') [H]}{Q_R(T_R)_{X\Sigma} [\theta] e^{\frac{E_{v_1''}}{k_B T_R}}} \right),$$

$$[H] = \left[(K'+1) \exp \left(\frac{-B_{v_1'} (K'+1)(K'+2)hc}{k_B T_R} \right) + K' \exp \left(\frac{-B_{v_1'} (K'-1)K'hc}{k_B T_R} \right) \right], \quad (1.46)$$

$$[\theta] = \left[\sum_{K'} \left((\ddot{N}_{K'+1}'')_{v_1''} P_P + (\ddot{N}_{K'-1}'')_{v_1''} P_R \right) \right],$$

где f_e – функция, определяемая для электронного пучка, которая не имеет зависимости от волнового числа при больших энергиях E_e ; $q(v', v_1'')$ – коэффициенты Франка-Кондона,

определяющие вероятность перехода между колебательными уровнями; $P_p = \frac{(K' + 1)}{(2K' + 3)}$,

$P_R = \frac{K'}{(2K' - 1)}$ – факторы Хёня-Лондона, соответствующие вероятностям вращательного

перехода; T_R – абсолютная температура, характеризующая вращательное население состояния $N_2X^1\Sigma_g^+$; $B_{v_1'}$ – вращательная постоянная колебательного уровня; C_1 – константа. Учитывая

больцмановское распределение заселенности, на колебательных уровнях $X^1\Sigma_g^+$:

$$\ddot{N}_{v_1'} = \frac{\ddot{N}_g}{Q_v(T_v)_{X^1\Sigma}} e^{-\frac{E_{v_1'} hc}{k_B T_v}}, \quad (1.47)$$

где $\ddot{N}_g$ – число молекул в $N_2X^1\Sigma_g^+$; $Q_v(T_v)$ – колебательная статистическая сумма состояния $X^1\Sigma_g^+$; $E_{v_1'}$ – энергия колебательного уровня v_1'' . Принимая во внимание, что интенсивность излучения пропорциональна скорости перехода, для $\{v', K'\} \rightarrow \{v_2'', K_2''\}$ имеем:

$$I_{K'K_2''} = \left(\frac{\Phi(v', K') q(v', v_2'') P(K', K_2'') \zeta^3}{\sum_{v_2'} \sum_{K_2''} [q(v', v_2'') P(K', K_2'') \zeta^3]} \right) hc \zeta = C_2 P(K', K_2'') \Phi(v', K'), \quad (1.48)$$

где ζ – волновое число излучения; величина в больших круглых скобках – относительная скорость испускания фотонов во вращательной линии (K', K_2'') первой отрицательной системы; C_2 – константа для любой выбранной колебательной полосы системы. Используя P_R и уравнения (1.46) и (1.48), интенсивности вращательных линий в колебательной полосе (v', v_2'') равны:

$$\frac{(I_{K'K_2''})_{(v', v_2'')}}{K' + K_2'' + 1} = C_3 \zeta^4 \sum_{v_1''} \left\{ \frac{q(v', v_1'') \left\{ \frac{[H]}{(2K' + 1)} \right\}}{[Q_R(T_R)] v_1'' [\theta]} e^{-\frac{E_{v_1''}}{k_B T_v}} \right\}, \quad (1.49)$$

где $C_3 = \frac{1}{2} C_1 C_2$ – константа. Следует отметить, что в состоянии $N_2^+B^2\Sigma_u^+$ ядерный спин молекулы азота приводит к тому, что вращательные уровни с нечетными номерами содержат ровно половину населения уровней с четными номерами. Таким образом, R-ветви колебательных полос должны состоять из двух групп вращательных линий, причем интенсивность одной ровно в два раза превышает интенсивность другой. При этом уравнение (1.49) применимо к любой группе

линий. При $T_v < 800$ К не заселяются верхние колебательные уровни $N_2X^1\Sigma_g^+$, кроме $v_1' = 0$, откуда:

$$\begin{aligned} \frac{\left(I_{K'K_2'}\right)_{(v',v_2')}}{K'+K_2'+1} &= C_4 \zeta^4 [G] \exp \left[\frac{-B_{v_1'}(K'+1)K'hc}{k_B T_R} \right], \\ [G] &= \left[\frac{K'+1}{2K'+1} \exp \left(\frac{-2B_{v_1'}(K'+1)hc}{k_B T_R} \right) + \frac{K'}{2K'+1} \exp \left(\frac{2B_{v_1'}K'hc}{k_B T_R} \right) \right], \\ C_4 &= C_3 q(v', 0) \frac{\exp \left(\frac{E_g hc}{k_B T_v} \right)}{[Q_R(T_R)]_0 [\theta]}. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Чтобы избавиться от лишних констант, связанных с определенным колебательным уровнем, возьмём отношение интенсивностей двух вращательных линий. В частности, в работе [58] интенсивности всех вращательных линий относились к интенсивности I_{ref} линии R2 ($B_{v_1'} = 1.972$ см⁻¹), откуда:

$$\ln \left\{ \left[\frac{I_{K'K_2'}}{I_{ref}} \right] \frac{1}{(K'+K_2'+1) \left\{ \frac{[G]\zeta^4}{([G]\zeta^4)_{ref}} \right\}} \right\} = - \frac{B_{v_1'}(K'+1)K'hc}{k_B T_R} + \frac{C_4}{I_{ref}}. \quad (1.51)$$

Поскольку $[G]$ зависит от вращательной температуры T_R и от K' , необходимо предположить величину T_R и получить соответствующее табличное значение $\ln \left\{ \frac{[G]\zeta^4}{([G]\zeta^4)_{ref}} \right\}$ [58]. Таким образом, построение зависимости комплекса (1.51) от энергии $K'(K'+1)$ дает наклон прямой, по которому определяется вращательная температура T_R .

В процессе использования предложенной Мюнцем дипольной модели было выявлено увеличение ошибки измерений по мере снижения температуры, а также проявление нелинейности на графиках Больцмана при высоких уровнях («перенаселенный хвост») [90-91]. В свою очередь, в работе [58] было также постулировано, что при комнатной температуре ошибок измерений не наблюдается, а наблюдаемые отклонения от изэнтропы при низких температурах вызваны вращательным замораживанием. В работе [92] было показано, что вероятность перехода вращательной энергии в поступательную уменьшается с увеличением энергии уровня, в связи с чем охлаждение более высоких уровней вращательной энергии отстает от более низких уровней. Отсутствие распределения Больцмана на более высоких уровнях в работах [93-94] нашло

объяснение в возможном эффекте проникания и конденсации фонового газа. Различия в результатах применения различных моделей возбуждения-излучения имеют значение только при температурах существенно ниже комнатной (менее 35-40 К).

1.2.1.4. Визуализация разреженного газового потока

Как уже упоминалось ранее, в условиях низкой плотности традиционные оптические методы (например, теневые), не могут быть применены для визуализации потока. Однако изображения, полученные с помощью ЭПД, могут быть использованы как для качественных, так и для количественных измерений в потоке. Регистрация инициированного излучения (в том числе послесвечения, когда возбужденные пучком частицы дрейфуют вниз по потоку в возбужденном состоянии, прежде чем испустить фотон), позволяет не только проанализировать кинетические процессы, протекающие в стационарных потоках, но и визуализировать процессы обтекания различных предметов [95]. На **рисунке 1.5** представлены визуализации потоков аргона и диоксида углерода, истекающих из звукового и сверхзвукового конического сопла [7, 40], полученные методами ЭПД, и демонстрирующие бочкообразную (*а*) и веретенообразную (*б*) структуры, описанные в [разделе 1.1](#) и показанные на **рисунке 1.2, б-в**, которые можно назвать «традиционными», ввиду большого теоретического и экспериментального описания [14, 16-17, 41, 44 и др.].

Однако данный способ регистрации имеет некоторые ограничения. Во-первых, послесвечение ослабевает по мере увеличения температуры торможения потока. Во-вторых, газы, для которых метод регистрации послесвечения дает заметное послесвечение, очень ограничены, ввиду чего альтернативным способом визуализации потока является регистрация флуоресценции в непосредственной близости от электронного луча. Данный метод позволяет получить количественные данные о плотности потоков в любом газе или газовой смеси, которые проявляют индуцированную электронным пучком флуоресценцию с известной зависимостью от плотности, при калибровке измерительного прибора и знании распределения плотности электронов в пучке [7, 96]. Проблемы, с которыми приходится сталкиваться, включают неравномерность поля, охватываемого лучом, взаимодействие электронного луча с объектами обтекания и эффекты вторичных электронов при более высоких плотностях. Для снижения статистической погрешности количественных измерений возможно применение обработки регистрируемых изображений и усреднения нескольких кадров.

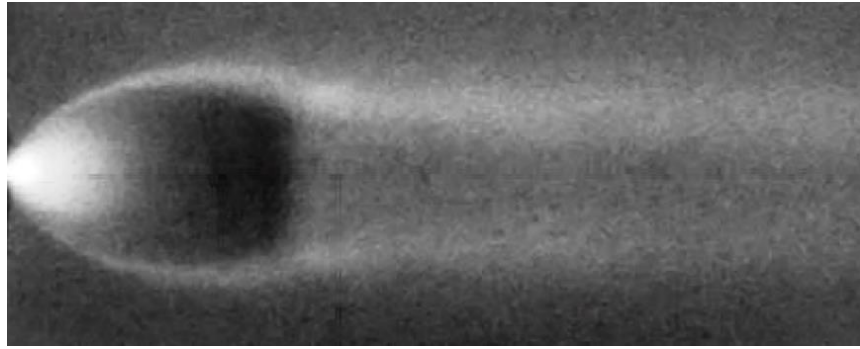
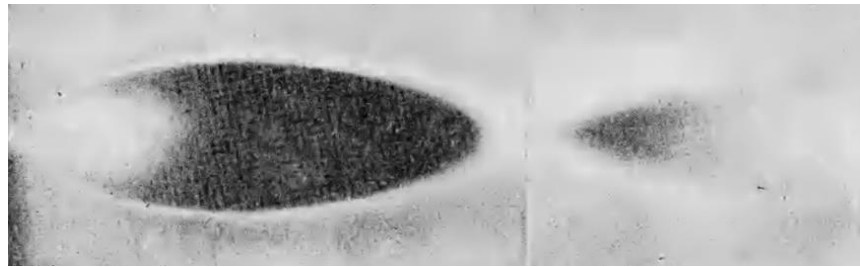
a*б*

Рисунок 1.5 – Электронно-пучковая визуализация сверхзвуковых струй аргона и диоксида углерода, истекающих из звукового сопла с образованием диска Маха (*a*) [40] и сверхзвукового сопла с образованием X-образной конфигурации (*б*) [7].

1.2.2. Молекулярно-пучковая диагностика

Альтернативной методикой диагностики разреженных газовых потоков является подход, основанный на формировании свободномолекулярного течения из локальной области сверхзвукового потока, предложенный в 1951 году А. Кантровицем и Дж. Греем [97] и в дальнейшем развитый рядом исследователей [98-100].

Для выполнения условия неинвазивности методики диагностики необходимо избегать рассеяния частиц в ударно-волновых процессах. Если для отбора частиц в сверхзвуковой струе установить простую апертуру (отверстие малого размера в стенке), то на её входе образуется отошедшая ударная волна, что приведёт к рассеянию набегающего потока. Для исключения данного фактора при проведении измерений в поток устанавливается скиммер (конусообразная диафрагма с диаметром отверстия d_s , имеющая внешний α_{out} и внутренний α_{in} углы раствора), позволяющий отобрать из исследуемого газового потока узкую локальную часть, как правило, с его оси, с выполнением условия $Kn_{sk} > 1$ [98-100], где Kn_{sk} аналогично (1.17) определяется отношением локальной длины свободного пробега набегающих частиц на входном сечении скиммера, l_{sk} , к диаметру этого сечения, d_{sk} :

$$Kn_{sk} = \frac{l_{sk}}{d_{sk}}. \quad (1.52)$$

При обеспечении достаточного уровня разрежения за скиммером (поверхностью последних столкновений), прошедшие входное отверстие частицы Λ образуют узкий

сонаправленный поток и свободны от взаимодействия друг с другом и с окружающим пространством (молекулярный пучок), в котором для средней длины свободного пробега l_A будет выполняться соотношение $l_A > L_{ps}$ [101]:

$$1/l_A = \pi \ddot{\rho}_{ps} \delta_{AB}^2 \sqrt{1 + \left(\frac{u_B}{u_A} \right)^2}, \quad (1.53)$$

где $\ddot{\rho}_{ps}$ – численная плотность фоновых частиц за скиммером, определяемая выражением (1.1); $\delta_{AB} = \frac{1}{2}(d_A + d_B)$ – среднее значение диаметров частиц А и В; u_A – скорость частиц молекулярного пучка, оцененная из предположения, что частицы без проскальзывания движутся с предельной скоростью потока (1.14); $u_B = \sqrt{8k_B T_{ps} / \pi m_g}$ – скорость частиц фонового газа (средняя тепловая скорость); L_{ps} – характерное расстояние пролёта частиц (размер послескиммерной секции), обуславливающий среднее число столкновений частиц молекулярного пучка (частицы А) с частицами фонового газа (частицы В):

$$Z_{AB} = L_{ps} / l_A. \quad (1.54)$$

При наличии конечного давления остаточного (неоткачанного) газа в послескиммерной камере может развиваться процесс рассеяния частиц молекулярного пучка на частицах фонового окружения. Данный процесс может существенно исказить измерения, ввиду чего в работах [102–103] была получена зависимость, позволяющая связать регистрируемое на оси молекулярного пучка число нерассеянных частиц $\ddot{N}_b$ от аналогичного числа частиц в отсутствие рассеяния $\ddot{N}_b^{\max}$ с помощью зависимости:

$$\frac{\ddot{N}_b}{\ddot{N}_b^{\max}} = \exp \{ -q_b \ddot{\rho}_{ps} L_{ps} \}, \quad (1.55)$$

где q_b – полное сечение поглощения пучка. Согласно [104], сечение поглощения пучка q_b совпадает с полным сечением упругого рассеяния σ_b в случае, когда скорость рассеивающих частиц кратно меньше предельной скорости частиц молекулярного пучка. Метод определения полного сечения σ_b по результатам измерения q_b приведен в [105], однако для условий, использованных в настоящей работе, в некотором приближении можно принять:

$$\sigma_b = - \frac{k_B T_{ps} \ln \left(\frac{A}{A_{\max}} \right)}{P_{ps} L_{ps}}, \quad (1.56)$$

где A – амплитуда регистрируемого датчиком на оси молекулярного пучка сигнала; P_{ps} и T_{ps} – давление и температура частиц в послескиммерной камере; A_{max} – значение амплитуды сигнала при $P_{ps} \rightarrow 0$.

Неинвазивность методики достигается минимизацией воздействия скиммера поток. Наружное скиммерное взаимодействие обусловлено возникновением газового облака перед входным отверстием, образованного частицами, отраженными от наружной поверхности скиммера. Для ликвидации наружного скиммерного взаимодействия желательно создать условия $\alpha_{out} \rightarrow 0^\circ$, с бесконечно острой передней кромкой входного отверстия для устранения возможности значимого обратного отражения набегающего на скиммер потока. В свою очередь внутреннее скиммерное взаимодействие обусловлено наличием частиц, прошедших через входное сечение скиммера, обладающих высокой тепловой скоростью, направленной поперек оси потока («хвост» поперечной функции распределения скоростей частиц в набегающем потоке), а также вероятностью рассеяния частиц молекулярного пучка на отраженном от внутренних стенок скиммера газе. Для ликвидации внутреннего скиммерного взаимодействия желательно создать условия $\alpha_{in} \rightarrow 180^\circ$. Очевидно, что выполнение этих двух условий одновременно конструкционно невозможно, в связи с чем в работе [99] были предложены оптимальные компромиссные углы раствора скиммера: $\alpha_{in} \sim 40^\circ$ и $\alpha_{out} \sim 50^\circ$. Кроме того, длина конуса скиммера L_{sk} должна быть достаточной, чтобы можно было пренебречь рассеянием частиц набегающего сверхзвукового потока на частицах, отраженных от основания скиммера, однако, в то же время, не очень большой, дабы минимизировать вероятность отражения прошедших входное отверстие частиц от внутренней поверхности скиммера. Таким образом, формирование невозмущенного молекулярного пучка из сверхзвукового потока основано на предположении, что вниз по потоку от скиммера отсутствуют столкновения частиц пучка между собой, с внутренней поверхностью скиммера и с частицами окружающего пространства.

Для диагностики сформированного из сверхзвукового потока молекулярного пучка используются различные известные методики, в том числе и ЭПД. Для определения поступательной энергии частиц потока в молекулярном пучке проводятся измерения функции распределения скоростей времяпролетным методом [106] или посредством селектора скоростей [107]. При проведении измерений гидродинамической скорости потока, параллельной и перпендикулярной температур методом МПД возможно определение энергии, находящейся во вращательных и колебательных степенях свободы [30, 86, 108] из уравнений энергетического баланса для известных начальных параметров истечения потока:

$$H_0 = \frac{m_g u^2}{2} + \frac{1}{2} k_B T_{\parallel} + k_B T_{\perp} + E_r + E_v, \quad (1.57)$$

где H_0 – исходная энтальпия частиц для заданных параметров истечения; E_t и E_v – энергия вращательных и колебательных степеней свободы молекул. Также хорошо известны работы по исследованию в молекулярном пучке процессов взаимодействия частиц с поверхностями твёрдых тел [31], процессов конденсации [34], процессов упругих и неупругих столкновений и термодинамических потенциалов [102], химических реакций и их продуктов [109], что делает данный метод универсальным в среде диагностики разреженных газовых потоков.

1.3. Газовые кластеры и их свойства

1.3.1. Конденсация частиц разреженного газового потока

На **рисунке 1.6** представлена схематическая фазовая диаграмма свободного расширения газа через сопло в вакуум [110]. Кривая $P(T)$ адиабатического расширения струи (1.5) начинается в точке **A** с параметрами P_0 и T_0 , описывающими состояние покоящегося газа в источнике. При расширении газовой струи, согласно (1.7) и (1.13), температура частиц уменьшается [14], достигая в некой точке **B** критического значения $T_k = \frac{8a_w}{27b_w R}$ (1.2), где адиабата пересекается с кривой давления насыщенного пара $P_v(T)$. Последующее расширение продолжается по «сухой» изэнтропе в область пересыщения. По достижении точки **C** в потоке происходит прогрессирующее образование ассоциатов (кластеров) [111], что приводит к коллапсу пересыщенного состояния и кривая расширения с уменьшением температуры от адиабаты переходит к линии равновесия $P_v(T)$. Таким образом, описанные в разделе 1.1 теоретические и эмпирические зависимости, полученные в приближении адиабатичности истечения, не учитывают влияния конденсации частиц на газодинамические параметры сверхзвукового потока.

Самое раннее упоминание о кластерах было сделано Робертом Бойлем в 1661 году: «...мельчайшие скопления или кластеры... которые легко рассеять на составляющие их частицы» [112]. В работе [113] понятие «кластер» принято для обозначения объединения счетного числа (от 2 до 10^6) частиц (атомов или молекул), которые могут быть идентичными (гомоатомные кластеры) или могут относиться к двум и более разным газам (гетероатомные/смешанные кластеры).

Для понимания образующихся между частицами связей рассмотрим начальную стадию конденсации, процесс димеризации (формирования кластера, состоящего из двух частиц; точка **C** на **рисунке 1.6**), в благородных газах (He, Ne, Ar, Kr). Элементы 18 (VIIIВ) группы периодической системы имеют закрытую электронную конфигурацию оболочки, в связи с чем образование ковалентной связи между атомами невозможно, поскольку молекулярные орбитали, возникающие в результате перекрытия атомных орбиталей, заняты дважды [113].

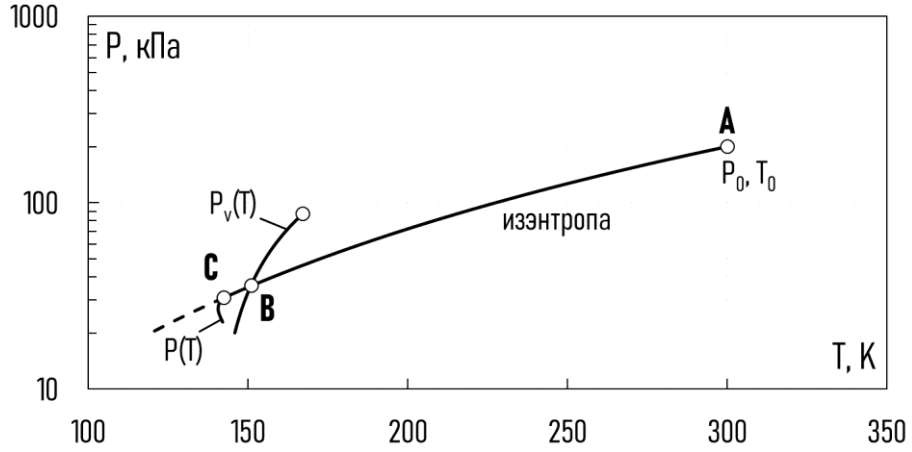


Рисунок 1.6 – Кривые давления насыщенного пара $P_v(T)$ и адиабатического расширения газа $P(T)$ из состояния **A** (P_0, T_0). Двухлогарифмическая система координат. **B** – точка насыщения, **C** – точка начала конденсации [110].

В отсутствие ковалентной связи взаимодействие между атомами инертного газа обусловлено слабыми дисперсионными силами, образующимися при возникновении мгновенных электронных диполей (и более высоких мультиполей), индуцирующих наведенные диполи в соседних атомах. В результате динамической электронной корреляции возникают силы дисперсии дальнего притяжения (самые слабые из нековалентных сил Ван-дер-Ваальса), энергия которых в приближении доминирующего диполь-дипольного взаимодействия описывается формулой Лондона [113]:

$$U_{\text{disp}} = -\frac{3}{4} \frac{\alpha_{\text{at}}^2 E_{\text{ion}}}{r_{\text{at}}^6}, \quad (1.58)$$

где r_{at} – межатомное расстояние; α_{at} и E_{ion} – поляризуемость атома и энергия ионизации, соответственно.

В свою очередь, согласно модели (1.2), существует также предел сжимаемости материи из-за электростатического отталкивания между атомными ядрами и короткодействующего отталкивания Паули между электронами соседних атомов. Полное отталкивающее взаимодействие описывается степенной $1/r_{\text{at}}^{12}$ или экспоненциальной $e^{-\alpha_{\text{at}} r_{\text{at}}}$ зависимостью. Таким образом, объединение диполь-дипольного члена притягивающего дисперсионного ряда с отталкивающим членом приводит к парной функции потенциальной энергии модели Леннарда-Джонса:

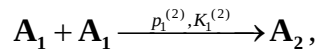
$$U_{\text{L-J}}(r_{\text{at}}) = \varepsilon \left(\left(\frac{\tilde{r}}{r_{\text{at}}} \right)^{12} - 2 \left(\frac{\tilde{r}}{r_{\text{at}}} \right)^6 \right), \quad (1.59)$$

где ε – глубина ямы (энергия связи), $\tilde{r}$ – равновесное межъядерное расстояние (точка минимума потенциала). В **таблице 1.2** приведены значения энергии связи для ряда димеров благородных газов, а также соответствующие температуры димеризации ($\varepsilon = k_B T_d$) [113]. Увеличение ε при переходе к более тяжелым инертным газам отражает увеличение дисперсионных сил притяжения из-за более высокой поляризуемости и более низкого потенциала ионизации, связанного с меньшим притяжением внешних электронов к атомному ядру. При переходе от димеров к более крупным кластерам во взаимодействии частиц необходимо учитывать непарно-аддитивные силы многих тел, поскольку дисперсионное притяжение между двумя атомами модифицируется присутствием других соседних атомов. Согласно [113], кластеры Ar₁₃ и Ar₁₉ имеют промежуточную энергию сублимации примерно 60 мэВ, в то время как для жидкого аргона (Ar_∞), эта энергия возрастает до 80 мэВ. Очевидно, что кластеризация частиц сопровождается также выделением энергии образующейся связи.

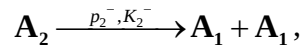
Таблица 1.2 – Значения энергии связи и температуры образования димеров инертных газов.

газ	He	Ne	Ar	Kr
ε , мэВ	0.9	4	12	17
T_d , К	11	42	142	200

Процесс образования димера в результате парного столкновения частиц потока можно записать в виде [114]:

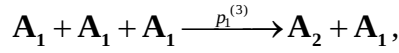


где $p_1^{(2)}$ – вероятность образования димера при парных столкновениях; $K_1^{(2)}$ – константа скорости протекания процесса димеризации. Логично, что вероятность упругого столкновения мономеров равна $1 - p_1^{(2)}$. Тогда обратная реакция (распад димера) может быть записана в виде:

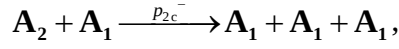


где p_2^- и K_2^- – вероятность и константа скорости протекания реакции распада димера.

Однако, согласно [114], низкая энергетическая ёмкость атомного димера, характеризующегося двумя вращательными и одной колебательной степенями свободы, обуславливает невозможность прохождения процесса димеризации посредством неупругого столкновения двух частиц, ввиду чего наличие тройных столкновений в потоке, служащих для отвода высвободившейся энергии связи, является необходимым условием для начала процесса кластеризации. Процесс образования димера в результате тройного столкновения частиц потока можно записать в виде:



где $p_1^{(3)}$ – соответствующее значение вероятности его протекания. Аналогично, обратный механизм распада можно представить в виде:



где p_{2c}^- – соответствующая вероятность столкновительного распада. Скорости прямой и обратной реакций в данном случае – $K_1^{(3)}$ и K_{2c}^- , соответственно.

Следует отметить, что число внутренних степеней свободы димеров, состоящих из молекулярных частиц, может оказаться достаточно большим, чтобы обеспечить протекание процесса димеризации при парных столкновениях.

Таким образом, процессы нуклеации, распада и неупругого столкновения на ранних стадиях фазового перехода можно в общем случае можно представить в виде [114]:



При дальнейшем развитии конденсации в потоке процесс коагуляции (присоединения одной частицы к кластеру) сопровождается процессом коалесценции (слияния кластеров в более крупный ассоциат). Очевидно, что для протекания процесса коалесценции тройные столкновения не нужны. Однако, в то же время, в области протекания процесса коалесценции за счет перераспределения энергии образующейся связи кластеры, как правило, нагреваются, ввиду чего кластеры уменьшаются в размере за счет потери отдельных атомов (испарение) и/или фрагментации (расщепление на два или более кластеров). При этом если кластеризация незначительна, то температура самих кластеров очень низкая (10^0 - 10^2 К), а в сверхзвуковой поток при тройных столкновениях наблюдается выброс скрытой теплоты конденсации [113], который, очевидно, должен иметь воздействие на газодинамику всего истечения.

Предположим, что объем гомоатомного кластера представляет собой объем частицы, умноженный на число частиц, составляющих его. Разумеется, это допущение не учитывает вероятность плотной «упаковки» твердых сфер для более эффективного заполнения пространства [113]. Однако для получения порядковых оценок, в приближении сферического кластера (SCA) в дальнейших рассуждениях примем:

$$r_{cl} \approx S^{1/3} r_{at}, \quad (1.61)$$

где r_{cl} – радиус кластера; S и r_{at} – количество и радиус частиц, составляющих его; откуда диаметр кластера из S частиц d_{cl} можно принять равным:

$$d_{cl} \approx 2S^{1/3}r_{at}, \quad (1.62)$$

где r_{at} для малых кластеров ($S < 10$) принимает значение радиуса частицы, а для больших – радиуса Вигнера-Зейтца r_w (радиус сферы, объем которой равен объему, приходящемуся на один атом в твердом теле). Для аргона эти величины принимают значения 1.84 [101] и 2.21 Å [115], соответственно. Тогда количество поверхностных атомов в кластере S_{surf} можно определить как:

$$S_{surf} \approx \frac{4\pi S^{2/3}r_{at}^2}{\pi r_{at}^2} \equiv 4S^{2/3}. \quad (1.63)$$

Исследование образующихся в сверхзвуковом потоке Ван-дер-Ваальсовых кластеров получило бурное развитие во второй половине XX века после экспериментальной регистрации [116]. Ввиду того, что формируемые разного размера кластеры обладают свойствами газовых, жидких и твердых частиц, а удельная энергия частиц, входящих в состав одного ассоциата, уменьшается с ростом его размера, они нашли широкое применение в технологиях напыления тонких пленок [117], чистки и полировки поверхностей [118], в технологиях имплантации [119], а также получения новых продуктов [120].

Весомый вклад в обобщение экспериментальных данных по формированию кластеров в сверхзвуковом потоке, истекающем из сопел различных конфигураций, был внесён в 1972 году в работе [121]. На основе широкого спектра измерений массового распределения была представлена эмпирическая модель соответствующих струй («corresponding jets»), согласно которой параметром подобия, определяющим формирование кластеров в газовом потоке за осесимметричным соплом, является корреляционный комплекс Γ^* , определяемый состоянием газа до расширения [122-124]:

$$\Gamma^* = a_1 P_0 d_{eq}^{a_2} T_0^{-a_3}, \quad (1.64)$$

где P_0 – давление торможения [мбар]; d_{eq} (1.16) – эквивалентный диаметр сопла [мкм]; T_0 – температура торможения [K]; a_1 , a_2 и a_3 – эмпирические константы, зависящие от сорта газа. В работах [125-126] для параметра a_3 было представлено соотношение:

$$a_3 = \frac{f-2}{4} a_2 - \frac{\gamma}{\gamma-1}, \quad (1.65)$$

где f – число термически активных степеней свободы.

В таблице 1.3 представлены значения использованных в (1.64) констант для различных газов. Согласно [122], параметр Γ^* определяет характер конденсации в потоке: при $\Gamma^* < 200$ конденсация частиц не наблюдается; при $200 < \Gamma^* < 1000$ происходит переход к течению с

формированием кластеров; при $\Gamma^* > 1000$ в потоке наблюдается массовая конденсация с образованием крупных кластеров.

Таблица 1.3 – Значения параметров конденсации для различных газов [127-131].

газ	N ₂ [127, 130]	CO ₂ [127, 131]	He [128-129]	Ne [128-129]	Ar [128-129]	Kr [128-129]	Xe [128-129]
a_1	528	$2.3 \cdot 10^7$	3.85	185	1650	2890	5500
a_2	0.7	0.6	0.85	0.85	0.85	0.85	0.85
a_3	2.29	3.63	2.29	2.29	2.29	2.29	2.29

Дальнейшие исследования различных научных коллективов позволили использовать параметр Γ^* для численной оценки среднего размера формируемых в потоке кластеров $\langle S \rangle$:

$$\Gamma^* < 350: \quad \langle S \rangle = b_0 + b_1 \Gamma^* + b_2 (\Gamma^*)^2 + b_3 (\Gamma^*)^3 \quad [132], \quad (1)$$

$$350 \leq \Gamma^* \leq 1800: \quad \langle S \rangle = 38.4 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{1.64} \quad [132], \quad (2)$$

$$\Gamma^* > 1000: \quad \langle S \rangle = 33 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{2.35} \quad [124], \quad (3) \quad (1.66)$$

$$\Gamma^* > 1800: \quad \langle S \rangle = \exp \left\{ c_0 + c_1 (\ln \Gamma^*)^{0.8} \right\} \quad [132], \quad (4)$$

$$\Gamma^* > 10000: \quad \langle S \rangle = 1.64 \cdot 10^{-4} \cdot (\Gamma^*)^{1.8} \quad [133], \quad (5)$$

где $b_0 = 2.23$; $b_1 = 7.0 \cdot 10^{-3}$; $b_2 = -8.3 \cdot 10^{-5}$ (явная опечатка в знаке b_2 в работе [132]); $b_3 = 2.55 \cdot 10^{-7}$; $c_0 = -12.83$; $c_1 = 3.51$ – постоянные численные коэффициенты. На **рисунке 1.7** представлено сопоставление моделей (1.66), демонстрирующее невозможность использования единой (универсальной) модели, представленной в [124] в качестве «оценки сверху», и необходимость введения уточняющих поправок в зависимости от исследуемого диапазона Γ^* . Следует также отметить, что, несмотря на проведенную валидацию данных моделей, разброс в оценке среднего размера кластеров в различных источниках достаточно велик.

Для измерения среднего размера газовых кластеров используются различные экспериментальные методы, которые можно разделить на прямые (масс-спектрометрические [121, 134]) и косвенные (затухание пучка [135], уширение пучка [136], вариация средней скорости пучка [137], скрещенный молекулярный пучок [138], рэлеевское или рамановская спектроскопия [139-140], рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия РФЭС [126], дифракция быстрых электронов [141], ИК-спектроскопия [142] и др.). Однако результаты разных авторов существенно разнятся как вследствие неинвазивности используемых методов

измерений, так и по причине недостаточного учета всех особенностей формирования кластированных потоков.

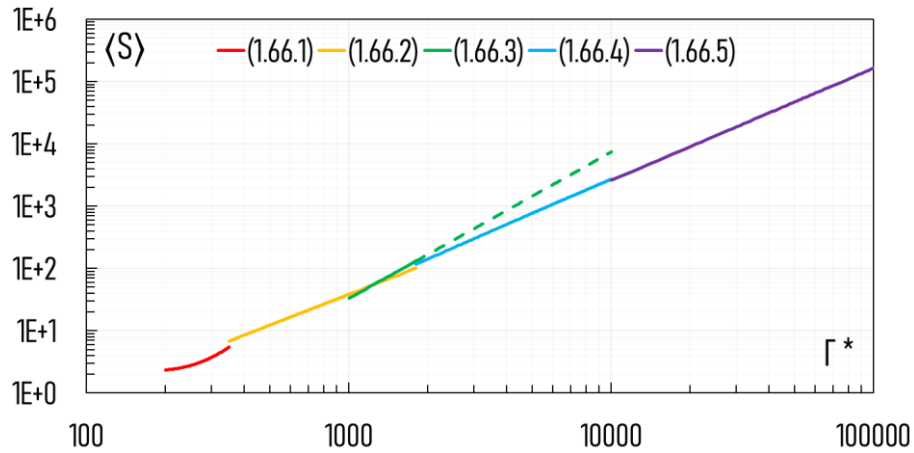
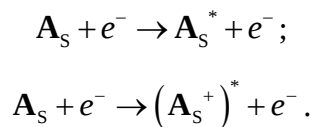


Рисунок 1.7 – Сопоставление эмпирических зависимостей (1.66) по оценке среднего размера кластеров в потоке $\langle S \rangle$ [124, 132-133].

1.3.2. Ионизация, возбуждение и излучение кластеров

Большинство диагностических методов исследования Ван-дер-Ваальсовых кластеров в разреженных газовых потоках и молекулярных пучках основаны на их возбуждении или ионизации различными способами. В частности, для этих целей порой используют ранее описанный метод ЭПД, поскольку эффективное сечение кластера кратно больше сечения атома/молекулы [113].

При неупругом взаимодействии кластера с электроном с передачей энергии, соответствующей значению порога возбуждения/ионизации (таблица 1.4), возможно протекание процессов, аналогичных описанным в разделе 1.2.1:



Однако, как было доказано в различных исследованиях, подобные процессы возбуждения или ионизации, учитывая малость удельной энергии связи частиц в кластере (таблица 1.2), маловероятны. В работе [144] было показано, что в потоке аргона со средним размером кластеров вплоть до $\langle S \rangle = 9$ при взаимодействии с электронами энергии 70 эВ среди ионизованных кластеров наиболее распространенным является димер Ar_2^+ , что говорит о частичной деструкции Ван-дер-Ваальсовых связей внутри кластеров. Исследование, проведенное для малых криптоновых кластеров [145] с использованием аналогичных условий эксперимента также показывает обширную фрагментацию. В работе [146] также было показано, что наиболее

распространенным ионным фрагментом является димер (95% при $\langle S \rangle = 6$ и 67% при $\langle S \rangle = 11$), что в дальнейшем было подкреплено экспериментальными результатами [136, 147].

Таблица 1.4 – Значения пороговых значений потенциалов возбуждения и ионизации мономеров (одиночны частиц) для различных газов [66, 143].

газ	N ₂	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$E_{\text{exc}}, \text{эВ}$	6.17	19.82	16.62	11.55	9.92	8.31
$E_{\text{ion}}, \text{эВ}$	15.58	24.59	21.57	15.76	14.00	12.13

При удалении электрона из кластера инертного газа происходит значительное изменение связей внутри него [113]. Проще всего это можно показать на примере электронной структуры нейтрального и однозарядного димеров гелия. Нейтральный димер He₂ имеет электронную конфигурацию $(\sigma_g)^2(\sigma_g^*)^2$ и порядок ковалентной связи 0. При ионизации образуется He₂⁺ с электронной конфигурацией $(\sigma_g)^2(\sigma_g^*)^1$. Поскольку с внешней орбитали один электрон был удален, появляется определенная степень ковалентной связи (порядок – 1/2), ввиду чего энергии связи возрастает от 0.9 мэВ (таблица 1.2) до 2.5 эВ. Для аргона энергия образующейся связи составляет 1.5 эВ по сравнению со значением 12 мэВ для нейтрального димера. Меньшее увеличение энергии связи при ионизации, наблюдаемое для аргона по сравнению с гелием, связано с тем, что 3p-орбитали аргона перекрываются менее эффективно, чем 1s-орбитали гелия. Следует также отметить, что в ионизованном димере аргона длина связи уменьшается на 30%, что приводит к изменению его геометрии. Если считать, что положительный заряд первоначально локализуется на небольшом числе атомов, то разумно предположить, что движение этого положительного заряда по всему кластеру (т.е. электронно-дырочная делокализация) сопровождается энергозатратной перестройкой кластера, которая противодействует делокализации заряда, что приводит к самолокализации заряда внутри кластера. Расчеты электронной структуры положительно заряженных кластеров неона показывают, что более 97% заряда локализовано на одной паре атомов, тогда как заряженные кластеры более тяжелых инертных газов имеют ионные ядра, состоящие из двух, трёх или даже четырех атомов. После ионизации обычно имеется большое количество избыточной энергии (1–2 эВ) в кластерном ионе, поскольку заряд образуется и локализуется на основной единице в высоковозбужденном состоянии, колебательная релаксация которого осуществляется за счет испарения нейтральных атомов. Таким образом, заряженные кластеры инертных газов состоят из ионных ядер, окруженных поляризованными нейтральными атомами. При этом энергия силы притяжения нейтральных атомов кластера к заряженному ядру оказывается больше, чем силы

притяжения дисперсии (Ван-дер-Ваальса), ввиду чего энергия фрагментации (испарения) заряженного кластера оказывается больше, чем у нейтрального [113].

Очевидно, что если кластер бесконечно большой, то потенциал ионизации кластера совпадает с работой выхода. При конечном радиусе кластера r_{cl} различие между потенциалом ионизации E_{ion} и работой выхода материала A_{out} пропорционально потенциалу кулоновского взаимодействия e^2/r_{cl} . С учётом (1.62), в работе [148] было получено выражение, описывающее зависимость потенциала ионизации от размера кластера в виде:

$$E_{ion}^{(S)} = A_{out} + \frac{E_{ion}^{(1)} - A_{out}}{S^{1/3}}. \quad (1.67)$$

На рисунке 1.8 приведен потенциал ионизации кластерного иона ксенона [148] в сравнении с зависимостью (1.67).

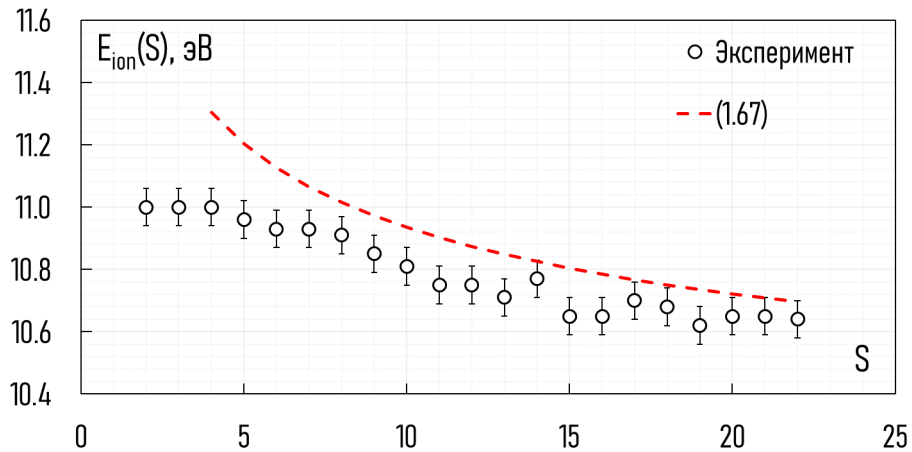


Рисунок 1.8 – Зависимость потенциала ионизации от размера кластера ксенона (1.67) в сравнении с экспериментальными результатами работы [148].

Видно, что монотонная зависимость (1.67) не может аппроксимировать реальное поведение потенциала ионизации кластера при малых значениях S , поскольку малые кластеры нельзя считать макроскопической частицей, а характер изменения потенциала ионизации носит ступенчатый характер ввиду оболочечной системы формирования структуры кластера. Однако с ростом размера кластера (по мере достижения приближения сферического кластера) расхождение между модельной зависимостью и экспериментальными данными уменьшается.

В свою очередь, в работе [150] с помощью время-пролётного масс-спектрометра было исследовано взаимодействие кластеров больших размеров ($170 < S < 10280$) с электронами высокой энергии и лазерным излучением. Было показано, что крупные кластеры слабо меняются в размерах при однофотонной ионизации после легирования одним атомом натрия, однако при использовании электрического разряда массовое распределение существенно видоизменяется

при увеличении энергии электронов от 50 до 1500 эВ (**рисунок 1.9**), причём фрагментация кластеров происходит не путём испарения атомов с поверхности, а путём распада ассоциата на крупные осколки. Процесс и размер получающихся осколков в этом случае носит вероятностный характер и зависит от размеров, структуры и состава нейтральных кластеров, а также от энергии ионизирующих электронов.

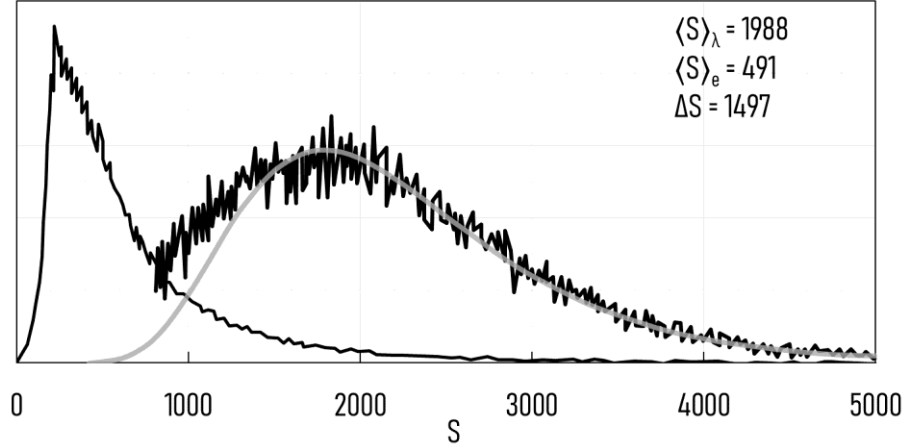


Рисунок 1.9 – Масс-спектр кластеров аргона, зарегистрированный в потоке с использованием фотоионизации и электрического разряда с энергией 400 эВ [150].

В случае если ионизованный кластер повторно встречается с ещё одним электроном ионизирующего пучка, то налетающий с энергией ε электрон у поверхности кластера обладает энергией $\varepsilon + \frac{Z_{cl}e^2}{r_{cl}}$, и высвобождаемый электрон может преодолеть притяжение кластера, лишь

если его энергия превышает $\frac{Z_{cl}e^2}{r_{cl}}$ [151]. Другими словами, электроны, обладающие энергией ε ,

способны ионизовать лишь кластеры с $Z_{cl} < \frac{\varepsilon r_{cl}}{e^2}$, где e – заряд электрона, r_{cl} – радиус кластера

(1.62), а Z_{cl} – заряд кластера, создающий сильное напряжение внутри него. Отсюда следует вывод, что существует предельный заряд, приводящий кластер к разрушению («кулоновскому взрыву»), который можно определить как порог неустойчивости Рэля. Энергия поверхностного натяжения $4\pi\Sigma_{cl}r_w^2S^{2/3}$ (Σ_{cl} – поверхностное натяжение кластера) предохраняет кластер от разрушения из-за кулоновского взаимодействия его зарядов. Предельный заряд Z_{max} как порог неустойчивости Рэля ввиду малых деформаций жидкого кластера определяется как

$Z_{max} \sim \left(\frac{4r_w S}{e^2} \right)^{1/2}$ [148], исходя из чего возможно определить минимальный размер кратно

заряженных кластеров для аргона [148, 152]: двукратно – $S = 92$, трёхкратно – $S = 226$, четырёхкратно – $S = 640$. В работе [153] при моделировании устойчивости кратно заряженных

кластеров размером $S = 309$ было обнаружено, что стабильность кластера зависит не только от общего заряда, но и от числа частиц, по которому этот заряд распределен. Для кластеров, в которых многие частицы несут заряд, выброс отдельных зарядов конкурирует с процессом деления, который приводит к более симметричному разделению кластера на крупные фрагменты при зарядах меньше требующихся для вытеснения всех заряженных частиц на поверхность. Тем не менее, даже там, где в распаде доминирует выброс одиночной частицы и деление отсутствует, кластеры обычно искажаются в вытянутом направлении.

В случае электронного возбуждения димера аргона равновесная длина связи оказывается, аналогично ионизованному, на 30% короче, чем в нейтральном димере. Фактически, возбужденный димер лучше всего рассматривать как ридберговское состояние молекулы A_2 , состоящей из электрона, слабо связанного с ядром, т.е. $(A_2)^* \equiv (A_2^+)e^-$, что объясняет, почему расстояние $Ar-Ar$ в $(Ar_2)^*$ примерно равно расстоянию в ионизованном димере.

Электронные переходы с наименьшей энергией нейтральных кластеров редких газов лежат далеко в ультрафиолетовой области спектра, поскольку в атомном отношении они соответствуют переходам между энергетически хорошо разделенными атомными орбиталями: $np \rightarrow (n+1)s$. Энергия первого электронного возбуждения атомов инертных газов находится в диапазоне от 10 эВ (ксенон) до 20 эВ (гелий). В то же время, образование электронно-возбужденного кластера инертного газа, как и в случае с заряженными кластерами, сопровождается превращением части энергии возбуждения в колебательную энергию, что приводит к нагреву кластера и частичному испарению.

Поскольку кривые потенциальной энергии основного и возбужденного состояний кластеров редких газов не пересекаются (**рисунок 1.10**), кластер может колебательно релаксировать только до минимума электронно-возбужденного состояния. В работе [113] процесс возбуждения-излучения кластера инертного газа методом фотопоглощения УФ-фотона энергии $\hbar\omega_1$ описан следующей последовательностью:

$$A_S + \hbar\omega_1 \rightarrow A_S^* \rightarrow A_N^* + (S-N)A_1 \rightarrow A_{N-M} + (S-N+M)A_1 + \hbar\omega_2,$$

при этом кластер фрагментирует, испуская фотон с задержкой по времени ($\sim 10^{-5} - 10^{-8}$ с) [154] и с меньшей энергией, чем фотон возбуждения ($\omega_2 < \omega_1$).

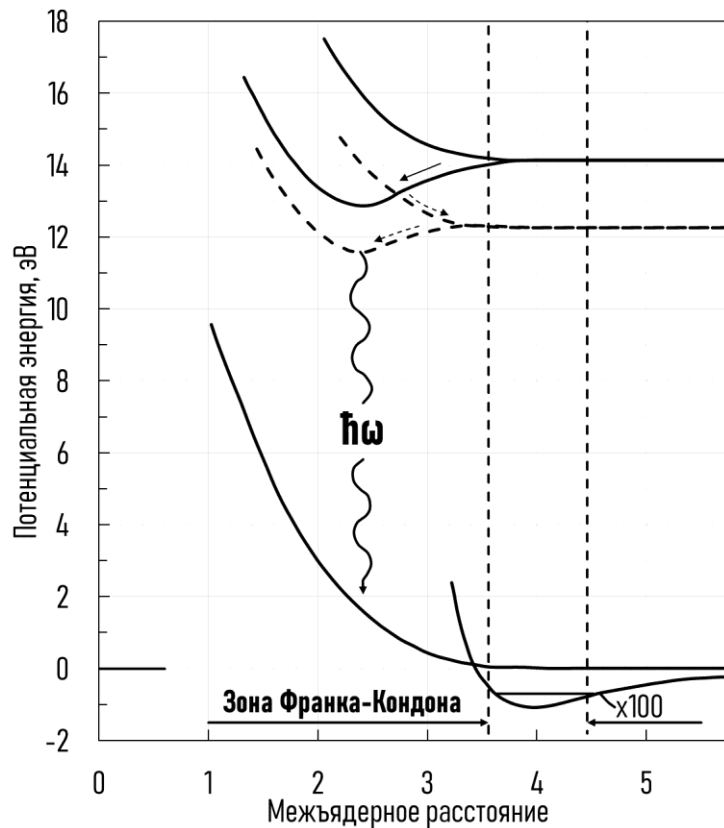


Рисунок 1.10 – Кривые потенциальной энергии нейтрального, заряженного и возбужденного димера аргона [113].

Как и в случае с заряженными кластерами, электронное возбуждение в кластерах инертных газов обычно локализовано на линейной остовной единице $(A_N)^*$ — обычно димере, тримере или тетрамере, поэтому возбужденный кластер редкого газа $(As)^*$ можно альтернативно записать как $(A_N)^* A_{S-N}$, при этом возбужденное ядро сольватируется атомами в основном состоянии. Таким образом, возбужденное ядро можно рассматривать как заряженную единицу со слабо связанным электроном, образующую пару электрон-дырка или экситон.

Взаимодействие электронов высокой энергии с кластерами инертных газов было рассмотрено, например, в работе [155], авторы которой исследовали излучение кластеров в вакуумном ультрафиолете с разрешением по длине волны в зависимости от среднего размера кластера. Было установлено, что экситоны атомарного типа формируются преимущественно в малых кластерах и внешних оболочках крупных кластеров, а экситоны молекулярного типа с большой энергией связи — во внутренних оболочках. Самолокализация экситонов в малых кластерах и во внешних оболочках крупных кластеров аргона, сопровождающаяся локальным расширением структуры кластера вокруг возбуждения, приводит к выбросу возбужденных атомов или эксимерных молекул из кластеров.

В работе [156] было установлено, что при образовании в потоке кластеров небольших размеров возбуждение в основном имеет атомную природу. Однако в крупных кластерах при

использовании электронов высокой энергии возможно наблюдение двухцентрового возбуждения.

В работе [157] было исследовано образование нейтральных метастабильных фрагментов при столкновениях электронов с кластерами нейтрального аргона. Установлено, что метастабильные фрагменты появляются в двух диапазонах скоростей: более быстрые фрагменты выбрасываются с энергией от 0.2 до 1.5 эВ, а более медленные фрагменты – с менее 0.2 эВ. Также в работе утверждается, что фрагментация кластеров связана с возбуждением и распадом экситонов в кластерах. Более быстрые фрагменты образуются при локализации возбуждения на тримере внутри кластера, из которого при диссоциации наблюдается выброс метастабильного атома. Более медленные фрагменты производятся при локализации возбуждения на периферии кластера, что приводит к выбросу метастабильного атома за счет слабых сил отталкивания с соседними атомами.

Таким образом, аналогично процессу ионизации, при возбуждении релаксация энергии внутри кластера высвобождает около 1 эВ энергии, что способствует нагреванию кластера и испарению одного или нескольких мономеров с его поверхности вплоть до достижения стабильной конфигурации [158-160], в результате чего наиболее вероятные процессы неупругого столкновения кластера с электроном можно представить в виде последовательностей:

$$A_S + e^- \rightarrow A_S^* + e^- \rightarrow A_N^* + (S-N)A_1 + e^-,$$

$$A_N^* \rightarrow A_{N-M} + MA_1 + \hbar\omega_1,$$

$$A_N^* \rightarrow A_{N-1} + A_1^* \rightarrow A_{N-1} + A_1^* + \hbar\omega_2.$$

В работе [80] отмечается, что различия в люминесценции мономеров (одиночных частиц) и кластеров могут проявляться на любом этапе процесса возбуждение-излучение, ввиду изменения сечения возбуждения, интенсивности излучения в расчете на одну частицу, вероятностей переходов в возбужденное состояние, а также спектра излучения целиком. Причём данные особенности свойственны только Ван-дер-Ваальсовым кластерам, поскольку малая энергия связи сохраняет «индивидуальность» частиц, входящих в состав ассоциата, что позволяет рассматривать люминесценцию как результат испускания фотона отдельной частицей, на которую влияет остальная часть кластера. Отметим также, что в рассмотренных работах большее внимание уделено УФ или ИК областям спектра, в то время как влияние конденсации на излучение частиц потока в видимой области, а также процессы релаксации и передачи энергии возбуждения другим частицам рассмотрено слабо. Таким образом, несмотря на многочисленные исследования, ведущиеся на протяжении десятков лет, процесс воздействия электронов высоких энергий (~ 10 кэВ), используемых, в частности, в электронно-пучковой диагностике, на кластеры различного размера остается слабоизученным.

1.4. Выводы по первой главе и программа исследований

Анализ литературы показал, что, несмотря на обширную исследовательскую базу сверхзвуковых потоков и процесса конденсации при расширении газа через сопло, в публикациях недостаточно внимания было уделено влиянию конденсации на динамику и молекулярную кинетику формируемых за соплом газовых потоков. Большинство данных по взаимодействию кластеров с электронами относится к процессам ионизации и фрагментации, однако фундаментальный интерес в изучении ассоциатов распространяется и на процессы возбуждения-излучения кластированных частиц в видимом диапазоне длин волн, а также процессы релаксации и обмена энергии в сверхзвуковом потоке, ввиду чего **целью настоящей работы** является выявление, идентификация с использованием электронно-пучковых и молекулярно-пучковых диагностических средств и изучение влияния конденсации на газодинамические и молекулярно-кинетические процессы, протекающие в сверхзвуковых потоках, расширяющихся в разреженное пространство. Для достижения данной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. адаптировать и валидировать методы и средства диагностики на газодинамической установке ЛЭМПУС-2 для проведения исследования в кластированных сверхзвуковых разреженных потоках;
2. провести измерения геометрических характеристик сверхзвуковой недорасширенной струи аргона в условиях развитой конденсации. Провести сопоставление с известными данными и теоретическими моделями;
3. исследовать процесс взаимодействия кластированного потока с фоновым газом;
4. провести исследования люминесценции атомов и кластеров во всей области течения сверхзвуковой недорасширенной струи аргона, возбужденной электронным пучком. Построить эмпирическую модель послесвечения.

Глава 2.

Описание экспериментального оборудования и валидация методик диагностики

2.1. Универсальный газодинамический вакуумный стенд ЛЭМПУС-2

Работа выполнена на базе экспериментального газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [161]. Актуальное схематическое изображение установки с указанием принципиальных узлов представлено на **рисунке 2.1**. Стенд выполнен по многосекционной схеме, в которой к камере расширения (газодинамической установке низкой плотности) присоединены модули молекулярно-пучковой и электронно-пучковой диагностики.

Камера расширения (1) представляет собой вакуумный объём в виде горизонтально расположенного цилиндра диаметром 700 мм и длиной 1200 мм. Вакуумная откачная система камеры расширения состоит из форвакуумных насосов Anest Iwata ISP-500B и Edwards XDS35i (2) с суммарной откачной способностью 1800^* л/мин, турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP-2203LMC (3) с суммарной откачной способностью 4300^* л/с и гелиевых криогенных насосов Helix Technology Cryo-Torr 8 (4) с суммарной откачной способностью 4500^* л/с.

Контроль давления остаточного газа в камере расширения P_{∞} в диапазоне от 0.013 до 133.3 Па осуществляется с помощью мембранно-емкостного вакуумметра Agilent Technologies CDG-500 (5) с погрешностью менее 0.3%, а в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-4} Па – с помощью ионизационного вакуумметра Granville-Phillips 356 Micro-Ion Plus (6) с погрешностью 10 – 15%.

Контроль температуры остаточного газа в камере расширения T_{∞} с точностью 0.1°C осуществляется при помощи датчика Ketotek STC-3008 (7) на стенке камеры расширения, исходя из предположения, что все фоновые частицы за время нахождения в вакуумном объеме претерпевают как минимум одно столкновение со стенками камеры, приобретая их температуру.

Форкамера с установленным соплом (8) размещена внутри камеры расширения (1) на 4-х компонентном координатном механизме (9), обеспечивающем перемещение объекта исследования по трём ортогональным направлениям (вдоль и поперёк оси камеры) и горизонтальное вращение на угол $\pm 90^{\circ}$. Точность определения положения координатного устройства не превышает 150 мкм. Контроль задаваемого в форкамере давления торможения P_0 в диапазоне от 3 до 1000 кПа осуществляется с помощью датчика абсолютного давления Siemens

* Объемный расход (скорость откачки) указан для N_2 при нормальных условиях.

Sitrans P7MF1564 (10) с погрешностью 0.25% от максимального измеряемого давления (10^6 Па), соединённого с форкамерой через штуцерно-разъёмное соединение. Расход газа контролируется регулятором Элточприбор РРГ-12 (11).

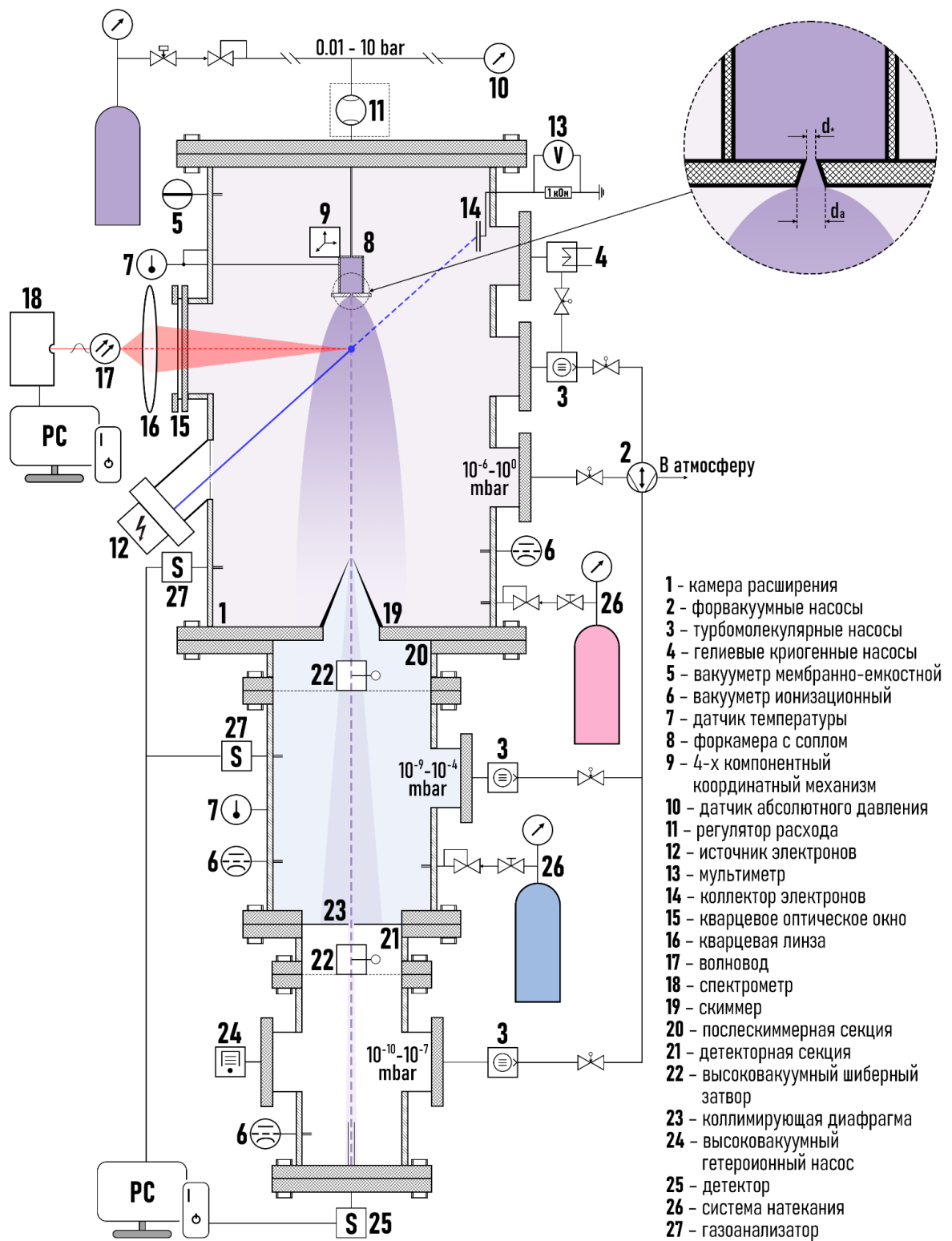


Рисунок 2.1 – Схематический вид газодинамического стенда «ЛЭМПУС-2».

Контроль температуры торможения T_0 с точностью 0.1°C осуществляется с помощью второго канала датчика Ketotek STC-3008 (7) на стенке форкамеры сопла, исходя из

предположения, что её объём является достаточно большим, чтобы газ внутри находился в состоянии покоя.

Высокие откачные способности газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 позволяют устанавливать в форкамеру одиночные сопла различных конфигураций при широком диапазоне параметров торможения, а также различные блочные композиции. Параметры изготовленных и использованных в работе звуковых и сверхзвуковых сопел представлены в **таблице 2.1**.

Таблица 2.1 – Параметры использованных в работе сопел.

№	тип	рисунок 1.1, z				Ar				
		d_s / d^* , мм	d_a , мм	L_n , мм	α_n , °	d_{eq} , мм (1.16)	$\bar{F}$ (1.23)	$\bar{J}$ (1.23)	$tg\theta_m$ (1.23)	M_a
1	ЗС	0.51	—	—	—	0.51	1.0	0.80	0.50	1.0
2	ЗС	1.12	—	—	—	1.12	1.0	0.80	0.50	1.0
3	ЗС	0.24	—	—	—	0.24	1.0	0.80	0.50	1.0
4	СЗС	1.00	3.60	6.00	12.2	3.40	13.0	0.97	0.17	5.6
5	СЗС	0.24	1.55	3.00	12.3	0.81	41.7	0.99	0.11	8.5
6	СЗС	0.52	3.24	6.0	12.8	1.69	38.8	0.99	0.11	8.2
7	СЗС	0.26	1.55	3.55	10.3	1.05	35.5	0.99	0.12	8.1
8	СЗС	0.25	1.85	3.0	14.9	0.69	54.8	0.99	0.10	9.4
9	СЗС	0.18	2.55	8.00	8.4	0.89	200.7	1.00	0.06	14.6
10	СЗС	0.25	2.53	3.0	20.8	0.48	102.4	0.99	0.08	11.6
11	СЗС	0.41	1.30	3.00	8.4	2.03	10.1	0.97	0.18	5.1

В модельных экспериментах используются «холодные» газовые потоки (температура не превышает 350 К), не обладающие собственным свечением. Для инициации излучения частиц потока в камере расширения установлен источник электронов с полым катодом «Элион» (12), формирующий хорошо сфокусированный (менее 1 мм в диаметре) пучок электронов с энергией до 10 кэВ при токе электронов до 100 мА. Ток пучка электронов регистрируется датчиком, расположенным на выходе из источника (12), и мультиметром Victor VC97 (13) на коллекторе (14) внизу вакуумной камеры (1).

В обечайке камеры расширения перпендикулярно её продольной оси установлено кварцевое оптическое окно (15) диаметром 160 мм, предназначенное для визуального наблюдения за узлами внутри камеры и регистрации излучения, возбуждаемого электронами в исследуемом газовом потоке. За с окном (15) устанавливается уникальная конфигурация оптического тракта, предназначенная для выбранного типа проводимых измерений методом электронно-пучковой диагностики. В частности, для исследования спектрального состава иницированного излучения за оптическим окном (15) устанавливается кварцевая короткофокусная (фокусное расстояние 150 мм) линза (16), собирающая изображение на

волновод (17), подключенный к спектрометру (18). Различные варианты используемого оснащения оптического тракта описаны в [разделе 2.2](#).

На торцевом фланце камеры расширения, сохраняющем продольную осевую симметрию стенда, установлена выбранная конфигурация конусообразной полой диафрагмы – скиммера (19), используемого для формирования из потока свободномолекулярного течения, за которым расположен двухсекционный модуль молекулярно-пучковой системы, состоящей из послескиммерной (20) и детекторной (21) секций, отделенных друг от друга шиберными затворами ISO250 и CF100 (22). Между послескиммерной и детекторной секциями перед затвором установлена сменная коллимирующая диафрагма (23).

Обе секции молекулярно-пучковой системы оснащены независимыми модулями высоковакуумной откачки. Послескиммерная секция (20) представляет собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 260 мм и длиной 325 мм. Давление в послескиммерной секции поддерживается в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-6} Па турбомолекулярными насосами Shimadzu TMP 1003LM и Shimadzu TMP 803LM (3) с суммарной откачной способностью 3000* л/с. Контроль фонового давления в послескиммерной P_{ps} и детекторной P_d секциях с погрешностью 10-15% осуществляется с помощью ионизационных вакуумметров Granville-Phillips 356 Micro-Ion Plus (6). Фланцы детекторной секции (21) модуля молекулярно-пучковой системы уплотнены медными прокладками, что обеспечивает поддержание наиболее высокого разрежения. Откачная система детекторной секции состоит из сверхвысоковакуумного турбомолекулярного насоса Shimadzu TMP-303LM (3) и гетероионного насоса Thermionics IP-025 (24) с суммарной откачной способностью 420¹ л/с. Предельное разрежение, достигаемое в детекторной секции, составляет 10^{-9} Па.

Для анализа массового состава молекулярного пучка в детекторной секции (21) установлен квадрупольный масс-спектрометр Hiden Analytical EPIC-1000 (25) с диапазоном регистрируемых масс 1 – 1000 а.е.м.

При необходимости создания атмосферы известного состава камера расширения (1) и послескиммерная секция (20) дооснащены модулями натекания (26), представляющими собой ручной регулятор, подключенный к баллону газа или газовой смеси. Контроль состава фонового окружения с погрешностью менее 2% осуществляется посредством газоанализатора ExToT RGA-300 (27) с диапазоном масс 1 – 300 а.е.м.

2.2. Модуль электронно-пучковой диагностики

Метод электронно-пучковой диагностики (см. [раздел 1.2.1](#)) в настоящей работе был адаптирован к измерениям на стенде ЛЭМПУС-2 с новыми аппаратными возможностями

* Объемный расход (скорость откачки) указан для N₂ при нормальных условиях.

современной техники для исследования разреженных потоков, истекающих в условиях развитой конденсации. Специально изготовленное кварцевое окно, обладающее широким диапазоном пропускания (200-1250 нм, более 90%), установленное в боковом фланце камеры расширения, позволяет регистрировать инициированное электронным пучком излучение частиц разреженного потока с использованием спектральной и фототехники, монтированной вне вакуумного объёма на той или иной уникальной конфигурации оптического тракта, описанных в [разделах 2.2.1 – 2.2.4](#). В зависимости от назначения эксперимента производится выбор диагностических средств и методики измерения.

2.2.1. Визуализация и метризация размеров разреженного газового потока

Ввиду наличия рассеяния сфокусированного пучка электронов на фоновых частицах, дрейфа вторичных электронов к заземленным элементам установки, а также присутствия долгоживущих уровней возбужденных атомов и молекул (согласно [\[162\]](#), времена жизни возбужденных атомов аргона могут достигать нескольких десятков секунд) излучение наблюдается как вверх, так и вниз по потоку. Регистрация визуализированной картины течения позволяет качественно анализировать зоны резкого перепада плотности, исследовать форму и структуру потока, а также наблюдать за кинетическими процессами энергообмена, протекающими в потоке (см. [раздел 1.2.1.4](#)).

Альтернативным методом визуализации потока, описанным в работе [\[26\]](#), является использование «электронного лезвия» (пучка электронов с разверткой по оси газового потока), позволяющее получать картины течения с использованием быстрых переходов непосредственно в области инициации излучения.

Для регистрации визуализированной картины течения за оптическим окном камеры расширения устанавливается камера Nikon D7200 или PCO Panda 4.2 bi UV ([рисунок 2.2](#)). Оптическая ось **Y**, ось сверхзвукового потока **X** и ось пучка электронов **Z** образуют левую ортогональную тройку векторов. Координатный механизм форкамеры сопла позволяет отстроить положение пересечения оптической оси **Y** и оси газового объекта **X** для достижения вертикальной симметрии изображения.

Для исключения внесения засветок и помех от внешних источников света, оптический тракт с камерой защищается светоизолирующим материалом, а контроль параметров съёмки осуществляется дистанционно. Для исключения регистрации излучения, отражённого от внутренних поверхностей установки, стенки камеры расширения изнутри покрыты чёрным матовым материалом.

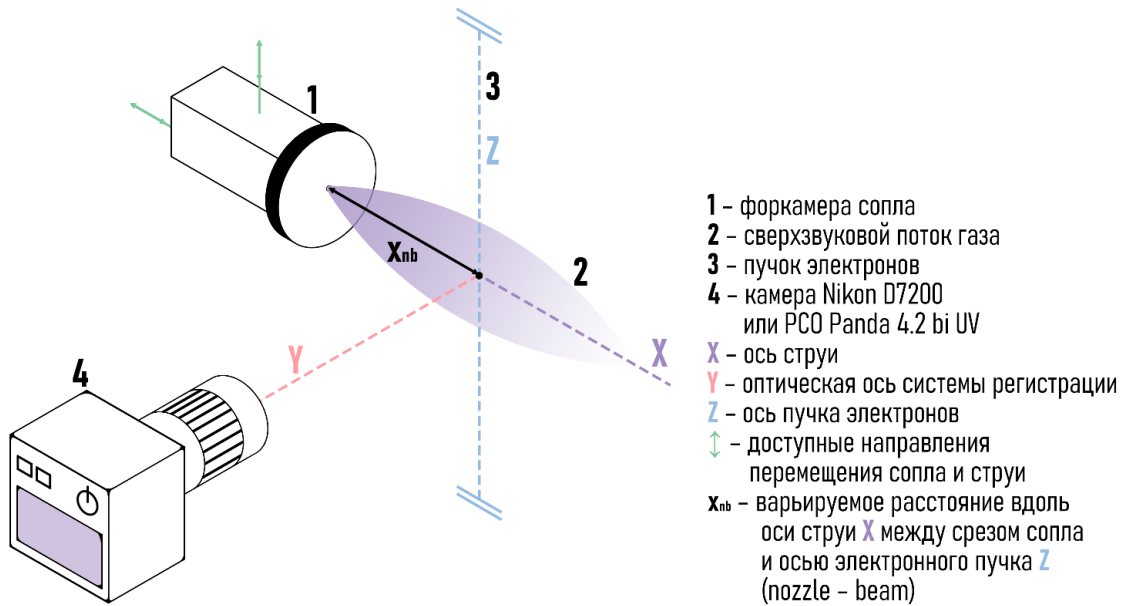


Рисунок 2.2 – Принципиальная схема измерительного участка газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 для электронно-пучковой визуализации газового потока.

Фотокамера Nikon D7200 с установленным объективом DX AF-S Micro Nikkor SWM ввиду использования стеклянной оптики регистрирует излучение в видимом диапазоне. Камера оснащена матрицей размером 23.5×15.7 мм и количеством пикселей более 24.7 млн, что позволяет регистрировать изображение в высоком разрешении с хорошей детализацией. Программное обеспечение Camera Control Pro 2 позволяет дистанционно настраивать фокусное расстояние, экспозиционное число и баланс белого, что даёт возможность достичь максимальной информативности регистрируемых изображений. Пример зарегистрированной визуализации поля течения азота из сверхзвукового сопла №5 (таблица 2.1) представлен на **рисунке 2.3**.

Ввиду большого градиента плотности частиц в потоке (согласно [11], при $x/d^* = 100$ численная плотность частиц оказывается на 5 порядков меньше значения в форкамере сопла), первичная фотография (**рисунок 2.3, а**) для наилучшего отображения структурных элементов потока на этапе пост-обработки конвертируется в оттенки серого, разделяется на участки со сравнительно небольшим перепадом интенсивности излучения, каждый из которых оптимизируется по яркости, контрастности, балансу белого и глубине темных и светлых участков, в результате чего получается итоговое, значительно более наглядное изображение потока (**рисунок 2.3, б**).

Следует отметить, что зарегистрированное изображение не позволяет проводить количественные измерения (определение абсолютных значений плотности и температуры частиц), однако дает наглядную информацию о структуре и форме потока и может быть использовано для измерения продольных или поперечных размеров.

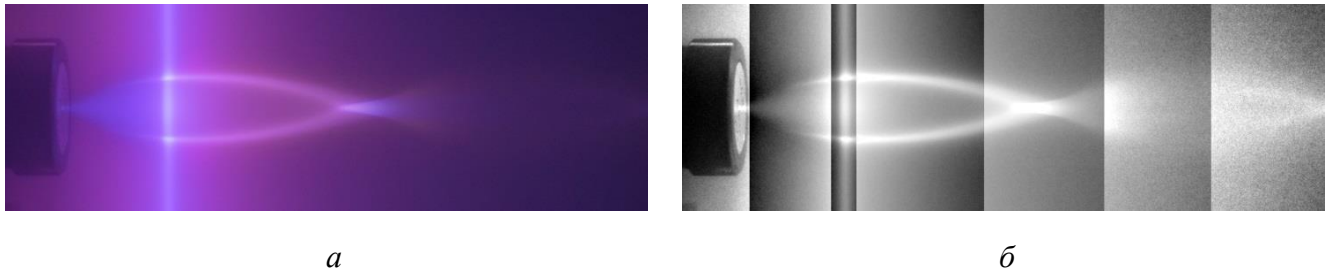


Рисунок 2.3 – Визуализация потока азота с помощью камеры Nikon D7200. (а) – первичная фотография, (б) – после обработки. Начальные параметры: сопло №5 (таблица 2.1), $P_0 = 649$ кПа, $T_0 = 307.0$ К, $P_\infty = 6.0$ Па.

Для регистрации излучения в ближнем и среднем УФ диапазоне длин волн за оптическим окном камеры расширения устанавливается камера PCO Panda 4.2 bi UV с объективом Goyo Optical GMUV57838C-1, с помощью которой излучение в диапазоне длин волн $200 < \lambda < 900$ нм преобразуется в интегральное значение яркости ячейки. В качестве исходного материала получается аналогичный снимок в градациях серого, который на этапе пост-обработки преобразуется в итоговое фрагментированное изображение по описанной выше методике. Для отбора излучения в УФ-области перед объективом камеры устанавливаются полосовые светофильтры MIDOPT BP-250 (пропускание в диапазоне 240-260 нм), BP-324 (290-365 нм) или BP-365 (320-400 нм). Матрица камеры имеет размер 13.3×13.3 мм (4.2 млн. пикселей), а используемый широкоугольный объектив регистрирует изображение из большой локальной области, ввиду чего изображения регистрируются с худшей детализацией. Пример визуализации потока азота с наложением полосового светофильтра MIDOPT BP-365 представлен на **рисунке 2.4** в схожих условиях истечения, что и на **рисунке 2.3**. При сопоставлении снимков легко заметить, что отображение части форкамеры с соплом, а следовательно, и струи на **рисунке 2.4** менее резкое, что обусловлено описанными выше проблемами. Однако данный подход позволяет убедиться, что полученная в УФ диапазоне длин волн визуализация потока идентична той, что была получена в видимой области (400-800 нм).

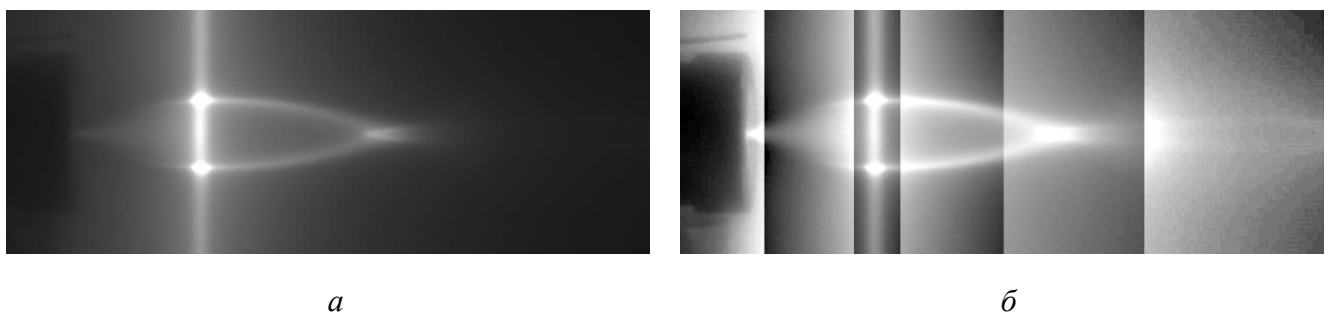


Рисунок 2.4 – Визуализация потока азота с помощью камеры PCO Panda 4.2 bi UV при использовании светофильтра BP-365. (а) – первичная фотография, (б) – после обработки. Начальные параметры: сопло №7 (таблица 2.1), $P_0 = 600$ кПа, $T_0 = 318.0$ К, $P_\infty = 6.0$ Па.

Для определения поперечных размеров исследуемого потока на следующем этапе обработки каждый пиксел полученного изображения посредством программного обеспечения Gwyddion преобразуется в значение интенсивности, где за максимум принимается белый цвет (hex #ffffff), а за минимум – черный (hex #000000), что трансформирует графическое изображение в двумерный массив данных, реальные геометрические параметры которого определяются из пропорций с наблюдаемыми в кадре элементами конструкции установки (например, шайбы сопла с известными диаметром и высотой) с учетом оптического искажения объектов при наблюдении под разными углами. Далее производится выбор координаты, на которой располагается максимальное сечение исследуемого потока, после чего строится поперечный профиль интенсивности. Пример определения физических размеров струи азота (рисунок 2.3) по профилю интенсивности в максимальном поперечном сечении потока приведен на рисунке 2.5.

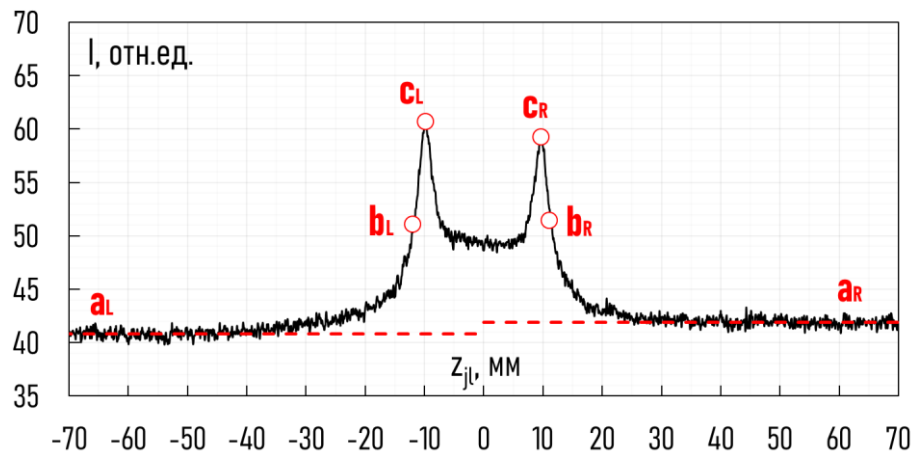


Рисунок 2.5 – Пример зарегистрированного профиля интенсивности излучения частиц в максимальном сечении «традиционной» струи азота. Начальные параметры: сопло №5 (таблица 2.1), $P_0 = 649$ кПа, $T_0 = 307.0$ К, $P_\infty = 6.0$ Па, $r_m = 11.5$ мм.

На полученном профиле определяются точки максимальной интенсивности $I_{\max}$ (**C_L** и **C_R**), соответствующие симметричным областям наибольшей плотности потока в выбранном сечении, и точки минимальной интенсивности $I_{\min}$ (**a_L** и **a_R**), соответствующие уровню с наименьшей плотностью, т.е. точки, в которых интенсивность излучения определяется свечением фоновых частиц. Положение уровней **a_i** выбирается исходя из среднего значения зашумлённого постоянного сигнала интенсивности излучения фоновых частиц. В качестве точек **b_L** и **b_R**, определяющих границы традиционной струи, выбраны соответствующие значения интенсивности $I = I_b + 0.5(I_{\max} - I_{\min})$. Коэффициент 0.5 выбран из эмпирических соображений (ширина на полувысоте), а $I_b \approx I_{\min}$. Таким образом, измеренный радиус «традиционной» струи r_m (расстояние от оси струи до видимой границы зоны смешения) ввиду предположения об осесимметричности потока есть половинная разность координат z_{jl} точек **b_L** и **b_R**.

Ввиду рассеяния пучка электронов и незначительной несимметричности самой струи из-за несовершенства изготовления сопла, уровень минимальной интенсивности сигнала для зеркально расположенных частей профиля может несколько различаться. Однако эта неравномерность обусловлена преимущественно особенностями способа инициации излучения, в то время как различит плотности фонового газа в этих локальных точках маловероятно, что позволяет корректно определять границы существующего потока при достоверном определении уровня фонового сигнала по обе стороны струи. Проведенные тарировочные измерения объектов с известным размером показали, что погрешность данного метода не превышает 8%.

Для описания получаемых результатов измерения поперечных размеров сверхзвуковых потоков воспользуемся эмпирическими зависимостями (1.20) - (1.23). Заметим, что выражения (1.21) [7] и (1.22) [18] представлены от степени нерасчетности n , измерение которого на стенде ЛЭМПУС-2 невозможно ввиду отсутствия необходимого оборудования: стенд оборудован датчиком измерения давления в форкамере сопла P_0 , но не давления на его срезе P_a . Валидация и использование моделей [7] и [18] в данных условиях представляется возможным с использованием соотношения (1.11) в виде [10]:

$$P_a = P_0 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (2.1)$$

при пересчёте численных коэффициентов k_4 , k_5 (1.21) и k_6 (1.22).

Для валидации используемой методики была проведена серия измерений радиуса максимального поперечного сечения сверхзвуковой недорасширенной струи r_m методом электронно-пучковой визуализации в потоке аргона в условиях пренебрежимо малого кластерообразования в зависимости от начальных параметров истечения, представленных в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Параметры истечения аргона из сопла №4 (таблица 2.1), серия измерений №1.

режим	P_0 , кПа	P_∞ , Па	T_0 , К	r_m , мм	Re_L (1.24)	Kn_L (1.25)
1.1	17.5	1.00	299.0	20.9	21.8	0.05
1.2	17.5	1.51	300.2	17.2	26.6	0.04
1.3	17.3	1.99	301.2	15.1	30.2	0.03
1.4	17.7	3.53	303.3	12.2	40.4	0.02
1.5	12.6	0.51	302.7	26.1	12.9	0.08
1.6	14.8	0.51	303.5	30.9	14.0	0.07
1.7	22.5	0.51	304.0	36.2	17.2	0.06

Полученные экспериментальные результаты при различных начальных параметрах истечения (P_0 , P_∞ и T_0) вполне удовлетворительно описываются представленными в [7, 11, 18-19] зависимостями с постоянными коэффициентами $k_3 = 0.168$, $k_4 = 3.84$, $k_5 = 1.05$, $k_6 = 1.73$, $k_7 = 2.03$

(**рисунок 2.6**), что позволяет сделать вывод об их справедливости в условиях пренебрежимо малой конденсации.

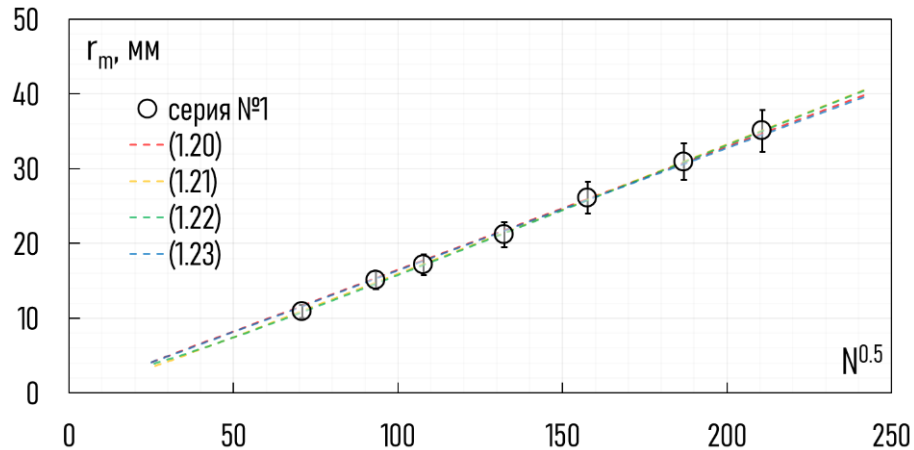


Рисунок 2.6 – Изменение радиуса r_m сверхзвуковой струи аргона в максимальном поперечном сечении в *серии измерений №1* (**таблица 2.2**). Значения коэффициентов: $k_3 = 0.165$, $k_4 = 3.84$, $k_5 = 1.05$, $k_6 = 1.73$, $k_7 = 2.03$.

Обсудим причины различий использованных на **рисунке 2.6** и представленных в [7, 11, 18-19] численных коэффициентов. Во-первых, в работах [7, 19] значения коэффициентов были представлены для диоксида углерода, а в работе [18] – для диапазона $\gamma = [1.2; 1.4]$, что некорректно использовать по отношению к потокам других газов (в частности, аргона). Во-вторых, в докладе [11] была постулирована линейная зависимость от $N^{0.5}$ как для продольных, так и для поперечных размеров газового потока, однако численные коэффициенты для последних приведены не были. В-третьих, в [7] число Маха Ma было получено экспериментально, что оказалось невозможно в настоящей работе, ввиду чего использовалась геометрическая оценка, полученная на основе [10]:

$$\bar{F} = \frac{d_a^2}{d_*^2} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}{Ma \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}. \quad (2.2)$$

В-четвертых, важным аспектом является определение понятия радиуса струи r_m : в то время как в [7, 11, 19] под радиусом понималось расстояние от оси потока до висячего скачка, в настоящей работе, ввиду использования метода электронно-пучковой визуализации, r_m оценивалось с учетом зоны смешения, как продемонстрировано на **рисунке 2.5**. Однако следует отметить, что в работе [18] было показано, что вариант определения понятия r_m и различие в методиках измерений вносят лишь уточнения в численные значения постоянных коэффициентов, сохраняя принципиальный вид зависимостей (1.20)-(1.23).

Полученные результаты при определении численных постоянных коэффициентов с хорошей точностью (отклонение не более 2.5%) описываются использованными моделями [7, 11, 18-19]. Поскольку расхождение между кривыми (1.20), (1.21), (1.22) и (1.23) в исследуемом диапазоне $N^{0.5}$ фактически отсутствует, в дальнейшей работе будем использовать только зависимость (1.23), предложенную в [19] для различных сверхзвуковых конических сопел и учитывающую влияние длины диффузора и угла полураствора на форму и размеры потоков.

2.2.2. Регистрация и анализ инициированного излучения

Для регистрации спектров излучения частиц газового потока за оптическим окном камеры расширения (**рисунок 2.1**) на координатном механизме устанавливается кварцевая линза малого размера (диаметр линзы в 4 раза меньше диаметра оптического окна), фокусирующая изображение на входное отверстие световода, подключенного к спектрометру (**рисунок 2.7**). Оптическая ось **Y** также направляется перпендикулярно осям струи **X** и электронного пучка **Z**. Локализация регистрируемого участка исследуемого газового объекта, обусловленная сечением световода (0.4-0.6 мм) и диаметром сфокусированного пучка электронов (менее 1 мм), с учётом коэффициента увеличения изображения составляет приблизительно 1 мм³.

Координатный механизм перемещения соплового блока позволяет варьировать положение газового объекта относительно оси неподвижного электронного пучка **Z** (координата x_{nb} , nozzle-beam) и оси оптического прибора **Y** (координата z_{jl} , jet-localization) в ортогональных направлениях, а, следовательно, смещать локализацию измерений в разные области струи. Координатный механизм линзы позволяет смещать локализацию измерений относительно неподвижного электронного пучка (координата x_{bl} , beam-localization) в пределах размера оптического окна (± 50 мм вверх и вниз по потоку).

Возможность независимого перемещения не только газового объекта, но и регистрирующей оптической системы относительно неподвижного электронного пучка позволяет проводить измерения в различных режимах изменения параметров.

А} Вариация координаты x_{nb} при $z_{jl} = 0$, $x_{bl} = 0$ обеспечивает возможность проведения измерений интенсивности излучения частиц в области инициации излучения вдоль оси струи **X**.

В} Вариация координаты z_{jl} при $x_{nb} = \text{const}$, $x_{bl} = \text{const}$ позволяет регистрировать поперечный, параллельный оси электронного пучка **Z**, профиль интенсивности излучения частиц в выбранном сечении струи ($x_{nl} = x_{nb} + x_{bl}$) на расстоянии x_{bl} от области инициации излучения.

С} При фиксированном расстоянии $x_{nl} = x_{nb} + x_{bl} = \text{const}$ с синхронным изменением координат x_{nb} и x_{bl} в одном направлении происходит условное смещение электронного пучка одновременно и относительно сопла, и относительно области локализации измерений ($\Delta x_{nb} = -\Delta x_{bl}$). При этом на различных расстояниях x_{nb} при вариации координаты z_{jl} регистрируются

поперечные (параллельные оси электронного пучка Z) профили интенсивности излучения частиц в выбранном сечении струи $x_{nl} = \text{const}$.

D} При $z_{jl} = 0$, $x_{nb} = \text{const}$ и вариации координаты x_{bl} регистрируется изменение интенсивности излучения частиц вдоль оси X вверх и вниз по потоку.

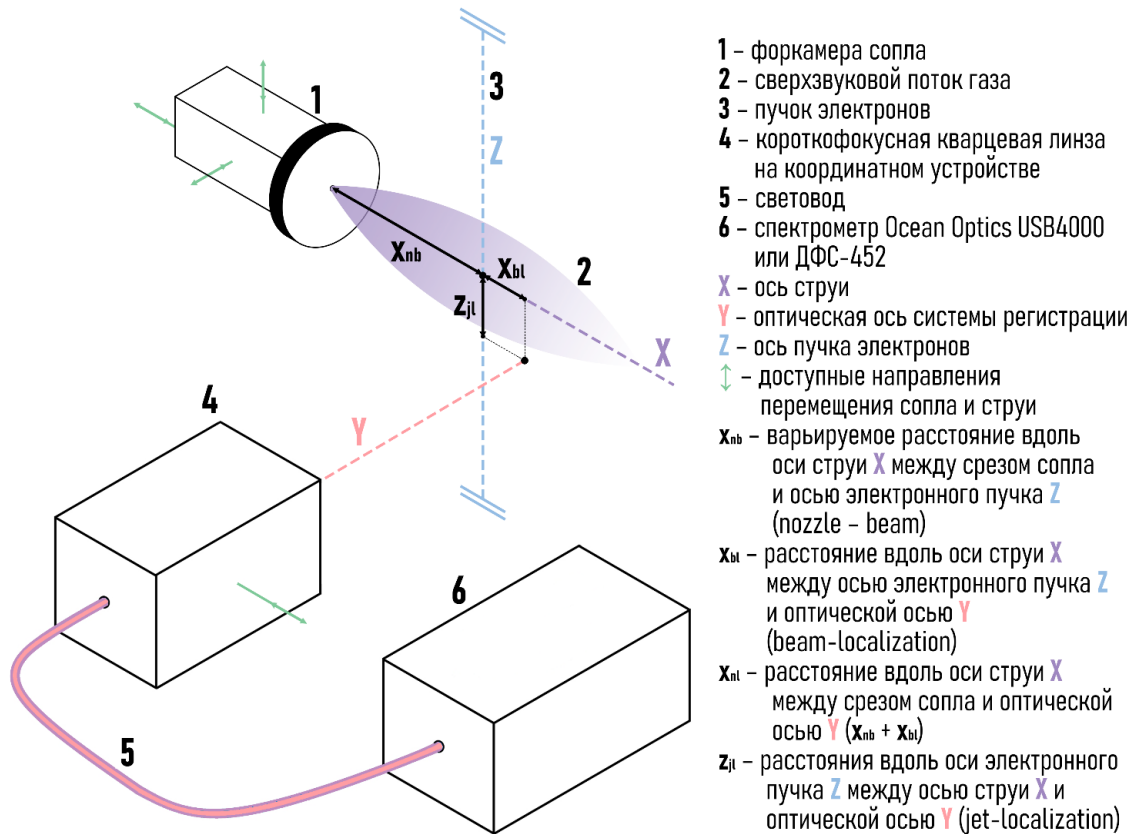


Рисунок 2.7 – Принципиальная схема измерительного участка газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 для спектрального исследования излучения потока.

В работе использованы спектрометры Ocean Optics USB4000-UV-VIS и ДФС-452, характеристики которых приведены в **таблице 2.3**. Ocean Optics USB4000-UV-VIS компактен и имеет большой запас времени интегрирования сигнала, ввиду чего обладает высокой чувствительностью и позволяет проводить измерения в разреженных средах с большим градиентом плотности. В свою очередь, ДФС-452, оснащенный современной системой регистрации на основе ПЗС-линеек, обладает высоким спектральным разрешением и позволяет регистрировать тонкую вращательную структуру спектра молекулярных газов.

Таблица 2.3 – Технические характеристики использованных в работе спектрометров.

прибор	диапазон, нм	спектральное разрешение, нм	время накопления спектра, мс
USB4000-UV-VIS	179-890	1.3	3.8 – 10000
ДФС-452	200-950	0.08	15 – 2000

На **рисунке 2.8** представлены спектры излучения аргона (*а*), диоксида углерода (*б*) и азота (*в*), зарегистрированные с помощью спектрометра Ocean Optics USB4000-UV-VIS при инициации излучения частиц фонового пространства вакуумной камеры электронным пучком. На представленных спектрах выделены использованные в исследовании спектральные линии и полосы, табулированные характеристики которых приведены в **таблицах А.1-А.3 (Приложение А)** [57, 65-67, 70-76].

Вклад в излучение примесей кислорода и гелия, ввиду малой относительной интенсивности, связанной с малым процентным соотношением, очень мал: при сравнении спектров можно различить лишь полосы серии $O_2^+ b_4 \Sigma_g^- \rightarrow a_4 \Pi_u$ (525.2 и 557.3 нм) [163] и линию перехода $He-I P_1^\circ - S_0$ (501.6 нм) [66]. В свою очередь, добавление примесей азота и диоксида углерода вносит заметный вклад в спектр излучения. При сравнении можно различить большинство описанных в **Приложении А** переходов как для нейтральных молекул, так и для ионов. Однако следует заметить, что относительное распределение интенсивности излучения полос, зарегистрированное в спектре излучения чистого азота (**рисунк 2.8, в**), оказывается несправедливо в случае инициации излучения в смеси аргона и азота (**рисунк 2.9, б**), что может свидетельствовать об обмене энергии между частицами разных компонентов смеси. Данный эффект, выходящий за рамки задач настоящей диссертационной работы, представляет интерес для отдельного исследования с целью анализа процессов молекулярной кинетики взаимодействия частиц различных газов. Также следует отметить, что на регистрируемых спектрах в разной интенсивности наблюдается излучение гидроксильной группы ОН (283.4 и 309.6 нм) [49], появляющееся в случае присутствия в фоновом пространстве неудалённых из вакуумного объёма паров воды, что ставит более строгие условия на степень очищения камеры после открытия для замены сопла или после переключения магистрали газовых баллонов.

Возможность добавления примесей в фоновое пространство камеры расширения позволяет исследовать влияние состава атмосферы на излучение частиц потока (см. **главу 5**). На **рисунке 2.9** представлены спектры, зарегистрированные при инициации излучения частиц фонового пространства, заполненного на 80% аргоном, при добавлении 20% примеси азота (*б*), диоксида углерода (*в*), кислорода (*г*) и гелия (*д*) в сравнении со спектром излучения фоновых частиц чистого аргона (*а*) при идентичных параметрах: $P_\infty = 4.63$ Па и $T_\infty = 315.2$ К.

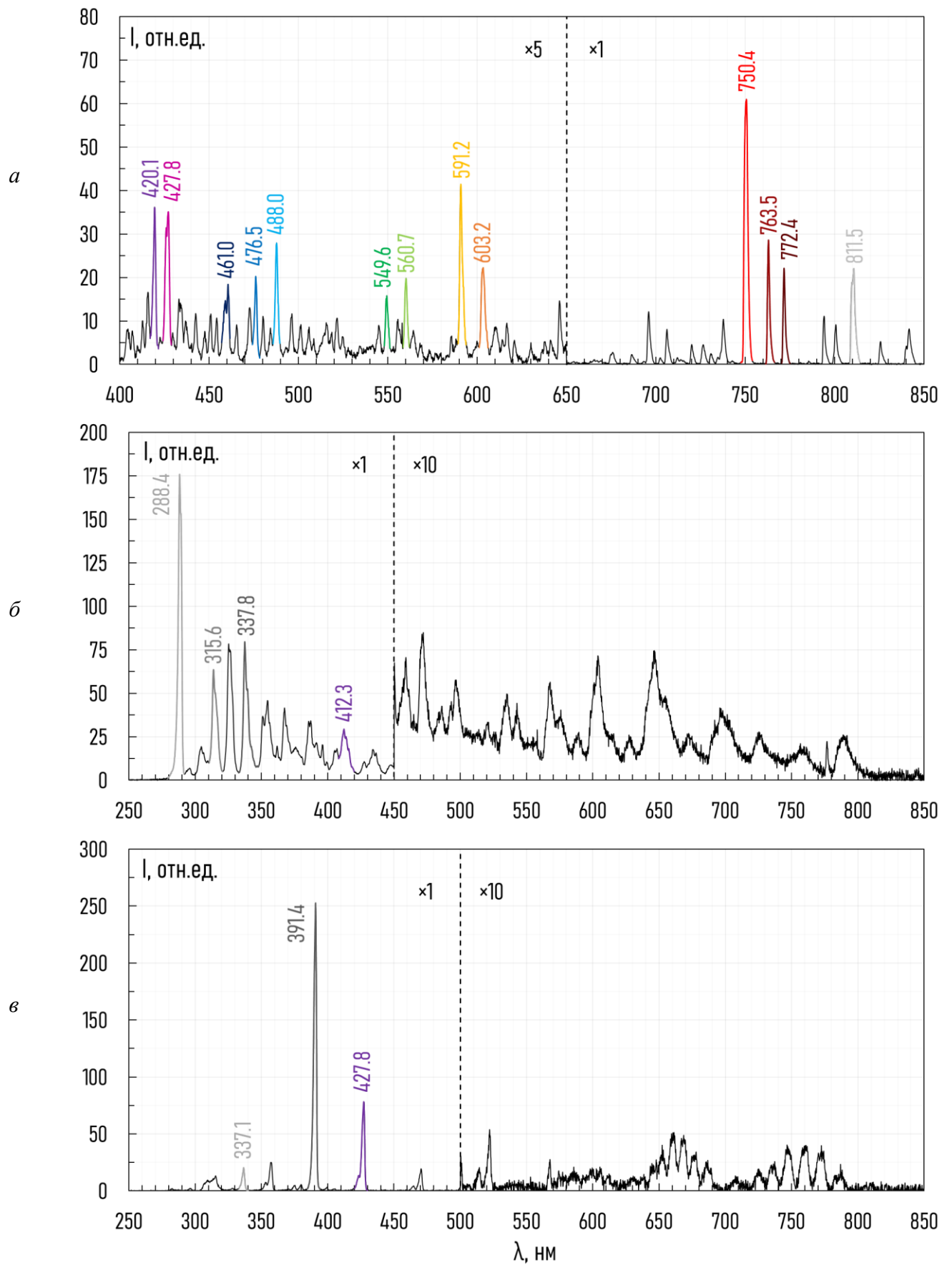


Рисунок 2.8 – Спектры излучения частиц фоновое пространство: (а) – аргон, (б) – диоксид углерода, (в) – азот. Начальные параметры: $P_{\infty} = 4.66$ Па, $T_{\infty} = 297.8$ К, $x_{bl} = 0$ мм.

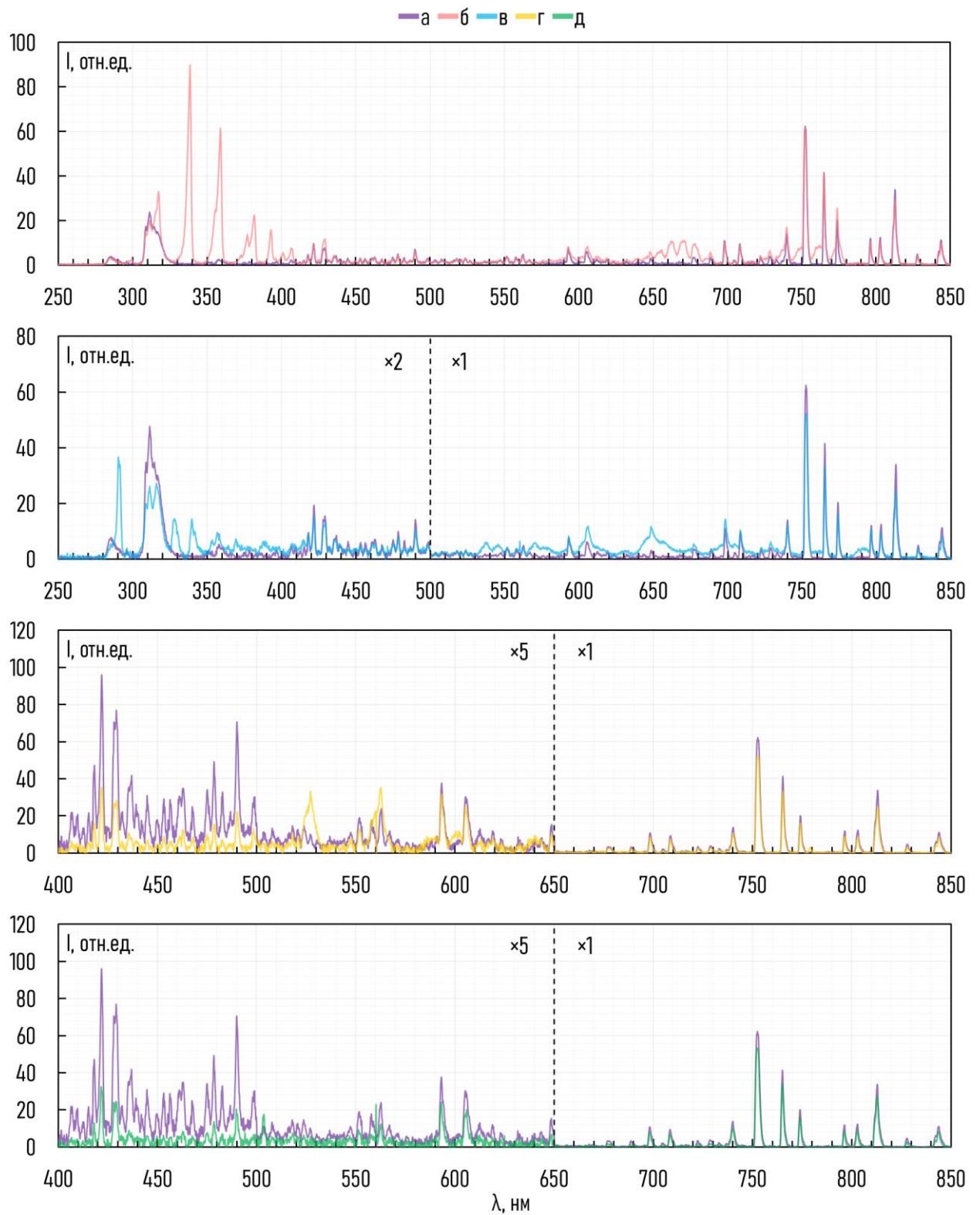


Рисунок 2.9 – Спектры излучения, зарегистрированные в фоновом пространстве при добавлении примесей через систему натекания: (а) – 100% Ar, (б) – 81.2% Ar и 19.8% N₂, (в) – 79.8% Ar и 20.2% CO₂, (г) – 79.0% Ar и 21% O₂, (д) – 79.5 % Ar и 20.5% He. Начальные параметры: $P_{\infty} = 4.63$ Па и $T_{\infty} = 315.2$ К, $x_{bl} = 0$ мм.

2.2.3. Спектральные методы измерения численной плотности и температуры частиц разреженного газового потока

Измерение численной плотности частиц газового потока основано на методике, описанной в разделе 1.2.1.1. Для регистрации продуктов эмиссии, процесс возбуждения-излучения должен быть быстрым, иначе в рамках исследования сверхзвуковых потоков газа (скорость частиц более 500 м/с) испускание фотона может наблюдаться далеко за пределами локализации измерений. В случае исследования молекулярных газов необходимо также учитывать их вид спектра излучения: в отличие от регистрации амплитуды излучения в линейчатом спектре одноатомного газа, для корректного измерения в молекулярных газах необходимо регистрировать интегральную интенсивность излучения всей полосы, свободной от иного излучения. В частности, уширение колебательной полосы ввиду температурного фактора может приводить к перекрытию полос [163].

Регистрация излучения производится по варианту измерений {A} (см. раздел 2.2.2). Для минимизации потерь и шумовых сигналов, связанных с транспортировкой излучения по волноводу, ввиду однозначного определения локализации измерения, представленный на рисунке 2.7 оптический тракт видоизменяется: за оптическим окном камеры расширения устанавливается короткофокусная кварцевая линза, собирающая излучение на входную щель спектрометра Ocean Optics USB4000-UV-VIS. Диаметр линзы практически совпадает с диаметром оптического окна камеры расширения. Оптическая ось (Y) направляется перпендикулярно осям струи (X) и электронного пучка (Z). Локализация регистрируемого участка исследуемого газового объекта, обусловленная размером щели спектрометра (0.2-1.2 мм) и диаметром сфокусированного пучка электронов (менее 1 мм), с учётом коэффициента увеличения изображения составляет приблизительно 1 мм³.

Для тарировки регистрируемых в потоке значений интенсивности излучения используются данные, полученные в фоновом окружении струи. В частном случае для излучения частиц газа в окружающем поток фоновом пространстве зависимость (1.41) принимает вид:

$$I_{\infty} = B_{\infty} \ddot{\rho}_{\infty} i_{\infty}, \quad (2.3)$$

где B_{∞} – аналогичная константа для частиц фонового пространства, $\ddot{\rho}_{\infty}$ – численная плотность частиц в фоновом пространстве, i_{∞} – ток электронного пучка при возбуждении частиц фонового пространства. Исходя из [78], величины B и B_{∞} в контексте проведения измерений можно считать постоянными. Учитывая тот факт, что в фоновом пространстве находится остаточный газ того же сорта, что и в потоке, различия между ними могут проявляться исключительно в виде незначительных температурных поправок, исходя из чего в первом приближении можно принять $B = B_{\infty}$. Таким образом, для определения плотности частиц из (1.41) и (2.3) можно получить:

$$\ddot{r} = \frac{I}{I_\infty} \frac{i_\infty}{i} \ddot{r}_\infty, \quad (2.4)$$

откуда с использованием (1.1) получаем:

$$\frac{\ddot{r}}{\ddot{r}_0} = \frac{I}{I_\infty} \frac{P_\infty}{P_0} \frac{T_0}{T_\infty} \frac{i_\infty}{i}. \quad (2.5)$$

Следует отметить, что при $P_0 > 10^5$ Па модель идеального газа (1.1) неточна в оценке $\ddot{r}_0$, ввиду чего в переходе от (2.4) к (2.5) для получения итоговой зависимости $\ddot{r}/\ddot{r}_0$ необходимо использовать модель реального газа Ван-дер-Ваальса (1.2).

На рисунке 2.10 представлен пример использования спектрального метода измерения численной плотности частиц потока (2.5) при учёте столкновительного гашения флуоресценции (1.42) для истечения азота (а) и аргона (б) из звуковых сопел №1 и №2 (таблица 2.1) в режимах, описанных в таблице 2.4, в сравнении с теоретическим распределением (1.12) при использовании эмпирической зависимости (1.15) для локального числа Маха (красная пунктирная линия) и эмпирической оценкой (1.16).

Следует отметить, что измерения плотности в близкой к соплу области ($x_{\text{нб}} < 3$ мм) оказываются невозможными одновременно по нескольким причинам. Во-первых, попадание на заземленный сопловой блок рассеянных электронов и образовавшихся в потоке ионов приводит к значительному нагреву форкамеры и, как следствие, увеличению температуры торможения T_0 , а также к локальному прогоранию конструктивных элементов. Во-вторых, в данной области потока наблюдается самая высокая плотность частиц, а, следовательно, при взаимодействии с электронным пучком, и интенсивность излучения, регистрация которой имеющейся аппаратурой невозможна по технической причине (ввиду переполнения ПСЗ-ячеек при минимальном значении времени интегрирования).

Таблица 2.4 – Начальные параметры истечения, серия измерений №2.

режим	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9
газ	N ₂	N ₂	N ₂	N ₂	N ₂	Ar	Ar	Ar	Ar
сопло	№1	№1	№1	№1	№1	№2	№2	№2	№2
P_0 , кПа	20	40	60	80	100	5	10	20	30
P_∞ , Па	0.16	0.33	0.47	0.63	0.83	0.20	0.33	0.56	1.00
T_0 , К	302.1	302.1	302.4	302.8	303.9	305.0	310.5	311.2	313.3
T_∞ , К	297.3	297.3	297.3	297.3	297.4	298.2	298.2	298.4	298.5
$\langle S \rangle$ (1.66)	-	-	-	-	-	2	2	3	8
Re_L (1.24)	3.4	6.9	10.0	13.4	17.1	5.7	10.1	18.5	30.0
Kn_L (1.25)	0.30	0.15	0.10	0.07	0.06	0.18	0.10	0.05	0.03

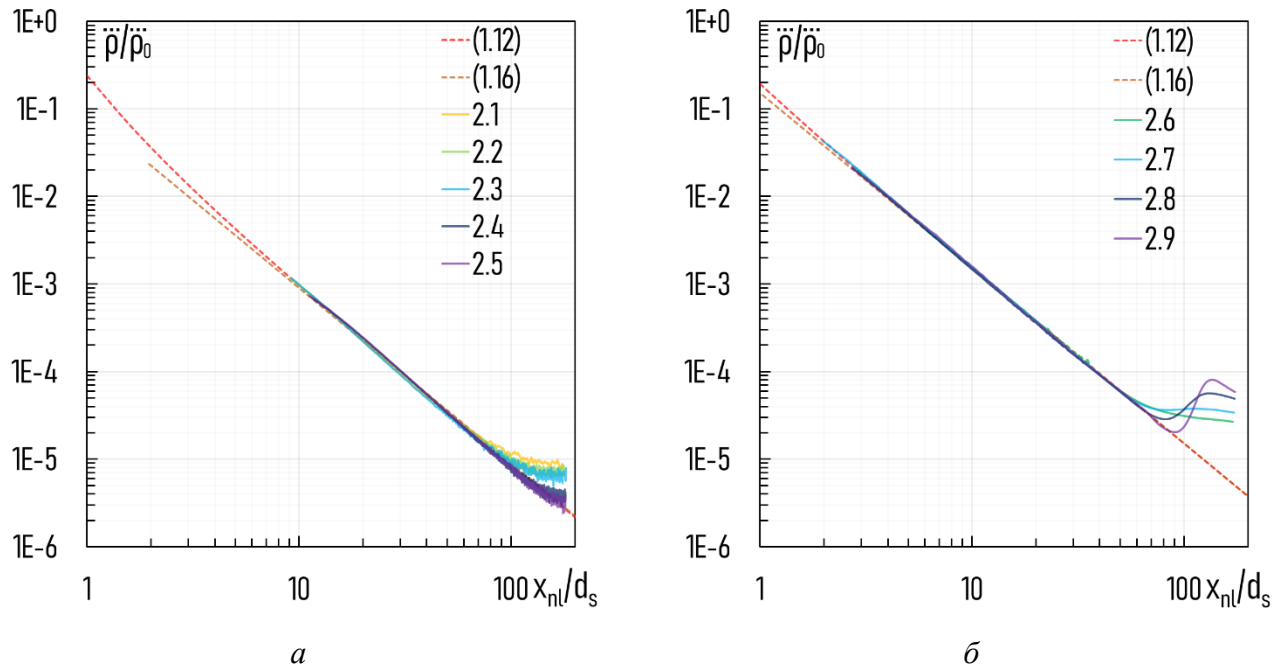


Рисунок 2.10 – Сравнение профилей относительной плотности, зарегистрированных вдоль оси потоков азота (*а*) и аргона (*б*), истекающих в режимах 2.1-2.9 (**таблица 2.4**), с теоретическим распределением (1.12) при использовании (1.15) и эмпирической зависимостью (1.16).

Отклонение зарегистрированных экспериментальных данных от изоэнтропической кривой (1.12) можно пояснить тем, что расширение газа происходит не в абсолютный вакуум, а в область с конечным фоновым давлением ($Kp^* \ll 1$), что приводит к отхождению частиц струи от изначальных линий тока и образованию ударно-волновых структур и замыкающего диска Маха (режимы 2.8 и 2.9). Для валидации данной области течения совместно с сотрудниками Института теоретической и прикладной механики имени С.А. Христиановича СО РАН [3] был получен численный расчёт осевого профиля плотности азота, истекающего из звукового сопла №2 (**таблица 2.1**), который продемонстрировал хорошее (расхождение менее 4%) совпадение с экспериментальными данными (**рисунок 2.11**).

В то же время следует отметить, что внутри ядра струи, наблюдаемом в каждом исследованном режиме истечения, расширение газа происходит по изоэнтропическому закону, что согласуется с [14]. Расхождение теоретической зависимости (1.12) и эмпирической приближенной оценки (1.16) наблюдается лишь в близкой к соплу области, в которой получение экспериментальных данных невозможно по техническим причинам. Однако, в области прямого сопоставления совпадение полученных экспериментальных данных с описанными в литературе зависимостями и численным расчетом очень хорошее, из чего следует вывод об успешной валидации используемой методики измерения в условиях отсутствия процесса конденсации.

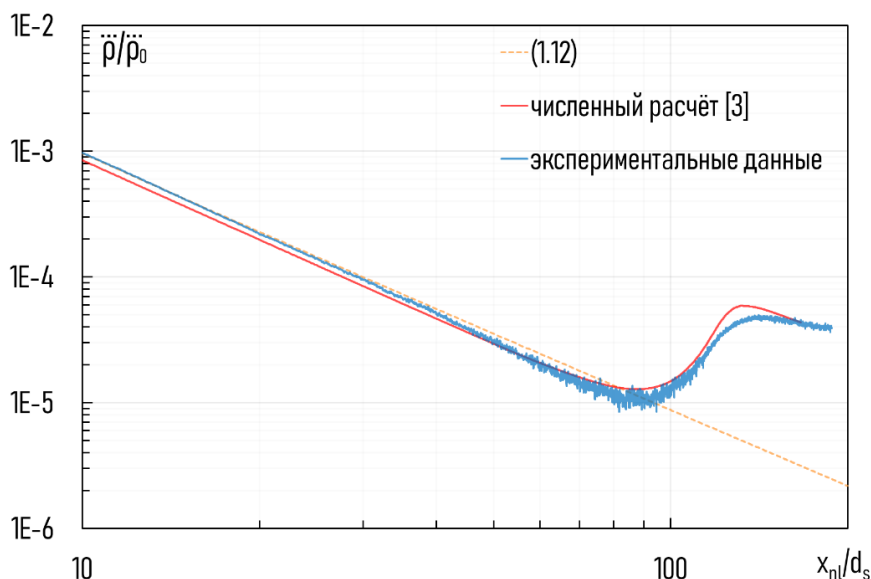


Рисунок 2.11 – Сравнение осевых профилей относительной плотности азота, истекающего из звукового сопла №2 (таблица 2.1), полученных в экспериментальных измерениях и численных расчетах [3], с теоретическим распределением (1.12) при использовании (1.15). Начальные параметры: $P_0 = 30$ кПа, $P_\infty = 1.01$ Па, $T_0 = 309.6$ К, $T_\infty = 293.2$ К, $Re_L = 22.1$, $K_{pL} = 0.05$.

Измерение температуры частиц газового потока основано на методике, описанной в разделе 1.2.1.3. Регистрация излучения производится по варианту измерений {А} (см. раздел 2.2.2). В качестве детектора используется спектрометр ДФС-452, обладающий достаточным спектральным разрешением для регистрации вращательного спектра азота. Из предположения о достижении термодинамического равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы ввиду достаточного количества парных столкновений между частицами, вращательная температура, определенная по распределению интенсивности R-ветви колебательной полосы (0-1) первой отрицательной системы азота, полностью характеризует температуру газа в потоке.

Для определения вращательной температуры молекул азота в основном состоянии необходимо измерить распределение интенсивности вращательных линий, на основе которого получить зависимость логарифма соотношения интенсивности вращательной линии к интенсивности реперной R2 и вращательным постоянным от энергии $K'(K'+1)$. По наклону прямой построенной зависимости (1.51) определяется вращательная температура в основном состоянии молекулы T_R .

Ниже представлены примеры спектров излучения азота (0-1, 1 ОС), зарегистрированных при возбуждении электронным пучком частиц фонового пространства (рисунок 2.12) и в сверхзвуковом потоке в условиях отсутствия конденсации при расположении пучка электронов на расстоянии $x_{nl} = 10$ мм (рисунок 2.13), а также соответствующие им зависимости комплекса (1.51) от энергии $K'(K'+1)$.

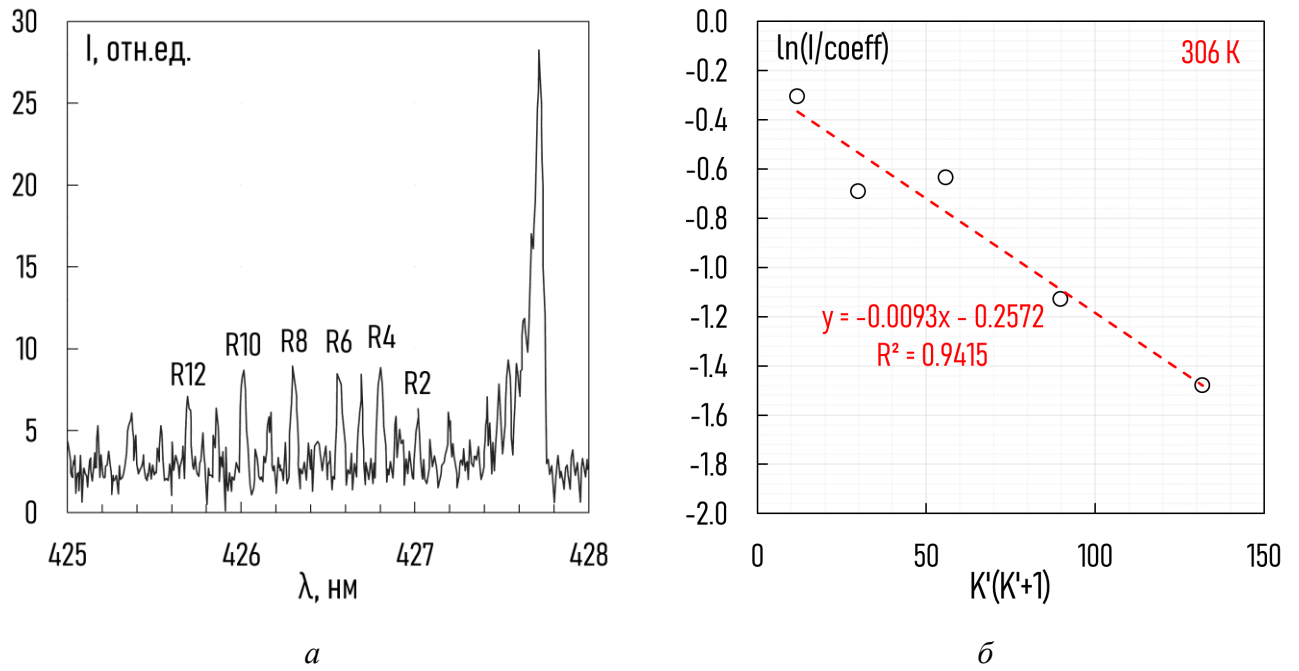


Рисунок 2.12 – Спектр излучения азота (0-1, 1 ОС), инициированного в фоновом окружении электронным пучком (а) и полученная зависимость комплекса (1.51) от $K'(K'+1)$ (б). Начальные параметры: $P_\infty = 8.70$ Па, $T_0 = 301.1$ К.

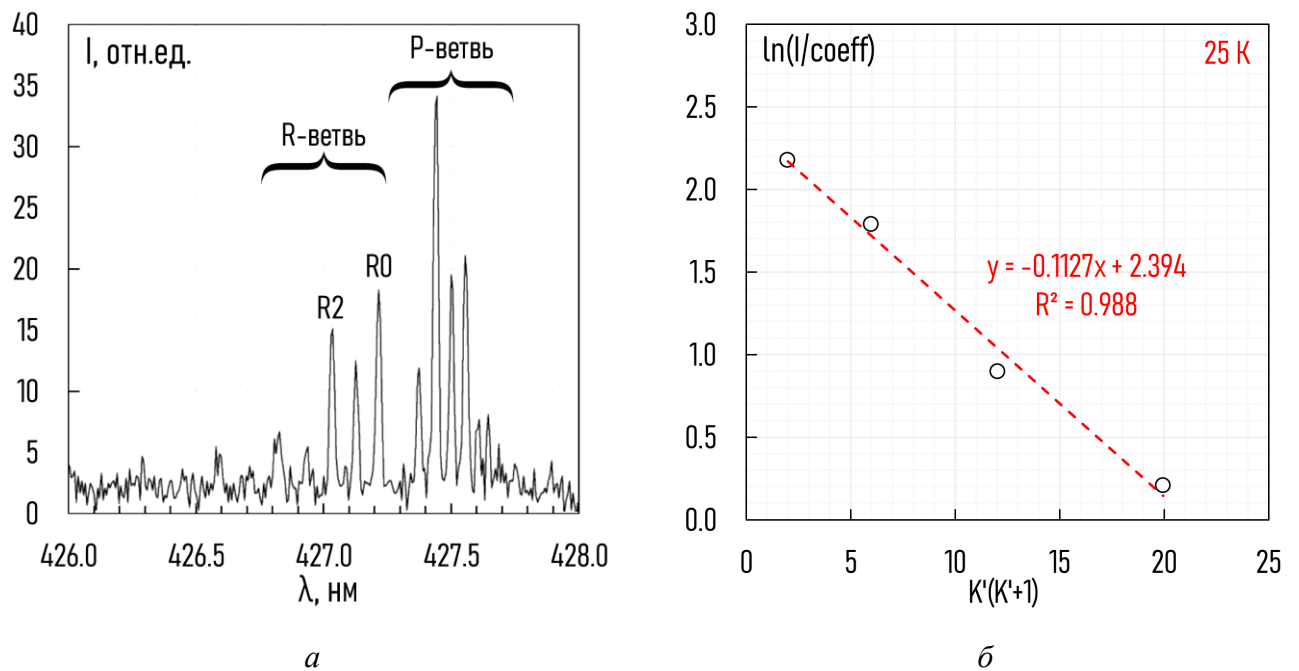


Рисунок 2.13 – Спектр излучения азота (0-1, 1 ОС), инициированного в потоке ($x_{\text{nl}} = 10$ мм) электронным пучком (а) и полученная зависимость комплекса (1.51) от $K'(K'+1)$ (б). Начальные параметры: сопло №2 (таблица 2.1), $P_0 = 70$ кПа, $P_\infty = 1.16$ Па, $T_0 = 302.4$ К.

Полученное с использованием спектральной методики значение температуры фоновых частиц (306.0 К) из аппроксимации экспериментальных данных по наклону прямой, равному

$-\frac{B_{v_1} \cdot hc}{k_B T_R}$ ($B_{v_1} = 1.97226 \text{ см}^{-1}$ [165]), с достаточно хорошей точностью ($\sim 2\%$) соответствует значению температуры (301.1 К), измеренной с помощью датчика Ketotek STC-3008 на стенках камеры расширения. В работе [58] погрешность измерения вращательной температуры, выполненного этим методом, обоснована в первую очередь точностью предположения о применимости правил отбора и вероятностей вращательного перехода к переходу возбуждения. В свою очередь, в работе [166] было показано, что измеренные данной методикой значения вращательной температуры при 280 К превышают примерно на 3% истинные, а при более низких температурах погрешность постепенно увеличивается.

Следует также отметить, что данная спектральная методика определения температуры частиц основана на предположении, что в потоке наблюдается термодинамическое равновесие между вращательными и поступательными степенями свободы, ввиду чего получаемые результаты зависят не только от измеряемой температуры и количества используемых спектральных пиков, но и от плотности газа в точке измерения: необходимо соблюдение условия о наличии парных столкновений частиц более 10^1 - 10^2 [167]. Из полученных экспериментальных данных видно, что уменьшение температуры частиц, при регистрации спектра в сверхзвуковом потоке (**рисунок 2.13**), приводит к возбуждению меньшего числа вращательных уровней колебательной полосы. На **рисунке 2.14** представлено сравнение полученных с использованием спектрального метода значений температуры частиц потока с теоретической зависимостью (1.13) при использовании (1.15). Расхождение экспериментальных и теоретических данных не превышает 20%, что вполне укладывается в указанные выше утверждения и свидетельствует об успешной валидации методики в условиях отсутствия конденсации частиц.

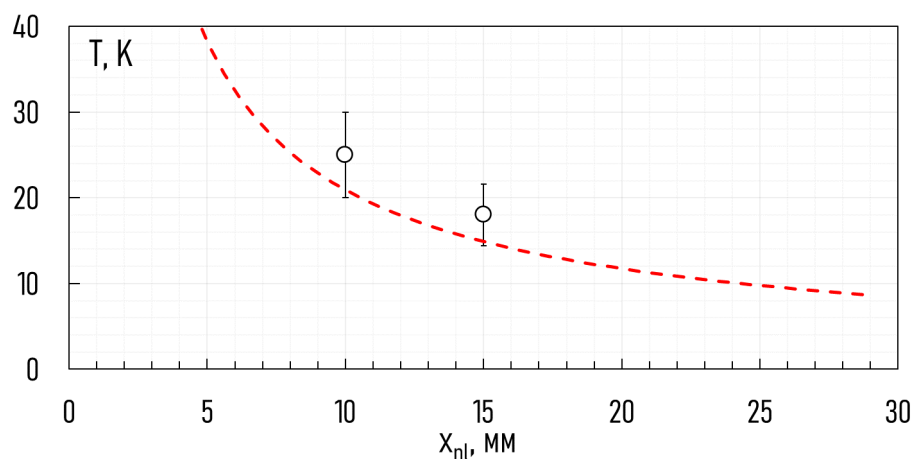


Рисунок 2.14 – Сопоставление зарегистрированного на оси потока азота значения температуры с полуэмпирической зависимостью (1.13) при использовании (1.15).

2.3. Измерение полного сечения рассеяния частиц потока на фоновом газе с использованием модуля молекулярно-пучковой масс-спектрометрии

В газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 для формирования молекулярного пучка (свободномолекулярного течения) использована традиционная схема (**рисунок 2.15**), состоящая из камеры расширения (1), послескиммерной (2) и детекторной (3) секций, расположенных соосно друг другу и разделенных диафрагмами: скиммером (4) и коллиматором (5).

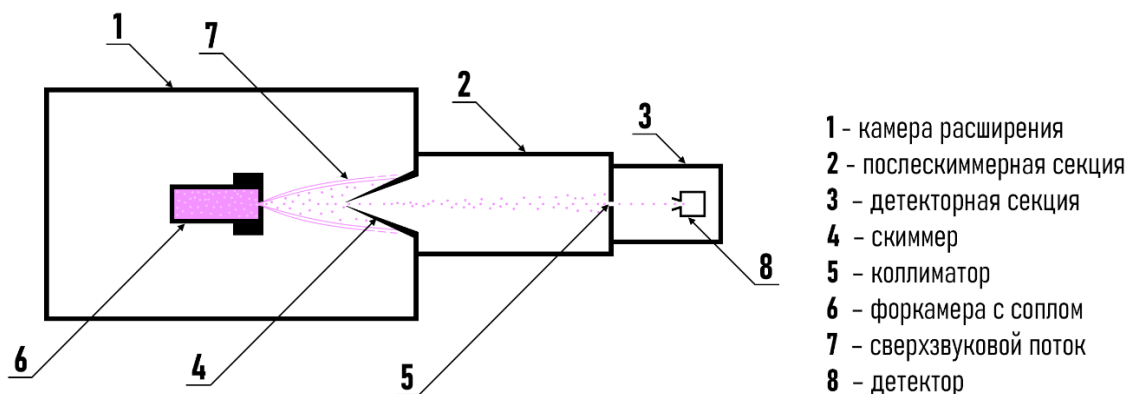


Рисунок 2.15 – Принципиальная схема формирования молекулярного пучка.

В камере расширения (1) на координатном устройстве установлена форкамера с соплом (6), формирующая сверхзвуковой поток газа (7), ось которого совпадает с осью молекулярно-пучковой системы. В детекторной секции (3) на оси молекулярно-пучковой системы установлен детектор (8), регистрирующий параметры молекулярного пучка.

Для достижения условий неинвазивности измерений молекулярно-пучковая система обладает характеристиками, соответствующими критериям, описанным в [разделе 1.2.2](#):

- каждая секция газодинамического комплекса ЛЭМПУС-2 оборудована независимой откачной высоковакуумной системой (см. [раздел 2.1](#));
- общая длина молекулярно-пучковой системы от входного отверстия скиммера до детектора ($L_{ps} = 0.94$ м, $L_d = 0.48$ м) не превышает 1.5 м;
- в работе использован скиммер с $d_{sk} = 0.49$ мм, $L_{sk} = 120$ мм, $\alpha_{in} = 45^\circ$ и $\alpha_{out} = 55^\circ$ и коллимирующая диафрагма диаметром $d_d \sim 1$ мм;
- телесный угол, охватываемый коллимирующей диафрагмой – $2.7 \cdot 10^{-6}$ ср.

В качестве детектора молекулярно-пучковой системы используется квадрупольный масс-спектрометр, состоящий из ионизатора, эмиттирующего электрический разряд накаливаемого катода, и масс-анализатора, образованного четырьмя попарно соединенными электродами круглого сечения с приложенным переменным напряжением. Амплитуда синусоидальной траектории движения частиц молекулярного пучка в масс-спектрометре зависит от отношения их массы к заряду m/e и напряжений, подаваемых на стержни. Для ионов с определенным

значением m/e , при заданных напряжениях на стержнях, эта траектория устойчива, и они попадают в детектор, регистрирующий ионный ток, пропорциональный численной плотности этих частиц в потоке. Остальные ионы имеют неустойчивую траекторию, амплитуда которой возрастает по мере их продвижения вдоль оси квадруполя. Такие частицы нейтрализуются, сталкиваясь со стержнями, не давая вклад в детектируемый сигнал. Используемый квадрупольный масс-спектрометр Hiden Analytical Epic 1000 имеет диапазон регистрируемых масс 1 – 1000 а.е.м. с энергией электронов и токе эмиссии ионизатора, варьируемых в пределах до 150 эВ (стандартное значение – 70 эВ) и 2 мА (стандартное значение – 1 мА), соответственно.

Исследование процесса рассеяния частиц потока на фоновом газе основано на регистрации сигнала детектором, расположенным на оси молекулярного пучка, при увеличении давления в послескиммерной секции (см. [раздел 1.2.2](#)). Для исследования процесса рассеяния частиц молекулярного пучка послескиммерная секция через систему натекания заполняется фоновым газом, используемым в качестве рассеивающих центров. При создании высокого давления $P_{ps} \sim 10^{-2}$ Па через коллимирующую диафрагму диаметром $d_d \sim 1$ мм происходит перетекание фонового газа в детекторную секцию, где поддерживается сильное разрежение $P_d \sim 10^{-6}$ Па, что приводит к увеличению давления P_d и искажению регистрируемого сигнала. В связи с этим, исследование процесса рассеяния проводилось при использовании в качестве рассеивающих центров газа, близкого по массе (например, исследование рассеяния молекулярного пучка аргона, $m = 40$ а.е.м., на фоновых частицах диоксида углерода, $m = 44$ а.е.м.), что, ввиду использования масс-спектрометра в качестве детектора, позволило исключить вклад перетекающего фонового газа в полезный сигнал.

Для валидации используемой методики были проведены измерения известных из литературных источников сечений рассеяния молекул азота (**рисунок 2.16, а**) и атомов аргона (**б**) в условиях, когда вероятностью повторных столкновений можно пренебречь. Для проведения валидации методики использованы режимы без конденсации. Для удобства анализа результатов на **рисунке 2.16** и далее в работе приведены зависимости $-\ln\left(\frac{A}{A_{\max}}\right)$ от $L_{ps} \cdot \ddot{r}_{ps}$. Полученные результаты рассеяния азота и аргона хорошо описываются экспоненциальными зависимостями [\(1.55\)](#) в диапазоне давлений $10^{-4} - 10^{-2}$ Па, который соответствует диапазону чисел Кнудсена по длине послескиммерной камеры от 100 до 1. При давлении P_{ps} меньше 10^{-4} Па число Кнудсена оказывается больше 100, ввиду чего рассеянием можно пренебречь, а при давлении свыше 10^{-2} Па и числе Кнудсена менее 1 начинают влиять многократные столкновения. Полученные значения сечения рассеяния $\sigma_b^{(N_2)}$ и $\sigma_b^{(Ar)}$ равны 29 и 42 Å², соответственно.

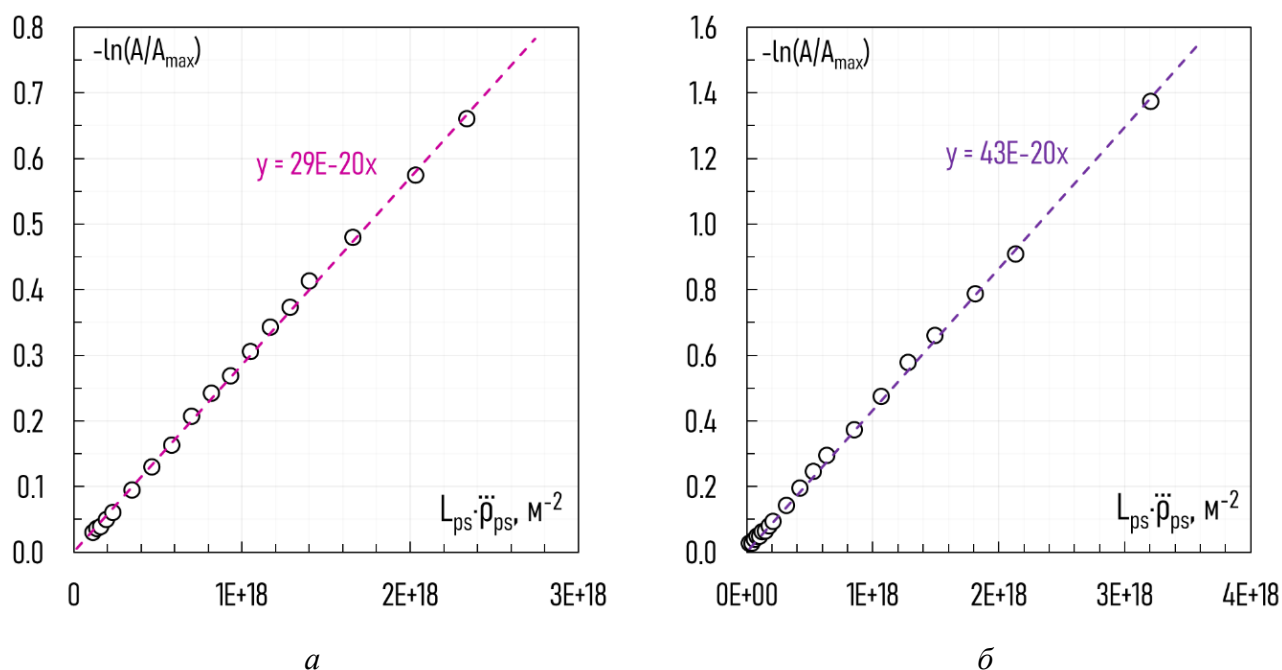


Рисунок 2.16 – Результаты измерений, полученные при рассеянии молекулярного пучка N_2 на атомах Ar (а) и Ar на молекулах CO_2 (б). Начальные параметры: (а) – сопло № 1 (таблица 2.1), $P_0 = 50$ кПа, $P_\infty = 0.75$ Па, расстояние сопло-скиммер $x_{\text{ns}} = 40$ мм; (б) – сопло № 2, $P_0 = 25$ кПа, $P_\infty = 1.09$ Па, $x_{\text{ns}} = 50$ мм.

Следует отметить, что измеренные значения сечения рассеяния σ_b не являются дифференциальными, ввиду чего их значения зависят от величины телесного угла, внутри которого нерассеянные частицы достигают детектора. Если допустить, что в первом приближении связь сечения и телесного угла линейна [168], то полученные значения $\sigma_b^{(\text{N}_2)}$ и $\sigma_b^{(\text{Ar})}$ согласуются с референсными данными, представленными в [169-171]. Так, в работе [171] полученное значение эффективного сечения рассеяния $\sigma_b^{(\text{Ar})}$ составляет $302 \text{ \AA}^2$ при телесном угле $\approx 1.1 \cdot 10^{-5}$ ср. Также необходимо учитывать, что в настоящей работе рассмотрен вариант рассеяния на частицах иного сорта, обладающих несколько отличной эффективностью рассеяния. Однако, несмотря на описанные аспекты, различия между измеренными и литературными значениями достаточно малы, что позволяет сделать вывод о возможности использования данного метода для определения эффективного сечения рассеяния в сверхзвуковых потоках.

2.4. Выводы по второй главе

Для достижения обозначенных в разделе 1.4 целей в рамках настоящей работы был проведен обширный цикл работ по модернизации универсального газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 отдела прикладной физики ФФ НГУ. В частности, для проведения измерений в

кластированных разреженных газовых потоках были адаптированы методики визуализации и количественных измерений численной плотности, температуры и полного сечения рассеяния частиц, разработано и сформировано два варианта оптического тракта со специальными затеняющими экранами, исключающими возможность регистрации фоновых шумов, по характеристикам и оснащённости не уступающие лучшим мировым аналогам, произведено переоборудование системы вакуумной откачки, изготовлен комплект звуковых и сверхзвуковых сопел различных конфигураций, создана и установлена система вариации температуры торможения, разработана и установлена система натекания для вариации состава фонового окружения. Средства диагностики, основанные на методиках, широко описанных в различных литературных источниках, валидированы в условиях пренебрежимо малой конденсации путём сопоставления получаемых данных с результатами других исследователей.

Глава 3.

Влияние конденсации на газодинамику разреженного потока

Исследования характера истечения газов из сопел различных конфигураций при различных начальных условиях ведутся на протяжении многих лет [7, 11-12, 15-20]. Результатом этих работ является широкий спектр валидированных теоретических и эмпирических моделей, описывающих процессы, протекающие в газовых потоках, и позволяющих с достаточной точностью моделировать и предсказывать газодинамику истечения без необходимости привлечения дополнительных лабораторных экспериментов [7, 11, 17-18, 172-175]. Однако вопросам влияния процесса конденсации на газодинамику потоков до недавнего времени уделялось недостаточно внимания.

В работе [176] было установлено, что развитие конденсации в потоке при определенных газодинамических параметрах истечения приводит к формированию спутного потока, внешнего по отношению к «традиционной» струе. На **рисунке 3.1** представлены визуализации истечений аргона из звуковых (*а, б*) и сверхзвуковых (*в, г*) сопел в условиях малой (*а, в*) и развитой (*б, г*) конденсации, полученные по методике, описанной в [разделе 2.2.1](#). Для всех режимов истечения наблюдается повторяющаяся «традиционная» форма потока: бочкообразная струя с замыкающим диском Маха при истечении из звукового сопла (*а, б*) и веретенообразная сильно недорасширенная струя с Х-образной конфигурацией при истечении из сверхзвукового сопла (*в, г*). Формы потоков на визуализациях (*а, в*) можно назвать «традиционными», т.к. они имеют как эмпирическое, так и теоретическое описание в работах многих исследователей (см. [раздел 1.2.1.4](#)), а также являются воспроизводимыми при различных условиях. В то же время в режимах с развитой конденсацией (*б, г*) помимо «традиционной» струи визуализируется также внешний поток, обладающий схожей формой, но со значительно большими размерами, сложной структурой и слабозатухающим послесвечением при возбуждении излучения электронным пучком. Установлено, что данный поток не наблюдается за звуковыми соплами большого диаметра, при малых давлениях торможения, в потоках слабоконденсирующихся газов [175, 177], характеризуется падением плотности вниз по течению и зависит от процессов, происходящих в начальной струе и ими порождается, ввиду чего ассоциируется непосредственно с «традиционной» струей. На основании результатов работ [178-179] было выдвинуто

предположение, что этот поток включает в себя кластеры, способные преодолеть висячие скачки «традиционной» струи, ввиду чего в работе [176] он получил название «кластерный след».

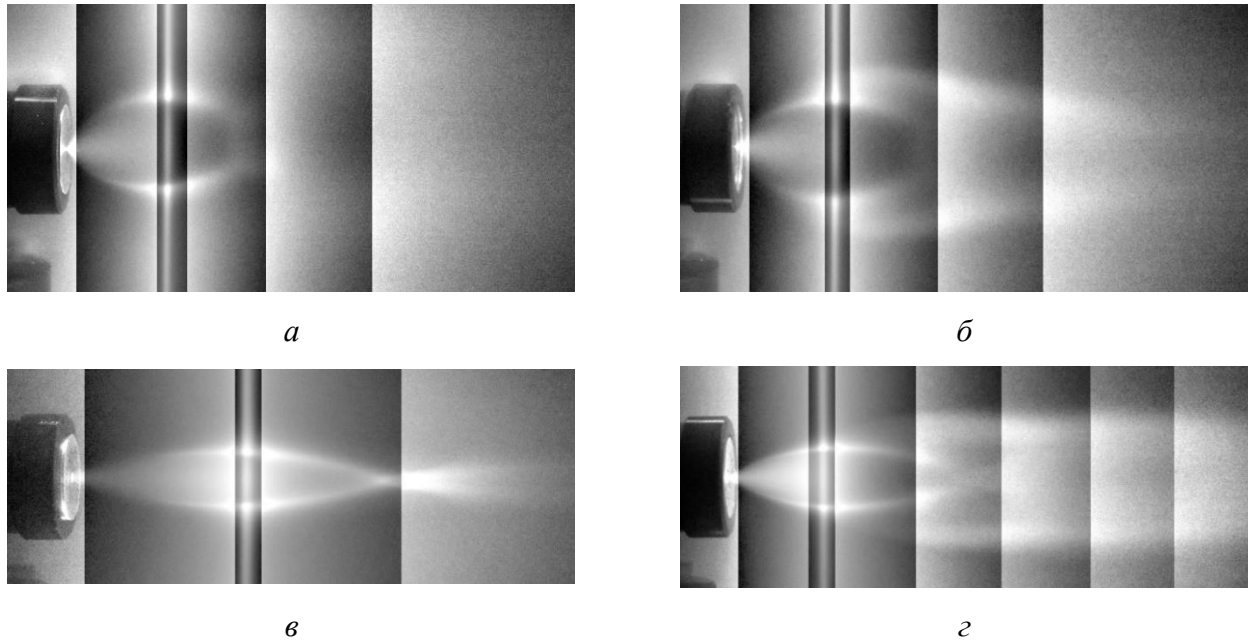


Рисунок 3.1 – Электронно-пучковая визуализация потоков аргона. Начальные параметры: (а) – сопло №2 (таблица 2.1), $P_0 = 30$ кПа, $T_0 = 301.1$ К, $P_\infty = 6.0$ Па, $\langle S \rangle = 9$, $Re_L = 77.5$; (б) – сопло №3, $P_0 = 600$ кПа, $T_0 = 298.4$ К, $P_\infty = 6.0$ Па, $\langle S \rangle = 181$, $Re_L = 75.2$; (в) – сопло №4, $P_0 = 35$ кПа, $T_0 = 298.3$ К, $P_\infty = 2.68$ Па, $\langle S \rangle = 56$, $Re_L = 50.6$; (г) – сопло №5, $P_0 = 680$ кПа, $T_0 = 303.4$ К, $P_\infty = 6.0$ Па, $\langle S \rangle > 1400$, $Re_L = 78.3$.

В данной главе методом электронно-пучковой визуализации исследовано влияние начальных параметров истечения на форму, структуру и размеры сверхзвукового потока, истекающего из сверхзвуковых конических сопел в условиях развитой конденсации.

3.1. Влияние начальных параметров на форму и структуру потока

Для исследования влияния начальных параметров истечения (P_0 , P_∞ и T_0) на форму и структуру потока аргона в условиях развитой конденсации были проведены независимые серии измерений в потоке аргона, истекающего из сверхзвукового конического сопла №5 (таблица 2.1), с вариацией одного из начальных параметров измерений при поддержании фиксированными значений других параметров (таблица 3.1).

Таблица 3.1 – Параметры истечения аргона из сопла №5 (таблица 2.1), серии измерений №3-5.

серия	P_0 , кПа	P_∞ , Па	T_0 , К	$\langle S \rangle$ ^(1.66)	Re_L ^(1.24)	Kn_L ^(1.25)
3	400	2-7	315.8	455	32.8-61.4	0.03-0.02
4	250-900	6	305.2	220-2300	47.1-89.3	0.02-0.01
5	600	5	296-362	1250-540	69.4-52.9	0.01-0.02

3.1.1. Вариация давления окружающего газа

В серии измерений №3 (таблица 3.1) было рассмотрено влияние на форму и структуру потока давления окружающего струю фоновое пространство P_∞ . При фиксированных значениях давления $P_0 = 400$ кПа и температуры $T_0 \sim 315.8$ К варьировалось давление P_∞ в диапазоне от 2 до 7 Па. Визуализации истечения при давлениях 2.0 (а), 3.0 (б), 4.0 (в) и 6.0 Па (г) представлены на рисунке 3.2.

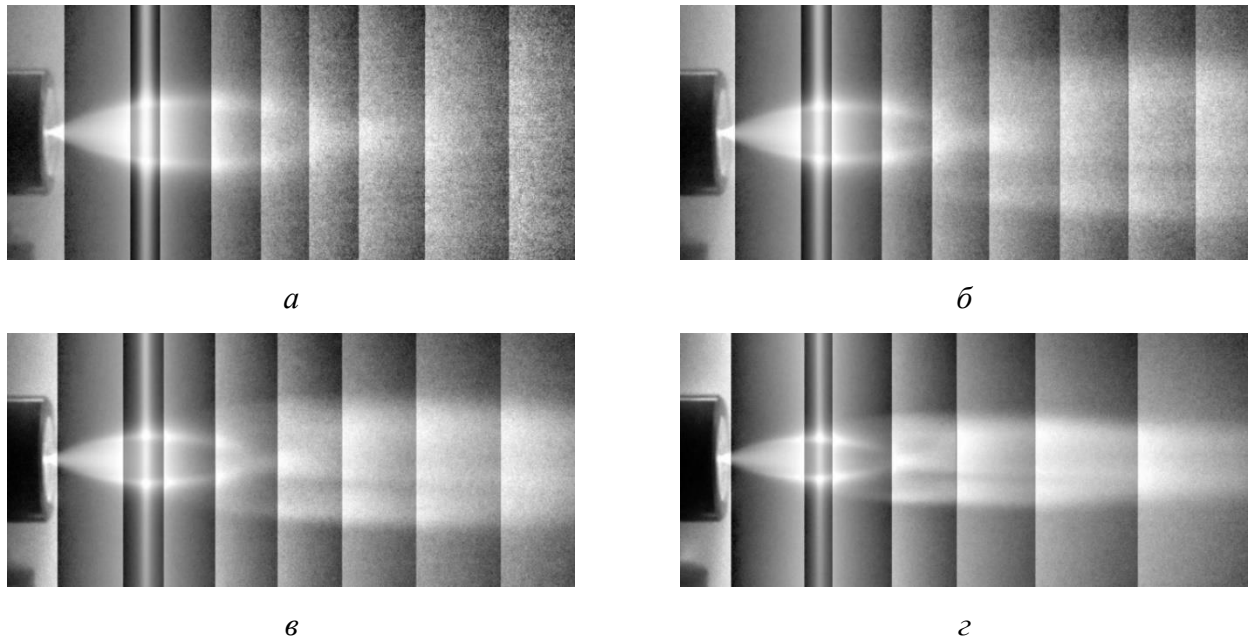


Рисунок 3.2 – Электронно-пучковая визуализация потока аргона при вариации давления P_∞ , серия измерений №3 (таблица 3.1). $P_\infty = 2.0$ (а), 3.0 (б), 4.0 (в) и 6.0 (г) Па, $x_{\text{пл}} = 30$ мм.

Как показали измерения поперечного размера потока, увеличение давления P_∞ приводит к уменьшению размеров «традиционной» струи, что согласуется с моделями (1.18) – (1.23). В то же время, происходит сужение и «кластерного следа». Следует отметить, что, несмотря на схожесть поведения «традиционной» струи и «кластерного следа», говорить о подобии газодинамики этих структур опрометчиво. В то время как форма струи обуславливается возникновением ударной волны и столкновениями мономеров потока с фоновыми частицами, форма «кластерного следа» обусловлена исключительно отклонением частиц при столкновении с фоновым окружением без образования ударной волны, но с весомым вкладом процесса фрагментации (деструкции) кластеров при столкновениях. Таким образом, уменьшение размеров «кластерного следа» при увеличении давления P_∞ связано, вероятнее, с зависимостью (1.1) между давлением P_∞ и численной плотностью $\ddot{\rho}_\infty$, которая, по аналогии с (1.53), пропорциональна вероятности столкновений со статичными частицами в фоновом пространстве.

При малых значениях давления P_∞ послесвечение «кластерного следа» в потоке не наблюдается. Пороговым значением для регистрации послесвечения с использованием

имеющейся аппаратуры при заданных значениях P_0 и T_0 оказалось $P_\infty = 2.7$ Па, что соответствует степени нерасчетности $n = 46.9$, а также линейному числу Рейнольдса $Re_L = 38.1$.

3.1.2. Вариация давления торможения

В серии измерений №4 (таблица 3.1) было рассмотрено влияние давления торможения P_0 на форму и структуру потока. При фиксированных значениях давления $P_\infty = 6$ Па и температуры $T_0 = 305.2$ К варьировалось давление P_0 в диапазоне от 250 до 900 кПа. Визуализации истечения при давлениях 250 (а) и 700 (б) кПа представлены на рисунке 3.3.

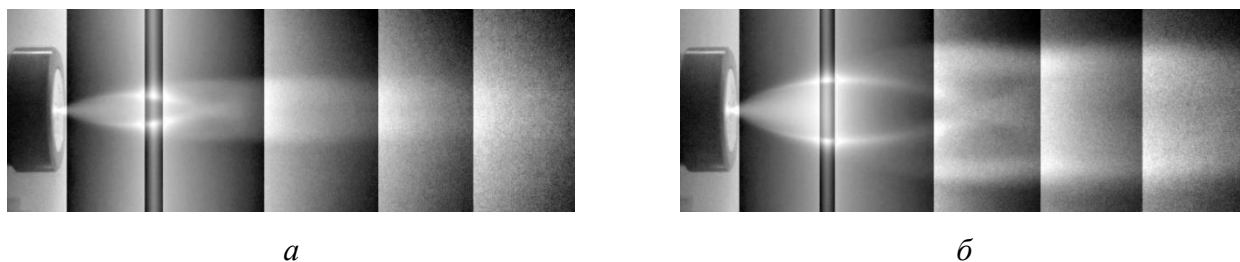


Рисунок 3.3 – Электронно-пучковая визуализация потока аргона при вариации давления P_0 , серия измерений №4 (таблица 3.1). $P_0 = 250$ (а) и 700 (б) кПа, $x_{\text{об}} = 30$ мм.

При увеличении давления торможения P_0 наблюдается логичное уширение и удлинение наблюдаемых потоков, что также согласуется с моделями (1.18) – (1.23). С ростом P_0 «кластерный след» наблюдается несколько отчетливей, т.к. увеличивается доля конденсата и средний размер формируемых кластеров (таблица 3.1). Однако, в то же время, с ростом P_0 увеличивается и значение числа Рейнольдса Re_L , ввиду чего струя оказывается более изолированной от фоновых газа, что приводит к усложнению преодоления кластерами висячих скачков. В связи с этим, вероятно, рост интенсивности излучения «кластерного следа» при увеличении давления P_0 не является прямо пропорциональным.

«Кластерный след» с малой интенсивностью излучения при использованных значениях P_∞ и T_0 удалось визуализировать при значении $P_0 = 250$ кПа, что соответствует $n = 13.2$ и $Re_L = 47.1$. Исходя из результатов, полученных с использованием сопел большего размера, можно предположить, что при меньших значениях P_0 «кластерный след» в потоке аргона не визуализируется, т.к. не образуется кластеров, способных преодолеть висячие скачки.

3.1.3. Вариация температуры торможения

В серии измерений №5 (таблица 3.1) было рассмотрено влияние на форму и структуру потока температуры торможения T_0 . При фиксированных значениях давления $P_0 = 600$ кПа и давления $P_\infty = 5$ Па варьировалась температура T_0 в диапазоне от 296 до 362 К. Исследованный диапазон температур обусловлен критическим значением температуры, выше которой

наблюдалась деструкция уплотнительных материалов конструкции. Визуализации истечения при температурах 296 (а) и 362 (б) К представлены на **рисунке 3.4**.

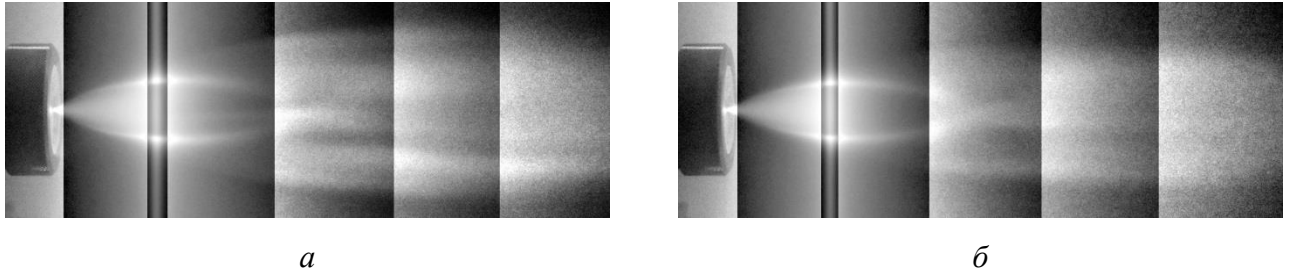


Рисунок 3.4 – Электронно-пучковая визуализация потока аргона при вариации температуры T_0 , серия измерений №5 (таблица 3.1). $T_0 = 296$ (а) и 362 (б), $x_{nb} = 30$ мм.

Исходя из полученных данных, при увеличении температуры торможения T_0 наблюдается уменьшение размеров «кластерного следа». Предположительно, это может быть связано с тем, что, согласно (1.64) и (1.66), увеличение температуры торможения T_0 приводит к снижению доли конденсата и формированию в потоке кластеров меньшего размера, что снижает вероятность преодоления ими висячих скачков, ускоряет процесс их фрагментации в фоновом пространстве, и, соответственно, уменьшает размер «кластерного следа».

3.2. Поперечный размер сверхзвукового кластированного потока

В ранних работах [175-176] коллективом ОПФ ФФ НГУ был отмечен эффект нетипичного удлинения кластированного сверхзвукового потока при изменении давления P_0 , несогласующийся с моделью (1.18). Ввиду специфичности визуализации, измерение продольных размеров «кластерного следа» затруднительно, поэтому в настоящей работе на основе зарегистрированных в сериях измерений №3-5 (таблица 3.1) изображений были определены поперечные размеры «традиционной» недорасширенной веретенообразной струи и «кластерного следа» с использованием методики, описанной в разделе 2.2.1.

На **рисунке 3.5** представлены результаты измерения поперечного размера сверхзвуковой недорасширенной струи в максимальном сечении r_m в сериях измерений №3-5 (таблица 3.1) в сравнении с моделью (1.23), полученной в [19] для неконденсирующихся потоков. Полученные результаты в серии измерений №3 (**рисунок 3.5, а**) хорошо (отклонение не более 1.5%) аппроксимируются прямой линией, что согласуется с зависимостью (1.23), однако численный коэффициент $k_7 = 2.17$ для построенной аппроксимации оказался несколько больше того, что был получен в серии измерений №1 ($k_7 = 2.03$) в разделе 2.2.1. В свою очередь, результаты аналогичных измерений в серии №4 с вариацией давления торможения P_0 (**рисунок 3.5, б**) описать линейной зависимостью (1.23) с использованием постоянного коэффициента k_7 оказалось невозможным. Стоит также отметить, что зависимость (1.23) не учитывает влияние

температуры торможения на форму и структуру формируемого за соплом потока. Однако, исходя из результатов измерений в *серии №5* (рисунок 3.5, в), в условиях кластерообразования данное влияние имеется. Из приведенных результатов следует, что изменение P_0 и T_0 в условиях развитой конденсации (оценки среднего размера кластеров по (1.66) представлены в таблице 3.1) приводит к уширению газового потока, отмеченного ещё в [15], вне согласия с зависимостью (1.23) (а также (1.20), (1.21) и (1.22)). Отметим, что, поскольку в *серии №3* варьировалось давление P_∞ , не влияющее на процесс конденсации, средний размер кластеров в потоке $\langle S \rangle$ оставался постоянным (таблица 3.1), из-за чего полученная зависимость оказалась линейной. Однако при вариации параметров P_0 и T_0 (*серии №4* и *№5*), связанных с формированием кластеров, зависимость утратила линейность, а значение коэффициента $k_7 = 2.17$, полученное в *серии №3*, является лишь частным случаем. Отсюда можно сделать вывод, что коэффициент k_7 , постоянный в отсутствие конденсации или в отсутствие ее изменения (*серия №3*), возрастает с ростом давления P_0 и уменьшением температуры T_0 , т.е., согласно [122, 132], с ростом размера кластеров и доли конденсата.

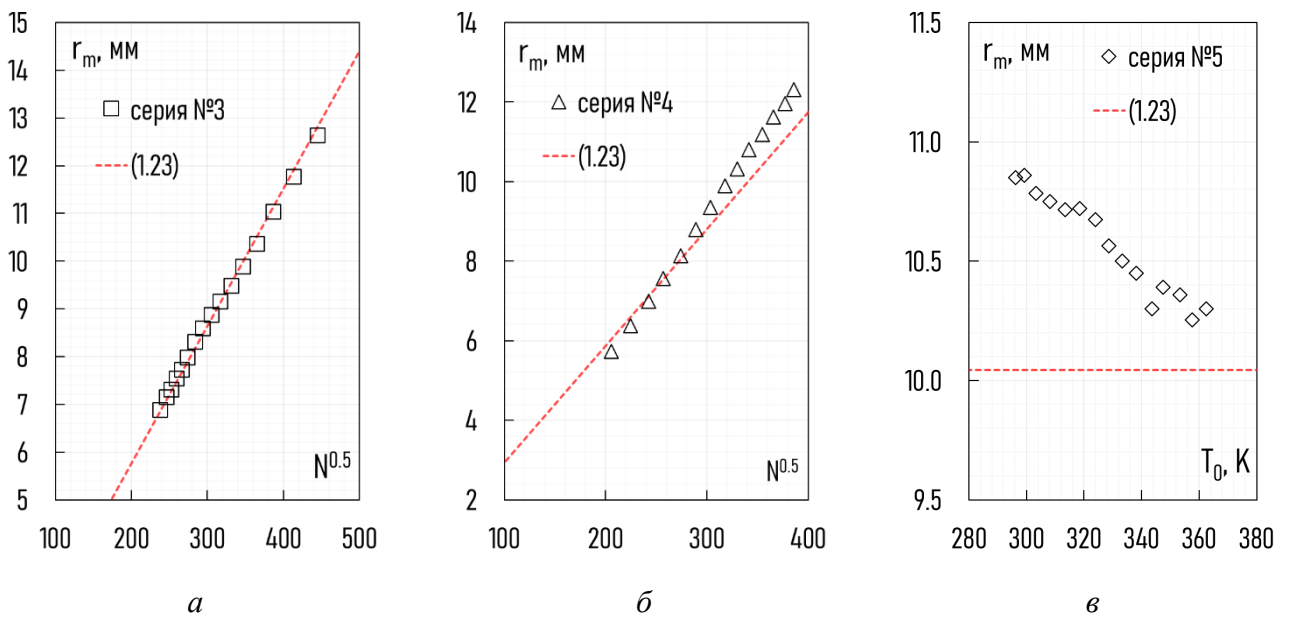


Рисунок 3.5 – Изменение радиуса веретенообразной струи r_m в максимальном поперечном сечении в *сериях измерений №3* (а), *№4* (б) и *№5* (в) (таблица 3.1) в сравнении с эмпирической зависимостью (1.23). Значение коэффициента: $k_7 = 2.17$.

Можно предположить, что образование конденсированной фазы в потоке приводит к появлению дополнительных (в среднем по объему) степеней свободы молекул f , что приводит к уменьшению эффективного значения показателя адиабаты $\gamma = f + \frac{2}{f}$ и более интенсивному развороту линий тока за соплом. Физически наблюдаемый эффект уширения можно пояснить появлением дополнительной внутренней энергии молекул за счет выделения в поток скрытой

теплоты конденсации [43, 113, 180], приводящего к искажению адиабатичности истечения [181]. При уменьшении температуры торможения T_0 или увеличении давления торможения P_0 фронт возникновения конденсации сдвигается вверх по потоку. При этом происходит постепенное увеличение подводимой к газу энергии за счет выделения скрытой теплоты конденсации и, соответственно, уменьшение значения относительного импульса газа на срезе сопла $\bar{J}$, увеличение характерного угла расширения струи θ_m и, как следствие, уменьшение плотности газа на оси сопла [43]. Для подтверждения данной логической цепочки при проведении количественных измерений в кластированных потоках было установлено, что развитие конденсации в потоке приводит к снижению численной плотности (рисунок 3.6, таблица 3.2) и увеличению температуры (рисунок 3.7) частиц на оси течения [182].

Однако, как было отмечено в [80], используемые методы диагностики, построенные на моделях изучения одиночных атомов или молекул, ввиду особенностей внутрикластерного энергообмена при взаимодействии с электроном могут оказаться несправедливыми в условиях развитой конденсации. Для подробного анализа причин уширения струи необходимо получить данные о доле конденсата в потоке, а также рассмотреть влияние скрытой теплоты конденсации на столкновительный процесс, что выходит за рамки настоящего исследования.

Таблица 3.2 – Параметры истечения диоксида углерода из сопла №1 (таблица 2.1), серия измерений №6.

режим	P_0 , кПа	P_∞ , Па	T_0 , К	$\langle S \rangle$ ^(1.66)	Re_L ^(1.24)	Kn_L ^(1.25)
6.1	20	0.17	306.0	2	3.9	0.25
6.2	60	0.39	306.3	14	10.3	0.10
6.3	80	0.48	306.8	22	13.1	0.08
6.4	200	1.4	309.6	108	35.0	0.03

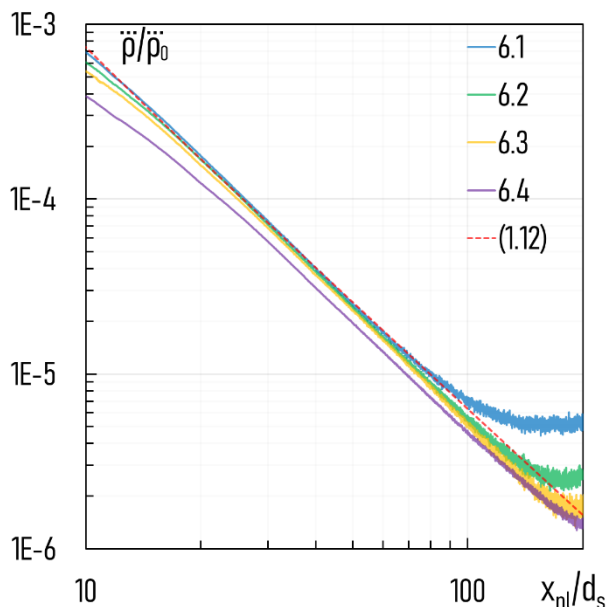


Рисунок 3.6 – Сравнение профилей численной плотности, зарегистрированных на оси кластированного потока диоксида углерода (серия измерений №6, таблица 3.2), с теоретическим распределением (1.12) при использовании (1.15).

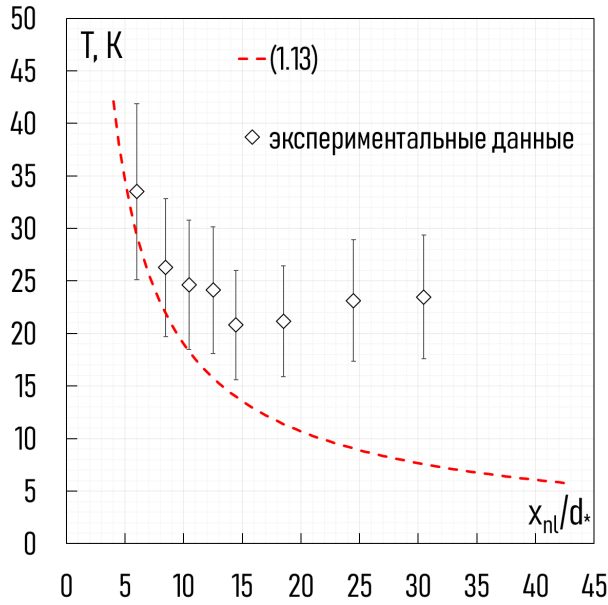


Рисунок 3.7 – Сопоставление значений температуры, зарегистрированных на оси кластированного потока азота, с теоретическим распределением (1.13) при использовании (1.15). Начальные параметры: сопло №9 (таблица 2.1), $P_0 = 600$ кПа, $P_\infty = 1.16$ Па, $T_0 = 301.4$ К, $\Gamma^* = 815$, $\langle S \rangle = 31$, $Re_L = 17.6$, $Kn_L = 0.06$.

Доступными для оценки параметрами конденсации, зависящими от геометрии сопел, температуры и давления торможения, являются параметр подобия струй Хагены Γ^* , посчитанный по модели (1.64), а также средний размер кластеров в потоке $\langle S \rangle$, связанный с Γ^* выражениями (1.66). Если представить экспериментальные значения коэффициента k_7 , используемого в выражении (1.23), в зависимости от параметра $\langle S \rangle$, то полученные данные образуют монотонно возрастающую зависимость от начальной величины до значения насыщения. Нижний предел этой зависимости определяется постоянным коэффициентом в условиях отсутствия конденсации [7, 11, 17-19], а верхний – ограничением доли конденсата в струе, а также пределом эффективности рассеяния кластеров на частицах фонового окружения [183]. Область изменения коэффициента k_7 может быть определена в диапазоне размеров кластеров, достижимых в настоящем исследовании, – $\langle S \rangle < 3000$. Зависимость (1.23) можно представить в виде:

$$\frac{r_m}{r_a} = k_7(\langle S \rangle) \left(\frac{N}{F} \right)^{0.5} \operatorname{tg} \theta_m, \quad (3.1)$$

где зависимость $k_7(\langle S \rangle)$ на основе полученных данных может быть аппроксимирована в виде:

$$k_7(\langle S \rangle) = k_7^{\inf} + \Delta k_7 \left(1 - e^{-\langle S \rangle / a_1} \right), \quad (3.2)$$

где $k_7^{\inf}$, $k_7^{\sup}$, $\Delta k_7 = k_7^{\sup} - k_7^{\inf}$, a_1 – постоянные численные коэффициенты. Для апробации модели поправки (3.1) и (3.2), учитывающей процесс конденсации в потоке, были проведены измерения радиуса максимального поперечного сечения «традиционной» веретенообразной струи r_m для сопел различных конфигураций. Полученные данные на основе зависимости (1.23) представлены в виде $k_7(\langle S \rangle)$ на рисунке 3.8 в сравнении с зависимостью (3.2). Постоянные коэффициенты в формуле (3.2) приняли значения: $k_7^{\inf} = 2.03$, $k_7^{\sup} = 2.44$, $a_1 = 825$. Следует отметить, что значение коэффициента $k_7^{\inf}$ совпадает с полученным значением в серии измерений №1 в условиях

отсутствия конденсации и аналогично представленному в работе [19]. В свою очередь, коэффициент 2.17, полученный в серии измерений №3, соответствует режиму с развитой конденсацией, поэтому находится в середине диапазона $[k_7^{\text{inf}}; k_7^{\text{up}}]$.

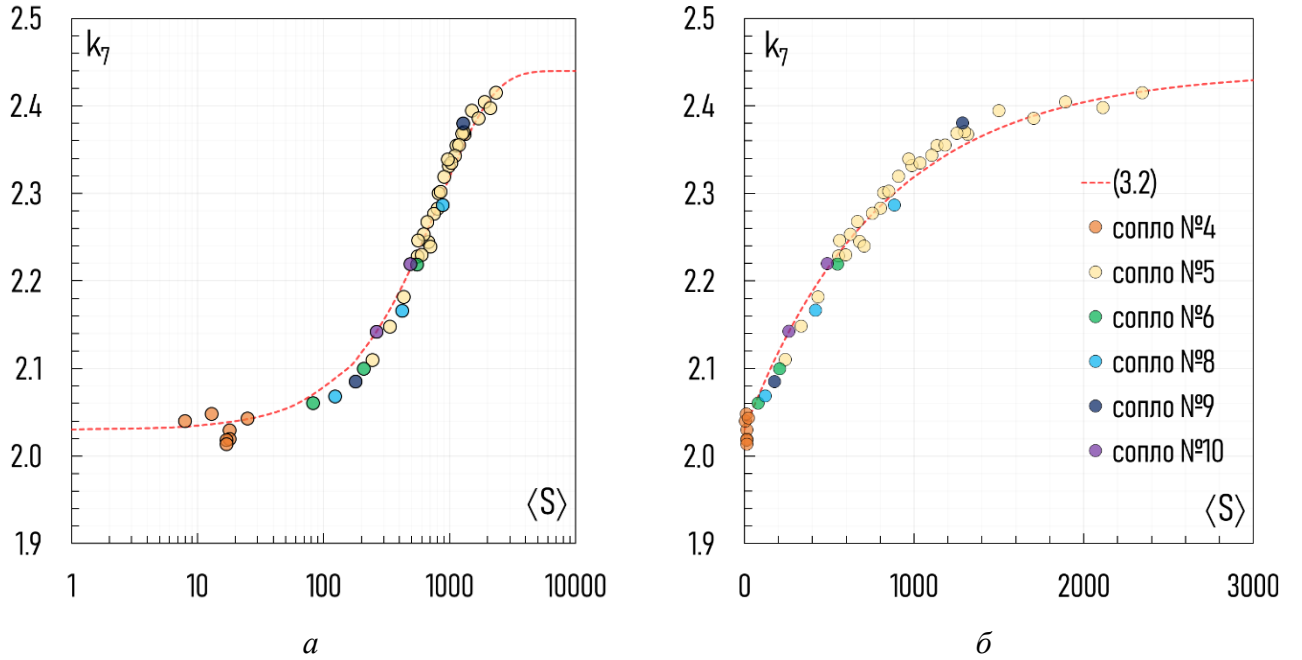


Рисунок 3.8 – Сопоставление данных эмпирической модели (3.2) с результатами измерений для различных сверхзвуковых сопел (таблица 2.1) с логарифмической (а) и линейной (б) абсциссой.

Результаты сопоставления экспериментальных данных для различных режимов истечения с расчетом по эмпирической аппроксимации (3.1) с использованием модели поправки (3.2) представлены в таблице Б.1 (Приложение Б). Можно увидеть, что модель весьма удовлетворительно описывает экспериментальные данные для разных использованных сверхзвуковых сопел. Абсолютная погрешность аппроксимации $\Delta r_m = |r_m^{(\text{exp})} - r_m^{(3.1)}|$ не превышает

0.3 мм, среднеквадратическое отклонение $\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (r_m^{(\text{exp})} - r_m^{(3.1)})^2}{k(k-1)}} = 0.02$ мм, а относительная

погрешность $\delta_r = \frac{|r_m^{(\text{exp})} - r_m^{(3.1)}|}{r_m^{(\text{exp})}} \cdot 100\%$ не превышает 2%.

Следует заметить, что выборка данных в настоящем исследовании невелика, что обусловлено имеющимся набором сверхзвуковых сопел, а обоснованность модели доказана лишь в узком диапазоне температур торможения, геометрических размеров и форм сверхзвуковых сопел и только для одного газа — аргона, ввиду чего предложенную поправку нельзя считать полностью валидированной. В то же время, можно с достаточной степенью достоверности утверждать, что в присутствие конденсации зависимости (1.20) – (1.23) могут

быть использованы для описания размеров формируемых струй лишь при введении соответствующей поправки.

Измерения, аналогичные приведенным выше для «традиционной» струи, были получены также и для радиуса «кластерного следа» в максимальном его сечении. На основе полученных данных был построен схожий график для изменения коэффициента k_7 для «кластерного следа» (рисунок 3.9).

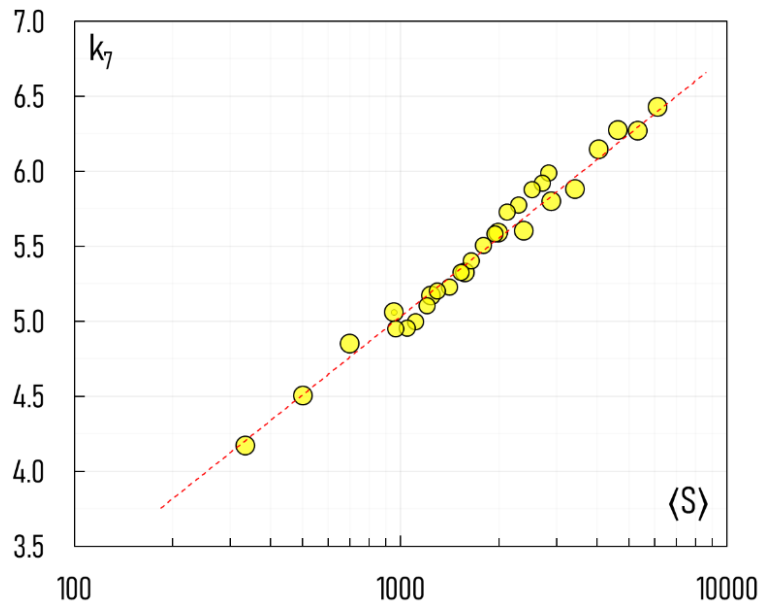


Рисунок 3.9 – Изменение численного коэффициента k_7 при описании поперечного размера «кластерного следа» в проведенных *сериях измерений №3-5* в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$ в потоке (**таблица 3.2**).

Очевидно, что значения коэффициента пропорциональности для «кластерного следа» не могут быть описаны зависимостью (3.2) с иными значениями численных коэффициентов, т.к. имеется предельное значение $\langle S \rangle$, ниже которого «кластерный след» образовываться в потоке не будет. В то же время, данное значение не может быть фиксированным, т.к. для разных чисел Re_L условия для прохождения кластерами одинакового размера висячих скачков будут различными. В свою очередь, аналогично «традиционной» струе, данная зависимость может обладать верхней асимптотикой, обусловленной ограничением эффективности рассеяния кластеров на частицах фоновое окружения и ограничением доли конденсата в потоке [183]. Однако в исследуемом диапазоне $\langle S \rangle$ выявить значение насыщения не удалось.

3.3. Выводы по третьей главе

В главе представлены результаты исследования влияния начальных параметров истечения на форму, структуру и размер сверхзвукового разреженного кластированного потока. На основе анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. При определённых условиях за соплом помимо «традиционных» форм сверхзвукового газового потока (бочкообразная или веретенообразная струя) может наблюдаться также внешний поток («кластерный след»), предположительно включающий в себя кластеры, способные преодолеть висячие скачки «традиционной» струи. В ходе экспериментов установлено, что данный поток невозможно визуализировать посредством электронного пучка при малых давлениях в фоновом окружении, при высоких значениях числа Рейнольдса Re_L и при слабом кластерообразовании в потоке. Исходя из сочетания представленных в главе особенностей, можно предположить, что в одном пороговом случае, при $Re_L < 10$, т.е. в условиях истечения в сильно разреженное пространство (вакуум), кластеры, свободно разлетающиеся из первичного потока, не встретили бы существенного сопротивления окружающего фонового газа, ввиду чего вследствие наличия в кластерах долгоживущих уровней излучение было бы рассредоточено в широкой области окружающего пространства. В другом крайнем случае, при $Re_L > 150$, висячие скачки были бы хорошо сконцентрированными, зона смешения первичной сверхзвуковой струи ограничивалась бы чрезвычайно узкой локальной областью, так что кластерам было бы крайне затруднительно их преодолеть без полного испарения. Поэтому можно предположить, что область активного проявления «кластерного следа» ограничена областью $10 < Re_L < 150$, а также условиями образования кластеров с $\langle S \rangle > 100$ при высоком значении доли конденсата.

2. На основе выполненных серий измерений в потоке аргона с вариацией начальных параметров истечения (P_0 , P_∞ , T_0) выявлено влияние конденсации на поперечные размеры сверхзвуковых недорасширенных газовых струй. Установлено, что с развитием конденсации в потоке радиус струи имеет нелинейный прирост относительно известных литературных моделей, что может быть связано с выделением скрытой теплоты конденсации, приводящей к искажению адиабатичности истечения. Однако для подробного анализа данного процесса необходимо получить данные о доле конденсата в потоке, а также рассмотреть влияние скрытой теплоты конденсации на столкновительный процесс, что не входило в задачи настоящей работы. На основе зарегистрированных экспериментальных данных в потоке аргона к литературной газодинамической модели был получен вид поправки, учитывающей влияние формирования конденсированной фазы на геометрию сверхзвуковой недорасширенной струи. Несмотря на то, что выборка данных в настоящем исследовании была невелика, а обоснованность модели доказана лишь в узком диапазоне начальных параметров истечения и только для одного газа (аргона), можно с достаточной степенью достоверности утверждать, что в присутствии кластерообразования полученные ранее зависимости могут быть использованы для описания размеров формируемых струй лишь при введении соответствующей поправки, учитывающей все возможные процессы, сопряженные с развитием конденсации в потоке.

Глава 4.

Взаимодействие кластированного потока с частицами окружающего пространства

В главе 3, а также работах [176-177, 184-188], было высказано предположение, что форма «кластерного следа» обусловлена отклонением кластеров к оси потока при столкновении с частицами фонового пространства с весомым вкладом процесса фрагментации (деструкции) кластеров, ввиду чего в настоящей главе представлено исследование взаимодействия мономеров и кластеров сверхзвукового потока с частицами окружающего пространства. В частности, представляет интерес определить степень проникания частиц окружающего пространства внутрь кластированного потока с «кластерным следом», а также рассмотреть процесс рассеяния мономеров и кластеров потока на частицах фонового окружения.

4.1. Проникание фонового газа внутрь кластированного потока

Представленное в работе [20] исследование диффузионных процессов в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности демонстрирует результаты проникания фонового газа внутрь сверхзвукового потока без конденсации. Для получения аналогичных данных для кластированных потоков в настоящей работе была использована аналогичная методика: в фоновый газ, состоящий из остаточных частиц газа источника, неоткаченных из вакуумного объёма, через натекатель добавляется примесь другого газа, регистрация излучения которого после исключения вклада газа источника в суммарное излучение определяет степень проникания фоновых частиц внутрь потока. Давление смеси газов в окружающем струю пространстве в таком случае определяется как сумма парциальных давлений остаточного газа струи и подмешиваемого газа примеси. Ввиду использования мембранно-ёмкостного датчика, зависимость регистрируемых значений от сорта газа исключена. Соотношение компонентов смеси в фоновом пространстве контролировалось и поддерживалось постоянным с помощью квадрупольного масс-спектрометра ExTorr RGA-300 (см. главу 2). В качестве репера для экспериментов в потоке аргона был выбран азот, который обладает схожим диаметром сечения [101]. При этом принималось допущение, что различие в массах рабочего и примесного газов не оказывает существенного влияния на столкновительный механизм проникания. На основании сравнения спектров излучения (рисунок 2.8 и 2.9) для регистрации излучения примеси азота в потоке аргона были выбраны наиболее интенсивные переходы $N_2: C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ (0-0, 337.1 нм) и

$N_2^+ : B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+ (0-0, 391.4 \text{ нм})$. Для исследования процесса проникания был сформирован поток с образованием «кластерного следа», визуализация и начальные параметры которого представлены на **рисунке 4.1**. Выбор режима обусловлен формированием кластеров большого размера для создания условий образования «кластерного следа».

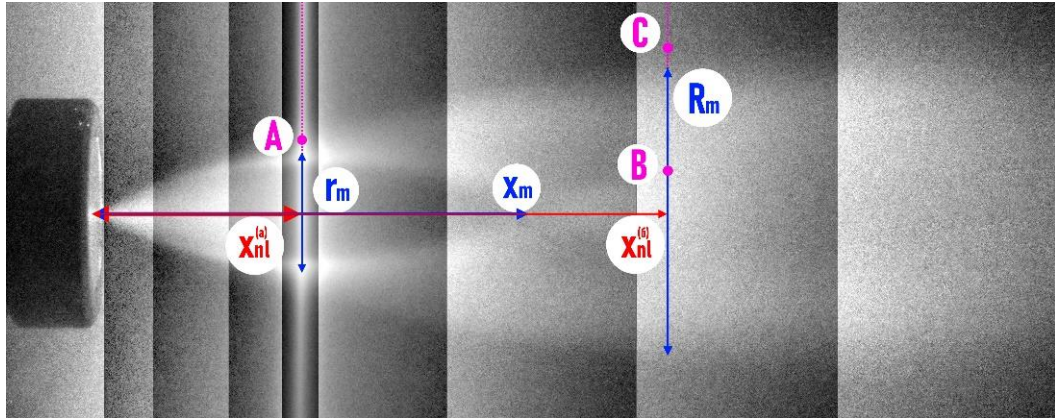


Рисунок 4.1 – Визуализация потока аргона в исследовании процесса проникания фонового газа. Начальные параметры: сопло №7 (**таблица 2.1**), $P_0 = 400 \text{ кПа}$, $T_0 = 308.1 \text{ К}$, $P_\infty = 2.93 \text{ Па}$ (Ar 65% + N_2 35%), $\langle S \rangle = 761$, $x_{nl} = 39.4$ (a) и 108.4 (б) мм, $x_{bl} = 0 \text{ мм}$, $r_m = 29.5 \text{ мм}$, $R_m = 68.3 \text{ мм}$, $x_m = 81.0 \text{ мм}$.

На расстояниях $x_{nl} = 39.4$ и 108.4 мм были зарегистрированы поперечные профили изменения интенсивности излучения азота, которые после исключения вклада в излучение газа источника были преобразованы в значения степени проникания фонового газа P_p , принимающей за 100% постоянное значение интенсивности, зарегистрированное далеко за пределами потока в фоновом пространстве. Расстояния x_{nl} выбраны из соображений принципиального различия соответствующих сечений сформированного потока: $x_{nl} = 39.4 \text{ мм}$ соответствует срезу в середине первой веретенообразной «бочки», в то время как $x_{nl} = 108.4 \text{ мм}$ соответствует поперечному срезу за X-образной конфигурацией, в области распространения «кластерного следа». Сравнение поперечных профилей степени проникания P_p для указанных сечений представлено на **рисунке 4.2**. Для наглядного сравнения ключевые точки полученных профилей были изображены на визуализации исследованного потока (**рисунке 4.1**). Исходя из сравнения с визуализацией истечения, профиль (a) достигает фонового значения (точка **А**) почти сразу после выхода локализации измерений за границу «традиционной» струи, что согласуется с результатами работы [20]. Также следует отметить, что кривая профиля гладкая, не имеет перегибов и особенностей. В свою очередь, профиль (б) достигает фонового значения в точке **С**, однако в точке **В** наблюдается нестационарная точка перегиба. Исходя из сравнения с визуализацией, точка **В** предположительно демонстрирует выход локализации измерений за границу второй «бочки» в область «кластерного следа», который также препятствует прониканию. В свою очередь, точка **С**, обозначающая достижение профиля фонового значения, располагается сразу

за границей визуализированного «кластерного следа», что подтверждает данное предположение. Следует также отметить, что в области второй «бочки», более разреженной по отношению к первой, фоновый газ присутствует в некоторой доле и на оси струи, что также согласуется с результатами работы [20]. Таким образом, исходя из выдвинутых в главе 3 предположений и полученного результата проникания фонового газа внутрь кластированного потока, следует рассматривать «кластерный след» как газодинамический фактор, а не оптический эффект, связанным с особенностями возбуждения частиц потока электронным пучком. Данные измерения подтверждают факт столкновения частиц «кластерного следа» с фоновым газом, ввиду чего он аналогично «традиционной» струе препятствует прониканию фонового окружения внутрь потока, но с иной эффективностью.

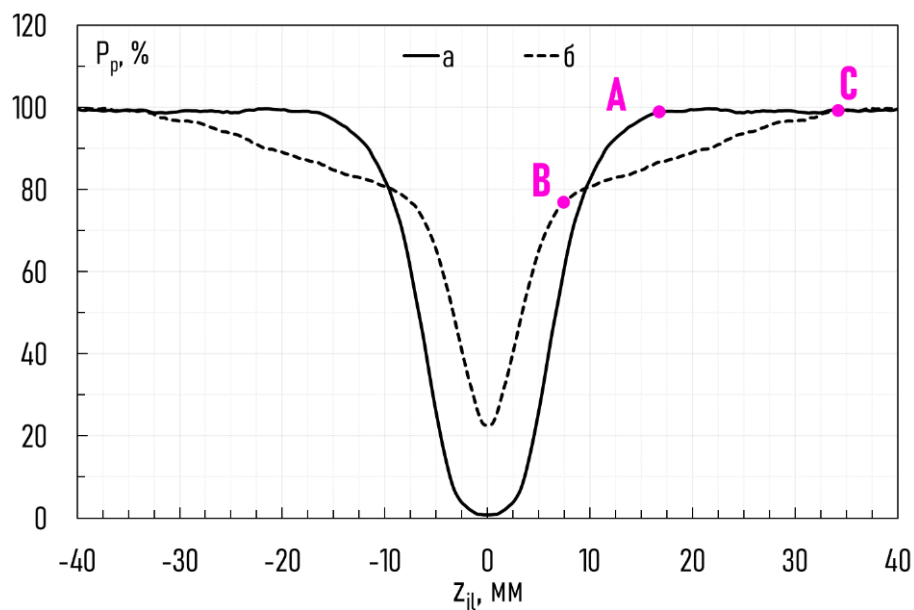


Рисунок 4.2 — Сравнение поперечных профилей доли проникающего внутрь потока аргона (рисунок 4.1) фонового газа P_p , зарегистрированных на расстояниях $x_{пл} = 39.4$ (a) и 108.4 (б) мм от среза сопла.

4.2. Рассеяние частиц кластированного потока на фоновом газе

Исследование процесса рассеяния частиц на фоновом газе представляет интерес с точки зрения определения потенциалов взаимодействия, дифференциальных и полных сечений рассеяния и средней длины свободного пробега частиц напрямую из экспериментов [102], что детально рассмотрено в разделах 1.2.2 и 2.3. В данной главе исследование процесса рассеяния инициировано изучением природы протекающих в области «кластерного следа» газодинамических процессов. В разделах 3.1 и 4.1 на основе полученных данных было выдвинуто предположение, что частицы «кластерного следа», преодолев висячие скачки «традиционной» струи, отклоняются к оси сверхзвукового потока ввиду столкновений с частицами фонового газа,

в связи с чем возникла необходимость экспериментального моделирования процесса столкновения. Для исключения столкновений кластеров и мономеров в потоке между собой, данное моделирование было решено провести в условиях молекулярного пучка, где данным фактором при корректном скиммировании потока можно пренебречь. Методика формирования молекулярного пучка и масс-спектрометрического исследования сечений рассеяния на частицах фонового пространства послескиммерной секции описана в [разделах 1.2.2 и 2.3](#). Чувствительность и диапазон регистрируемых масс используемого масс-спектрометра Hidex Analytical Epic 1000 (1-1000 а.е.м) позволяет проанализировать процесс рассеяния как одиночных атомов (молекул), так и кластеров малого размера (для аргона $S < 25$). В свою очередь, анализ рассеяния крупных кластеров производится по косвенным признакам, наблюдаемым при регистрации атомов и кластеров малого размера (с массой менее 1000 а.е.м.).

На [рисунке 4.3](#) представлена зависимость нормированной амплитуды сигналов, соответствующих атому, димеру и тримеру аргона ($m/e = 40, 80$ и 120 а.е.м.), зарегистрированных на оси молекулярного пучка при его рассеянии на частицах окружающего пространства в послескиммерной секции. Следует отметить, что $m/e = 40$ также могло бы соответствовать двукратно ионизованному димеру, однако, согласно [\[148, 152\]](#), образование подобной частицы невозможно, ввиду чего данное соотношение полностью ассоциируется с атомами (мономерами) аргона. Исходя из [\(1.56\)](#), аппроксимация зарегистрированных данных представляет собой линию, коэффициент в уравнении которого равен искомым значениям сечения рассеяния $\sigma = 3.7 \cdot 10^{-19}$, $1.7 \cdot 10^{-19}$ и $1.7 \cdot 10^{-20}$ м². Следует отметить, что данный результат был получен для режима истечения с образованием в потоке кластеров среднего размера ($\langle S \rangle = 50$).

Для анализа полученных зависимостей оценим число столкновений, которое претерпевают частицы молекулярного пучка (атомы и малые кластеры) с частицами фонового газа в послескиммерной секции. Из [\(1.53\)](#) и [\(1.54\)](#) с использованием [\(1.14\)](#), [\(1.62\)](#) и $\bar{v}_T = \sqrt{\frac{8k_B T_\infty}{\pi m_g}}$ (средняя тепловая скорость частиц фонового газа) можно получить, что количество столкновений для атомов и кластеров малого размера различается не сильно: в исследуемом диапазоне давлений $P_{ps} = 0.0001 - 0.02$ Па на расстоянии, равном длине послескиммерной секции $L_{ps} = 0.94$ м, атомы аргона в среднем претерпевают от 0.02 до 3.0 столкновений с частицами фонового газа, в то время как димер, состоящий из двух атомов аргона, будет претерпевать от 0.02 до 3.7 столкновений, а тример – от 0.02 до 4.3 столкновений. Исходя из полученных данных, можно предположить, что кластеры, несмотря на больший радиус, обладая большей массой и импульсом (исходя из предположения, что проскальзыванием между кластерами и мономерами можно пренебречь), при схожем числе столкновений с фоновыми частицами испытывают меньшее отклонение от прямолинейного движения, ввиду

чего возникает вероятность регистрации рассеянных кластеров внутри заданного телесного угла, что приводит скорее к уменьшению сечения рассеяния относительно значения для мономеров, нежели к росту.

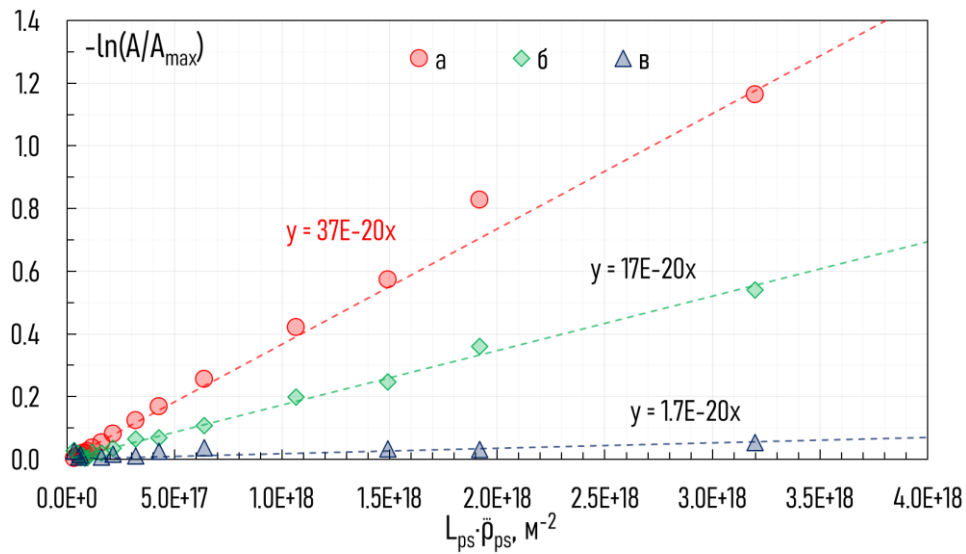


Рисунок 4.3 – Изменение логарифма относительной амплитуды зарегистрированного на оси молекулярного пучка сигнала для мономеров (а), димеров (б) и тримеров (в) при изменении давления в послескиммерной секции. Начальные параметры: сопло №11 (таблица 2.1), $P_0 = 50$ кПа, $P_\infty = 0.23$ Па, $T_0 = 297.8$ К, $\langle S \rangle = 50$, $x_{ns} = 55$ мм (расстояние между выходным срезом сопла и входным отверстием скиммера).

В модели рассеяния (1.56) предполагается, что значение сечения σ_b при фиксированных параметрах конфигурации регистрирующей системы для определенного сорта частиц является постоянным. Для проверки данного утверждения была проведена серия измерений №7 (таблица 4.1) сечения рассеяния атомов аргона в кластированном молекулярном пучке при различных значениях $\langle S \rangle$. Результаты измерений представлены на рисунке 4.4. Рассчитанные по (1.56) значения сечения рассеяния атомов аргона на фоновом газе послескиммерной секции оказались различными, причем расхождение проявляется при развитии конденсации в потоке.

Таблица 4.1 – Параметры истечения аргона, серия измерений №7.

режим	сопло	P_0 , кПа	$\langle S \rangle$ (1.66)	σ_b (1.56), Å ²
7.1	1	20	1	45
7.2		30	2	42
7.3		50	7	42
7.4		100	22	43
7.5	2	10	1	44
7.6		15	2	46
7.7		20	3	46
7.8		25	5	45

7.9	6	20	8	41
7.10		50	37	36
7.11	4	10	7	44
7.12		15	14	42
7.13		20	22	40
7.14		25	32	39
7.15	11	25	16	41
7.16		50	49	37
7.17		75	94	34
7.18		100	185	33
7.19		125	280	28
7.20		150	392	20
7.21		175	521	15
7.22		200	666	12
7.23		225	827	9
7.24		250	1002	6

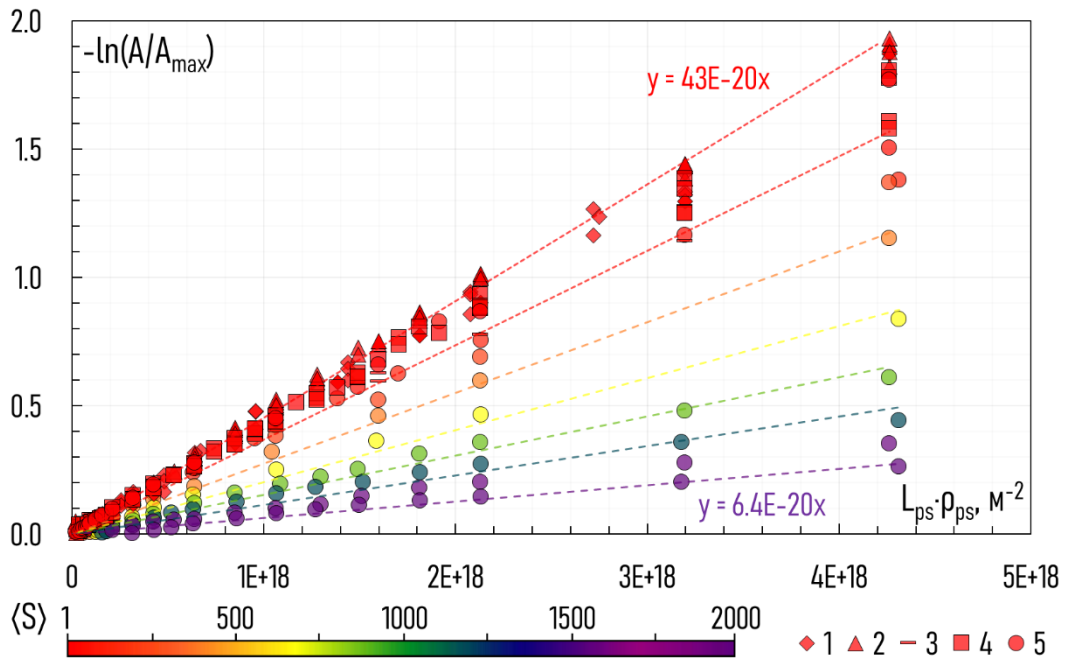


Рисунок 4.4 – Изменение логарифма относительной амплитуды зарегистрированного на оси молекулярного пучка сигнала при изменении давления в послескimmerной секции. 1 – режимы 7.1-7.4; 2 – 7.5-7.8; 3 – 7.9-7.10; 4 – 7.11-7.14; 5 – 7.15-7.24 (таблица 4.1).

На **рисунке 4.5** представлены измеренные значения сечения рассеяния атомов аргона в зависимости от среднего размера кластеров в потоке $\langle S \rangle$, посчитанного по (1.66). Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что при начальных стадиях конденсации ($\langle S \rangle \leq 50$) измеряемое значение сечения рассеяния является постоянной величиной $\sigma_b = 43 \pm 10 \text{ \AA}^2$ для всех исследованных режимов истечения. При развитии процесса конденсации в потоке измеряемое

значение сечения рассеяния уменьшается по экспоненциальной зависимости, что следует из наблюдаемого на **рисунке 4.4** стремления отношения $A/A_{\max} \rightarrow 1$ при увеличении значения $\langle S \rangle$.

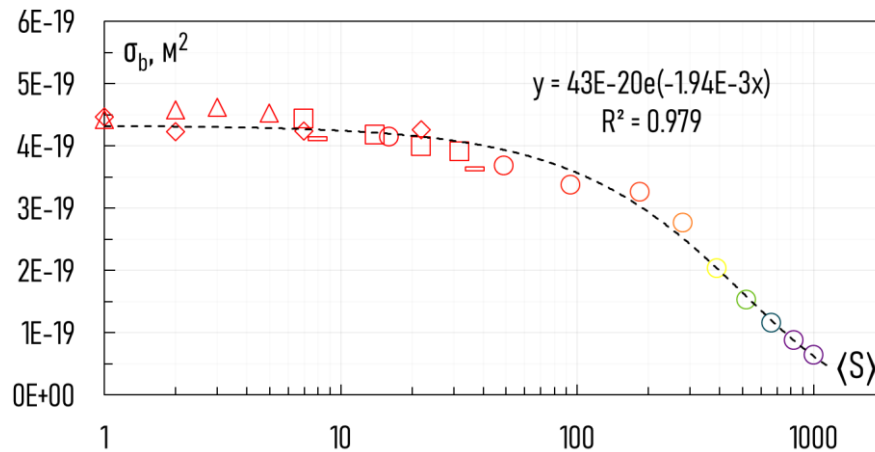


Рисунок 4.5 – Зависимость экспериментальных значений сечения рассеяния атомов аргона в кластированном пучке от среднего размера формируемых в потоке кластеров.

В свою очередь, на **рисунке 4.6** представлено изменение значения $A_{\max}$ для режимов 7.15-7.24 (**таблица 4.1**) при изменении давления торможения P_0 . Следовало бы полагать, что при увеличении давления торможения локальная плотность атомов на оси потока будет увеличиваться, что закономерно приведёт к увеличению значения $A_{\max}$. Однако, исходя из **рисунка 4.6**, это происходит лишь до определенного значения P_0 , после которого наблюдается стремительное уменьшение. Данный эффект был продемонстрирован ранее в работе [189], в которой было показано, что при развитии процесса конденсации количество атомов, регистрируемых детектором в молекулярно-пучковой системе на узкой приосевой области, существенно снижается, что является следствием газодинамического разделения частиц по массам, приводящего к накоплению тяжёлых частиц вблизи оси осесимметричного потока и соответствующему вытеснению с оси лёгких кластеров и мономеров.

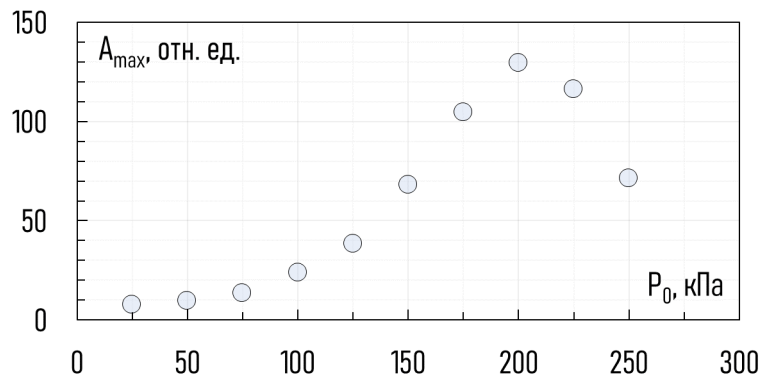


Рисунок 4.6 – Изменение значения $A_{\max}$ при увеличении давления торможения P_0 для режимов истечения 7.15-7.24 (**таблица 4.1**).

В работе [183] было показано, что средняя доля сконденсированного вещества в сверхзвуковом потоке аргона не превышает 30%. Однако, согласно численным расчётам, локальные значения могут оказываться значительно выше. В частности, вследствие описанного в [189] эффекта, усиливающегося с развитием процесса кластерообразования, доля конденсата на оси молекулярного пучка, полученного с приосевой области потока, оказывается преобладающей, что приводит к представленному на **рисунке 4.6** эффекту уменьшения максимальной амплитуды мономерного сигнала.

Можно предположить, что оставшиеся на оси молекулярного пучка мономеры, определяющие значение $A_{\max}$, претерпевают абсолютно аналогичное столкновительное рассеяние на фоновых частицах в послескиммерной секции, описываемое зависимостью (1.56), справедливой в отсутствие конденсации. Однако кластеры, отобранные с оси потока, в молекулярно-пучковой системе испытывают на себе сразу несколько воздействий. С одной стороны, ввиду столкновений с фоновыми частицами при повышении давления P_{ps} , кластеры могут не только отклоняться от оси, но и аналогичным образом фрагментировать вплоть до мономеров, регистрируемых впоследствии масс-спектрометром и дающих дополнительное приращение к «чистому» мономерному сигналу. Исходя из оценки (1.54), большие кластеры претерпевают значительно большее число столкновений с частицами фонового газа послескиммерной секции. Так, к примеру, кластер, состоящий из 1000 атомов, в исследуемом диапазоне давлений в послескиммерной секции будет претерпевать от 0.5 до 103 столкновений (при аналогичных значениях для атомов от 0.02 до 3.0). С другой стороны, при взаимодействии с электронами высокой энергии, используемыми для ионизации частиц в детекторе масс-спектрометра, кластеры разных размеров фрагментируют на крупные осколки [150] или полностью распадаются на атомы [146]. Данный эффект имеет неравнозначное воздействие на регистрируемую амплитуду A и её максимальное значение $A_{\max}$, поскольку при повышении давления P_{ps} кластер после столкновений с частицами фонового окружения в послескиммерной секции кластер может уменьшиться в размерах и распасться на мономеры в ионизаторе масс-спектрометра, тогда как исходный кластер при отсутствии столкновений с фоновым газом в ионизаторе может фрагментировать на осколки, не дающие вклада в регистрируемую амплитуду мономерного сигнала ($m/e = 40$ а.е.м.).

К сожалению, на имеющемся оборудовании невозможно провести прямые измерения массового распределения в широком диапазоне S , позволяющие оценить характер фрагментации крупных кластеров при столкновении с фоновыми частицами. Однако, исходя из полученных данных, можно предположить, что в образовании формы и структуры «кластерного следа», описанных в главе 3, при малой вероятности протекания процесса коагуляции процесс фрагментации кластеров будет играть весомую роль.

4.3. Выводы по четвертой главе

В главе представлены результаты исследования взаимодействия мономеров и кластеров сверхзвукового потока с частицами окружающего пространства. На основе анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. На основе измерений было установлено, что «кластерный след», наблюдаемый только в условиях развитой конденсации, аналогично «традиционной» струе (но с меньшей эффективностью) препятствует прониканию фонового газа внутрь сверхзвукового потока, ввиду чего является газодинамической единицей, а не оптическим эффектом, связанным с особенностями возбуждения частиц потока электронным пучком. В то же время, измерения доли проникающего газа подтверждают факт множественного столкновения частиц «кластерного следа» с фоновым газом.
2. Экспериментальное моделирование в молекулярном пучке показало, что кластеры, несмотря на больший размер, ввиду большего импульса менее активно отклоняются от оси течения, нежели мономеры, ввиду чего их полное сечение рассеяния, определяемое по используемой в работе методике, описанной в [разделах 1.2.2 и 2.3](#), оказывается меньше мономерного. Также установлено, что с развитием конденсации в потоке значение сечения рассеяния атомов аргона, определяемое с помощью данной методики, уменьшается с ростом среднего размера образующихся кластеров. Данные эффекты демонстрируют, что многочисленное столкновение кластеров с фоновыми частицами приводит к их постепенной фрагментации и даже полному распаду, что согласуется с высказанным ранее предположением о причинах наблюдаемой формы «кластерного следа», обусловленной постепенным отклонением частиц к оси потока при столкновении с фоновым окружением.

Глава 5.

Анализ инициированного излучения частиц кластированного потока

В сериях измерений №3-5 (см. [раздел 3.1](#)), а также работах [177, 184, 187] было показано, что формируемый в кластированных струях вторичный поток («кластерный след») обладает слабо угасающим послесвечением на большом расстоянии от инициирующего излучение электронного пучка, отличающимся от послесвечения «традиционной» струи. Для установления возможных причин возникновения данного эффекта в данной главе будут рассмотрены наиболее характерные особенности излучения, зарегистрированные с помощью спектральных приборов и фототехники.

5.1. Спектральный состав послесвечения «кластерного следа»

Для детального исследования спектрального состава излучения частиц кластированного потока был выбран наиболее характерный режим истечения аргона из сверхзвукового сопла №9 ([таблица 2.1](#)) с развитой конденсацией и образованием отчётливо видимого «кластерного следа», визуализация которого представлена на [рисунке 5.1](#).



Рисунок 5.1 – Визуализация истечения аргона из сопла №9 ([таблица 2.1](#)). Начальные параметры: $P_0 = 600$ кПа, $T_0 = 319.1$ К, $P_\infty = 4.65$ Па, $\langle S \rangle \sim 1100$, $Re_L = 45.3$, $x_{nb} = 35$ мм.

На [рисунке 5.2](#) представлены зарегистрированные поперечные профили нормированной на оси интенсивности излучения для длин волн, отмеченных в [таблице А.1](#) ([Приложение А](#)), при расположении электронного пучка за Х-образной конфигурацией «традиционной»

недорасширенной веретенообразной струи в области распространения «кластерного следа» при смещении локализации измерений вниз по потоку (вариант измерений **{B}**, раздел 2.3).

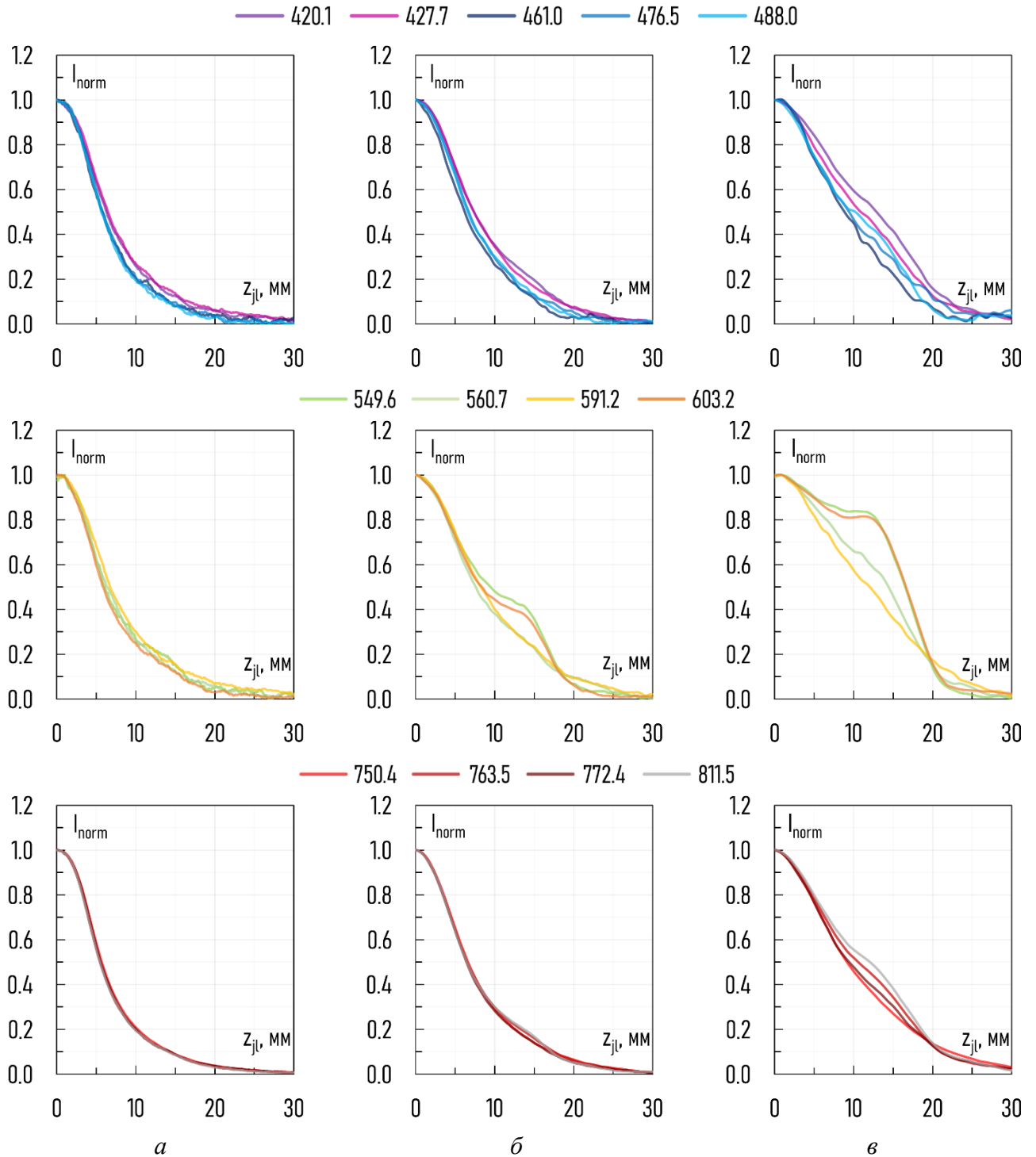


Рисунок 5.2 – Сравнение поперечных профилей нормированной на оси интенсивности излучения I_{norm} , зарегистрированных в потоке аргона (рисунок 5.1) при $x_{\text{nb}} = 93.8$ мм и $x_{\text{bl}} = 0$ (а), 5 (б) и 15 (в) мм, для переходов, описанных в таблице А.1 (Приложение А).

Установлено, что во всём доступном диапазоне длин волн (280-900 нм) профили интенсивности излучения, регистрируемого в области непосредственного возбуждения потока

(**рисунок 5.2, а**), т.е. в области с малыми временами жизни в возбужденных состояниях, на любом расстоянии x_{nb} являются идентичными и демонстрируют распределение, аналогичное полученному в потоке без конденсации. Однако при смещении области измерений вниз по потоку от иницирующего излучение пучка электронов на 5 мм и более (**рисунок 5.2, б-в**) профили интенсивности, зарегистрированные для различных переходов аргона, различаются: на некоторых длинах волн регистрируется излучение в области «кластерного следа», а на некоторых – нет. При этом первичное сопоставление табулированных характеристик излучательных переходов (**таблица А.1, Приложение А**) не привело к выявлению систематики для наблюдаемого эффекта. В то же время, полученные результаты свидетельствуют о том, что излучение частиц «кластерного следа» отсутствует непосредственно в точке возбуждения, т.е. при процессах с малыми временами жизни частиц в возбужденных состояниях (исходя из размеров электронного пучка и оценки скорости движения частиц потока, < 2 мкс), тогда как на удалении (> 10 мкс) наблюдаются характерные изменения в излучении газового объекта. Отметим также, что наиболее интенсивное свечение частиц «кластерного следа» зарегистрировано на длинах волн в жёлто-зелёной части спектра 549.6 нм и 591.2 нм, что соответствует переходам серии $3s^23p^54p - 3s^23p^5nd$. Примечательно также, что в более ранних работах коллектива [190-192] при активации электронным пучком кластированных потоков смесей 95% Ar + 5% CH₄ и 95% Ar + 5% SiH₄ было обнаружено нелинейное, аномально интенсивное свечение в диапазоне 540 - 590 нм (жёлто-зелёная часть спектра). При этом на переходе с $\lambda = 549.6$ нм этот эффект оказался одним из наиболее интенсивных. В работе [192] было постулировано, что причиной наблюдаемой аномалии является высокоэффективный молекулярно-кластерный механизм селективного возбуждения отдельных уровней атомов аргона, отсутствующий в неконденсирующихся струях и ослабевающий на стадии образования крупных кластеров.

На **рисунке 5.3** представлено сравнение поперечных профилей интенсивности излучения, полученные в сечении струи на $x_{nl} = 93.8$ мм фото-визуализационным методом (**раздел 2.2.1**) при $x_{nb} = 30$ мм и спектральным методом (вариант измерений {С}, **раздел 2.3**) для $\lambda = 549.6$ нм при $x_{bl} = 0$ мм (а) и $x_{bl} = 20$ мм.

Очевидно, что фото-визуализационные измерения имеют значительно бóльшую погрешность, нежели спектральные, ввиду большей точности определения координаты. Тем не менее, зарегистрированные спектральным методом границы аномального потока (кривая б) удовлетворительно совпадают с аналогичными измерениями по зарегистрированному изображению (кривая в), в то время как на профиле в том же сечении, зарегистрированном непосредственно на электронном пучке, в области регистрации быстрых переходов, профиль

интенсивности монотонно убывает до фонового значения без какой-либо особенности в области границы «кластерного следа».

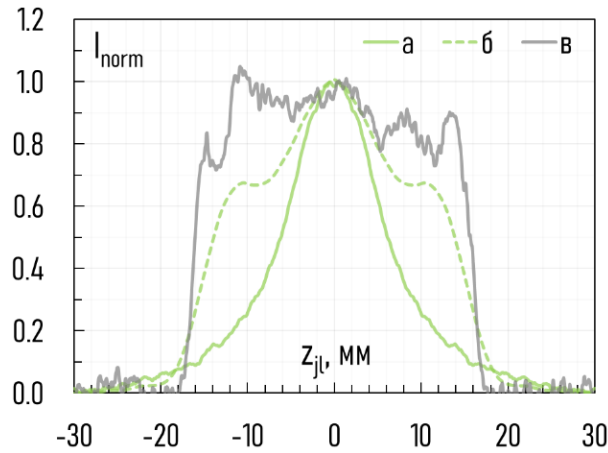
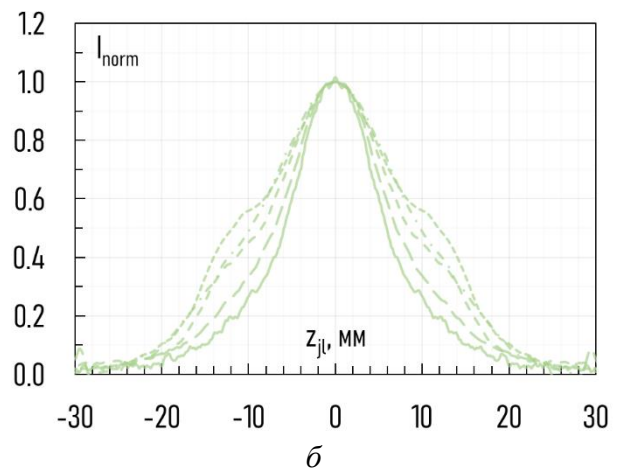
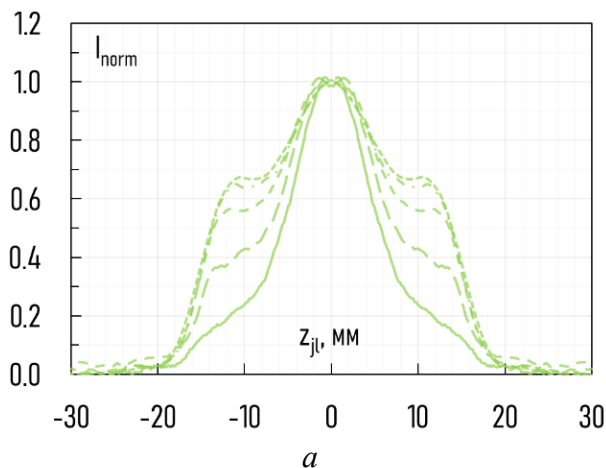


Рисунок 5.3 – Сопоставление поперечных профилей интенсивности излучения, зарегистрированных в потоке аргона (**рисунок 5.1**) в спектральных (*а* – 549.6 нм, $x_{nb} = 93.8$ мм, $x_{bl} = 0$ мм; *б* – 549.6 нм, $x_{nb} = 73.8$ мм, $x_{bl} = 20$ мм) и фото-визуализационных (*в* – $x_{nb} = 30$ мм, $x_{bl} = 63.8$ мм) измерениях в сечении $x_{nl} = 93.8$ мм.

На **рисунке 5.4** представлено сравнение поперечных профилей нормированной на оси интенсивности излучения, зарегистрированных в одном сечении струи $x_{nl} = 93.8$ мм при относительном смещении инициирующего излучение электронного пучка вверх по потоку на 0–20 мм (вариант измерений {С}, [раздел 2.3](#)) для переходов, обладающих особенностью на **рисунке 5.2**, в сравнении с аналогичными профилями, зарегистрированными для самого интенсивного перехода аргона (750.4 нм, [таблица А.1](#), [Приложение А](#)). Результаты измерений показывают, что на выбранных длинах волн свечение в области «кластерного следа» при нормировке сигналов к единице в максимуме усиливается по сравнению со свечением в традиционном потоке, что говорит о наличии долгоживущих (длительных) процессов релаксации и передачи энергии, согласующихся с результатами работ [\[149, 154\]](#).



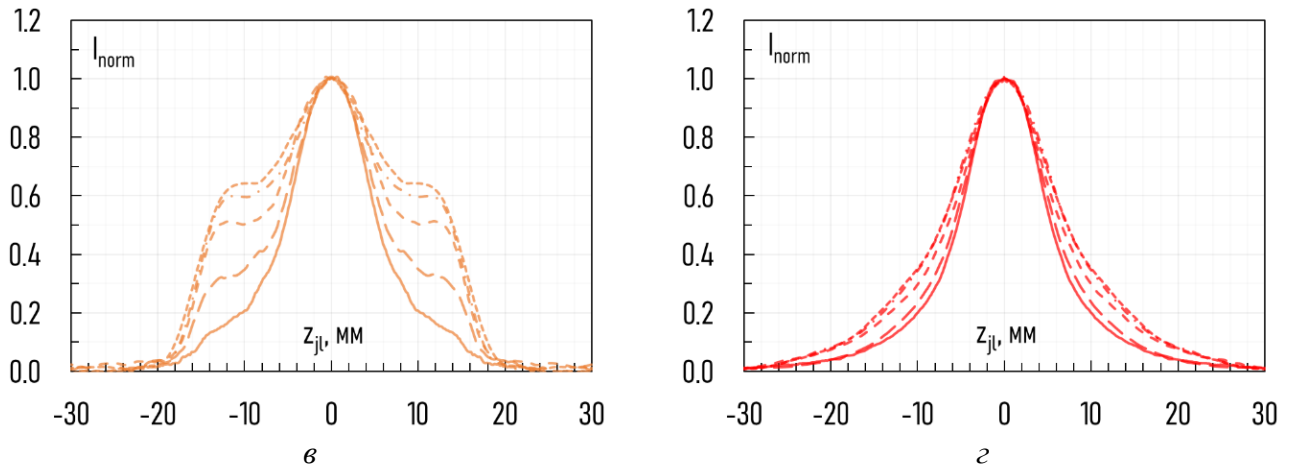


Рисунок 5.4 – Сравнение поперечных профилей нормированной на оси интенсивности излучения I_n , зарегистрированных на 549.6 нм (а), 560.7 нм (б), 603.2 нм (в), 750.3 нм (г) в потоке аргона (рисунок 5.1) в сечении $x_{nl} = 93.8$ мм при условном смещении электронного пучка на $x_l = 0$ мм (сплошная линия), 5 мм (прерывистая линия), 10 мм (штриховая линия), 15 мм (штрихпунктирная линия) и 20 мм (пунктирная линия) вверх по потоку.

5.2. Время жизни частиц кластированного потока в возбужденном состоянии

Для уточнения наличия задержки в процессе возбуждения-излучения в области «кластерного следа» были проведены измерения среднего времени жизни частиц потока в возбужденном состоянии. Согласно [80, 193], изменение во времени интенсивности излучения, возбужденного электронами в газовом потоке, может быть представлено в виде экспоненциальной зависимости:

$$I_{ij}(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_i}}, \quad (5.1)$$

где $I_{ij}(t)$ – мгновенная интенсивность излучения, измеренная в момент времени t ; I_0 – интенсивность излучения в момент $t = 0$; τ_i – длительность люминесценции (среднее время жизни частицы в возбужденном состоянии). Тогда в момент времени $t = \tau_i$:

$$I_{ij}(\tau_i) = \frac{I_0}{e} \approx 0.37 I_0. \quad (5.2)$$

Из (1.14) следует, что дальнем поле течения струи скорость частиц потока аргона быстро достигает предельного значения $u_{\max} \sim 560$ м/с. Отличие реальной величины скорости частиц от предельной скорости пренебрежимо мало при $x_{nl} > 10 \cdot d_*$ и может быть обусловлено лишь проскальзыванием кластеров относительно мономерного потока, пренебрегая которым представляется возможным в варианте измерений **{Е}** (см. раздел 2.2.2) преобразовать расстояние x_l во время t между возбуждением частиц и испусканием фотона в области локализации измерения. Искомое значение τ_i будет соответствовать времени t , на котором отношение I/I_0 достигнет значения 0.37. Следует отметить, что помимо естественного затухания

излучения, может иметь место ослабление (гашение) люминесценции (1.42), вызванное столкновением возбужденных атомов с окружающими их невозбужденными частицами, эффективность которого напрямую зависит от частоты столкновений возбужденного атома с невозбужденными и от вероятности энергообмена при столкновениях. Однако в использованном в данной серии измерений свободномолекулярном истечении в сильно разреженную среду (вакуум) плотность газового потока резко падает, поэтому в исследуемой области потока вероятность протекания этого процесса очень мала, ввиду чего им также можно пренебречь.

Полученные результаты измерений в потоке аргона приведены на **рисунке 5.5**. Куполообразный вид графика, наблюдаемый при малых значениях t , не описывается экспоненциальной зависимостью (5.1) вследствие ненулевой ширины электронного пучка (не менее 0.9 мм, $t \sim 1.6$ мкс). Данные по исследованным переходам аргона расслаиваются на две группы с характерными временами 2.5 и 10 мкс. Примечательно, что возбужденные частицы, испускающие излучение на длинах волн, на которых присутствие «кластерного следа» наиболее заметно (**рисунк 5.2**), в кластированном потоке имеют значительно большие времена жизни в возбужденном состоянии. Как и следовало ожидать, полученные значения не коррелируют с табулированными значениями, измеренными для атомов (**таблица А.1, Приложение А**), что свидетельствует о более сложном процессе релаксации энергии внутри кластеров.

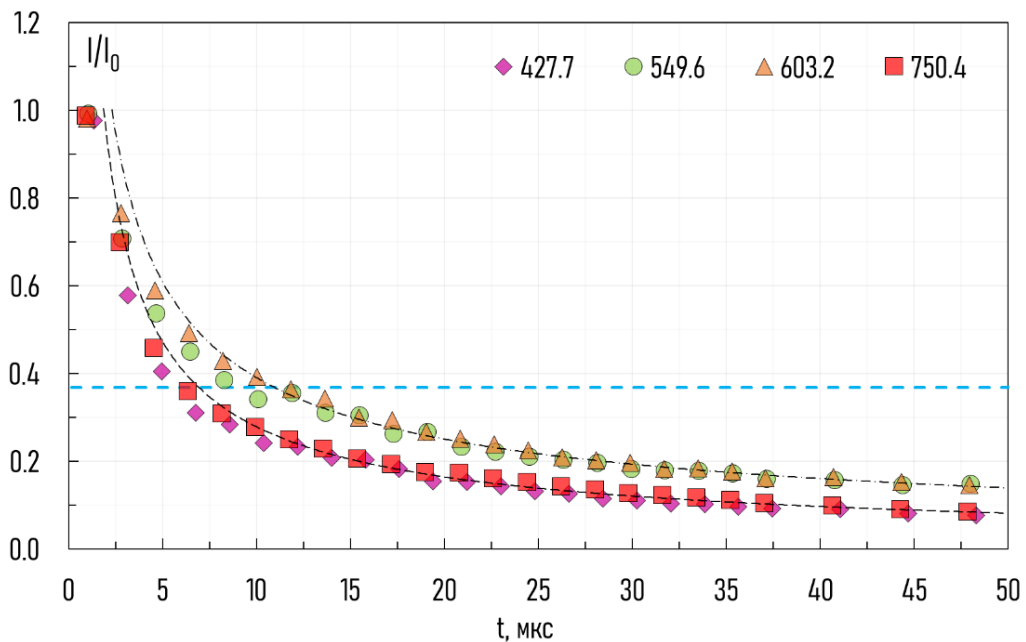


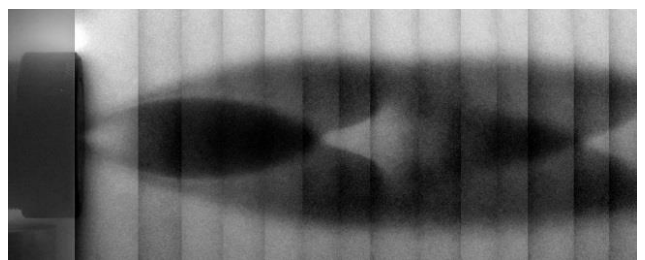
Рисунок 5.5 – Изменение интенсивности излучения частиц вниз по потоку при расположении электронного пучка на расстоянии $x_{nb} = 32$ мм в зависимости от времени, прошедшем после инициации излучения, рассчитанном на основе измеренного расстояния x_b и скорости u_{max} (1.14). Начальные параметры: сопло №7 (**таблица 2.1**), $P_0 = 600$ кПа, $T_0 = 299.8$ К, $P_\infty = 1$ Па, $\langle S \rangle = 1779$, $Re_L = 33.0$, $Kn_L = 0.03$.

5.3. Влияние газа источника и состава атмосферы на послесвечение кластированного потока

Для выявления излучательных особенностей частиц «кластерного следа» при инициации высоковольтным электронным пучком были проведены измерения в потоке диоксида углерода с развитой конденсацией. Известно (см. [таблицу 1.3](#)), что CO_2 конденсируется лучше, чем аргон, что должно способствовать более ярко выраженному послесвечению. Однако при визуализации сверхзвукового потока чистого CO_2 ([рисунок 5.6](#)) и регистрации излучения как в видимой, так и УФ области спектра, вокруг «традиционной» веретенообразной струи вместо интенсивного свечения была зафиксирована зона потемнения. Согласно табулированным данным ([таблица А.2, Приложение А](#)), излучение диоксида углерода преимущественно наблюдается в УФ-диапазоне длин волн и с малыми временами жизни частиц в возбужденном состоянии, ввиду чего, в отличие от аргона, при визуализации струи сфокусированным электронным пучком ([рисунок 5.6, а](#)) структурные элементы потока оказываются едва заметны. Добиться более информативной визуализации сформированного течения удалось, используя методику сканирования потока «электронным лезвием» [26] ([рисунок 5.6, б](#)), благодаря которой в потоке хорошо визуализируется падение плотности в «традиционной» струе (в том числе во второй и начале третьей «бочки»), а также область ожидаемого по аналогии со струями аргона «кластерного следа», почти полностью лишённую излучения в видимом диапазоне длин волн, регистрируемом камерой Nikon D7200. Следует также отметить, что аналогично потоку аргона (см. [раздел 4.1](#)), частицы потока CO_2 также оказывают сопротивление прониканию частицам фонового газа внутрь струи, ввиду чего видимое излучение в диапазоне 500-800 нм ([рисунок 2.8, б](#)) наблюдается лишь за пределами «кластерного следа».



а



б

Рисунок 5.6 – Визуализация сверхзвукового потока CO_2 при использовании: (а) – сфокусированного электронного пучка; (б) – «электронного лезвия». Начальные параметры: сопло №7 ([таблица 2.1](#)), $P_0 = 601$ кПа, $T_0 = 336.4$ К, $P_\infty = 11.7$ Па; $\langle S \rangle = 1461$, $Re_L = 79.6$.

В [разделе 3.1](#) было продемонстрировано, что свечение «кластерного следа» не наблюдается в отсутствие фонового газа, влияние которого не исследовалось в [191-192]. Для изучения влияния частиц фонового окружения на послесвечение «кластерного следа» были

проведены измерения в потоке аргона, истекающего в атмосферу различного состава. На **рисунке 5.7** представлены визуализации потока аргона с идентичными начальными параметрами истечения при добавлении в фоновое пространство примеси азота (*б*), гелия (*в*), кислорода (*г*), метана (*д*) и диоксида углерода (*е*) в сравнении с истечением в атмосферу, состоящую исключительно из остаточного рабочего газа, аргона (*а*).

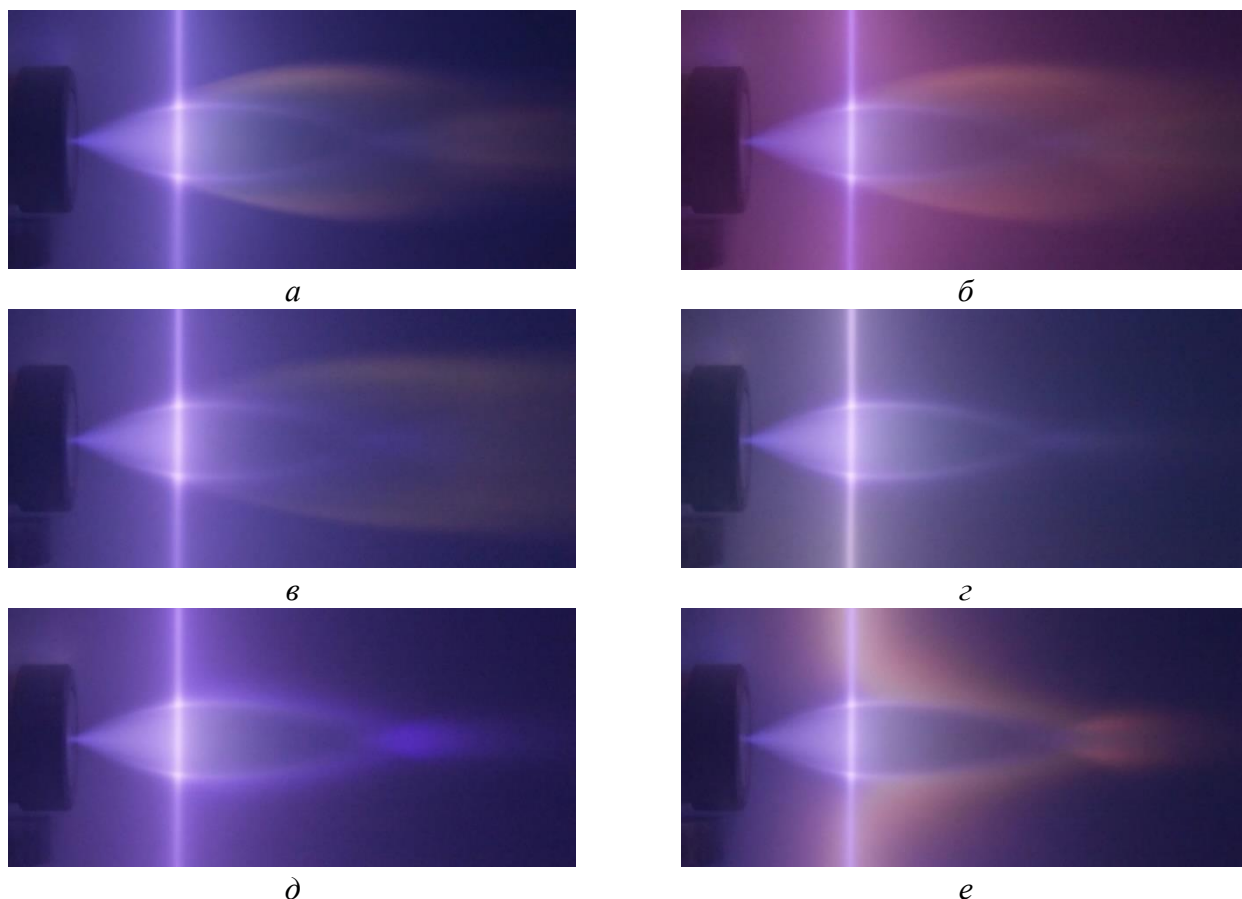


Рисунок 5.7 – Визуализация сверхзвукового потока аргона с развитой конденсацией при истечении в атмосферу различного состава: (*а*) – 100% Ar, (*б*) – 81.2% Ar и 19.8% N₂, (*в*) – 79.5% Ar и 20.5% He, (*г*) – 79.0% Ar и 21% O₂, (*д*) – 78.7% Ar и 21.3% CH₄, (*е*) – 79.8% Ar и 20.2% CO₂. Начальные параметры: сопло №7 (**таблица 2.1**), $P_0 = 600$ кПа, $P_\infty = 4.7$ Па, $T_0 = 320.1$ К, $\langle S \rangle = 1359$, $Re_L = 65.5$, $x_{nb} = 35$ мм.

Из полученных результатов следует, что при истечении кластированного потока аргона в атмосферу различного состава наблюдается не только изменение цвета и интенсивности послесвечения «кластерного следа» (в случае добавления в фоновый газ примесей азота или гелия), но и его гашение в видимом спектральном диапазоне (в случае добавления в фоновый газ примесей кислорода, метана и диоксида углерода), что также подтверждается спектральными измерениями. Примечательно также, что ввиду различия в эффективности рассеяния частиц потока, при истечении в атмосферу различного состава наблюдается также и изменение размеров

формируемого потока при идентичных начальных параметрах истечения (P_0 , T_0 , P_∞), что согласуется с высказанными в [главе 3](#) предположениями.

Следует отметить, что в [разделе 4.1](#), описывающем исследование процесса проникания фонового газа в кластированный поток, использовалось добавление в фоновое пространство примесей как азота, так и кислорода, результатом которого явилось идентичное распределение, демонстрирующее сопротивление «кластерного следа» к прониканию фонового газа внутрь потока ([рисунок 4.1](#)). Однако, исходя из визуализации истечения потока аргона в атмосферу с добавлением примеси кислорода ([рисунок 5.7, з](#)), послесвечение «кластерного следа» в данном истечении не наблюдается вовсе, что может быть связано с отмеченным в [\[194\]](#) эффектом столкновительного гашения кислородом излучения частиц, связанным с передачей энергии на безызлучательные уровни молекулы O_2 .

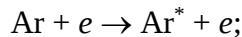
5.4. Эмпирическая модель излучения частиц «кластерного следа»

На основе полученных в [главе 5](#) результатов можно сделать следующие выводы:

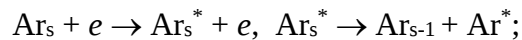
- (а) обнаруженный в [разделе 4.1](#) барьер в виде частиц «кластерного следа», затрудняющий проникание компонентов фонового окружения внутрь потока, является классическим газодинамическим эффектом, имеющим место и без инициации излучения в потоке;
- (б) наблюдаемое в «кластерном следе» длительное послесвечение обусловлено взаимодействием частиц потока с фоновым окружением.

Для определения причин наблюдаемого послесвечения рассмотрим наиболее вероятные варианты протекающих реакций:

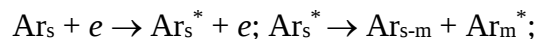
- {1}. процесс возбуждения мономеров:



- {2}. процесс возбуждения кластера с испарением возбужденного мономера [\[149\]](#):



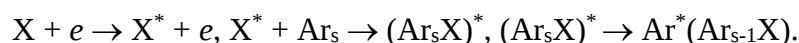
- {3}. процесс возбуждения долгоживущих уровней с фрагментацией кластера [\[150\]](#) при распаде экситонов и отсоединении возбужденного ассоциата ($m \leq 3$) [\[157\]](#):



- {4}. двустадийный процесс столкновительного энергообмена с передачей энергии от возбужденного кластера атому или молекуле фонового газа:



- {5}. трёхстадийный процесс с передачей энергии кластеру путем присоединения к нему возбужденного мономера фонового газа (или газа струи) и внутрикластерного энергообмена:



Очевидно, что частицы фонового газа вне пределов зоны смешения сверхзвуковой струи двигаются хаотично и ненаправленно. В свою очередь, в потоках без конденсации аналогичной плотности (**рисунок 3.1**) свечение мономеров в области зоны смешения не наблюдается, отчего вариант {1} не может являться причиной возникновения наблюдаемого послесвечения. Продemonстрированное на **рисунке 5.5** увеличение времен жизни частиц в возбужденном состоянии (по сравнению с табличными) может быть связанным с процессами {2}, {3} и {5}. Согласно [157], при процессах {2} и {3} происходит эжекция метастабильных фрагментов с энергиями в диапазоне менее 1.5 эВ, излучение которых происходит в ИК диапазоне, тогда как послесвечение «кластерного следа» наблюдается в видимом жёлто-зеленом диапазоне длин волн. Следовательно, вероятность участия процессов {2} и {3} в излучении «кластерного следа» крайне мала. Установленное в работе взаимодействие частиц фонового газа с частицами «кластерного следа» позволяет предположить, что процессы {4} или {5} могут быть причинами возникновения наблюдаемого послесвечения, однако если процесс {5} может являться причиной увеличения времён жизни в возбужденном состоянии в области «кластерного следа», но не причиной увеличения этих времен и внутри изолированной от фонового газа «традиционной» кластеризованной струи.

В работе [192] был сделан вывод, что «процесс аномальной люминесценции имеет место только при определенном размере кластеров, причем предпочтение в составе следует отдать молекулам примеси». Однако в представленном рассуждении не были рассмотрены процессы передачи энергии. В работе [192] все процессы регистрировались исключительно на оси электронного пучка, причем интенсивность аномального свечения нарастала с ростом давления торможения до определенного предела, после достижения которого при последующем росте P_0 быстро спадала, в связи с чем было сделано предположение, что процесс ограничен наличием кластеров в определенном диапазоне размеров, а также о значении легко конденсирующейся молекулярной примеси. Подобного процесса в кластерах чистого аргона в этих условиях не было зафиксировано, поскольку в смесях основное значение в процессе кластерообразования имели смешанные кластеры. Кроме того, в [192] не было устранено противоречие между большими скоростями реакций при фиксации исследуемых процессов в области электронного пучка и тем фактом, что свечение наблюдалось и на значительном удалении от этой области. В качестве объяснения было высказано предположение, что в области электронного пучка наблюдается только незначительная часть процесса.

В настоящем исследовании было зарегистрировано излучение в области «кластерного следа», где послесвечение наблюдается на больших расстояниях вниз от электронного пучка, а влиянием рассеянных электронов можно пренебречь с высокой степенью достоверности. Согласно с выводом, сделанным в [192], можно утверждать, что размер кластеров в

наблюдаемом процессе также имеет существенное значение, поскольку свечение «кластерного следа» не наблюдается в потоках с малой долей конденсата, а также в газе с менее эффективным кластерообразованием (азот, гелий).

Таким образом, наиболее вероятной причиной свечения вторичного потока в сверхзвуковых кластированных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком, является механизм взаимодействия кластеров, преодолевших висячие скачки и находящихся длительно в возбужденном состоянии вследствие внутрикластерного энергообмена, со статичными мономерными частицами фонового окружения – процесс {4}. Причём наиболее вероятные энергии, передаваемые от кластеров к фоновым частицам, соответствуют переходам аргона в диапазоне длин волн от 500 до 600 нм. Данный процесс позволяет объяснить установленные в разделе 3.1 условия наблюдения послесвечения «кластерного следа» при вариации начальных параметров истечения. При увеличении давления P_∞ (и постоянных P_0 и T_0) интенсивность излучения в «кластерном следе» увеличивается, т.к. уменьшается размер потоков (увеличивается плотность), а также увеличивается количество частиц в фоновом пространстве, из-за чего растёт вероятность их столкновения с частицами «кластерного следа». С ростом давления P_0 (при постоянных P_∞ и T_0) интенсивность послесвечения «кластерного следа» несколько возрастает, т.к. увеличивается число кластеров, прошедших висячие скачки, что увеличивает вероятность их столкновения с частицами фонового пространства в отсутствие изменения численной плотности частиц фонового пространства. Однако, в то же время, с ростом P_0 увеличивается размер потоков и линейное число Рейнольдса Re_L , отражающее степень «изолированности» струи от фонового газа, что приводит к усложнению преодоления кластерами висячих скачков. В связи с этим, рост интенсивности излучения «кластерного следа» при увеличении давления P_0 оказывается менее явным. В свою очередь, при увеличении температуры T_0 (и постоянных P_0 и P_∞), вместе с размерами «кластерного следа» уменьшается также и интенсивность его послесвечения, т.к. при постоянном значении Re_L вместе с уменьшением вероятности преодоления висячих скачков уменьшается и вероятность передачи энергии фоновым частицам.

Однако, исходя из полученных в главе 5 данных, можно сделать вывод, что процесс энергообмена в «кластерном следе» сложнее описанного процесса {4}. Примеси других компонентов составляют не более 20%, ввиду чего атомов аргона в составе фонового окружения остается примерно 80%. При линейной зависимости процесса передачи возбуждения следовало бы ожидать плавного снижения интенсивности излучения в жёлто-зелёной области спектра, но не полной его деградации, в связи с чем крайне необходимо на теоретическом уровне качественно и количественно описать процесс энергообмена, излучения и гашения флуоресценции в области «кластерного следа», что не входило в задачи настоящего

исследования и может являться объектом дальнейших исследований при тесном взаимодействии учёных экспериментального и теоретического профиля.

5.5. Выводы по пятой главе

В главе рассмотрены наиболее характерные особенности излучения частиц кластированного потока, инициированного высоковольтным пучком электронов. Установлено, что излучение в области «кластерного следа» наблюдается с задержкой на удалении от возбуждающего электронного пучка, а также в выделенной части спектра: от 500 до 600 нм. В свою очередь, в области протекания быстрых переходов (на электронном пучке) излучение частиц не наблюдается в любом сечении струи. Однако следует отметить, что полученные в настоящем исследовании результаты не позволяют также исключить вероятность наличия слабого излучения вблизи оси электронного пучка, незаметного на фоне первичных процессов. При измерении времён жизни частиц кластированного потока было выявлено значительное увеличение значений относительно литературных данных для переходов, визуализирующих «кластерный след». При регистрации послесвечения в кластированном потоке диоксида углерода, большая часть переходов которого наблюдается в ближнем УФ диапазоне, в области «кластерного следа» было обнаружено заметное затенение, что свидетельствует либо о невозможности передачи энергий данного диапазона, либо о протекании безызлучательных переходов или процесса гашения флуоресценции с участием кислорода, входящего в состав диоксида углерода. Фото-визуализационная и спектральная регистрация послесвечения «кластерного следа» в потоке аргона, истекающего в атмосферу различного состава, продемонстрировала прямое влияние фоновых частиц на наблюдаемый эффект: добавление примеси гелия и азота привело к изменению цвета и интенсивности излучения, а добавление кислорода, метана и диоксида углерода – к полному гашению послесвечения. На основе полученных данных были рассмотрены наиболее вероятные процессы, протекающие в области «кластерного следа», на основе чего был сделан вывод о значимости энергообмена возбужденных кластеров, летящих за пределами веретенообразной струи с частицами фонового окружения.

Заключение

Диссертационная работа посвящена изучению структуры и послесвечения сверхзвуковой недорасширенной кластированной струи аргона. В результате проделанной работы получены следующие результаты:

1. Осуществлена модернизация универсального газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 отдела прикладной физики ФФ НГУ для проведения измерений в кластированных разреженных газовых потоках: адаптированы методики визуализации и количественных измерений численной плотности, температуры и полного сечения рассеяния частиц, разработано и сформировано два варианта оптического тракта со специальными затеняющими экранами, исключающими возможность регистрации фоновых шумов, произведено переоборудование системы вакуумной откачки, изготовлен комплект звуковых и сверхзвуковых сопел различных конфигураций, создана и установлена система вариации температуры торможения, установлена система натекания для вариации состава фонового окружения. Средства диагностики, основанные на методиках, взятых из литературных источников, валидированы в условиях пренебрежимо малой конденсации и апробированы в условиях истечения кластированных сверхзвуковых потоков различной степени разрежения.
2. Впервые обнаружено, что в условиях развитой конденсации за пределами струи образуется вторичный поток бóльших размеров («кластерный след»), обладающий уникальным послесвечением при инициации излучения электронным пучком, обусловленный прохождением кластеров через висячие скачки веретенообразной струи.
3. Предложена эмпирическая поправка, учитывающая влияние конденсированной фазы на геометрию сверхзвуковой недорасширенной струи.
4. Продemonстрировано, что частицы «кластерного следа» оказывают сопротивление прониканию фонового окружения внутрь струи. Установлено, что при рассеянии частиц кластированного потока на частицах фонового газа происходит фрагментации кластеров и формирование вторичного потока «кластерного следа».
5. Впервые обнаружен эффект селективности излучения, наблюдаемого в «кластерном следе», при возбуждении частиц потока электронным пучком. Установлено, что измеренные времена жизни частиц кластированного потока в возбужденном состоянии отличаются (в большую сторону) от табулированных, определённых в равновесных условиях. Выявлено влияние состава фонового окружения на послесвечение «кластерного следа». Предложена

эмпирическая модель процессов возбуждения, релаксации, энергообмена и излучения, протекающих в «кластерном следе».

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №20-01-00332), Российского научного фонда (проекты №22-11-00080, №22-19-00750) и Министерства образования и науки РФ (проекты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР, FSUS-2020-0039).

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю к.ф.-м.н. Зарвину Александру Евгеньевичу за неоценимую помощь в подготовке диссертационной работы; академику РАН Реброву Алексею Кузьмичу за пристальное внимание к работам по тематике диссертации и их поддержку в научном плане; Художиткову Виталию Эдуардовичу, Деринг Екатерине Даниловне, Чиненову Семёну Тимофеевичу и Яковлевой Татьяне Сергеевне за помощь в получении результатов измерений; Каляде Валерию Владимировичу за весомую помощь в проведении экспериментов; к.т.н. Яскину Александру Сергеевичу, д.ф.-м.н. Коробейщикову Николаю Геннадьевичу, к.ф.-м.н. Николаеву Ивану Владимировичу, к.ф.-м.н. Ездину Борису Семеновичу, к.ф.-м.н. Мадирбаеву Виктору Жумагазыевичу, к.ф.-м.н. Горчакову Александру Всеволодовичу и Васильеву Сергею Александровичу за ценное обсуждение полученных результатов; коллективу ИТПМ СО РАН к.ф.-м.н. Бондарю Евгению Александровичу, к.ф.-м.н. Зайцеву Александру Васильевичу и Яркову Льву Владимировичу за проведение численных расчетов для валидации полученных экспериментальных данных; д.ф.-м.н. Горбачёву Юрию Евгеньевичу за помощь в построении эмпирической молекулярно-кинетической модели энергообмена в кластированном потоке.

Отдельную благодарность автор выражает оппонентам и рецензентам за полезные замечания, а также коллективу ИТ СО РАН за помощь в представлении диссертационной работы к защите.

Список условных обозначений, сокращений и символов

Индексы

0	— исходное или заданное состояние;
*	— критический (в критическом сечении);
∞	— после расширения (фоновый);
a	— выходной (в выходном сечении);
at	— относящийся к атому (atomic);
b	— относящийся к пучку (beam);
bl	— от пучка до локализации измерений (beam-localization);
cl	— относящийся к кластеру (cluster);
d	— относящийся к детектору или детекторной секции;
e	— относящийся к электронам или к пучку электронов (electron);
eq	— эквивалентный (equivalent);
inf	— нижний предел (inferior limit);
ion	— относящийся к ионизации (ionization);
jl	— от оси струи до локализации измерений (jet-localization);
L	— по характерному размеру течения;
m (max)	— максимальный (предельный);
n	— относящийся к соплу (nozzle);
nb	— от сопла до пучка (nozzle-beam);
nl	— от сопла до локализации измерений (nozzle-localization);
norm	— нормированный (normalized);
p	— относящийся к частице (particle);
ps	— в послесkimмерной секции;
q	— гашение (quenching);
ref	— эталонный (reference);
R	— вращательная (rotational);
s	— звуковой (sonic);
sk	— относящийся к скиммеру;
up	— верхний предел (upper limit);

Переменные

a_i	– константы Хагены;
a_w	– константа Ван-дер-Ваальса [$\text{Па} \cdot \text{м}^6 \cdot \text{моль}^{-2}$];
A	– амплитуда регистрируемого датчиком сигнала;
A_{ij}	– коэффициент Эйнштейна [с^{-1}];
A_{out}	– работа выхода материала [Дж];
b_w	– константа Ван-дер-Ваальса [$\text{м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$];
c_p	– удельная теплоёмкость при постоянном давлении [$\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$];
c_s	– скорость звука в среде [$\text{м}/\text{с}$];
c_v	– удельная теплоёмкость при постоянном объёме [$\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$];
C_i	– константы Мюнца;
d	– диаметр [м];
E	– полная внутренняя энергия [Дж];
f	– число термически активных степеней свободы;
F	– площадь сечения [м^2];
H	– энтальпия [Дж];
i	– ток электронов [А];
I	– интенсивность излучения;
J_{ij}	– поток фотонов [$\text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$];
$\bar{J}$	– относительный импульс газа на срезе сопла;
k	– постоянный численный коэффициент;
K_q	– константа гашения [$\text{м}^3/\text{с}$];
K_{Suth}	– константа Сазерленда [К];
l	– длина свободного пробега [м];
L	– характерный размер или длина [м];
m_g	– масса частицы [кг];
M_g	– молярная масса [кг/моль];
$n = \frac{P_a}{P_\infty}$	– степень нерасчетности течения;
$N = \frac{P_0}{P_\infty}$	– степень полного расширения течения по давлению;
$\ddot{N}$	– количество частиц;
P	– давление [Па];
P_p	– доля проникающего внутрь потока фонового газа [%];

q_b	— полное сечение поглощения пучка [м ²];
Q_i	— статистическая сумма;
r	— радиус [м];
r_w	— радиус Вигнера-Зейтца [м];
$R_g = \frac{R}{M_g}$	— удельная газовая постоянная [Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹];
S	— размер кластера;
t	— время [с];
T	— температура [К];
u	— локальная скорость [м/с];
U	— потенциальная энергия [Дж];
V	— объём [м ³];
x	— продольная координата [м];
y	— поперечная координата [м];
z	— поперечная координата [м];
Z	— заряд частицы [Кл];
Z_{AB}	— среднее число столкновений частиц;

Греческие символы

α	— электронная поляризуемость [м ³];
α_n	— угол полураствора сопла [рад];
$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	— показатель адиабаты;
δ_{AB}	— усредненное значение диаметров частиц [м];
ε	— глубина ямы (энергия связи) [Дж];
θ_m	— характерный угол расширения струи [рад];
λ	— длина волны излучения [м];
μ	— динамическая вязкость [Па·с];
$\nu = \frac{m_g}{M_g}$	— количество вещества [моль];
ν_{ij}	— частота излучения (излучательного перехода) [с ⁻¹];
ρ	— массовая плотность газа [кг/м ³];
$\ddot{\rho} = \frac{N_A}{M_g} \rho$	— численная плотность газа [м ⁻³];
σ	— сечение [м ²];
Σ	— поверхностное натяжение [Н/м];

τ_i	– среднее значение времени жизни частицы в возбужденном состоянии [с];
ω	– частота излучения (угловая) [рад/с];

Константы

c	– скорость света в вакууме: 299792458 [м/с];
e	– число Эйлера (Непера): 2.71828182846;
e	– заряд электрона: $1.6021766208(98) \cdot 10^{-19}$ [Кл];
h	– постоянная Планка: $6.62607015 \cdot 10^{-34}$ [Дж·с];
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	– приведённая постоянная Планка: $1.0545718 \cdot 10^{-34}$ [Дж·с];
k_B	– постоянная Больцмана: $1.380649 \cdot 10^{-23}$ [Дж/К];
N_A	– число Авогадро: $6.022141 \cdot 10^{23}$ [моль ⁻¹];
R	– универсальная газовая постоянная: 8.3144626 [Дж/(моль·К)];
π	– число Пи: 3.1415926535897932384626433832795...;

Безразмерные критерии подобия

$M = \frac{u}{c_s}$	– число Маха (Берстоу, Маиевского);
$Kn = l/L$	– число Кнудсена;
$Re = \frac{\rho u d}{\mu}$	– число Рейнольдса;
$Re_L = \frac{Re_*}{\sqrt{N}}$	– значение числа Рейнольдса по характерному размеру струи;

Аббревиатуры

hex	– шестнадцатеричный код цвета, где каждая пара символов представляет собой интенсивность красного, зеленого и синего цвета соответственно (hexadecimal);
PIV	– анемометрия по изображениям частиц (particle image velocimetry);
ЗС	– звуковое сопло;
ИК	– инфракрасный;
КА	– космический аппарат;
КАРС	– когерентное антистоксовое рассеяние света;
ЛДА	– лазерная доплеровская анемометрия;
ЛИФ	– лазерная индуцированная флюоресценция;
ЛЭМПУС-2	– лазерно-электронно-молекулярно-пучковая установка №2;
ОЭС	– оптическая эмиссионная спектроскопия;

РФЭС	– рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия;
СЗС	– сверхзвуковое (коническое) сопло;
УФ	– ультрафиолетовый;
ЭПД	– электронно-пучковая диагностика.

Список избранных публикаций автора по теме диссертационной работы

Публикации в периодических изданиях

1. Исследование структуры потока на малогабаритном газодинамическом комплексе: идентификация вторичного потока при истечении кластированной сверхзвуковой струи в разреженное пространство
<https://doi.org/10.15372/PMTF20180506>
Прикладная механика и техническая физика
Том 59 (5), страницы 48–58, (2018)
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э., Яскин А.С.

JIF5 0.6, Q4

SJR 0.207, Q4

2. Причины свечения аномального вторичного потока в сверхзвуковых кластированных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.07.49217.18011>
Письма в журнал технической физики
Том 46 (7), страницы 32–35, (2020)
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

JIF5 0.5, Q4

SJR 0.338, Q3

3. Visualization of low-density gas-dynamic objects in full-scale processes modelling on small experimental plants
<http://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110409>
Vacuum
Volume 191, № 110409, (2021)
Zarvin A.E., Yaskin A.S., Dubrovin K.A., Kalyada V.V.

JIF5 3.5, Q2

SJR 0.738, Q1

4. On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures
<http://doi.org/10.1007/s11090-021-10214-2>
Plasma Chemistry and Plasma Processing
Volume 42, pages 247–265, (2022)
Zarvin A.E., Madirbaev V.Zh., Dubrovin K.A., Kalyada V.V.

JIF5 2.9, Q2

SJR 0.577, Q2

5. Влияние конденсации на размеры сверхзвуковых потоков
<http://doi.org/10.21883/PJTF.2022.12.52677.19215>
Письма в журнал технической физики
Том 48 (12), страницы 36–39, (2022)
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

JIF5 0.5, Q4

SJR 0.338, Q3

6. Особенности процесса энергообмена в кластированном потоке аргона при инициации излучения электронным пучком
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.4.1007>
Физико-химическая кинетика в газовой динамике
Том 23 (4), страницы 1–17, (2022)
Дубровин К., Зарвин А., Горбачев Ю., Яскин А., Каляда В.

7. Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underexpanded argon jets in presence of condensation
<http://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111651>
Vacuum
Volume 207, № 111651, (2023)
Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S.

JIF5 3.5, Q2

SJR 0.705, Q1

8. К модели метрирования сверхзвуковых недорасширенных газовых струй в условиях конденсации
<http://doi.org/10.1134/S0869864323020038>
Теплофизика и аэромеханика
 Том 30 (2), страницы 227–237, (2023)
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.
JIF5 0.5, Q4
SJR 0.218, Q3
9. Application of electron beam diagnostics for the study of rarefied clustered gas flows
<http://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112652>
Vacuum
 Volume 218, № 112652, (2023)
Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D.
JIF5 3.5, Q2
SJR 0.705, Q1
10. Особенности процесса формирования сверхзвуковых струй разреженных газов в условиях развитой конденсации
<http://doi.org/10.15372/PMTF202315325>
Прикладная механика и техническая физика
 Том 64 (5), страницы 70–83, (2023)
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К.
JIF5 0.6, Q4
SJR 0.267, Q3
11. Analysis of the causes of the inverse population of atomic argon levels in condensing supersonic flows of mixtures
<http://doi.org/10.1134/S0015462823602747>
Fluid Dynamics
 Volume 58 (8), pages 1668–1683, (2023)
Zarvin A.E., Madirbaev V.Zh., Dubrovin K.A., Yaskin A.S.
JIF5 0.8, Q4
SJR 0.363, Q3
12. Экспериментальное и численное моделирование истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду. Часть 1: течения без влияния конденсации
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.25.2.1097>
Физико-химическая кинетика в газовой динамике
 Том 25 (2), страницы 1–20, (2024)
Зарвин А.Е., Дубровин К.А., Бондарь Е.А., Ясков Л.В., Зайцев А.В., Каляда В.В., Яскин А.С.
13. Numerical and Experimental Simulation of Supersonic Gas Outflow into a Low-Density Medium
<http://dx.doi.org/10.3390/aerospace11110905>
Aerospace
 Volume 11 (11), page 905, (2024)
Dubrovin K.A., Yarkov L.V., Zarvin A.E., Zaitsev A.V., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Bondar Ye.A.
JIF5 0.8, Q4
SJR 0.363, Q3

Материалы конференций

14. The condensation influence on the jet structure after supersonic gas expansion
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1105/1/012114>
Journal of Physics: Conference Series
 2018. – Volume 1105, № 012114, (2018)
Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S.
SJR 0.221, Q4
15. Features of registration methods for clustered supersonic jets
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1128/1/012096>
Journal of Physics: Conference Series
 Volume 1128, № 012096, (2018)
Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dubrovin K.A., et al.
SJR 0.221, Q4
16. Features of using traditional diagnostic tools for recording supersonic jets of rarefied gases in flows with clusters
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1313/1/012060>
Journal of Physics: Conference Series
 Volume 1313, № 012060, (2019)
Zarvin A.E., Dubrovin K.A., Khudozhnikov V.E., Chinenov S.T., et al.
SJR 0.227, Q4

17. On the similarity of traditional and cluster jets during supersonic gas outflow into flooded space
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1677/1/012129>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210, Q4
 Volume 1677, № 012129, (2020)
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Rebrov A.K., Chinenov S.T., Borynyak K.I., et al.
18. Laboratory simulation for single and block supersonic jets
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1677/1/012160>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210, Q4
 Volume 1677, № 012160, (2020)
Zarvin A.E., Krylov A.N., Yaskin A.S., Antipova M.S., Kalyada V.V., et al.
19. Plasma chemical reactions initiation in supersonic jets by a high-voltage electron beam
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1683/3/032008>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210, Q4
 Volume 1683, № 032008, (2020)
Zarvin A.E., Khudozhnikov V.E., Dubrovina K.A., Kalyada V.V., Yaskin A.S.
20. The large clusters influence on the supersonic flows gas dynamics in a rarefied medium
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1799/1/012006>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210
 2021. – V.1799. – P.012006
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Yaskin A.S., Kalyada V.V.
21. Simulation of the spacecraft supersonic jets in vacuum on small-sized laboratory installations
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/1799/1/012040>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210
 Volume 1799, № 012040, (2021)
Zarvin A.E., Dubrovina K.A., Yaskin A.S., Kalyada V.V., Khudozhnikov V.E.
22. Possibilities of mass spectrometry of supersonic gas flows with clusters
<http://doi.org/10.1063/5.0052244>
AIP Conference Proceeding SJR 0.189
 Volume 2351, № 030031, (2021)
Zarvin A.E., Kalyada V.V., Khudozhnikov V.E., Yaskin A.S., Dubrovina K.A.
23. Diagnostics of cluster jet in supersonic flow of rarefied condensing gas
<http://doi.org/10.1063/5.0051962>
AIP Conference Proceeding SJR 0.189
 Volume 2351, № 040048, (2021)
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Yaskin A.S., Kalyada V.V.
24. Radiation of argon clustered flow particles outside the exciting electron beam
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/2119/1/012118>
Journal of Physics: Conference Series SJR 0.210
 Volume 2119, № 012118, (2021)
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Rebrov A.K., Konstantinov S.E., Borynyak K.I., et al.
25. On the formation of an external cluster flow in a supersonic jet
<http://doi.org/10.1051/e3sconf/202345901002>
E3S Web of Conferences SJR 0.182
 Volume 459, № 01002, (2023)
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D.
26. Modeling supersonic rarefied jets on experimental cluster at Novosibirsk State University
<http://doi.org/10.1051/e3sconf/202345901003>
E3S Web of Conferences SJR 0.182
 Volume 459, № 01003, (2023)
Zarvin A.E., Dubrovina K.A., Kalyada V.V., Khudozhnikov V.E., et al.
27. On the conditions of clusters penetration beyond the limits of a supersonic jet
<https://doi.org/10.1063/5.0187378>
AIP Conference Proceeding SJR 0.152
 Volume 2996, № 160001, (2024)
Dubrovina K.A., Zarvin A.E., Bondar E.A., Yaskin A.S., Kalyada V.V., Dering E.D.

28. On the mechanism of cluster luminescence in the external field of a supersonic flow
<https://doi.org/10.1063/5.0187711>
AIP Conference Proceeding SJR 0.152
Volume 2996, № 190001, (2024)
Konstantinov S.E., Zarvin A.E., Dubrovin K.A., Yaskin A.S., Dering E.D.
29. Jet expansion into the vacuum chamber: Kinetic–continuum computations and validation against experiments
<https://doi.org/10.1063/5.0187510>
AIP Conference Proceeding SJR 0.152
Volume 2996, № 080014, (2024)
Zaitsev A.V., Yarkov L.V., Zarvin A.Ye., Dubrovin K.A., Bondar Ye.A.

Список избранных докладов, содержащих результаты диссертационной работы

1. Электронно-лучевая спектрометрия кластированных сверхзвуковых струй аргона
[55 Международная научная студенческая конференция](#)
г. Новосибирск, 15 – 20 апреля 2017 г.
Дубровин К.А.

2. Определение степени проникновения фонового газа в сильно недорасширенную сверхзвуковую струю методом электронно-пучковой спектроскопии
[XXIV Научно-техническая конференция «Вакуумная наука и техника»](#)
г. Судак, 16 – 23 сентября 2017 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

3. О возможности изучения влияния кластеров на структуру сверхзвуковой струи методом электронно-пучковой спектрометрии
[XII Международная конференция по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли](#)
г. Алушта, 24 – 31 мая 2018 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

4. Влияние конденсации при сверхзвуковом расширении газа на структуру струи
[Всероссийская конференция «XXXIV Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 27 – 30 августа 2018 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

5. Формирование кластерного следа в сверхзвуковых недорасширенных струях
[XXV Всероссийский семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям](#)
г. Санкт-Петербург, 10 – 14 сентября 2018 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

6. Особенности методов регистрации сверхзвуковых кластированных потоков
[III Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика»](#)
г. Ялта, 10 – 16 сентября 2018 г.
Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Художитков В.Э., Чиненов С.Т.

7. Измерение времен жизни возбужденных ионов Ar и CO₂ в сверхзвуковом кластированном потоке
[Всероссийская конференция «XXXV Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 27 – 29 августа 2019 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.

8. О подобии традиционной и кластерной струй при сверхзвуковом истечении газа в затопленное пространство
[Всероссийская конференция «XXXVI Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 5 – 7 октября 2020 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К., Чиненов С.Т., Боряняк К.И., Яскин А.С., Каляда В.В.

9. Инициация плазмохимических реакций в сверхзвуковых струях высоковольтным электронным пучком
[III Международная конференция «Современные проблемы теплофизики и энергетики»](#)
г. Москва, 19 – 23 октября 2020 г.
Зарвин А.Е., Художитков В.Э., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А.

10. Техника сканирования излучения электронно-возбужденной плазмы в модельных сверхзвуковых струях
[Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы»](#)
г. Казань, 9 – 13 ноября 2020 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К., Яскин А.С., Каляда В.В., Чиненов С.Т., Борыняк К.И.
11. Diagnostic of cluster jet in supersonic flow of rarefied condensing gas
[XX International conference on the methods of aerophysical research](#)
Novosibirsk, November 1 – 7, 2020
Dubrovин K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S.
12. Излучение частиц кластированного потока аргона за пределами возбуждающего электронного пучка
[Всероссийская конференция «XXXVII Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 14 – 16 сентября 2021 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Ребров А.К., Константинов С.Е., Борыняк К.И., Яскин А.С., Каляда В.В.
13. О размерах сверхзвуковых недорасширенных газовых струй в условиях развитой конденсации
[29 Всероссийская научно-техническая конференция «Вакуумная техника и технологии»](#)
г. Санкт-Петербург, 21 – 23 июня 2022 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.
14. Селекция кластеров при рассеянии на фоновом газе
[XXVI Всероссийский семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям](#)
г. Санкт-Петербург, 27 июня – 1 июля 2022 г.
Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.
15. On the mechanism of cluster luminescence in the external field of a supersonic flow
[32nd International Symposium on Rarefied Gas Dynamics](#)
Seoul, Republic of Korea, July 4 – 8, 2022
Konstantinov S.E., Zarvin A.E., Dubrovин K.A., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D.
16. Jet expansion into the vacuum chamber: kinetic-continuum computations and validation against experiment
[32nd International Symposium on Rarefied Gas Dynamics](#)
Seoul, Republic of Korea, July 4 – 8, 2022
Zaitsev A.V., Yarkov L.V., Zarvin A.Ye., Dubrovин K.A., Bondar Ye.A.
17. On the conditions of clusters penetration beyond the limits of a supersonic jet
[32nd International Symposium on Rarefied Gas Dynamics](#)
Seoul, Republic of Korea, July 4 – 8, 2022
Dubrovин K.A., Zarvin A.E., Bondar E.A., Yaskin A.S., Kalyada V.V., Dering E.D.
18. Experimental data on clustered jets gas-dynamics formation
[XXI International conference on the methods of aerophysical research](#)
Novosibirsk, August 8 – 14, 2022
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.
19. Дифференциальные сечения рассеяния малых кластеров
[Всероссийская конференция «XXXVIII Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 29 – 31 августа 2022 г.
Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.
20. Использование электронно-пучковой диагностики для исследования разреженных кластированных потоков
[17 Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков»](#)
г. Москва, 26 – 30 июня 2023 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Деринг Е.Д.

21. О формировании внешнего кластерного потока в сверхзвуковом истечении
[Всероссийская конференция «XXXIX Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 28 – 31 августа 2023 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Деринг Е.Д.
22. Использование электронно-пучковой спектроскопии для определения вращательной температуры в сверхзвуковом кластированном потоке
[Всероссийская конференция «XL Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 20 – 23 августа 2024 г.
Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.
23. Исследование аномального излучения частиц кластированного потока смешанных газов, инициированных электронами высокой энергии
[Всероссийская конференция «XL Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 20 – 23 августа 2024 г.
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Мадирбаев В.Ж., Шарафутдинов Р.Г.
24. Цикл экспериментальных исследований влияния процесса конденсации частиц на газодинамику моделируемого потока
[Всероссийская конференция «XL Сибирский теплофизический семинар»](#)
г. Новосибирск, 20 – 23 августа 2024 г.
Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Художитков В.Э., Дубровин К.А., Деринг Е.Д.
25. О возможности использования молекулярно-пучковой масс-спектрометрии для моделирования процесса столкновений быстрых кластерных частиц с фоновым газом
[11-й международный симпозиум «Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера»](#)
г. Сочи, 7 – 11 октября 2024 г.
Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.

Список литературы

1. Аверенкова Г.И., Ашратов Э.А., Волконская Т.Г. Сверхзвуковые струи идеального газа. – М.: Изд-во МГУ, 1971. – 170 с.
2. Bird G.A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. – Oxford university press, 1994. – 458 p.
3. Zaitsev A.V., Yarkov L.V., Zarvin A.Ye., Dubrovin K.A., Bondar, Ye.A. Jet expansion into the vacuum chamber: Kinetic-continuum computations and validation against experiments //AIP Conference Proceedings. – 2024. – Vol. 2996. – №. 1. – P. 080014.
4. Adamson Jr T.C., Nicholls J.A. On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air //Journal of the Aerospace sciences. – 1959. – Vol. 26. – №. 1. – P. 16-24.
5. Гинзбург И.П. Прикладная аэрогазодинамика. – М.: Высшая школа, 1966. – 400 с.
6. Филатов В.В. Определение структуры сверхзвуковой перерасширенной газовой струи на начальном участке //Сб.«Гидроаэромеханика и теория упругости», Днепропетровск. – 1971. – №. 13. – С. 3-11.
7. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом //Прикладная механика и техническая физика. – 1975. – Т. 16. – №. 2. – С. 42-52.
8. Ярыгин В.Н., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Мишина Л.В., Приходько В.Г., Ярыгин И.В. Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) //Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18. – №. 3. – С. 345-372.
9. Ребров А. К., Чекмарев С. Ф., Шарафутдинов Р. Г. Влияние разреженности на структуру свободной струи азота //Прикладная механика и техническая физика. – 1971. – Т. 12. – №. 1. – С. 136-141.
10. Абрамович Г.Н. Прикладная газодинамика, Том 1. – М.: Наука, 1976. – 824 с.
11. Ashkenas H., Sherman F.S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Proceedings of the 4th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. – 1964. – Vol. 2. – №. 7. – P. 84–105.
12. Chen G., Geng X., Xu H., Mi Y., Zhang X., Wang L., Kim D.E. Understanding of cluster size deviation by measuring the dimensions of cluster jet from conical nozzles //AIP Advances. – 2013. – Vol. 3. – №. 3. – P. 032133.

13. Pauly H. Atom, Molecule, and Cluster Beams II: Cluster Beams, Fast and Slow Beams, Accessory Equipment and Applications. – Springer–Verlag, Berlin Heidelberg, 2000. – 390 p.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. том VI. Гидродинамика. – М: Наука, 1986. – 736 с.
15. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. – Новосибирск: Наука, 1984. – 235 с.
16. Антипова М.С., Дядькин А.А., Запрягаев В.И., Крылов А.Н. Компьютерное моделирование истечения холодной сверхзвуковой струи из конического сопла с использованием программного пакета FLOEFD //Космическая техника и технологии. – 2016. – №. 1 (12). – С. 5-11.
17. Franquet E., Perrier V., Gibout S., Bruel P. Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review //Progress in Aerospace Sciences. – 2015. – Vol. 77. – P. 25-53.
18. Шелухин Н.Н. Параметры подобия формы недорасширенной струи при истечении в затопленное пространство //Ученые записки ЦАГИ. – 1979. – Т. 10. – №. 2. – С. 130-136.
19. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия 2. Истечение в затопленное пространство //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2012. – Т. 13. – №. 2. – С. 1-26.
20. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности //Прикладная механика и техническая физика. – 1973. – Т. 14. – №. 1. – С. 121-127.
21. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. – Л.:Наука, 1975. – 300 с.
22. Chapman S., Cowling T.G. The mathematical theory of non-uniform gases //Cambridge University Press. – 1970. – P.232–234.
23. Бочкарев А.А., Великанов Е.Г., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г., Ярыгин В.Н. Газодинамические установки низкой плотности //Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, ИТФ СО АН СССР, Новосибирск. – 1974. – С. 6-23.
24. Menard W.A. A higher performance electric-arc-driven shock tube //AIAA Journal. – 1971. – Vol. 9. – №. 10. – P. 2096-2098.
25. Zhang S.X., Read N.K., Ray W.H. Runaway phenomena in low-density polyethylene autoclave reactors //AIChE journal. – 1996. – Vol. 42. – №. 10. – P. 2911-2925.
26. Belan M., De Ponte S., Tordella D., Massaglia S., Mignone A., Bodenschatz E., Ferrari A. Hydrodynamics of hypersonic jets: experiments and numerical simulations //Astrophysics and Space Science. – 2011. – Vol. 336. – P. 9-14.

27. Бобылев В.Б., Бурдаков А.В., Локонов К.В. Электромагнитный газовый клапан с плоским соплом Лаваля //ПТЭ. – 1996. – №. 1. – С. 152.
28. Casavecchia P., Balucani N., Alagia M., Cartechini L., Volpi G.G. Reactive scattering of oxygen and nitrogen atoms //Accounts of chemical research. – 1999. – Vol. 32. – №. 6. – P. 503-511.
29. Rettner C.T., Marinero E.E., Zare R.N., Kung A.H. Pulsed free jets: novel nonlinear media for generation of vacuum ultraviolet and extreme ultraviolet radiation //The Journal of Physical Chemistry. – 1984. – Vol. 88. – №. 20. – P. 4459-4465.
30. Ходорковский М.А., Мурашов С.В., Артамонова Т.О., Голод Ю.А., Шахмин А.Л., Варенцов В.Л., Ракчеева Л.П. Газодинамические параметры сверхзвукового молекулярного пучка, обогащенного молекулами фуллерена //Журнал технической физики. – 2003. – Vol. 73. – №. 5. – P. 1-4.
31. Yamada I. Historical milestones and future prospects of cluster ion beam technology //Applied Surface Science. – 2014. – Vol. 310. – P. 77-88.
32. Inutake M., Kuriki K. Fast ionization gauge studies of quasisteady gas injection into vacuum //Review of Scientific Instruments. – 1972. – Vol. 43. – №. 11. – P. 1670-1674.
33. Gentry W.R. Pulsed molecular beam experiments //Rarefied Gas Dynamics: Proceedings 14-th International Symposium, Tokyo. – 1984. – Vol. 2. – P. 793 – 807.
34. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. Экспериментальное моделирование сильно недорасширенных сверхзвуковых струй на компактных лабораторных газодинамических установках //Материалы XXIV научно-технической конференции с участием зарубежных специалистов «Вакуумная наука и техника», Судак. – 2017. – С. 100-105.
35. Even U. Pulsed supersonic beams from high pressure source: Simulation results and experimental measurements //Advances in Chemistry. – 2014. – Vol. 2014. – №. 1. – P. 636042.
36. Hall G., Liu K., McAuliffe M.J., Giese C.F., Gentry W.R. State-to-state vibrational excitation of I₂ in collisions with He //The Journal of chemical physics. – 1984. – Vol. 81. – №. 12. – P. 5577-5585.
37. Коробейщиков Н.Г., Зарвин А.Е., Мадирбаев В.Ж. Газодинамика импульсных сверхзвуковых недорасширенных струй: пространственно-временные характеристики //Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. – №. 8. – С. 21-29.
38. Коробейщиков Н.Г., Зарвин А.Е. Импульсные сверхзвуковые струи: применение, проблемы, решения //Вестник НГУ: Серия «Физика». – 2006. – Т.1. – №. 2. – С. 29-47.
39. Анискин В.М., Миронов С.Г., Маслов А.А. Влияние размера сопла на дальнобойность сверхзвуковой микроструи //Письма ЖТФ. – 2011. – Т. 37. – №. 22. – С. 10-15.

40. Belan M., De Ponte S., Tordella D. Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow //Experiments in fluids. – 2008. – Vol. 45. – P. 501-511.
41. Герасимов Ю.И. Параметры подобия в задаче о взаимодействии свободно расширяющейся струи с пластиной //Изв. АН СССР, МЖГ. – 1981. – Т. 2. – С. 169-173.
42. Лейтес Е.А. Параметры подобия геометрической структуры сверхзвуковой струи, распространяющейся в канале и затопленном пространстве //Ученые записки ЦАГИ. – 1981. – Т. 12. – №. 4. – С. 54-63.
43. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н. Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия 2. Истечение в затопленное пространство //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2012. – Т. 13. – №. 1. – С. 1-22.
44. Мурзинов И.Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство //Изв. АН СССР, МЖГ. – 1971. – №. 4. – С. 143-149.
45. Васильев Л.А. Теневые методы. – М.:Наука, 1968. – 400 с.
46. Морозов Л.В. Аэрогазодинамика – СГАУ, Самара, 1994. – 87 с.
47. Захаров Д.Л. Отработка методики измерения полей скоростей и концентраций с помощью PIV в течениях характерных для газотурбинных установок //Труды МАИ. – 2011. – №. 45. – С. 28.
48. Белоусов А. П., Белоусов П. Я., Боряняк Л. А. Определение скорости и размера пузырьков в двухфазных потоках с помощью лазерного доплеровского анемометра //Автометрия. – 2015. – Т. 51. – №. 6. – С. 47-51.
49. Nassar H., Pellerin S., Musiol K., Martinie O., Pellerin N., Cormier J.M. N₂⁺/N₂ ratio and temperature measurements based on the first negative N₂⁺ and second positive N₂ overlapped molecular emission spectra //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2004. – Vol. 37. – №. 14. – P. 1904.
50. Broc A., De Benedictis S., Dilecce G., Vigliotti M., Sharafutdinov R.G., Skovorodko P.A. Experimental and numerical investigation of an O/NO supersonic free jet expansion //Journal of Fluid Mechanics. – 2004. – Vol. 500. – P. 211-237.
51. Langstroth G. O. The excitation of band systems by electron impact //Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. – 1934. – Vol. 146. – №. 856. – P. 166-177.
52. Thomson Sir J.J. Conduction of Electricity Through Gases //Cambridge University Press, London. – 1933. – Vol. 11. – P. 600.

53. Mott N.F., Massey H.S.W. Theory of atomic collisions – Clarendon Press, London, 1933. – 600 p.
54. Бочкарев А.А., Косинов В.А., Приходько В.Г., Ребров А.К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме //Прикладная механика и техническая физика. – 1970. – Т. 11. – №. 5. – С. 158-163.
55. Ребров А.К., Чекмарев С.Ф., Шарафутдинов Р.Г. Влияние разреженности на структуру свободной струи азота //Прикладная механика и техническая физика. – 1971. – Т. 12. – №. 1. – С. 136-141.
56. Бочкарев А.А., Косинов В.А., Приходько В.Г., Ребров А.К. Обтекание затупленного тела сверхзвуковой струей азота и азотогазородной смеси низкой плотности //Прикладная механика и техническая физика. – 1972. – Т. 13. – №. 6. – С. 50-55.
57. Бочкарев А.А., Косинов В.А., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка //Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР. – 1974. – С. 98-137.
58. Muntz E.P. Static temperature measurements in a flowing gas //The physics of fluids. – 1962. – Vol. 5. – №. 1. – P. 80-90.
59. Muntz E.P. The electron beam fluorescence technique – AGARD, 1968. – 112 p.
60. Muntz E.P. Molecular Velocity Distribution-Function Measurements in a Flowing Gas //The Physics of Fluids. – 1968. – Vol. 11. – №. 1. – P. 64-76.
61. Smith J.A., Driscoll J.F. The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows //Journal of Fluid Mechanics. – 1975. – Vol. 72. – №. 4. – P. 695-719.
62. Gochberg L.A. Electron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics //Progress in Aerospace Sciences. – 1997. – Vol. 33. – №. 7-8. – P. 431-480.
63. Mohamed A.K., Bonnet J., Larigaldie S., Pot T., Soutadé J., Diop B. Electron beam fluorescence in hypersonic facilities //Aerospace Lab. – 2009. – №. 1. – P. 1-9.
64. Ballou Jr J.K. Excitation of Argon Atoms by Electron Impact. – The University of Oklahoma, 1973. – 82 p.
65. Boffard J.B., Chiaro B., Weber T., Lin C.C. Electron-impact excitation of argon: Optical emission cross sections in the range of 300–2500 nm //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2007. – Vol. 93. – №. 6. – P. 831.

66. Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.I., Yatsenko A.S. Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system //Physica Scripta. – 2017. – Vol. 92. – №. 10. – P. 105002.
67. Saloman E.B. Energy levels and observed spectral lines of ionized argon, Ar II through Ar XVIII //Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 2010. – Vol. 39. – №. 3. – P. 033101.
68. Михальченко А.А., Картаев Е.В., Кузьмин В.И., Наливайко В.И., Чубаков П.А. Определение температуры в струе, истекающей из плазмотрона с МЭВ, по молекулярному спектру азота //Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18. – №. 4. – С. 657-669.
69. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. – М.: Ин. литер., 1949. – 413 с.
70. Smyth H.D. The emission spectrum of carbon dioxide //Physical Review. – 1931. – Vol. 38. – №. 11. – P. 2000.
71. Fox G.W., Duffendack O.S., Barker E.F. The spectrum of CO₂ //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 1927. – Vol. 13. – №. 5. – P. 302-307.
72. Hesser J.E. Absolute transition probabilities in ultraviolet molecular spectra //The Journal of Chemical Physics. – 1968. – Vol. 48. – №. 6. – P. 2518-2535.
73. Кузнецов В.С., Соснин Э.А., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Влияние молекулярного газа на формирование апокампического разряда //Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 125. – №. 3. – С. 311-317.
74. Nichols L.L., Wilson W.E. Optical lifetime measurements using a positive ion van de Graaff accelerator //Applied Optics. – 1968. – Vol. 7. – №. 1. – P. 167-170.
75. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.:Атомиздат., 1980. – 240 с.
76. Saber I., Bartnik A., Skrzeczanowski W., Wachulak P., Jarocki R., Fiedorowicz H., Limpouch J. Experimental and theoretical study on emission spectra of a nitrogen photoionized plasma induced by intense EUV pulses //EPJ Web of Conferences. –2018. – Vol. 167. – P. 03006.
77. Gadamer E.O. Measurement of the density distribution in a rarefied gas flow using the fluorescence induced by a thin electron beam. – University of Toronto, 1962. – №. 83. – 25 p.
78. Alofs D.J., Flagan R.C., Springer G.S. Density distribution measurements in rarefied gages contained between parallel plates at high temperatures differences //The Physics of Fluids. – 1971. – Vol. 14. – №. 3. – P. 529–533.
79. Лакович Дж. Основы флуоресцентной спектроскопии. – М.: Мир, 1986. – 496 с.

80. Хмель С.Я., Шарафутдинов Р.Г. Электронно-индуцированная флюоресценция кластеров двуокиси углерода I. Свободная струя конденсирующегося газа //Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67. – №. 3. – С. 43-52.
81. Alderson R. J., Brocklehurst B., Downing F. A. Collisional deactivation of excited ions of carbon dioxide and nitrous oxide //Journal of Chemical Physics. – 1973. – Vol. 58. – №. 9. – P. 4041-43.
82. Honaker W., Hunter Jr W., Woods W. A study of density measurements in hypersonic helium tunnels using an electron beam fluorescence technique //AIAA. – 1979. – Vol. 79. – P. 1085.
83. Проккоев В.В., Ребров А.К., Ярыгин В.Н. Газодинамические аспекты влияния неравновесности на свободное расширение углекислого газа //Динамика разреженного газа, Новосибирск, ИТФ СО АН СССР. – 1976. – С. 134-149.
84. Cattolica R., Robben F., Talbot L., Willis D.R. Translational nonequilibrium in free jet expansions //The Physics of Fluids. – 1974. – Vol. 17. – №. 10. – P. 1793-1807.
85. Бочкарев А.А., Рапапорт П.А., Тимошенко Н.И. Измерение поступательной температуры в струях низкой плотности. //Журнал прикладной механики и технической физики. – 1973. – Т. 14. – №. 1. – С. 24.
86. Зарвин А.Е., Шарафутдинов Р.Г. Определение поступательной температуры из поперечных профилей плотности молекулярного пучка //Динамика разреженных газов, Новосибирск. – 1976. – С. 38-47.
87. Trokhan A.M. Measurement of the speed of gas and plasma flows //Measurement Techniques. – 1968. – Vol. 11. – №. 8. – P. 1003-1010.
88. Muntz E.P., Zempel R.E. Density and enthalpy measurements for near wake behind slender body flow at Mach 13 and 18, using electron beam excitation technique in shock tube //AIAA Paper. – 1963. – P. 63–272.
89. Pauly H. Atom, molecule, and cluster beams I: Basic theory, production and detection of thermal energy beams. – Springer Science & Business Media, 2012. – Vol. 28. – 344 p.
90. Robben F., Talbot L. Measurements of rotational temperatures in a low density wind tunnel //The Physics of Fluids. – 1966. – Vol. 9. – №. 4. – P. 644-652.
91. Marrone P.V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves //The physics of fluids. – 1967. – Vol. 10. – №. 3. – P. 521-538.
92. Конюхов В.К. Получение инверсии на вращательных уровнях двухатомных молекул при адиабатическом расширении газа //Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – №. 3. – С. 599-602.

93. Борзенко Б.Н., Карелов Н.В., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота //Прикладная механика и техническая физика. – 1976. – Т. 17. – №. 5. – С. 20-31.
94. Беликов А.Е., Зарвин А.Е., Карелов Н.В., Сухинин Г.И., Шарафутдинов Р.Г. Электронно-пучковая диагностика азота. Многоквантовые вращательные переходы при возбуждении //Прикладная механика и техническая физика. – 1984. – Т. 25. – №. 3. – С. 5-13.
95. Sebacher D.I. Primary and Afterglow Emission from Low-Temperature Gaseous Nitrogen Excited by Fast Electrons //The Journal of Chemical Physics. – 1966. – Vol. 44. – №. 11. – P. 4131.
96. Wu S., Yuan G. Two methods for low density flow visualization //International Symposium on Flow Visualization, Bochum, West Germany. – 1981. – P. 481-485.
97. Kantrowitz A., Grey J. A high intensity source for the molecular beam. Part I. Theoretical //Review of Scientific Instruments. – 1951. – Vol. 22. – №. 5. – P. 328-332.
98. Parker H.M., Kuhlthau A.R., Zapata R., Scott Jr J.E. The Application of Supersonic Beam Sources to Low Density, High Velocity Experimentation //Rarefied Gas Dynamics. – 1960. – Vol. 2. – P. 69.
99. Зарвин А.Е., Шарафутдинов Р.Г. Влияние возмущения потока перед скиммером на параметры молекулярного пучка //Прикладная механика и техническая физика. – 1978. – Т. 19. – №. 3. – С. 50-54.
100. Bossel U. On the optimization of skimmer geometries //Entropie. – 1971. – Vol. 42. – P.12.
101. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М. Мир, 1964. – 367 с.
102. Калинин А.П., Родионова И.П., Родионов И.Д. Метод рассеяния быстрых молекулярных пучков как инструмент изучения свойств вещества //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2007. – Т. 5. – С. 1-135.
103. Леонас В.Б. Современное состояние и некоторые новые результаты метода молекулярного пучка //Успехи физических наук. – 1964. – Т. 82. – №. 2. – С. 287-323.
104. Muschlitz Jr E.E. Collisions of electronically excited atoms and molecules //Advances in Chemical Physics: Molecular Beams. – 2007. – Vol. 10. – P. 171–193.
105. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. – Москва, Издательство иностранной литературы, 1958. – 605 с.
106. Singh R., Hurlbut F.C., Robben F. Free-jet relaxation studies using cryogenic beam skimming //Rarefied gas dynamics. – 1974. – Vol. 1. – P. 5.

107. Miller D.R., Andres R.P. Rotational relaxation of molecular nitrogen //The Journal of Chemical Physics. – 1967. – Vol. 46. – №. 9. – P. 3418-3423.
108. Gallagher R.J., Fenn J.B. A free jet study of the rotational relaxation of molecular nitrogen from 300-1000 K //Rarefied gas dynamics. – 1974. – Vol. 1. – P. 19.
109. Русин Л.Ю. Элементарные химические реакции в молекулярных пучках //Вестник АН СССР. – 1973. – Т.13. – С.40.
110. Hagena O.F. Nucleation and growth of clusters in expanding nozzle flows //Surface Science. – 1981. – Vol. 106. – №. 1-3. – P. 101-116.
111. Hagena O.F. Scaling laws for condensation in nozzle flows //Physics of Fluids. – 1974. – Vol. 17. – №. 5. – P. 894-896.
112. Boyle R. The Sceptical Chymist. – London, 1661. – 136 p.
113. Johnston R.L. Atomic and molecular clusters. – CRC Press, 2002. – 250 p.
114. Bykov N.Y., Gorbachev Y.E. Mathematical models of water nucleation process for the Direct Simulation Monte Carlo method //Applied mathematics and Computation. – 2017. – Vol. 296. – P. 215-232.
115. Fennel T., Meiwes-Broer K.H., Tiggesbäumker J., Reinhard P.G., Dinh P.M., Suraud E. Laser-driven nonlinear cluster dynamics //Reviews of modern physics. – 2010. – Vol. 82. – №. 2. – P. 1793-1842.
116. Echt O., Sattler K., Recknagel E. Magic numbers for sphere packings: experimental verification in free xenon clusters //Physical Review Letters. – 1981. – Vol. 47. – №. 16. – P. 1121.
117. MacCrimmon R., Hautala J., Gwinn M., Sherman S. Gas cluster ion beam infusion processing of semiconductors //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2006. – Vol. 242. – №. 1-2. – P. 427-430.
118. Toyoda N., Yamada I. Gas cluster ion beam equipment and applications for surface processing //IEEE Transactions on plasma science. – 2008. – Vol. 36. – №. 4. – P. 1471-1488.
119. Borland J., Hautala J., Gwinn M., Tetreault T. G., Skinner W. USJ and strained-Si formation using infusion doping and deposition //Solid State Technology. – 2004. – Vol. 47. – №. 5. – P. 53-57.
120. Perez A., Melinon P., Dupuis V., Jensen P., Prevel B., Tuaillon J., Lerme J. Cluster assembled materials: a novel class of nanostructured solids with original structures and properties //Journal of Physics D: Applied Physics. – 1997. – Vol. 30. – №. 5. – P. 709.

121. Hagena O.F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: Effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas //The Journal of Chemical Physics. – 1972. – Vol. 56. – №. 5. – P. 1793-1802.
122. Hagena O.F. Condensation in free jets: Comparison of rare gases and metals //Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters. – 1987. – Vol. 4. – P. 291-299.
123. Lu H., Ni G., Li R., Xu Z. An experimental investigation on the performance of conical nozzles for argon cluster formation in supersonic jets //The Journal of chemical physics. – 2010. – Vol. 132. – №. 12. – P. 124303.
124. Hagena O.F. Cluster ion sources //Review of scientific instruments. – 1992. – Vol. 63. – №. 4. – P. 2374-2379.
125. Bobbert C., Schütte S., Steinbach C., Buck U. Fragmentation and reliable size distributions of large ammonia and water clusters //The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. – 2002. – Vol. 19. – P. 183-192.
126. Harnes J., Winkler M., Lindblad A., Sæthre L.J., Børve K.J. Size of free neutral CO₂ clusters from carbon 1s ionization energies //The Journal of Physical Chemistry A. – 2011. – Vol. 115. – №. 38. – P. 10408-10415.
127. Arno J., Bevan J. W. Infrared spectroscopy in supersonic free jets and molecular beams //Jet Spectroscopy and Molecular Dynamics. – 1995. – P. 29-73.
128. Wörmer J., Guzielski V., Stapelfeldt J., Möller T. Fluorescence excitation spectroscopy of xenon clusters in the VUV //Chemical Physics Letters. – 1989. – Vol. 159. – №. 4. – P. 321-326.
129. Smith R.A., Ditmire T., Tisch J.W.G. Characterization of a cryogenically cooled high-pressure gas jet for laser/cluster interaction experiments //Review of scientific instruments. – 1998. – Vol. 69. – №. 11. – P. 3798-3804.
130. Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Генерация кластеров при свободном расширении молекулярных газов в вакуум //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 125. – №. 2. – С. 222-232.
131. Korobeishchikov N.G., Roenko M.A., Tarantsev G.I. Mean gas cluster size determination from cluster beam cross-section //Journal of Cluster Science. – 2017. – Vol. 28. – P. 2529-2547.
132. Buck U., Krohne R. Cluster size determination from diffractive He atom scattering //The Journal of chemical physics. – 1996. – Vol. 105. – №. 13. – P. 5408-5415.
133. Данильченко А.Г., Коваленко С.И., Самоваров В.Н. Экспериментальная проверка соотношения Хагены для больших кластеров, сформировавшихся в коническом сопле //Письма в Журнал технической физики. – 2008. – Т. 34. – №. 23. – С. 87-94.

134. Karnbach R., Joppien M., Stapelfeldt J., Wörmer J., Möller T. An experimental setup for luminescence measurements on van der Waals clusters with synchrotron radiation //Review of scientific instruments. – 1993. – Vol. 64. – №. 10. – P. 2838-2849.
135. Burghoff H., Gspann J. Bestimmung der mittleren agglomeratgröße und des restgasanteils kondensierter molekularstrahlen durch streuung eines K-atomstrahls //Zeitschrift für Naturforschung A. – 1967. – Vol. 22. – №. 5. – P. 684-689.
136. De Martino A., Benslimane M., Châtelet M., Crozes C., Pradere F., Vach, H. Average cluster size determination in supersonic beams from angular distribution measurements after scattering by a buffer gas //Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters. – 1993. – Vol. 27. – P. 185-192.
137. Fedor J., Poterya V., Pysanenko A., Fárník M. Cluster cross sections from pickup measurements: Are the established methods consistent? //The Journal of chemical physics. – 2011. – Vol. 135. – №. 10. – P. 104305.
138. Lewerenz M., Schilling B., Toennies J. P. A new scattering deflection method for determining and selecting the sizes of large liquid clusters of 4He //Chemical physics letters. – 1993. – Vol. 206. – №. 1-4. – P. 381-387.
139. Montero S., Morilla J.H., Tejeda G., Fernández J.M. Experiments on small (H₂)N clusters //The European Physical Journal D. – 2009. – Vol. 52. – №. 1. – P. 31-34.
140. Danil'chenko A.G., Kovalenko S.I., Samovarov V.N. Cluster formation in supersonic CO₂ and CO₂-Kr jets //Low Temperature Physics. – 2009. – Vol. 35. – №. 12. – P. 965-967.
141. Bonnamy A., Georges R., Hugo E., Signorell R. IR signature of (CO₂)N clusters: size, shape and structural effects //Physical Chemistry Chemical Physics. – 2005. – Vol. 7. – №. 5. – P. 963-969.
142. Иешкин А.Е. Процессы формирования газовых кластерных ионов и их взаимодействия с поверхностью: дис. – Моск. гос. ун-т им. МВ Ломоносова, 2015. – 124 с.
143. The NIST Chemistry WebBook. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/> (дата обращения: 06.12.2024).
144. Lohbrandt P., Galonska R., Kim H.J., Schmidt M., Lauenstein C., Buck U. Electron Impact Fragmentation of Size Selected Ar_n (n = 4 to 9) Clusters //Atomic and molecular beams: the State of the Art 2000. – 2001. – P. 623-636.
145. Steinbach C., Fárník M., Buck U., Brindle C.A., Janda K.C. Electron impact fragmentation of size-selected krypton clusters //The Journal of Physical Chemistry A. – 2006. – Vol. 110. – №. 29. – P. 9108-9115.

146. Bonhommeau D., Halberstadt N., Viel A. Fragmentation dynamics of argon clusters (Ar_n , $n=2$ to 11) following electron-impact ionization: Modeling and comparison with experiment //The Journal of chemical physics. – 2006. – Vol. 124. – №. 18. – P. 184314.
147. Buck U., Meyer H. Electron bombardment fragmentation of Ar van der Waals clusters by scattering analysis //The Journal of chemical physics. – 1986. – Vol. 84. – №. 9. – P. 4854-4861.
148. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Свойства кластерных ионов //Успехи физических наук. – 1989. – Т. 159. – №. 1. – С. 45-81.
149. Haberland H. A model for the processes happening in a rare-gas cluster after ionization //Surface Science. – 1985. – Vol. 156. – P. 305-312.
150. Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact //International Journal of Mass Spectrometry. – 2002. – Vol. 220. – №. 2. – P. 183-192.
151. Sugano S. Microcluster Physics. – Berlin: Springer-Verlag., 1991. – 158 p.
152. Scheier P., Märk T.D. Doubly charged argon clusters and their critical size //The Journal of chemical physics. – 1987. – Vol. 86. – №. 5. – P. 3056-3057.
153. Miller M.A., Bonhommeau D.A., Moerland C.P., Gray S.J., Gageot M.P. Dynamics and thermodynamics of decay in charged clusters //Molecular Physics. – 2015. – Vol. 113. – №. 17-18. – P. 2428-2434.
154. Haberland H. Clusters of Atoms and Molecules //Berlin: Springer. – 1994. – Vol. 1. – P.374–395.
155. Verkhovtseva E.T., Bondarenka E.A. Cluster size effects in VUV radiation spectra of argon and krypton supersonic jets //Chemical physics letters. – 1987. – Vol. 140. – №. 2. – P. 181-188.
156. Kedzierski W., McConkey J.W. Fluorescence following electron impact on argon clusters //The Journal of chemical physics. – 1997. – Vol. 107. – №. 17. – P. 6521-6525.
157. van der Burgt P. J. M., McConkey J. W. Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters //The Journal of chemical physics. – 1995. – Vol. 102. – №. 21. – P. 8414-8423.
158. Markovich G., Giniger R., Levin M., Cheshnovsky O. Photoelectron spectroscopy of iodine anion solvated in water clusters //The Journal of chemical physics. – 1991. – Vol. 95. – №. 12. – P. 9416-9419.
159. Messing I., Raz B., Jortner J. Medium perturbations of atomic extravalence excitations //The Journal of Chemical Physics. – 1977. – Vol. 66. – №. 6. – P. 2239-2251.
160. Wörmer J., Guzielski V., Stapelfeldt J., Zimmerer G., Möller T. Optical properties of argon clusters in the VUV //Physica Scripta. – 1990. – Vol. 41. – №. 4. – P. 490.

161. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Z., et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons //IEEE Transactions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45. – №. 5. – P. 819-827.
162. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. – М. Энергоатомиздат., 1986. – 344 с.
163. Erman P., Larsson M. Lifetimes of Excited Levels in Some Important Ion-molecules. Part II: O_2^+ //Physica Scripta. – 1977. – Vol. 15. – №. 5-6. – P. 335.
164. Жаркова Н.Г., Проккоев В.В., Ребров А.К., Ярыгин В.Н. Неравновесное расширение углекислого газа при температурах торможения до 1200 К //Прикладная механика и техническая физика. – 1976. – Т. 17. – №. 5. – С. 41-45.
165. Laher R.R., Gilmore F.R. Improved fits for the vibrational and rotational constants of many states of nitrogen and oxygen //Journal of physical and chemical reference data. – 1991. – Vol. 20. – №. 4. – P. 685-712.
166. Muntz E.P., Marsden D.J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows // Rarefied Gas Dynamics. – 1963. – Vol. 2. – P. 495.
167. Ashkenas H. Rotational Temperature Measurements in Electron-Beam Excited Nitrogen //The physics of fluids. – 1967. – Vol. 10. – №. 12. – P. 2509-2520.
168. Rothe E.W., Marino L.L., Neynaber R.H., Rol P.K., Trujillo S.M. Scattering of Thermal Rare Gas Beams by Argon. Influence of the Long-Range Dispersion Forces //Physical Review. – 1962. – Vol. 126. – №. 2. – P. 598.
169. Rothe E.W., Neynaber R.H. Measurements of Absolute Total Cross Sections for Rare-Gas Scattering //The Journal of Chemical Physics. – 1965. – Vol. 43. – №. 11. – P. 4177-4179.
170. Phelps A.V. Cross sections and swarm coefficients for nitrogen ions and neutrals in N₂ and argon ions and neutrals in Ar for energies from 0.1 eV to 10 keV //Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1991. – Vol. 20. – №. 3. – P. 557-573.
171. Nenner T., Tien H., Fenn J.B. Total cross section measurements for the scattering of argon by aliphatic hydrocarbons //The Journal of Chemical Physics. – 1975. – Vol. 63. – №. 12. – P. 5439-5444.
172. Sahoo D., Karthick S. K., Das S., Cohen J. Shock-related unsteadiness of axisymmetric spiked bodies in supersonic flow //Experiments in Fluids. – 2021. – Vol. 62. – P. 1-21.
173. Timokhin M.Y., Struchtrup H., Kokhanchik A.A., Bondar Y.A. Different variants of R13 moment equations applied to the shock-wave structure //Physics of Fluids. – 2017. – Vol. 29. – №. 3. – P. 037105.

174. Ono N., Yamamoto M., Koike K. Detection of shock structure around Mach disk in axisymmetric plasma jet //Vacuum. – 2014. – Vol. 110. – P. 149-153.
175. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Влияние конденсации на размеры сильно недорасширенных струй при истечении в разреженное затопленное пространство //Прикладная механика и техническая физика. – 2018. – Т. 59. – №. 1. – С. 99.
176. Зарвин А. Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации //Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41. – №. 22. – С. 74-81.
177. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. Причины свечения аномального вторичного потока в сверхзвуковых кластированных струях, возбужденных высоковольтным электронным пучком //Письма в Журнал технической физики. – 2020. – Т. 46. – №. 7. – С. 32-35.
178. Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н. Взаимодействие кластеров CO₂ с диском Маха //Физика кластеров, СО АН СССР, Ин-т теплофизики, Новосибирск. – 1987. – С.169–172.
179. Patel M., Geethika B.R., Thomas J., Joshi H. Spatial mapping of low pressure cluster jets using Rayleigh scattering //Scientific Reports. – 2023. – Vol. 13. – №. 1. – P. 6338.
180. Горчакова Н.Г., Сковородко П.А., Ярыгин В.Н. Влияние гомогенной конденсации на газодинамику и излучение свободной струи углекислого газа //Инженерно–физический журнал. – 1985. – Т. 49. – № 1. – С.5–10.
181. Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М., Трасковский В.Д., Юделович М.Я. Структура турбулентных недорасширенных струй, вытекающих в затопленное пространство и спутный поток //Изв. АН СССР. МЖГ. – 1972. – №. 3. – С. 15.
182. Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D. Application of electron beam diagnostics for the study of rarefied clustered gas flows //Vacuum. – 2023. – Vol. 218. – P. 112652.
183. Korobeishchikov N.G., Skovorodko P.A., Kalyada V.V., Shmakov A.A., Zarvin A.E. Experimental and numerical study of high intensity argon cluster beams //AIP Conf. Proc. – 2014. – Vol. 1628. – P. 885-892.
184. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э., Яскин А.С. Исследование структуры потока на малогабаритном газодинамическом комплексе: идентификация вторичного потока при истечении кластированной сверхзвуковой струи в разреженное пространство //Прикладная механика и техническая физика. – 2018. – Т. 59. – №. 5. – С. 48-58.

185. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Влияние конденсации на размеры сверхзвуковых потоков //Письма в ЖТФ. – 2022. – Т. 48. – №. 12. – С. 36.
186. Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S. Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underexpanded argon jets in presence of condensation //Vacuum. – 2023. – Vol. 207. – P. 111651.
187. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Горбачев Ю.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Особенности процесса энергообмена в кластированном потоке аргона при инициации излучения электронным пучком //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2022. – Т. 23. – №. 4. – С. 1-17.
188. Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. К модели метрирования сверхзвуковых недорасширенных газовых струй в условиях конденсации //Теплофизика и аэромеханика. – 2023. – Т.2 – С. 227–237.
189. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии //Теплофизика и аэромеханика. – 2017. – Т. 24. – №. 5. – С. 691-702.
190. Sharafutdinov R.G., Khmel S.Y. Abnormal optical emissions in a condensing monosilane–argon gas jet activated by electron beam plasma //Plasma chemistry and plasma processing. – 2003. – Vol. 23. – P. 463-488.
191. Madirbaev V.Z., Zarvin A.E., Korobeishchikov N.G., Sharafutdinov R.G. Ion-cluster reactions initiated by an electron beam in mixtures of argon with methane and monosilane //Physics of the Solid State. – 2002. – Vol. 44. – P. 515-517.
192. Zarvin A.E., Madirbaev V.Z., Dubrovin K.A., Kalyada V.V. On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2022. – Vol. 42. – №. 1. – P. 247-265.
193. Экспериментальные методы химической кинетики / Бакаринова Г.А., Гурман В.С., Иванов В.Л. [и др.]. – Издательство Московского университета, Москва, 1985. – 384 с.
194. Кочетов А.Д., Машков А.В., Зайцев В.В. Влияние активационных процессов на физические параметры плазмы смесей аргона и кислорода //Журнал физической химии. – 1997. – Т. 71. – №. 8. – С. 1233-1238.

Приложение А.

Спектральные характеристики излучательных переходов

Таблица А.1 – Табулированные характеристики характерных энергетических переходов, регистрируемых в спектре излучения Ar [65–67].

E_{th} – пороговая энергия возбуждения аргона из основного состояния;
 σ_{ij}^{ref} – эффективное сечение перехода; I_{ij} – относительная интенсивность излучения; A_{ik} – коэффициент Эйнштейна (вероятность перехода); τ_i – среднее время жизни в возбужденном состоянии.

λ , нм	частица	серия	переход	E_{th} , эВ	σ_{ij}^{ref} , 10^{-20} см ²	I_{ij} , отн.ед.	A_{ik} , $10^5 \cdot c^{-1}$	τ_i , нс
403.5	Ar–II	3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^2D_{5/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{3/2}$	?	?	0.1	44	227.3
407.2			$^2D_{5/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{5/2}$	37.26	18	0.6	580	17.2
413.2			$^2P_{1/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{3/2}$	37.19	14	0.9	850	11.8
415.9	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_2^{\circ}$	14.53	13	1.1	14	714.3
419.1			$^2[5/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_2^{\circ}$	14.51	3.0	0.3	2.8	3571.4
419.8			$^2[1/2]_0 \rightarrow ^2[3/2]_1^{\circ}$	14.58	23	0.6	25.7	389.1
420.1			$^2[5/2]_3 \rightarrow ^2[3/2]_2^{\circ}$	14.50	10	1.1	9.67	1034.1
423.7	Ar–II	3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^2P_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{3/2}$	37.11	3.7	0.3	112	89.3
426.6	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_1^{\circ}$	14.53	2.9	0.3	3.12	3205.1
426.7	Ar–II	3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^4D_{5/2}^{\circ} \rightarrow ^4P_{5/2}$	35.31	5.1	0.2	164	61.0
427.2	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[3/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]_1^{\circ}$	14.52	14	0.4	7.97	1254.7
427.8	Ar–II	3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^2P_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{5/2}$	37.11	25	1.6	800	12.5
428.3			$^4D_{1/2}^{\circ} \rightarrow ^4P_{3/2}$	35.06	1.2	0.1	132	75.8
430.0	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[5/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_1^{\circ}$	14.51	7.0	0.3	3.77	2652.5
430.1	Ar–II	3p ⁴ 3d–3p ⁴ 4p	$^2D_{5/2}^{\circ} \rightarrow ^2F_{5/2}$	?	?	0.1	57	175.4
433.4	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[1/2]_1^{\circ}$	14.69	6.5	0.3	5.68	1760.6
434.8	Ar–II	3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^4D_{7/2}^{\circ} \rightarrow ^4P_{5/2}$	35.25	33	2.3	1171	8.5
435.2		3p ⁴ 3d–3p ⁴ 4p	$^4P_{1/2}^{\circ} \rightarrow ^4D_{1/2}$	35.4	2.1	0.1	212	47.2
437.1			$^2D_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^2D_{3/2}$	?	?	0.6	660	15.2
437.1			$^4P_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^4D_{5/2}$	?	?	0.2	221	45.2
438.0		3p ⁴ 4s–3p ⁴ 4p	$^4D_{1/2}^{\circ} \rightarrow ^4P_{1/2}$	35.4	9.3	0.4	1004	10.0
442.6			$^4D_{5/2}^{\circ} \rightarrow ^4P_{3/2}$	35.31	24	1.1	817	12.2
443.0			$^4D_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^4D_{1/2}$	35.37	10	0.4	569	17.6
451.1	Ar–I	3p ⁵ 4s–3p ⁵ 5p	$^2[1/2]_0 \rightarrow ^2[1/2]_1^{\circ}$	14.58	9.2	0.3	11.8	847.5
453.1	Ar–II	3p ⁴ 3d–3p ⁴ 4p	$^2P_{3/2}^{\circ} \rightarrow ^2F_{5/2}$	?	?	0.1	21	476.2

454.5	Ar-II	$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2P_{3/2}^\circ \rightarrow ^2P_{3/2}$	35.63	24	1.1	471	21.2
457.9			$^2S_{1/2}^\circ \rightarrow ^2P_{1/2}$	35.73	12	1.1	800	12.5
459.0	Ar-II	$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2F_{5/2}^\circ \rightarrow ^2D_{3/2}$	36.89	22	1.1	664	15.1
461.0			$^2F_{7/2}^\circ \rightarrow ^2D_{5/2}$	36.9	37	1.6	789	12.7
465.8			$^2P_{1/2}^\circ \rightarrow ^2P_{3/2}$	35.56	20	1.1	892	11.2
472.7			$^2D_{3/2}^\circ \rightarrow ^2P_{3/2}$	35.52	19	1.6	588	17.0
473.6			$^4P_{3/2}^\circ \rightarrow ^4P_{5/2}$	35.02	11	0.9	580	17.2
476.5		$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2P_{3/2}^\circ \rightarrow ^2P_{1/2}$	35.63	32	2.3	640	15.6
486.6		$3p^4 4p-3p^4 5s$	$^4P_{5/2}^\circ \rightarrow ^4S_{3/2}$	?	?	0.1	150	66.7
488.0		$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2D_{5/2}^\circ \rightarrow ^2P_{3/2}$	35.44	42	2.3	823	12.2
488.9		$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2P_{1/2}^\circ \rightarrow ^2P_{1/2}$	35.56	1.4	0.2	190	52.6
490.5		$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^2F_{7/2}^\circ \rightarrow ^2F_{5/2}$	36.9	1.5	0.1	37	270.3
496.5		$3p^4 4s-3p^4 4p$	$^2D_{3/2}^\circ \rightarrow ^2P_{1/2}$	35.52	12	0.6	394	25.4
514.2		$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^2F_{7/2}^\circ \rightarrow ^2D_{5/2}$	36.9	3.5	0.3	81	123.5
549.6	Ar-I	$3p^5 4p-3p^5 6d$	$^2[7/2]_4^\circ \rightarrow ^2[5/2]_3$	15.33	7.0	0.1	16.9	591.7
555.9	Ar-II	$3p^5 4p-3p^5 5d$	$^2[3/2]_2^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1$	15.14	6.0	0.1	14.2	704.2
560.7	Ar-I	$3p^5 4p-3p^5 5d$	$^2[1/2]_1^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1$	15.12	5.3	0.1	22	454.5
588.3		$3p^5 4p-3p^5 6s$	$^2[1/2]_0^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1$	15.01	0.4	0.0	12.3	813.0
588.9		$3p^5 4p-3p^5 7s$	$^2[3/2]_2^\circ \rightarrow ^2[5/2]_3$	15.18	1.8	0.1	12.9	775.2
591.2		$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2[3/2]_1^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1$	15.0	11	0.1	10.5	952.4
592.9		$3p^5 4p-3p^5 7s$	$^2[3/2]_1^\circ \rightarrow ^2[5/2]_2$	15.18	3.6	0.0	11	909.1
603.2		$3p^5 4p-3p^5 5d$	$^2[7/2]_4^\circ \rightarrow ^2[5/2]_3$	15.13	15	0.2	24.6	406.5
605.9		$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2[3/2]_2^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1$	14.95	2.3	0.1	4.2	2381.0
617.2	Ar-II	$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^2F_{5/2}^\circ \rightarrow ^2G_{7/2}$	36.89	4.8	0.4	200	50.0
624.3		$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2D_{5/2}^\circ \rightarrow ^4F_{7/2}$	?	?	0.1	30	333.3
660.4	Ar-I	$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2[5/2]_3^\circ \rightarrow ^2[5/2]_2$	14.95	2.5	0.0	0.13	76923.1
667.7		$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[1/2]_0^\circ \rightarrow ^2[3/2]_1^\circ$	13.48	2.1	0.3	2.36	4237.3
686.1	Ar-II	$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^2P_{3/2}^\circ \rightarrow ^2P_{3/2}$	35.63	1.6	0.1	24	416.7
696.5	Ar-I	$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[1/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.33	45	28.6	63.9	156.5
706.7	Ar-II	$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.3	35	28.6	38	263.2
706.9	Ar-I	$3p^5 4p-3p^5 6s$	$^2[3/2]_1^\circ \rightarrow ^2[5/2]_2$	14.85	8.3	0.3	20	500.0
714.7		$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[3/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.28	4.2	2.9	6.25	1600.0
727.3		$3p^5 4p-3p^5 6s$	$^2[1/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]_1^\circ$	13.33	12	5.7	18.3	546.4
738.0	Ar-II	$3p^4 3d-3p^4 4p$	$^4S_{3/2}^\circ \rightarrow ^4P_{3/2}$	?	?	0.1	56	178.6
738.4	Ar-I	$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_1^\circ$	13.3	78	28.6	84.7	118.1
741.2		$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2[5/2]_2^\circ \rightarrow ^2[3/2]_1$	14.95	2.4	0.0	3.9	2564.1
750.4		$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[1/2]_0^\circ \rightarrow ^2[1/2]_1^\circ$	13.48	418	57.1	445	22.5
751.5		$3p^5 4p-3p^5 4d$	$^2[1/2]_0^\circ \rightarrow ^2[3/2]_1^\circ$	13.27	256	42.9	402	24.9
763.5		$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.17	265	71.4	245	40.8
772.4			$^2[3/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.15	62	42.9	51.8	193.1
772.4			$^2[1/2]_1 \rightarrow ^2[1/2]_0^\circ$	13.33	91	28.6	117	85.5
794.8			$^2[3/2]_1 \rightarrow ^2[1/2]_0^\circ$	13.28	125	57.1	186	53.8
800.6			$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_1^\circ$	13.17	53	57.1	49	204.1
801.5			$^2[5/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]_2^\circ$	13.09	143	71.4	92.8	107.8

810.4	Ar-I	$3p^5 4s-3p^5 4p$	$^2[3/2]_1 \rightarrow ^2[3/2]^\circ_1$	13.15	275	57.1	250	40.0
<u>811.5</u>			$^2[5/2]_3 \rightarrow ^2[3/2]^\circ_2$	13.08	332	100.0	331	30.2
826.5			$^2[1/2]_1 \rightarrow ^2[1/2]^\circ_1$	13.33	117	28.6	153	65.4
840.8			$^2[3/2]_2 \rightarrow ^2[1/2]^\circ_1$	13.3	236	42.9	223	44.8
842.5			$^2[5/2]_2 \rightarrow ^2[3/2]^\circ_1$	13.09	345	57.1	215	46.5

Таблица А.2 – Табулированные характеристики характерных энергетических переходов, регистрируемых в спектре излучения CO₂ [57, 70–73].

λ , нм	частица	серия	переход	I_{ij} , отн.ед.	A_{ki} , $10^5 \cdot c^{-1}$	τ_i , нс
288.2	CO ⁺	$B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$	1–6	68.4	187.3	53.4±5.0
<u>288.4</u>	CO ₂ ⁺	$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g$	$^2\Sigma_u \rightarrow ^2\Pi_{1/2g}$	100.0	84.7	118 ± 12
289.5	CO ₂ ⁺		$^2\Sigma_u \rightarrow ^2\Pi_{3/2g}$	94.5		
289.7	CO ⁺	$B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$	6–12	84.3	187.3	53.4±5.0
314.0	CO ₂ ⁺	ФДБ $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Pi_g$	3–0	26.3	84.0	119 ± 2
<u>315.6</u>			4–1	19.5	86.2	116 ± 3
317.0			5–2	11.0	84.7	118 ± 2
325.4			2–0	51.5	92.6	108 ± 1
327.0			3–1	37.5	91.7	109 ± 2
328.6			4–2	32.2	89.3	112 ± 1
337.1	CO	$A^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma^+$	2–0	6.1	952.4	10.5±1.0
<u>337.8</u>	CO ₂ ⁺	ФДБ $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Pi_g$	1–0	71.4	91.7	109 ± 1
351.1			0–0	39.8	88.5	113 ± 1
354.6			2–2	36.7	90.9	110 ± 1
356.2			3–3	46.0	89.3	112 ± 1
367.4			0–1	52.1	88.5	113 ± 2
<u>412.3</u>			3–5	57.6	90.1	111 ± 1
519.8	CO	$B^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$	0–2	8.6	400	25 ± 2

Таблица А.3 – Табулированные характеристики основных энергетических переходов, регистрируемых в спектре излучения N₂ [74–76].

λ , нм	частица	серия	переход	I_{ij} , отн.ед.	A_{ki} , $10^5 \cdot c^{-1}$	τ_i , нс
315.9	N ₂	$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$	1–0	35	270.3	37 ± 1
<u>337.1</u>			0–0	100	216.0	46.3 ± 1
353.6			1–2	20	254.5	39.3 ± 6
357.7			0–1	61	254.5	39.3 ± 6
375.5			1–3	29	254.5	39.3 ± 6
380.5			0–2	32	254.5	39.3 ± 6
<u>391.4</u>	N ₂ ⁺	$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$	0–0	61	152.0	65.8 ± 3.5
426.8	N ₂	$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$	1–5	29	270.3	37 ± 1
<u>427.8</u>	N ₂ ⁺	$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$	0–1	33	168.9	59.2 ± 6.0

Приложение Б.

Апробация модели поправки к зависимости $r_m(N^{0.5})$

Таблица Б.1 – Сопоставление данных эмпирического определения радиуса сверхзвуковой веретенообразной струи в максимальном сечении r_m по эмпирической модели (3.1) с использованием аппроксимированной модели поправки (3.2) и измеренных экспериментальных значений.

соплю (таблица 2.1)	P_0 , кПа	T_0 , К	P_∞ , Па	$N^{0.5}$	k_7	Γ^*	$\langle S \rangle$	r_m^{exp} , мм	$r_m^{(3.1)}$, мм	δ_r , %
№4	17.5	299.0	1.00	132.3	2.03	630	18	22.2	22.3	0.5
	17.5	300.2	1.51	107.8	2.02	624	18	18.0	18.2	1.0
	17.3	301.2	1.99	93.3	2.02	612	17	15.6	15.7	1.0
	17.7	303.3	3.53	70.8	2.01	616	17	11.8	11.9	1.3
	12.6	302.7	0.51	157.7	2.04	441	8	26.6	26.5	0.3
	17.7	303.5	0.51	186.9	2.05	615	13	31.7	31.5	0.6
	22.5	304.0	0.51	210.7	2.04	779	25	35.6	35.6	0.0
№5	252	301.9	5.97	205.4	2.11	2679	244	5.7	5.8	1.2
	302	302.9	5.99	224.6	2.15	3187	337	6.4	6.4	1.0
	351	304.4	5.96	242.7	2.18	3662	435	7.0	7.1	0.8
	401	304.3	6.08	256.8	2.23	4187	557	7.6	7.6	0.2
	451	305.2	6.00	274.2	2.24	4677	683	8.1	8.2	0.8
	500	305.4	5.97	289.3	2.30	5178	822	8.8	8.8	0.5
	551	304.9	5.99	303.4	2.33	5727	988	9.3	9.3	0.6
	602	306.4	5.96	317.8	2.35	6188	1138	9.9	9.8	0.7
	651	306.0	5.99	329.8	2.37	6711	1319	10.3	10.3	0.4
	699	305.9	6.00	341.3	2.39	7212	1503	10.8	10.7	0.8
	751	306.1	5.96	355.0	2.39	7737	1707	11.2	11.2	0.1
	800	306.8	5.97	366.0	2.40	8198	1896	11.6	11.6	0.2
	851	307.0	5.97	377.5	2.40	8708	2115	12.0	12.0	0.5
	900	306.7	6.04	386.0	2.41	9230	2349	12.3	12.3	0.1
	600	296.3	5.00	346.4	2.37	6659	1300	10.9	10.8	0.6
	602	299.2	5.00	347.0	2.37	6534	1256	10.9	10.8	0.7
	602	303.3	5.01	346.5	2.35	6333	1187	10.8	10.7	0.5
	601	308.3	4.99	347.2	2.34	6091	1106	10.8	10.7	0.4
	603	313.4	5.00	347.3	2.33	5886	1039	10.7	10.7	0.4
	603	318.5	5.01	346.8	2.34	5672	971	10.7	10.6	1.0
	605	324.0	4.99	348.3	2.32	5473	910	10.7	10.6	0.6
	603	328.6	5.00	347.3	2.30	5281	852	10.6	10.5	0.3
	604	333.3	4.99	348.0	2.28	5121	806	10.5	10.5	0.2
	603	338.2	5.00	347.3	2.28	4945	756	10.5	10.5	0.0
	604	343.7	4.99	348.0	2.24	4773	708	10.3	10.4	1.3

№5	601	347.6	5.00	346.7	2.27	4629	670	10.4	10.4	0.4
	602	353.4	4.97	347.9	2.25	4464	627	10.4	10.3	0.2
	604	357.6	4.99	348.0	2.23	4359	600	10.3	10.3	0.6
	602	362.6	5.00	347.0	2.25	4209	562	10.3	10.2	0.5
№6	78.0	305.2	3.01	161.0	2.06	1506	83	10.0	10.1	0.5
	120	297.2	3.01	199.6	2.10	2463	209	12.7	12.8	1.1
	200	295.2	3.01	257.8	2.22	4168	552	17.3	17.4	0.6
№8	200	298.2	6.04	182.0	2.07	1867	124	4.7	4.8	1.0
	400	303.1	3.00	365.1	2.17	3597	421	9.9	10.1	1.3
	600	303.2	6.01	316.0	2.29	5391	885	9.1	9.1	0.6
№9	600	305.2	2.99	448.0	2.38	6624	1288	6.2	6.1	1.0
	200	301.2	1.20	408.2	2.08	2276	180	5.0	5.0	1.3
№10	400	297.5	5.05	281.4	2.14	2799	265	6.2	6.2	0.1
	600	306.7	2.01	546.4	2.22	3916	492	12.5	12.4	0.2