

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Долбня Дарья Илларионовна

**ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ОБЪЕМНОГО
РАЗРЯДА НА НЕСТАЦИОНАРНОЕ
ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ**

Специальность 1.3.17 —

«Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний
вещества»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Знаменская Ирина Александровна

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Литературный обзор	9
1.1 Взаимодействие разрядов с газодинамическим течением	9
1.2 Ударные (взрывные) волны при инициировании импульсных разрядов	17
1.3 Панорамные методы исследования газодинамических течений: теневого метод, трассирование, визуализация разрядом	19
1.4 Выводы к Главе 1	23
Глава 2. Экспериментальная установка. Течение в канале ударной трубы с разрядной секцией	25
2.1 Экспериментальная установка	25
2.2 Диагностический комплекс	30
2.3 Эволюция течения в канале	32
2.4 Выводы к Главе 2	38
Глава 3. Импульсный разряд в неподвижном газе с диэлектрическим препятствием в зоне плазменного листа	40
3.1 Влияние плотности газовой среды на интенсивность излучения импульсного разряда	40
3.2 Ударно-волновое воздействие наносекундного разряда на неподвижный газ	46
3.3 Выводы к Главе 3	50
Глава 4. Импульсный комбинированный разряд в течении в газодинамическом канале с препятствием	52
4.1 Инициирование разряда в момент прохода ударной волны через область разрядного промежутка. Частный случай	53

4.2	Локализация разряда при сверхзвуковом режиме обтекания препятствия (режим I)	60
4.3	Локализация разряда при трансзвуковом режиме обтекания препятствия (режим II)	64
4.4	Локализация разряда при трансзвуковом режиме обтекания препятствия (режим III)	66
4.5	Локализация разряда при дозвуковом режиме обтекания препятствия (режим IV)	68
4.6	Выводы к Главе 4	69
Глава 5. Ударно-волновое воздействие ИОР на течение в профилированном канале		
5.1	Воздействие на фронт ударной волны в профилированной области разрядного промежутка	70
5.2	Воздействие разряда на сверхзвуковое течение (режим I)	74
5.3	Воздействие разряда на трансзвуковое течение (режим II)	77
5.4	Воздействие разряда на трансзвуковое течение (режим III)	79
5.5	Воздействие разряда на дозвуковое течение (режим IV)	81
5.6	Обобщение данных по четырем режимам	83
5.7	Выводы к Главе 5	86
Заключение		87
Список сокращений и условных обозначений		88
Благодарности		89
Список литературы		90

Введение

Актуальность темы исследования определяется важностью изучения с практической точки зрения возможности энергетического воздействия на различные высокоскоростные потоки газа. Наиболее эффективным и одной из наиболее перспективных способом реализации импульсного энерговыклада высокой мощности являются импульсные электрические разряды. Одним из важных прикладных достоинств воздействия плазмы на поток - его быстродействие: при субмикросекундной длительности тока разряда есть возможность контроля короткоживущих плазменных образований, т.к. основные плазменные неустойчивости не успевают развиться. Плазменное воздействие эффективно в широком диапазоне скоростей газодинамических течений и имеет большое значение для решения практических вопросов, связанных с созданием новых методов управления обтеканием летательных аппаратов, а именно - влияние на зону ламинарно-турбулентного перехода, влияние на зоны отрыва, воздействие на газодинамические структуры и управление конфигурациями ударных волн, а также способствует оптимизации воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания.

Цель работы заключается в экспериментальном исследовании взаимодействия импульсного объемного (комбинированного) разряда с нестационарным течением, реализующимся в прямоугольном канале с препятствием.

Для достижения поставленной цели решены следующие **задачи**:

1. Получение экспериментальных данных по эволюции скорости основного потока за плоской ударной волной с рабочими числами Маха $M_{ув} = 2,8 - 3,4$ в прямоугольном канале (ударной трубы);
2. Исследование влияния диэлектрической вставки в форме параллелепипеда, помещенной в зону плазменного листа, на перераспределение энергии наносекундного разряда в сверхзвуковом и дозвуковом потоке, а также в неподвижном газе;
3. Определение механизма и длительности воздействия объемного (комбинированного) импульсного разряда на структурированное высокоскоростное течение в канале с препятствием в интервале скоростей потока от 850 м/с до 0.

Объектом исследования являлось нестационарное газодинамическое течение в прямоугольном канале с препятствием при инициировании импульсного объемного разряда.

Научная новизна:

1. Получены экспериментальные данные по эволюции скорости основного потока за плоской ударной волной с числами Маха 2,8 и 3,2 в канале методом трассирования частиц в интервале времени до 10 мс;
2. Впервые описан и исследован эффект вытеснения плазмы импульсного разряда при наличии диэлектрической вставки на поверхности плазменного листа, что приводит к перераспределению энергии импульсного разряда;
3. Импульсный объемный разряд впервые инициирован на различных стадиях нестационарного сложного течения в прямоугольном канале с препятствием при скорости течения от 850 м/с до 200 м/с;
4. Зафиксированы режимы самолокализации - 4 режима при различных скоростях потока — плазменных каналов вблизи препятствия при однократном инициировании импульсного объемного разряда;
5. Выделен основной механизм воздействия разряда при самолокализации на элементы структуры высокоскоростного течения в канале с препятствием как ударно-волновой;
6. Определены интервалы длительности воздействия инициированных разрядом ударно-волновых конфигураций на поток в исследованном диапазоне скоростей потока - до 130 микросекунд.

Научная и практическая значимость. Научная значимость работы заключается в получении экспериментальных данных по свойствам наносекундного разряда при его инициировании на участке сложного газодинамического течения в прямоугольном канале с измененным профилем; данных о свойствах течения после разрядного воздействия.

Практическая ценность работы обуславливается возможностью использования полученных данных для применения разряда для воздействия на элементы течения при проектировании устройств; применимостью результатов по управлению параметрами разрядного энерговыклада при помощи газодинамических разрывов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Экспериментальные результаты по режимам самолокализации импульсного объемного разряда в профилированном канале в течение 10 мс в ударной трубе при скорости основного потока за ударной волной от 850 м/с до 200 м/с.
2. При наличии прямоугольной вставки в области распределенного плазменного листа происходит вытеснение плазмы, а также энергии субмикросекундного объемного и поверхностного разрядов вдоль боковых образующих вставки.
3. Локализация импульсной плазмы в прямоугольном газодинамическом профилированном канале определяется скоростью (от сверхзвукового до дозвукового потока) и соответствующей структурой нестационарного течения в момент инициирования объемного разряда; выделены 4 режима.
4. Воздействие объемного импульсного разряда на структурированное высокоскоростное течение газа осуществляется, в первую очередь, посредством образования взрывных волн от зон его локализации; воздействие длится до 120 – 130 мкс.

Методология и методы исследования.

Метод исследования - экспериментальный. Были задействованы цифровые методы визуализации и анализа нестационарных плазменно- и газодинамических процессов. Диагностический комплекс включал в себя фотокамеру для регистрации интегрального свечения электрического разряда; высокоскоростную девятикадровую камеру с наносекундным разрешением для регистрации эволюции свечения импульсного разряда; теневую схему с лазерной подсветкой и высокоскоростной регистратор - для визуализации поля течения газа. А также были задействованы, пьезодатчики давления, малоиндуктивный шунт. Использовался метод трассирования частиц в потоке, метод визуализации потока импульсных объемным разрядом.

Степень достоверности полученных результатов подтверждается значительным объемом приведенных в работе экспериментальных данных и высокой степенью повторяемости при одинаковых условиях проведения экспериментов.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались соискателем лично на следующих 16 научных конференциях и семинарах: Семинар

"Магнитоплазменная аэродинамика и МГД преобразование энергии" под руководством д.ф.м.н. Битюрина В.А. (г. Москва, ОИВТ РАН, 2023); Научно-исследовательский семинар кафедры газовой и волновой динамики под руководством акад. РАН Нигматулина Р.И., проф. Смирнова Н.Н. и проф. Звягина А.В. (г. Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, механико — математический факультет, 2023); Ломоносовские чтения «Физика» (г. Москва, МГУ имени М.В. Ломоносова, 2023); XX, XXI Международная конференция по методам аэрофизических исследований – ISMAR (г. Новосибирск, 2020, 2022); XXV, XXIX Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых — Ломоносов (г. Москва, МГУ имени М.В. Ломоносова, 2018, 2022); The 19th International Symposium on Flow Visualization (Китай, г. Шанхай, 2021); Всероссийская конференция молодых ученых — механиков YSM-2021 (г. Сочи, 2021); XVI Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков — ОМИП 2021», (Москва, 2021); 18th, 20th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (г. Москва, 2019, 2021); XLVIII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, 2021); Круглый стол Актуальные проблемы высокоскоростных потоков из серии «Диалог о настоящем и будущем» (телемост МГУ имени М.В. Ломоносова – Университет Токай, Япония, 2020); XX Международная школа — семинар «Модели и методы аэродинамики» (г. Евпатория 2020); The 15th international conference on fluid control, measurements, and visualization «FLUCOME» (Италия, Неаполь, 2019).

Также в соавторстве было представлено 12 докладов по теме диссертации.

Связь работы с государственными программами и НИР. Работа выполнена в рамках грантов Российского Научного Фонда № 18-19-00672, 22-29-00652, 22-79-00054.

Личный вклад. Все экспериментальные данные и результаты, приведенные в диссертации, получены автором лично при научном руководстве доктора физико-математических наук, профессора Знаменской Ирины Александровны.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 16 печатных изданиях, из которых 6 статей, в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI: [1–6]; 10 публикации в сборниках трудов, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI: [7–12], и в иных сборниках трудов: [13–16].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации 106 страниц включая 50 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 109 наименований.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Взаимодействие разрядов с газодинамическим течением

В конце прошлого столетия началось бурное развитие различных технологий управления, создания или поддержания необходимых условий газодинамического потока. Исследуются как пассивные методы управления, так и активные. К пассивным методам можно отнести модификации формы поверхности, вихрегенераторы, микро и макрошероховатости такие, как ребра, лунки, канавки, выступы и многое другое и преимущественно применимы для аэродинамических (внешних) течений [17–19] и др. Одним из наиболее перспективных методов является использование активных методов управления потоком. Плазменные устройства имеют малые размеры и могут быстро воздействовать как на внешние, так и внутренние течения. Газовый разряд является одним из самых широко исследуемых и используемых способов для создания низкотемпературной плазмы [20; 21]. Наиболее эффективные системы управления потоком, основанные на применении газовых разрядов, способствуют изменению аэродинамического сопротивления [22], управлению шумовыми характеристиками [23], позволяют управлять обтеканием не только в дозвуковом [24; 25] течении, но и в сверхзвуковом диапазоне [26; 27], в частности, конфигурациями ударных волн [28–31]; контролировать отрыв [32; 33] и переход пограничного слоя [34; 35]; а также способствуют оптимизации воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания [36–38].

При иницировании электрических разрядов разного типа в высокоскоростных потоках газа основными механизмами воздействия на течение служит преимущественно тепловой механизм (нагрев) [2; 39–45], ударно-волновой механизм при иницировании импульсных разрядов наносекундной длительности (движение ударных волн от разряда) [24; 45; 46], пристеночное течение (ионный ветер) для поверхностных разрядов [26; 47–50]. Быстрое импульсное вложение энергии в газовую среду может быть реализовано при взрывных процессах, оптическом пробое среды, разрядах наносекундной длительности, например, [30; 46; 51; 52]. Эффективность воздействия разряда на поток определяется отноше-

нием D вложенной в поток энергии разряда W к энтальпии газодинамического потока h :

$$D = \frac{W}{h}.$$

Воздействие разрядов на различные конфигурации с ударными волнами часто исследуется в связи с возможностью применения полученных результатов в плазменных технологиях и решения практических задач. Наличие газоразрядной плазмы в потоке с ударными волнами может приводить к значительным изменениям в конфигурации ударно-волновых структур и потока [29; 53–56], в частности при воздействии на ударную волну (см. Рисунок 1.1). Так, при создании определенных условий на ее фронте может быть осуществлено ее преобразование вплоть до изменения формы и структуры. При наносекундной объемной ионизации (длительностью нарастания тока 10 - 30 нс) фронт ударной волны становится границей раздела двух сред плазмы и газа [29; 57]. Авторами было показано, что импульсные объемные разряды способны, таким образом, приводить к распаду разрыва - фронта ударной волны, с формированием двух новых скачков и контактной поверхности между ними (см. Рисунок 1.1б).

В работах [28; 53] исследуется разряд уже длительно поддерживающий ионизацию газового объема (стационарного действия), который может быть выполнен на штыревых электродах. Такой тип разряда за счет неравновесной плазменной среды, созданной слаботоковым газовым разрядом, воздействует на ударную волну, но по иному механизму (см. Рисунок 1.1а). Газовый разряд ионизирует разрядный объем воздействия, что приводит к пропорциональному уширению ударной волны с числом Маха $M = 6,8$ от 0,2 мм до 0,6 мм и увеличению скорости от 1800 м/с до 2100 м/с при ее распространении через область плазмы. Т.е. при прохождении ударной волны через разогретую ионизованную область постоянного воздействия, сформированную тлеющим газовым разрядом, вследствие взаимодействия ударной волны с газоразрядной плазменной областью образуется новая ударно-волновая конфигурация. Выпуклость фронтов разрывов в полученной конфигурации направлена в сторону движения первоначальной ударной волны [28].

Активно исследовалось воздействие электрических разрядов на области потока с косыми скачками, образованными на поверхности с уступом в виде клина [32; 54; 58]. В работе [54] рассматривается влияние квазипостоянного элек-

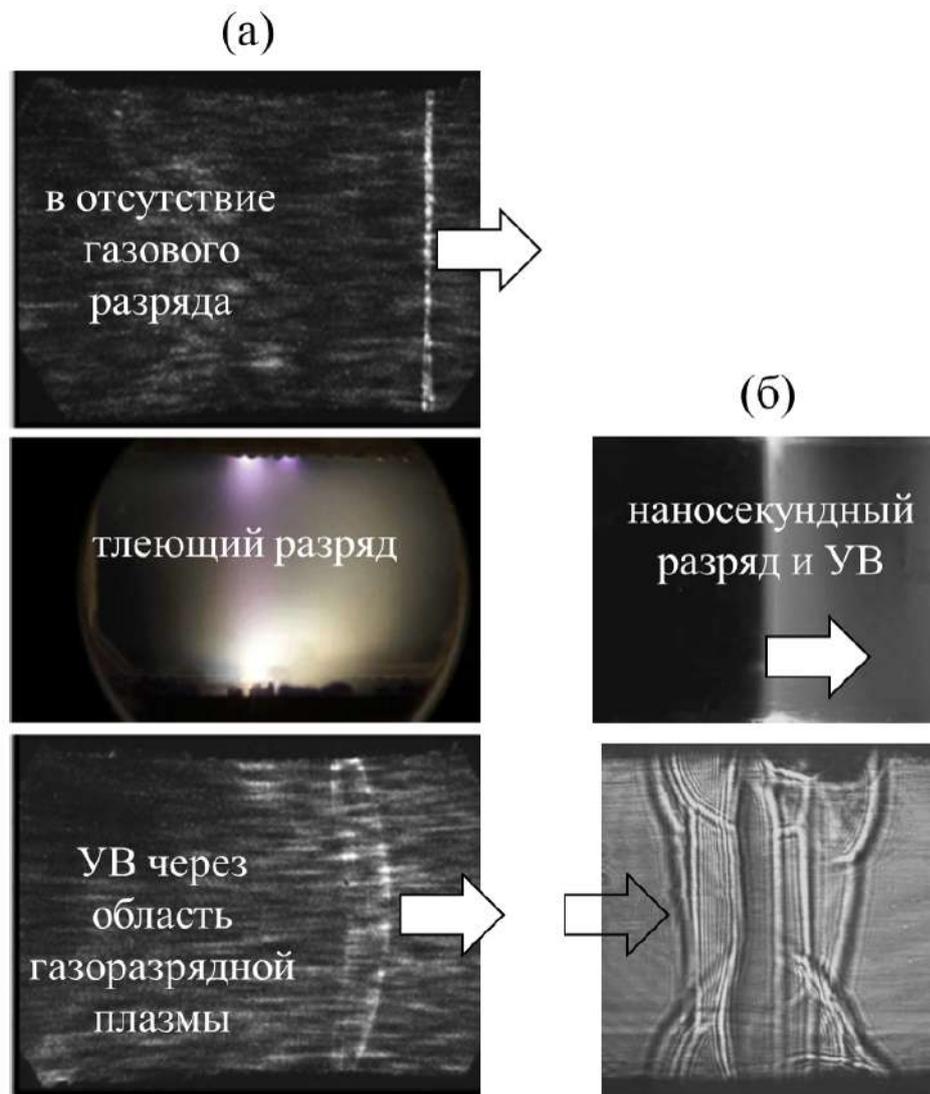


Рисунок 1.1 — Пример воздействия объемного (а) стационарного [53] и (б) импульсного [29] разрядов на фронт ударной волны

трического разряда (Q-DC) на структуру течения вблизи угла $19,4^\circ$ обтекаемого сверхзвуковым потоком с числом Маха 2. В работе показано, что давление на наклонную поверхность можно снизить на 9-16 % с помощью плазменного разряда, при этом давление на горизонтальную поверхность клина увеличивалось на 20-60 %. Включение плазменного актуатора приводит к смещению положения косога скачка к электроду, образуя косую ударную волну с углом около 36° . Эффективность плазменного управления составляет от 17,5 % до 25 %.

В работах было теоретически [31; 59–61] и экспериментально [62–64] показано, что создание энергоподвода (плазменного образования) перед обтекаемой моделью, в сверхзвуковом потоке приводит к модификации, ослаблению ударной волны, ее отдалению от модели. Плазма разряда, генерируемая перед

моделью, способна эффективно отклонять набегающий поток (например, см. Рисунок 1.2).

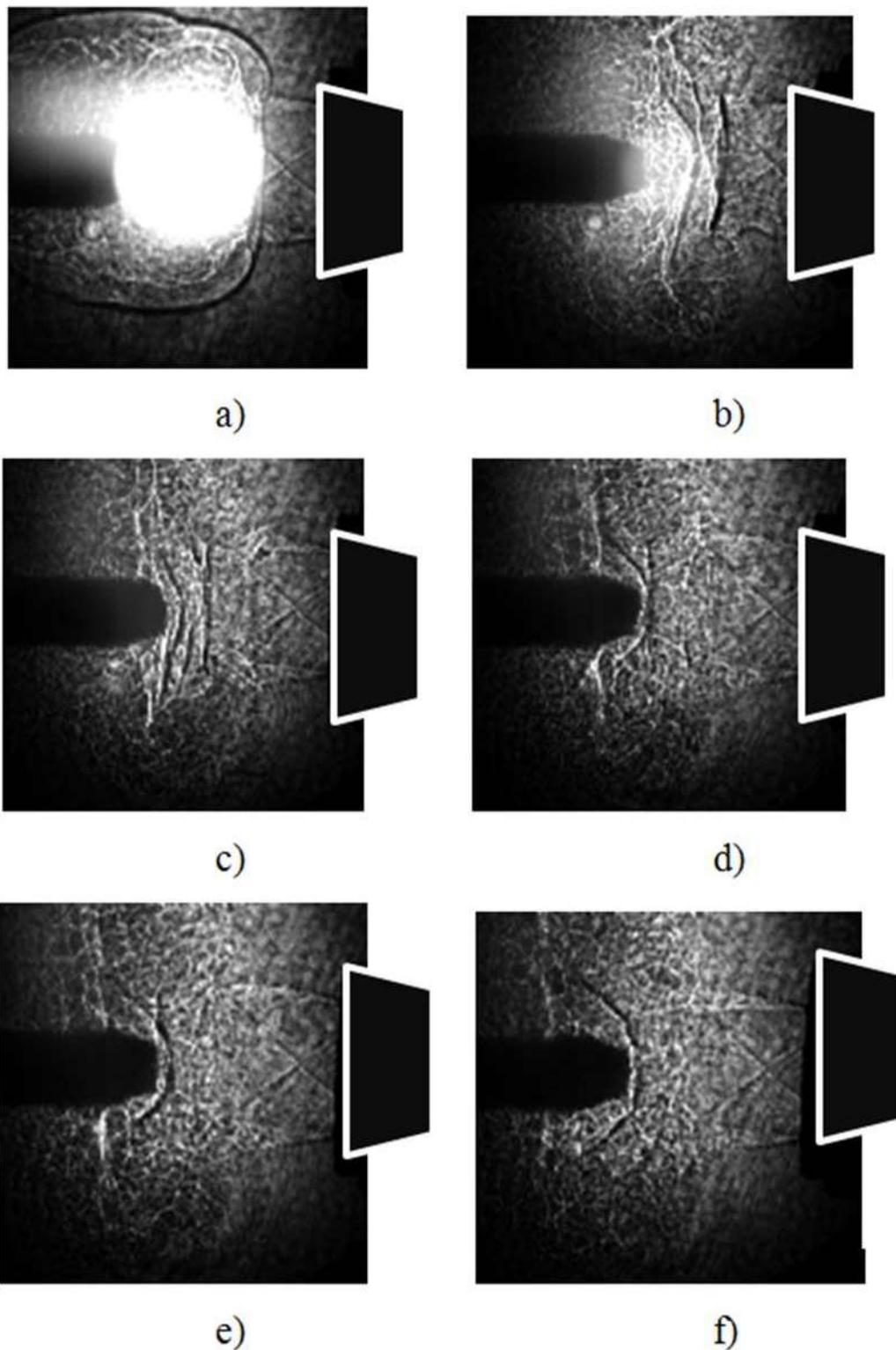


Рисунок 1.2 — Шлирен-изображения воздействия плазмоида на сверхзвуковой поток: (a) $t = 66$ мкс; (b) $t = 107$ мкс; (c) $t = 140$ мкс; (d) $t = 166$ мкс; (e) $t = 173$ мкс; (f) $t = 193$ мкс [63]

На основе оптического разряда (лазерная искра) и вызванного им объемного энерговыделения имеется возможность осуществить плазменное воздействие на течение, в частности, на высокоскоростную струю. Это позволяет изменять структуру течения и интенсивность формируемых ударных волн [46]. При вводе лазерного излучения в сверхзвуковую струю образуется периодическая структура теплового следа с формированием нестационарной ударной волны от зоны энерговыделения (см. Рисунок 1.3). При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсно-периодическом режиме. Показано, что при малых дозвуковых скоростях потока и в неподвижной атмосфере образуются эллиптические нестационарные ударные волны.

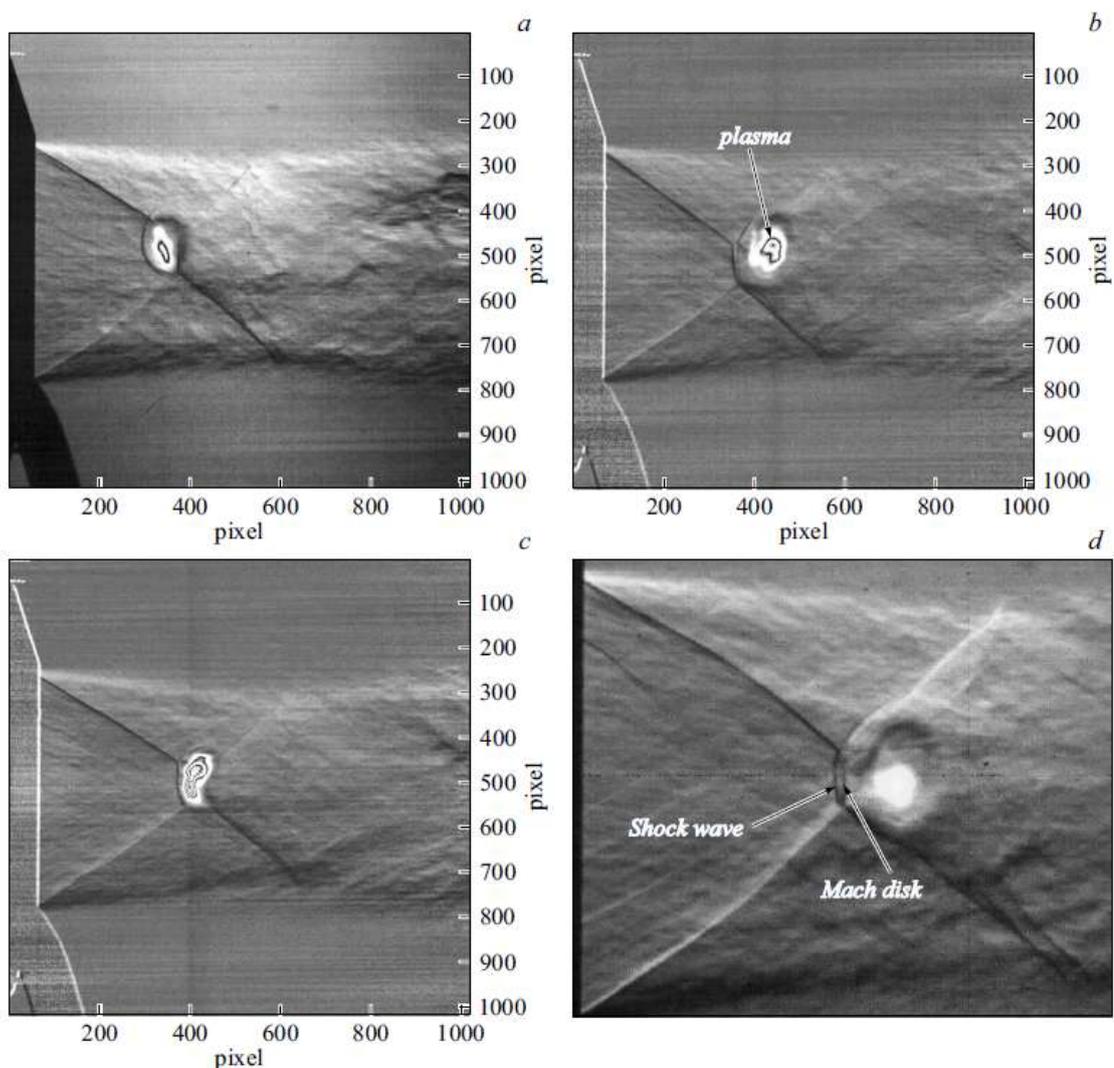


Рисунок 1.3 — Оптический разряд в сверхзвуковой струе [46]

Локализованный подвод энергии на основе электрических разрядов является одним из перспективных способов улучшения поджигания и сгорания топ-

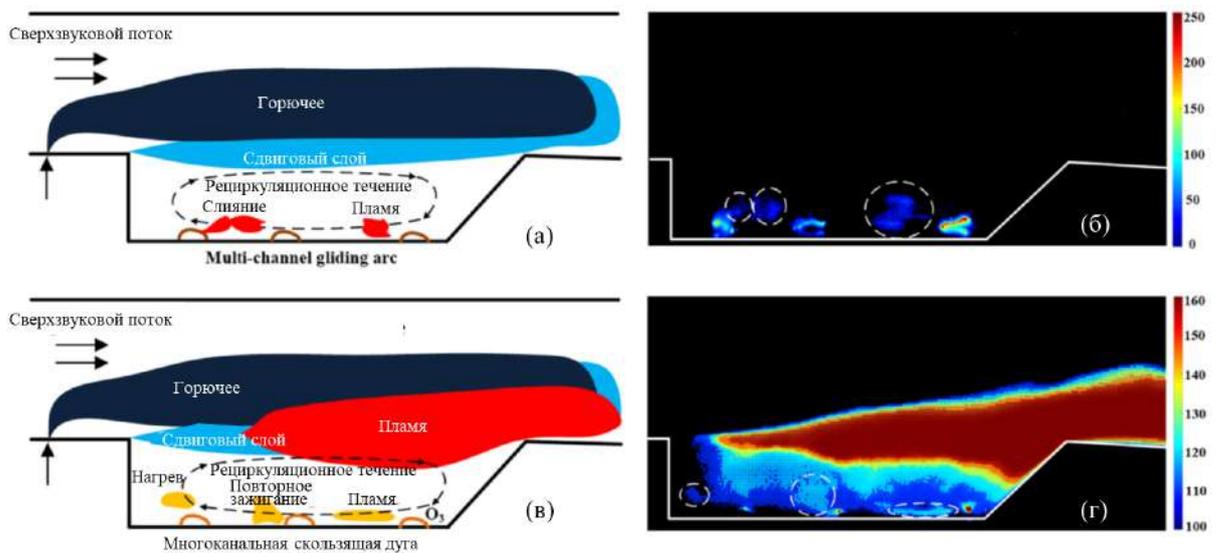


Рисунок 1.4 — Характерный способ воспламенения, применяемый, например, в камерах сгорания [36]

лива в трактах двигателей высокоскоростных летательных аппаратов, например, [36; 41; 65—68] (см. Рисунок 1.4). Использование нитевидных разрядов [69], наносекундных импульсных разрядов или плазменных горелок улучшает эффективность сгорания, смешивание топлива с воздухом и стабилизацию пламени [70]. Наносекундные разряды используются для решения довольно широкого круга задач. Они применяются для зажигания в импульсном детонационном двигателе, в результате чего зажигание становится более эффективным [71]; удержания пламени в ГПВРД [72]; для стабилизации пламени в горелке газовой турбины с вихревой стабилизацией [73].

Наличие полостей существенно влияет на устанавливаемые в устройстве режимы горения и детонации и их зависимость от определяющих параметров задачи [74; 75]. Авторы статьи [76] рассмотрели плазму квазипостоянного тока разряда в сочетании со специальными устройствами в камере сгорания ракетного двигателя для подавления высокочастотной неустойчивости горения в ракетных двигателях. Они показали, что за счет уменьшения локального тепловыделения плазма способна влиять на неустойчивость высокочастотного горения в камере сгорания, и предложили оптимальное расположение для лучшего контроля неустойчивости высокочастотного горения.

Плазма играет значительную роль в усилении горения за счет увеличения интенсивности излучения и площади пламени полости. Источник плазмы находился в каверне, создающая зону отрыва (рециркуляцию) [69; 70; 77].

Существенным является влияние условий окружающей среды на рабочие характеристики разряда. Характеристики различных используемых для воздействия на поток разрядов хорошо изучены в лабораторных условиях, при этом они предназначены для работы в различных нестандартных условиях. Аэрокосмические приложения предполагают работу на большой высоте, где окружающая среда имеет такие характеристики как, например, низкая температура, низкое давление. В ряде работ отмечено влияние давления газовой среды на конфигурации электрического разряда, например, диффузный плазменный актуатор способен переходить к филаментарному режиму горения [78; 79], тлеющие разряды переходят в дугу [80], импульсный поверхностный разряд [3] и объемный разряд [81; 82]) к стягиванию или пробойному режиму реализации [83]. При изменении давления газа может происходить переход от диффузной конфигурации к конфигурации контракции разряда. Исследование плазменного актуатора [78] показало, что при 1 атм формируется небольшая область разряда, затем область плазмы значительно расширяется при снижении давления окружающего воздуха. При 0,2 атм плазма становится более диффузной и распространяется дальше в направлении x , а также в боковом направлении. Поверхность плазменного образования вытягивается линейно в исследованном диапазоне давлений, также наблюдается увеличение максимального тока разряда от 30 мА до 200 мА при снижении давления от 1 атм до 0,2 атм.

На основе исследования работы диэлектрического барьерного разряда было показано, что окружающее давление оказывает сильное влияние на его работу, в частности, инициированная скорость и создаваемая сила следуют нелинейному, немонотонному поведению при изменении давления [25; 78] - а именно наблюдается увеличение параметров при уменьшении давления от 1 до 0,6 атм, что свидетельствует об увеличении длины свободного пробега частиц. При уменьшении давления разряд переходит из нитевидного в диффузный. Давление окружающей среды, очевидно, влияет на пределы электрического пробоя рабочего газа. Минимальное напряжение пробоя практически линейно уменьшается с давлением в диапазоне 0,2-1 атм [35; 79].

Авторами работы [30] были рассмотрены два режима влияния внешнего электрического поля на плазму оптического разряда: электрическое поле направлено по воздушному потоку либо поперек воздушного потока, а также были использованы плоские и кольцевые электроды (см. Рисунок 1.5). Экспери-

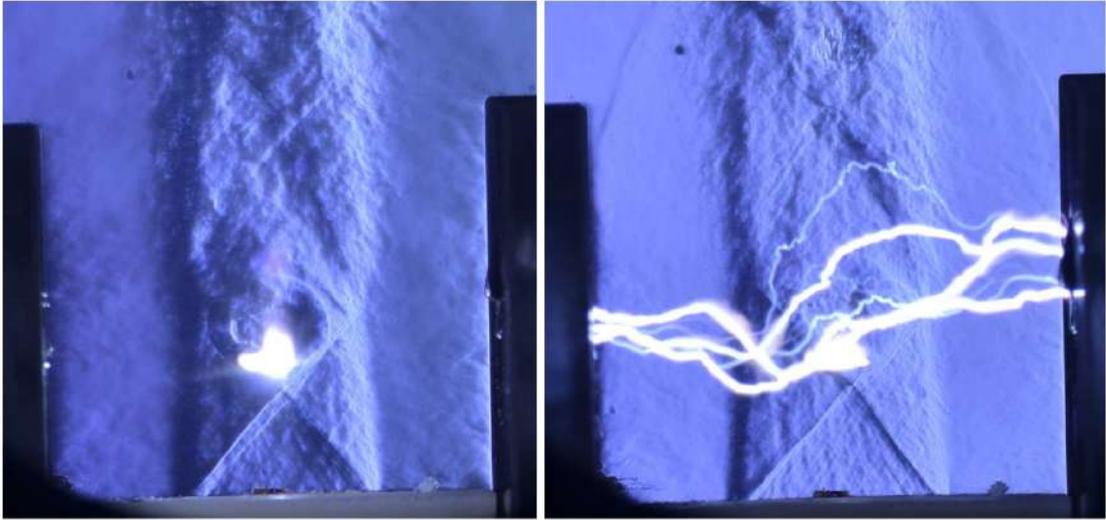


Рисунок 1.5 — Оптический разряд в сверхзвуковой струе при наличии электрического поля (полное давление $P_0 = 0.5\text{MPa}$, $U = 22\text{ kV}$): без стримеров, со стримерами [30]

ментально показана возможность одновременного существования оптического и электрического разрядов. Эффект от реализации в потоке совместно оптического и электрического разрядов приведет к дополнительному энергетическому воздействию на структуру течения, и тем самым может улучшить условия для инициирования горения и стабилизации топливных смесей, приближаясь к квазистационарному режиму энергетического воздействия на сверхзвуковое течение.

Одним из наиболее важных аспектов влияния внешних условий на работу разрядов является влияние внешней скорости (например, [30; 81]). Было обнаружено, что напряжение пробоя увеличивается с увеличением скорости [23]. Важным эффектом является также переход от режима свечения к нитевидному за счет увеличения внешней скорости.

В работах по исследованию импульсного объемного разряда ИОР было показано, что за счет сильной зависимости локальной проводимости среды от приведенного электрического поля E/N разряд "стягивается" в области пониженной плотности, которые становятся при этом источником повышенной интенсивности свечения [84], таким образом, демонстрируя влияние поля плотности на локализацию импульсных разрядов.

1.2 Ударные (взрывные) волны при инициировании импульсных разрядов

Ударные волны, формируемые при интенсивном энерговыделении, активно исследуются, ввиду того, что данная проблема является фундаментальной в газовой динамике [31; 37; 81; 85; 86]. Вложение энергии посредством инициирования импульсного разряда в движущуюся газовую среду приводит к формированию нестационарного течения и его взаимодействию с высокоскоростным потоком с областью энерговыклада [24; 30; 32; 37; 43]. Большая доля электрической энергии в разрядах в воздухе переходит в энергию колебательных и электронных степеней свободы молекул и зависит от параметров разряда и свойств среды. Длительность перехода энергии в поступательные степени свободы молекул газа находится в микросекундном временном диапазоне. Далее часть энергии переходит в тепловую энергию в процессе колебательно-поступательной релаксации за время порядка нескольких миллисекунд. Быстрое изменение состояния газа в области протекания тока разряда, в том числе возрастание температуры и давления, приводит к образованию и движению газодинамических разрывов и волн разрежения от границ газ – плазма. При инициировании импульсных разрядов в высокоскоростных потоках газа определяющими являются тепловое воздействие на течение и движение ударных волн [37; 40; 45].

Известно, что физические свойства формируемых взрывных волн зависят от скорости высвобождения энергии и удельного энерговыделения [40; 42; 45]. Решение задачи о точечном сильном взрыве было получено Седовым [87]. Взрывные волны могут быть получены при помощи различных типов импульсных электрических разрядов и оптических пробоев. Процент энергии разряда, который мгновенно переходит в энергию газодинамических возмущений, является важнейшим параметром, характеризующим воздействие плазмы на поток. Он может быть рассчитан посредством решения обратной задачи: экспериментальные изображения ударных волн, созданных импульсным разрядом, должны соответствовать изображениям данного процесса, полученными в результате численного моделирования (CFD), например, [42; 85].

Так, на основе объемного оптического разряда хорошо видна ударная волна, распространяющаяся из области энергоподвода по покоящейся среде, что

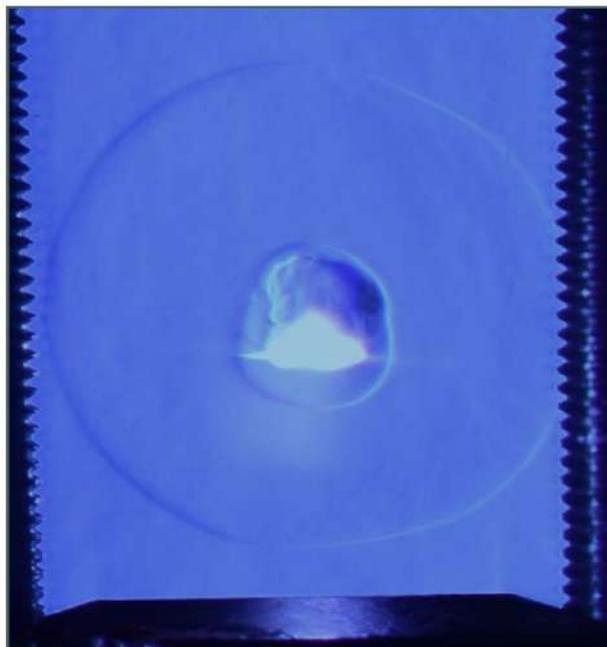


Рисунок 1.6 — Теневая регистрация оптического разряда в отсутствие электрического поля без потока [30]

продемонстрировано на Рисунке 1.6 из работы [30]. Размеры плазменной области составляют 5 - 7 мм. Вначале ударная волна повторяет форму плазменного образования, а затем принимает форму окружности. Приводятся анализ структуры сверхзвуковой струи при нерасчетном истечении в атмосферу, область фокусировки лазерного луча находится выше конического скачка уплотнения. Наблюдаемая структура включает в себя сверхзвуковую затопленную струю с характерными скачками уплотнения, плазмоид, тепловые неоднородности в следе за ним. В пространстве за границей струи наблюдаются периодические звуковые возмущения, частота которых соответствует частоте следования лазерных импульсов.

Другим способом реализации ударных волн может служить наносекундный импульсный плазменный актуатор на основе наносекундного диэлектрического барьерного разряда (ns-DBD) [38; 67; 76; 88; 89]. В работе [90] приведены данные экспериментов и их сравнения с численным моделированием, где исследовалось движение ударных волн, генерируемых ns-DBD в неподвижном воздухе. Результаты экспериментов показали, что при напряжениях разряда 30-40 кВ на ранней стадии разряда (1-3 микросекунды) генерируется сильная ударная волна со скоростью 400 м/с, в то время как при напряжении 18 кВ появляется слабая волна давления. Интенсивность ударной волны быстро спадает в первые 5 микросекунд. Таким образом, интенсивность ударной волны зави-

сит от амплитуды импульсного напряжения. Эта работа хорошо иллюстрирует, что плазменный DBD-актуатор имеет значительные временные и локальные пространственные эффекты.

В работе [84] представлены результаты исследования о взаимодействии сверхзвукового потока газа с объемным импульсным разрядом с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов. Авторами был сделан вывод, что нагрев газа является основной характеристикой, определяющей воздействие разряда на газодинамические процессы: доля энергии разряда, идущая за время импульса непосредственно на нагрев газа, определяется приведенным полем E/N и была оценена в 10 - 20 %. Было показано, что основная часть энергозатрат затрачивается на колебательное возбуждение молекул азота и диссоциацию O_2 . Было показано, что скачок температуры происходит в два этапа. Первая стадия соответствует "быстрому" нагреву ($t = 0,1 - 1$ мкс), именно она приводит к формированию звуковых и ударных волн. Вторая стадия длится 50 - 500 мкс и не влияет на поток значительным образом. Физика данных процессов нагрева также была объяснена авторами работы [40; 45].

1.3 Панорамные методы исследования газодинамических течений: теневой метод, трассирование, визуализация разрядом

В физике и механике переход от пленочных технологий [91] регистрации динамических процессов к цифровым [92] технологиям привел к многократному увеличению объемов визуальной информации. При этом теневой метод визуализации и его модификации продолжают оставаться основными, широкодоступными инструментами исследования течений газа. Применение некоторых из этих методов к сверхзвуковым потокам может быть весьма сложной задачей из-за высокой скорости, сильных градиентов и ограниченного оптического доступа, с которыми обычно сталкиваются исследователи на газодинамических стендах. Широко используемыми качественными и количественными методами оптической диагностики потоков с ударными волнами являются рефракционные методы - теневые, шпирен, интерферометрия.

Теневой метод активно применяется с начала 20-го века в лабораторных экспериментах, при проведении экспериментов в аэродинамических трубах, при тестировании высокоскоростных летательных аппаратов [93—95]. Теневая съемка позволяет определять положение различных газодинамических структур и неоднородностей, характеризующих поток. Было показано, что вихри и неоднородности турбулентного потока, двигаясь вместе с потоком, позволяют достаточно точно оценивать скорость потока [96—98].

При визуализации поля течения газа теневым методом изменение освещенности пропорционально степени изменения градиента плотности газа. При наличии в потоке сильных градиентов плотности - (в частности - ударных волн разрыва) происходят дополнительные отклонения луча на поверхности разрыва [99]. Шлирен - и теневые изображения позволяют определять локальный показатель преломления среды, и, используя закон Гладстона-Дейла, получить плотность ρ

$$n - 1 = k \cdot \rho$$

где k - константа для данного газа. При этом регистрируемое распределение яркости не дает напрямую значение n . Теневые и интерференционные методы применяются для визуализации и количественного анализа двумерных, а также некоторых осесимметричных газодинамических течений. Как правило, в качестве такого эталонного объекта используется линза с известным диаметром и фокусным расстоянием [100; 101].

Визуализацию шлирен-методом течения с лазерным энергоподводом, можно рассмотреть на примере изображения сверхзвуковой струи газа, истекающей из сопла (см. Рисунок 1.5) из работ [30; 68].

Современное цифровое оборудование позволяет производить теневую съемку быстропротекающих процессов в газах со скоростью до 10 000 000 кадров/с при достаточно высоком пространственном разрешении. Это позволяет измерять пространственно-временные параметры разрывов и возмущений в сверхзвуковых течениях с микросекундным разрешением (например, см. Рисунок 1.2).

В сверхзвуковых разреженных течениях значительная часть классических рефракционных методов непригодна из-за очень малой плотности, и, поэтому можно найти весьма немного работ на эту тему [102].

Для визуализации сверхзвукового течения в аэродинамических трубах низкого давления используются методы, основанные на использовании свечения, возбуждаемого столкновениями электронов с молекулами газа. Наиболее часто применяют методы возбуждения с помощью электронного луча и электрического разряда. Интенсивность излучения тлеющего разряда пропорциональна плотности газа. Действительно, функция возбуждения молекул газа слабо зависит от энергии электрона в диапазоне энергий, обычно используемых для визуализации. Следовательно, несмотря на то, что энергия электронов при переходе из областей с различной плотностью изменяется за счет изменения длины свободного пробега, интенсивность свечения зависит только от числа молекул газа в единице объема при фиксированном числе электронов [103]. Поэтому визуализация методом тлеющего разряда основана на использовании света, излучаемого при довозбуждении молекул газа. Этот метод ограничен тем, что область свечения разряда резко уменьшается с ростом давления газа. В потоках более высокого давления некоторые авторы используют коронные разряды [104; 105], либо импульсные объемные разряды с предыонизацией [2; 106], либо импульсные поверхностные разряды [52]. В потоках низкого давления могут для визуализации разрядом использоваться различные технические устройства. Возбужденные частицы могут создаваться внутри или перед сверхзвуковым соплом. В этих случаях горловина сопла действует как электрод. Это создает светящийся поток плазмы, интенсивность которого зависит от плотности. Недостатком такой установки является то, что плазма вызывает изменения потока. Этот метод больше подходит для исследований управлением потока. Алферов и Калачев [103] наблюдали различные картины течения при размещении модели в области свечения разряда, особенно в случае диффузного разряда. Это также наблюдали и объясняли авторы в работе [107]. При визуализации разрядом нагревается поток или пограничный слой в сопле, вызывая уменьшение числа Маха и, следовательно, и изменение конфигурации ударной волны. При создании визуализирующего разряда непосредственно на поверхности тела, помещенного в сверхзвуковой поток, или при размещении хотя бы одного электрода на модели (металлической вставке) изменение ударной конфигурации может

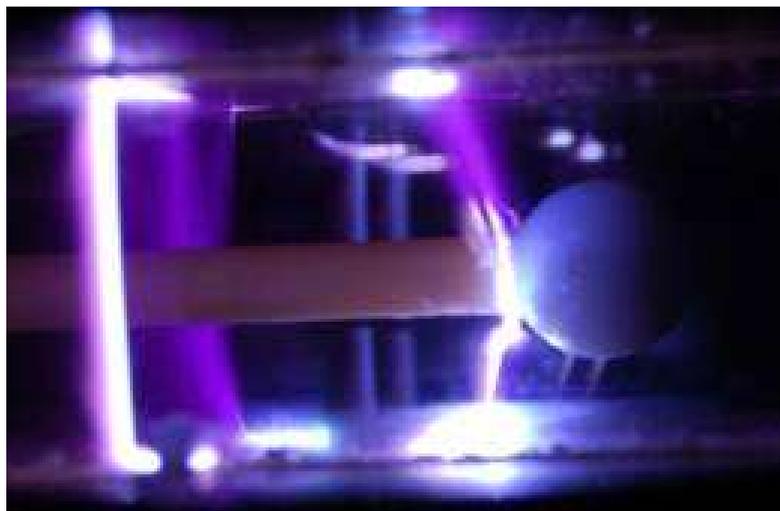


Рисунок 1.7 — Визуализация импульсным объемным разрядом нестационарного обтекания шара [108]

быть более существенной, в зависимости от условий потока и мощности, используемой для создания разряда. Можно отметить, что подобные конфигурации электродов используются для исследований управления потоком плазмы.

При горении стационарного объемного разряда в потоке газа пространственные неоднородности плотности среды ведут к перераспределению интенсивности излучения плазмы разряда. Этот эффект достаточно часто используется для визуализации сверхзвуковых течений в аэродинамических трубах при низких давлениях. Неоднородность плотности приводит к перераспределению тока за счет сильной зависимости концентрации электронов и проводимости от величины коэффициента ионизации. Коэффициент ионизации является нелинейной функцией отношения напряженности поля к концентрации нейтральных частиц E/N . В зависимости от отношения величины линейного масштаба, характеризующего градиент концентрации частиц к различным характерным физическим масштабам (дебаевскому радиусу, длине свободного пробега электронов и т. д.) возможны различные физические эффекты, связанные с градиентами плотности газа. Метод визуализации импульсным объемным разрядом позволяет изучать сложные трехмерные течения, например, Рисунок 1.7, включая нестационарные квазидвумерные течения в канале с уступами и моделями, возникающее в канале за падающей ударной волной [106; 108].

Движение газа можно визуализировать, вводя в поток меченые, окрашенные частицы. Такой метод визуализации - метод трассирования - является одним из старейших способов прямой визуализации течения. Регистрируя с экс-

позицией δt движение трассирующих частиц в потоке, можно получить изображения отрезков пути δs , пройденные частицами за δt . Величина $v = \delta s / \delta t$ представляет собой среднюю скорость частицы на этом отрезке. Цифровая обработка результатов трассирования развилась в специальное направление обеспечивающее реконструкцию динамики полей скорости - цифровая трассерная анемометрия (ЦТА) или PIV анемометрия по изображениям частиц (PIV - Particle Image Velocimetry), Метод PIV хорошо зарекомендовали себя для исследования газодинамических потоков, но пока их использование в потоках с разрывами ограничено [108]. В последние годы благодаря распространению алгоритмов цифровой обработки изображений появились работы по использованию беззасевого трассирования - слежение за структурными элементами потока, маркерами, присутствующими в самом потоке.

1.4 Выводы к Главе 1

Проведен анализ научных работ по взаимодействию газовых разрядов и высокоскоростных газодинамических течений. Показано, что газовые разряды позволяют значительно влиять на конфигурацию и свойства потока и газодинамические структуры, что открывает возможности для их эффективного применения в практических целях.

Различные исследования показали, что эффективное воздействие на высокоскоростной поток газа возможно на основе импульсного энергоподвода, создаваемого посредством инициирования импульсных разрядов. Среди основных факторов, влияющих на воздействие импульсного разряда на поток, выделяется ударно-волновое течение, возникающее в результате субмикросекундного энергоподвода. Тепловое воздействие разрядов, в частности, способствует оптимизации воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания.

Был проведен анализ ряда работ по реализации импульсного разряда с предыонизацией в потоке с разрывами; для создания предыонизации использовалось ультрафиолетовое излучение от плазменных электродов. Преимущества пробоя через зону предыонизации заключается в однородности горения разряда

по всему объему предыонизации и однородности реализуемого разрядом энерговклада.

Обзор основных современных панорамных методов визуализации потоков показывает, что использование цифровых технологий за последние два десятилетия позволило осуществить качественный рывок в области применения традиционных методов, основанных на рефракции и трассировании. Современное цифровое оборудование позволяет производить теневую съемку высокоскоростных газодинамических течений, измерять положения и скорость распространения разрывов и возмущений в сверхзвуковых потоках. Продолжается активное развитие систем визуализации и алгоритмов обработки полученных изображений.

Глава 2. Экспериментальная установка. Течение в канале ударной трубы с разрядной секцией

2.1 Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование взаимодействия импульсного объемного разряда с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов ИОР с высокоскоростным течением проводилось на стенде УТРО-3 (Ударная Труба - Разряд - Оптика в третьей модификации), представляющего собой однодиафрагменную ударную трубу со специальной разрядной секцией (см. Рисунок 2.1).

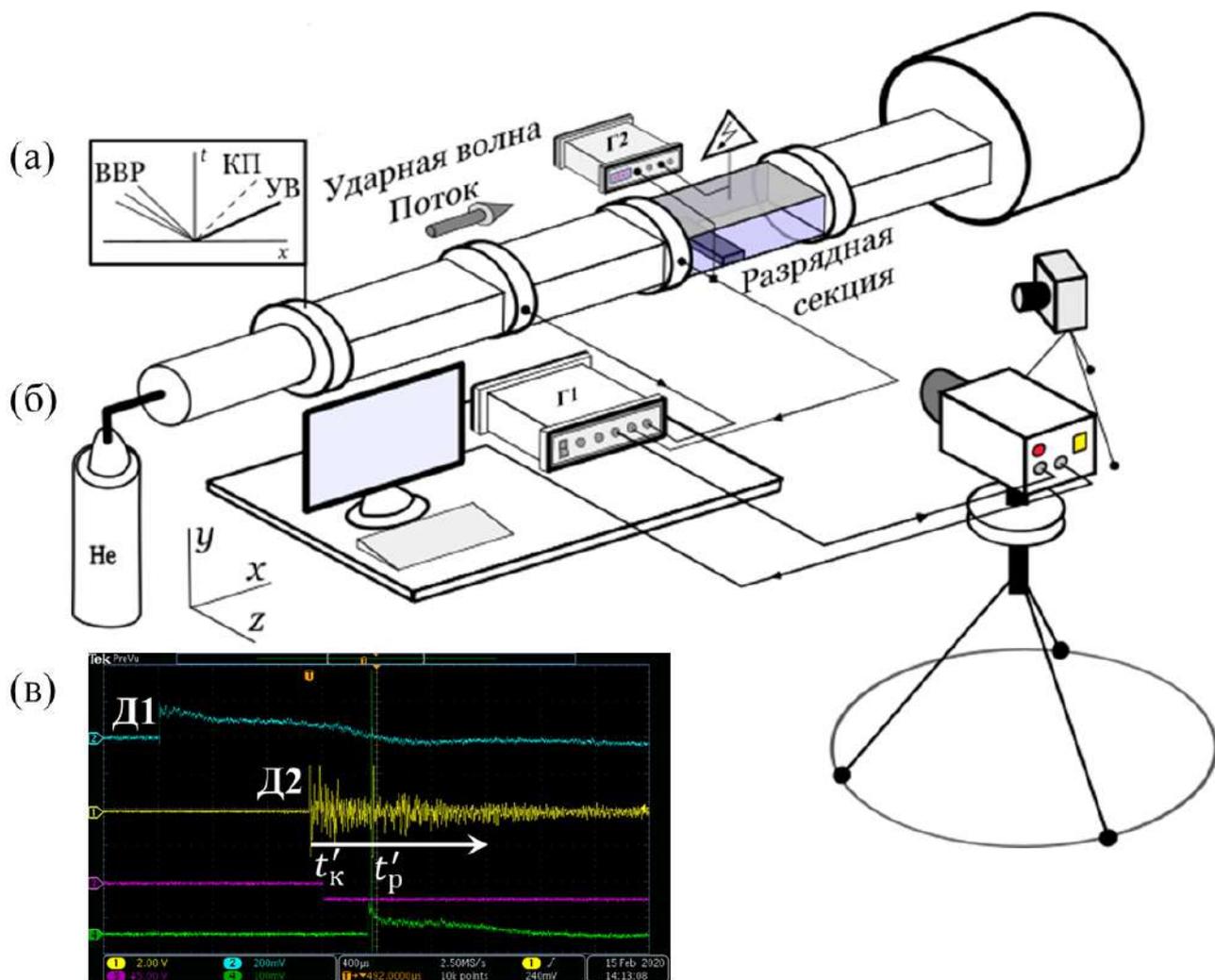


Рисунок 2.1 — Схема распада разрыва на диафрагме (а), схема установки ударной трубы с разрядной секцией (б) и снимок экрана осциллографа с синхронизацией сигналов (в).

Ударная труба включала в себя камеру высокого давления КВД с внутренним диаметром 40 мм и длиной 54 см, и камеру низкого давления КНД - канал, имеющий прямоугольное сечение - 24×48 мм² длиной 313 см. Камера высокого давления заполняется газовой смесью состоящей из 1 атмосферы воздуха и 4 – 8 атм гелия, нагнетаемого до критического давления, при котором впоследствии происходит разрыв диафрагмы (Рисунок 2.1а). Переходная секция длиной 9,5 см расположена между КВД и КНД с целью преобразования формы поперечного сечения: из круглой в прямоугольную. КНД включает разрядную секцию и в дальнейшем будет называться каналом, к концу которого герметично пристыкован цилиндрический гасящий бак, длиной 35,5 см и диаметром 36 см.

Из КНД откачивается воздух до значения 20 ± 2 торр. До разрыва диафрагмы газ с обеих её сторон покоится. Обычно откачивание газа из секции низкого давления продолжается довольно долго. Из-за этого температура трубы и газа в ней близки к температуре окружающей среды T .

При достижении значительного перепада давления на диафрагме, происходит распад разрыва по типу, представленному на схеме из Рисунка 2.1а. Сжатый истекающий газ из КВД формирует перед собой плоскую ударную волну УВ только на расстоянии около 1 метра от начала движения. За ударной волной УВ по каналу следует контактная поверхность КП. Образовавшийся веер волн разрежения ВВР первоначально распространяется по камере со сжатым газом; после отражения от ее торца его движение сонаправлено с направлением движения УВ и КП.

Два пьезодатчика давления, Д1 и Д2 (см. Рисунок 2.1), установлены на расстоянии 103 см, и применяются для определения скорости падающей УВ. Датчики подключены к цифровому осциллографу; импульс с пьезодатчиков давления, получаемый при проходе УВ, позволяет рассчитать не только скорость движения разрыва, но и синхронизировать момент инициирования разряда, в частности, при его реализации в соответствующей фазе газодинамического процесса, а также запустить высокоскоростную камеру-регистратор. Так как расстояние L_{12} между Д1 и Д2 составляет 103 см, скорость УВ рассчитывается как $v = \frac{L_{12}}{\Delta t}$.

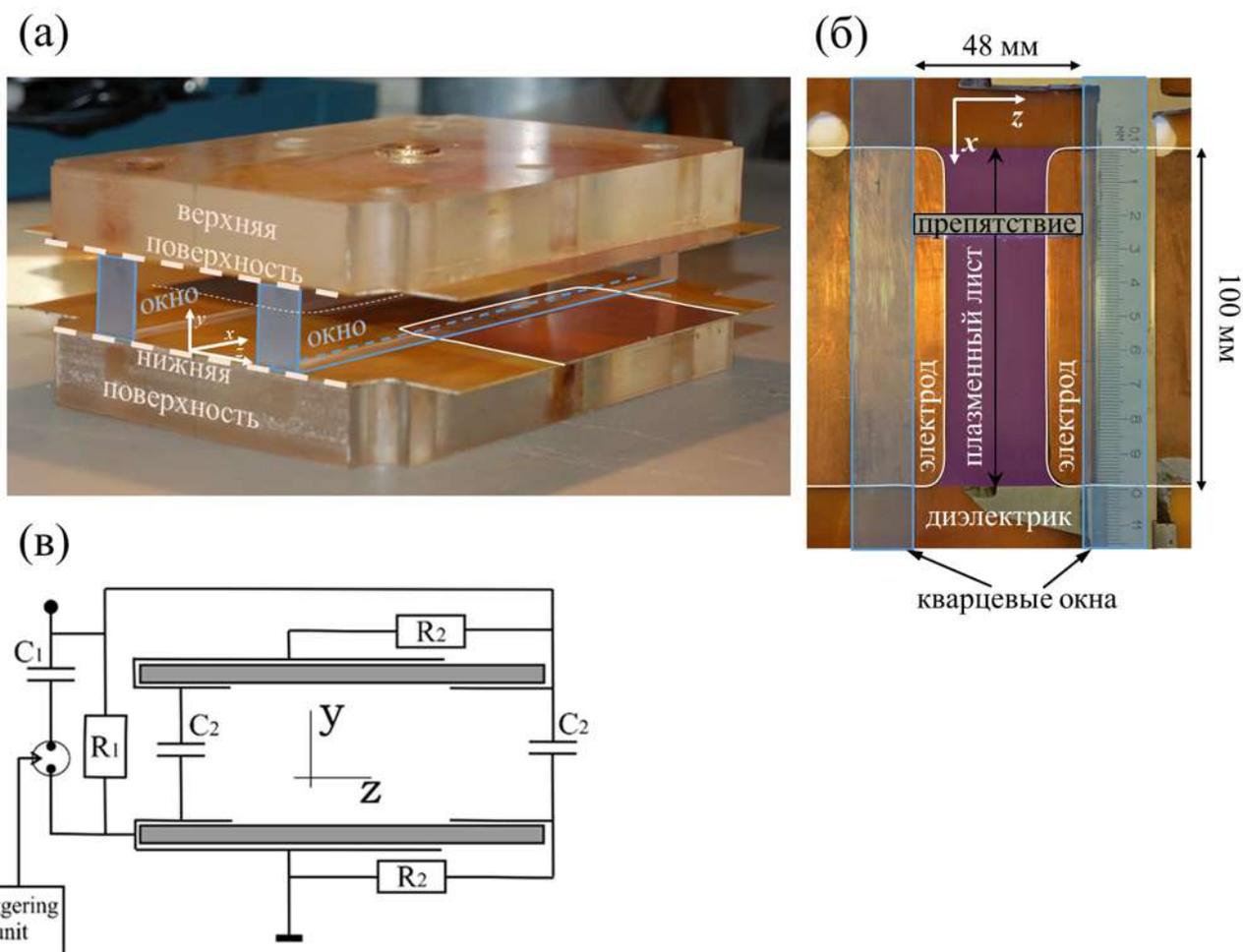


Рисунок 2.2 — Разрядная секция отделена от стенда (а), нижний плазменный лист с препятствием (б), электрическая схема разрядной секции (в), где $R_1 = R_2 = 1$ кОм, $C_1 = 2300$ пФ, $C_2 = 470$ пФ.

На фронте УВ, шириной порядка длины свободного пробега молекулы, газодинамические параметры испытывают скачок, согласно соотношениям Ренкина - Гюгонио, например, давления P и плотности ρ могут быть рассчитаны

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}, \quad \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2},$$

где индексы «0» - невозмущенный газ, «1» - условия, реализуемые в спутном потоке.

На расстоянии 210 см от диафрагмы в канал встроена разрядная (рабочая) секция (см. Рисунок 2.2а) без искажения внутреннего сечения, где инициируется ИОР. Для достижения поставленной в диссертационной работе цели, в область инициирования импульсного комбинированного разряда в зону плаз-

менного листа установлена диэлектрическая вставка в форме параллелепипеда размером $6 \times 2 \times 48 \text{ мм}^3$ (Рисунок 2.2б), применяемая для изменения профиля прямоугольного канала в области инициирования разряда.

В разрядной секции реализуется импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов (комбинированный разряд) ИОР (см. Рисунок 2.2в) как в условиях неподвижного газа, так и на различных участках газодинамического потока.

Горизонтальные поверхности разрядной секции изготовлены из плоской стеклотекстолитовой пластины толщиной 1 мм с электродами толщиной 100 мкм. Электроды длиной 100 мм являются медной фольгой, вытравленные на диэлектрической поверхности, где подстилающий электрод находится в контакте с одним из электродов через зажимы (см. Рисунок 2.2б). На верхней и нижней стенках камеры на расстоянии 24 мм друг от друга создавались импульсные разряды скользящие по поверхности диэлектрика (плазменные листы) площадью $30 \times 100 \text{ мм}^2$, обеспечивающие предыонизацию межэлектродного объема и выполняющие роль плазменных электродов для объемного разряда (см. Рисунок 2.2) [109]. Таким образом, протекание тока поверхностной фазы разряда осуществляется строго поперек канала - через 30 мм диэлектрический зазор и вдоль всей длины 100-мм. УФ-излучение от скользящего разряда формирует достаточно однородный плазменный фон в межэлектродном промежутке и обеспечивает однородность энергосвечения в основной фазе разряда.

Импульсное питание разряда осуществляется от конденсатора C_1 ёмкостью 2300 пФ, заряжаемого до рабочего напряжения 24 кВ и коммутируемого разрядником РУ-65. При приложении импульсного напряжения с крутизной нарастания $10^{11} - 10^{12} \text{ В/с}$ и зарядке, распределенных по длине электродов емкостей $C_2 = 470 \text{ пФ}$ формируется система каналов скользящего разряда по поверхностям диэлектрика, создавая плазменные листы (см. Рисунок 2.2б). После достижения достаточной концентрации электронов возникает объемный разряд.

Ток разряда измеряется с помощью малоиндуктивного шунта специальной конструкции. Шунт регистрирует полный ток ИОР. Ранее была произведена оценка концентрации электронов, которая показала, что это значение достигает $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, при падении напряжения на объемный разряд около $0,7U$ [57]. Максимум тока разряда достигает значений 1,2 кА (Рисунок 2.3).

Параметры тока (длительность, амплитуда и т.п.) исследуемого разряда и в однородном и в неоднородном потоке отличаются незначительно. Напряженность электрического поля достигала 200 – 600 Тд.

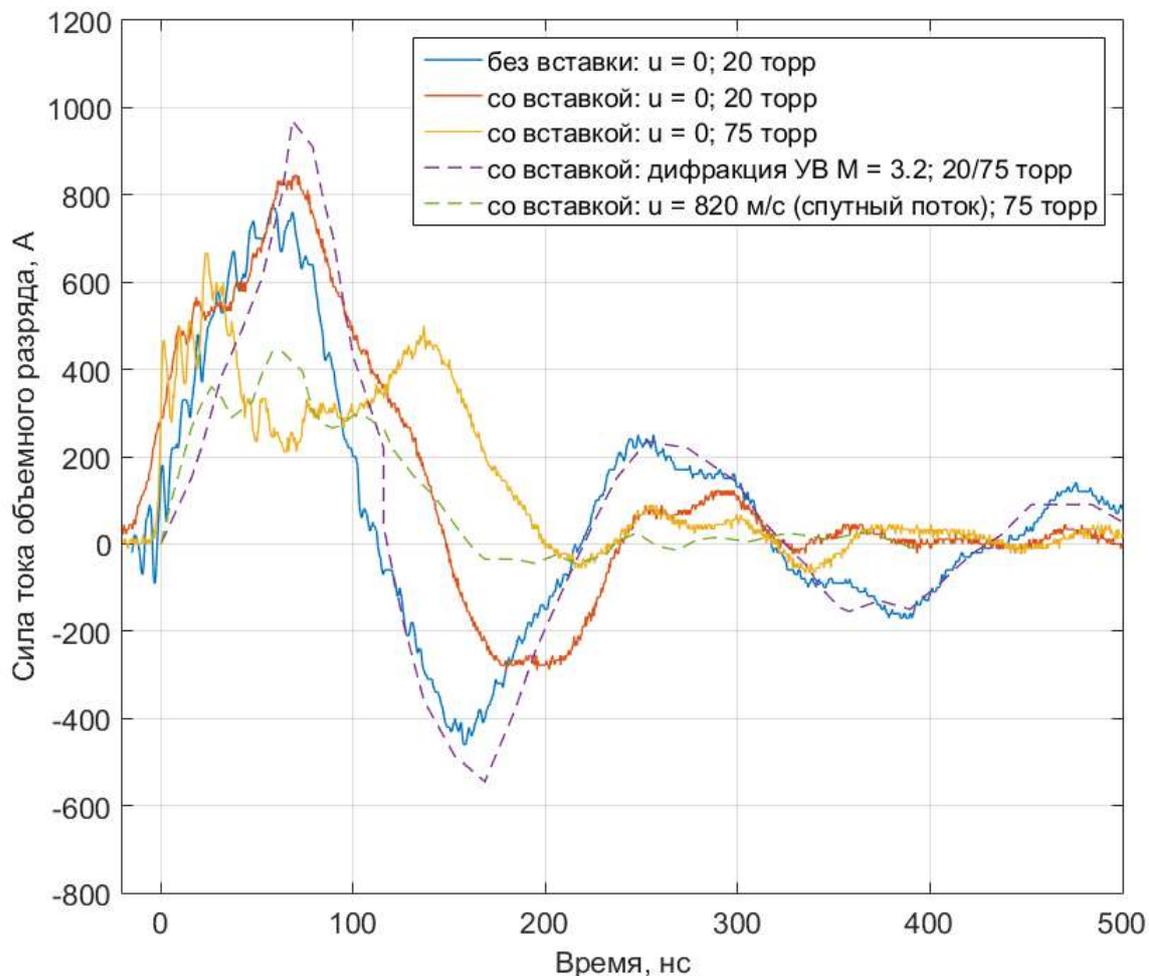


Рисунок 2.3 — Осциллограммы тока комбинированного разряда при импульсе напряжения 25 кВ в неподвижном воздухе при давлении 20 торр (со вставкой и без нее); со вставкой - 75 торр; при дифракции УВ с числом Маха $M_{ув} = 3,2$ ($P_0/P_1 = 20/75$ торр/торр); в условиях спутного потока $u = 820$ м/с (давление невозмущенного вставкой течения $P_1 = 75$ торр).

При развитии объемной фазы разряда на стадии предыонизации происходит прорастание каналов поверхностного разряда и лавинное размножение электронов в объеме в результате фотоионизации. Затем следует стадия объемного разряда с достижением максимума тока разряда; на этой стадии происходит основной энерговклад в объем и нагрев газа.

Ранее было показано, что длительность стадии предыонизации возрастает с увеличением давления воздуха. При малых давлениях происходит преимуще-

ственно радиационный переход из возбужденного состояния. С увеличением давления газа частота столкновений молекул увеличивается, что увеличивает вероятность потери возбуждения и передачи энергии в другие каналы и уменьшение длительности послесвечения при давлениях выше 50 – 60 торр [57].

Поверхностная фаза существует менее 70 нс. Межэлектродный объем $100 \times 24 \times 30 \text{ мм}^3$ предыонируется за 10 нс, затем разряд горит 150 - 200 нс (см. Рисунок 2.3) и гаснет за 15 - 20 нс [57]. Объемный разряд в свободном канале (при отсутствии препятствия) горит в диффузном режиме, ток проходит через весь объем разрядного промежутка, в условиях однородной плотности в каждой области межэлектродного пространства. Полное время воздействия плазмы разряда не превышает 200 - 300 нс, что много меньше характерных газодинамических времен $\sim 10 \text{ мкс}$. Таким образом, за время импульса не происходит заметного изменения положения ($\sim 0,2 - 0,3 \text{ мм}$) и конфигурации основных разрывов газодинамических параметров. Стоит отметить, что схема функционирует в однократном режиме.

Две боковые стенки разрядной камеры представляют собой кварцевые окна (полоса пропускания 200 – 2800 нм) длиной 17 см и толщиной 15 мм (см. Рисунок 2.2а). Через боковые стенки ведется панорамная визуализация течения.

2.2 Диагностический комплекс

В первую очередь регистрировалось интегральное излучение импульсного разряда в видимом диапазоне спектра с использованием цифровых фотокамер. В частности, визуализация газодинамических потоков электрическим разрядом основана на том, что газовая среда является при ее ионизации источником излучения (явление электролюминесценции), интенсивность которого связана с локальными газодинамическими параметрами [108].

Интегральное свечение регистрировалось за время импульса разряда через окна разрядной секции под углом $0^\circ - 20^\circ$ к оси-z. Временем экспозиции являлось время свечения разряда (менее 1 мкс). В момент срабатывания разряда открывалась матрица фотоаппарата, накапливая поступающее на ее поверх-

ность излучение; через несколько секунд матрица закрывалась. В помещении отсутствовали иные источники света во время регистрации свечения разряда.

Эволюция свечения разряда с наносекундным разрешением регистрировалась высокоскоростной электронно-оптической камерой K011. Спектральный диапазон чувствительности фотокатода камеры составлял 370 - 850 нм. Камера предназначена для регистрации изображений быстропротекающих процессов в режиме девятикадровой съемки. Запись изображения с экрана K011 производится с помощью ПЗС считывающего устройства с вводом изображения на персональный компьютер.

Основной вклад в излучение ИОР дает вторая положительная система азота 2^+N_2 , соответствующая переходам $C_3\Pi_u \rightarrow B_3\Pi_g$, как и в случае инициирования только поверхностной фазы разряда. Следует отметить, что основная часть излучения лежит в ультрафиолетовой области спектра, в то время как фотокамера и электронно-оптические камеры регистрируют видимый диапазон и часть инфракрасного [110].

Высокоскоростное течение с разрывами регистрировалось **методом теневой съемки** с лазерной подсветкой. Теневой метод предназначен для регистрации неоднородностей плотности в газе. Изменение освещенности пропорционально степени изменения градиента плотности газа при визуализации поля течения теневым методом. При наличии в потоке сильных градиентов плотности, в частности, поверхностях разрыва, происходят дополнительные отклонения луча. Например, теневое изображение ударной волны представляет собой темную полосу со стороны набегающего потока, сменяющуюся яркой светлой полосой, интенсивность которой постепенно уменьшается.

Монохромный луч лазера $\lambda = 532$ нм преобразовывался системой линз в параллельный пучок, для прохождения через кварцевые оптически прозрачные окна рабочей секции (см. Рисунок 2.2). Частота съемки с соответствующим разрешением, формируемым высокоскоростной камерой, приведены в Таблице 1. Время экспозиции составляло не более 1 мкс, при этом максимальная скорость движения среды - ударной волны эквивалентна значению 0,1 мм/мкс.

Таблица 1 — Рабочие частоты съемки и соответствующее выходное разрешение кадра

Частота съемки, 1/с	Разрешение
75 000	320 × 264
100 000	320 × 194
150 000	144 × 256

2.3 Эволюция течения в канале

В канале ударной трубы прямоугольного сечения за плоской ударной волной реализуется достаточно сложное газодинамическое течение. В простейшем приближении его можно идеализированно представить, как результат мгновенного распада разрыва [111]. По рабочему газу (воздуху) распространяется ударная волна, а по толкающему (гелию с небольшим содержанием воздуха, остающимся при подаче гелия в КВД), отделенному контактной поверхностью, в противоположную сторону от диафрагмы - волна разрежения (см. Рисунок 2.4).

Известно, что при реализации различных начальных газодинамических условий, преимущественно при варьировании параметра давления, может отличаться порядок движения разрывов при регистрации в точке отсчета/наблюдения. В течение некоторого времени спутный поток за фронтом УВ будет иметь стабильные параметры в точке отсчета. Затем в точку наблюдения прибывает волна разрежения, и скорость потока постепенно снижается (Рисунок 2.4). Контактная поверхность, взаимодействуя с отражённой волной разрежения, существенно замедляется.

В частности, панорамные измерения методом анемометрии по изображениям частиц (ЦТА) свидетельствуют, что движение газа в канале, в частности, с открытым торцом продолжается до 12 - 15 миллисекунд после прохода ударной волны [112]. Измерения показали, что на более ранних стадиях (до 300 мкс) поток практически однороден и скорость газа существенно не меняется по сечению рабочей секции, а в более поздние моменты (500 — 600 мкс и далее) становится заметным замедление потока около стенок канала, связанное с развитием пограничного слоя.

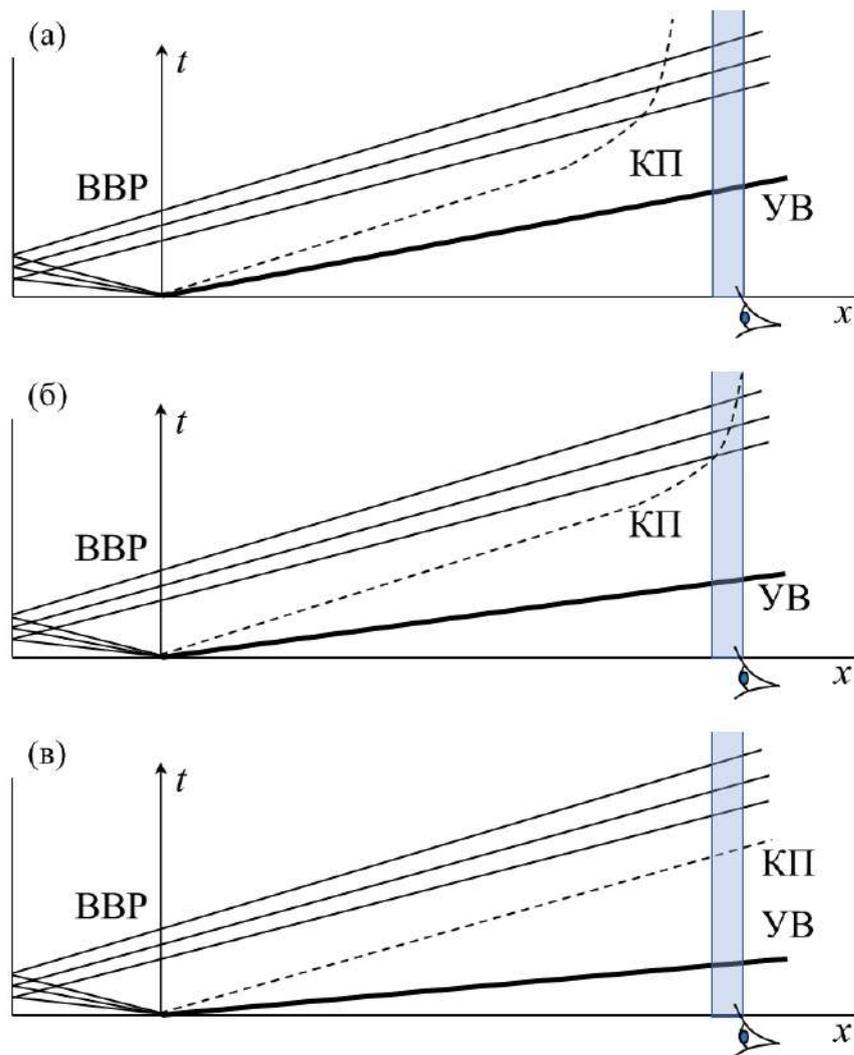


Рисунок 2.4 — Пример схем возможного движения газодинамических структур после распада разрыва при разрыве диафрагме с различной последовательностью в области наблюдения.

В рамках данного исследования методом трассирования была определена эволюция скорости течения в канале ударной трубы длительностью 12 - 14 мс за ударными волнами для чисел Маха $M_{ув}$ 2,8 и 3,2 (см. Рисунок 2.5). Анализировалось движение трассеров, формируемых от специальной диафрагмы, распадающейся при разрыве на мелкомасштабные элементы с характерным размером от 0,02 мм и толщиной порядка микрон, использованные в качестве трассеров. Начало массового движения элементов информировало о недавно прошедшем контактном слое. Движение трассирующих частиц (Рисунок 2.6) со скоростью близкой к скорости спутного потока, начавших свое движение от места разрыва диафрагмы, не могут быть обнаружены в воздушной пробке, непосредственно, за ударной волной в спутном потоке. Понятно, что трассеры имеют характер-

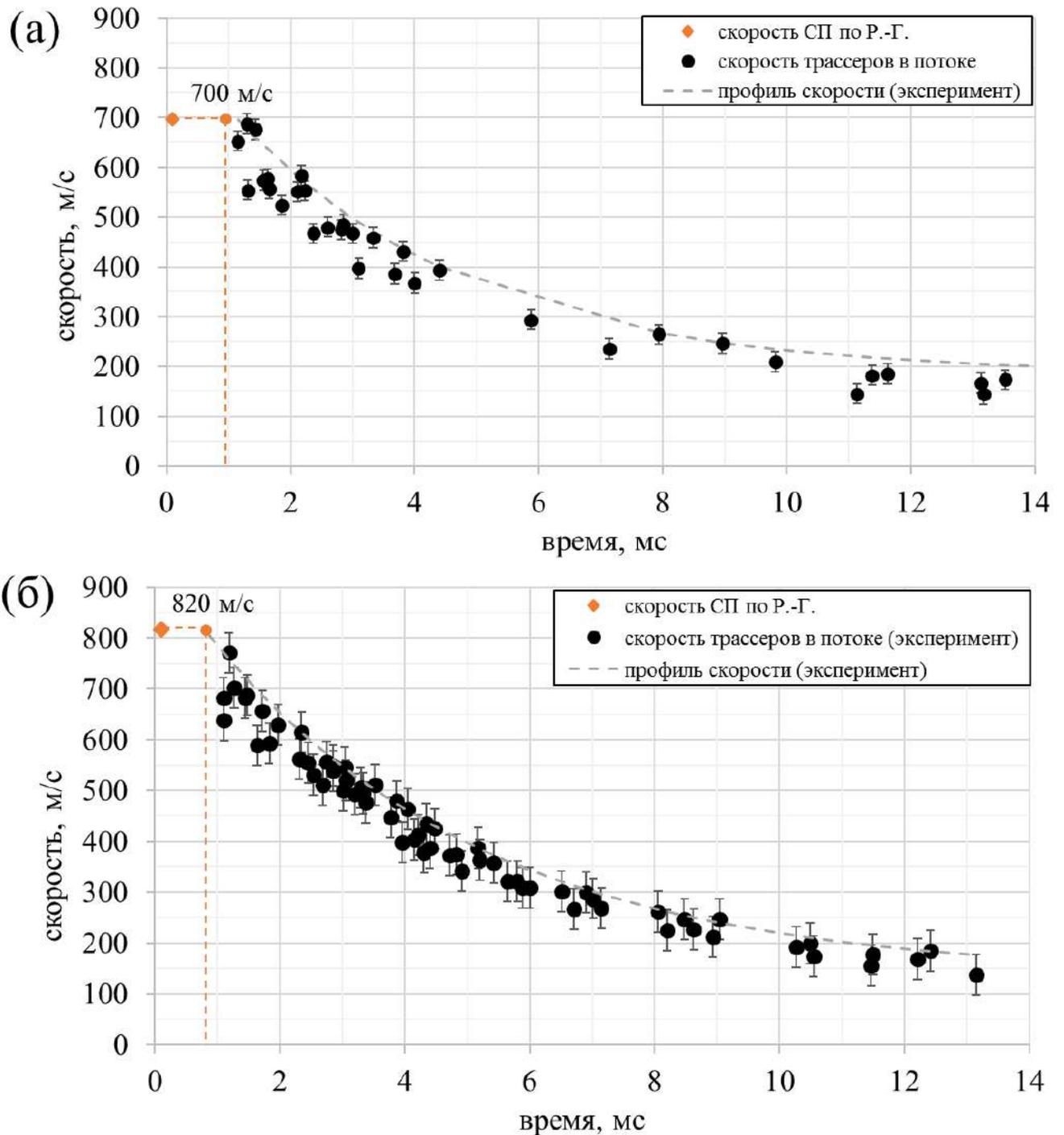


Рисунок 2.5 — Эволюция скорости для чисел Маха УВ $M_{UV} = 2,8$ ($P_{выс} = 5,5$ атм) (а); $M_{UV} = 3,2$ ($P_{выс} = 6,5$ атм) (б).

ное время запаздывания $\Delta t'$ связанное, преимущественно с сильным начальным градиентом скорости, присутствующим в момент разрыва диафрагмы. В экспериментах начало движения трассирующих частицы наблюдается в интервале от 1 мс до 1,3 мс после прохода плоской ударной волны при рабочих числах Маха (Рисунок 2.5), соответственно.

Производилось измерение смещения каждой частицы Δx_{in} по $m = 3 \div 9$ по последовательным кадрам и затем вычислялась её мгновенная скорость. Измерение мгновенной скорости i -ого трассера (см. Рисунок 2.6) производилось как $U_{in} = \Delta x_{in} / \Delta t$, где $\Delta t = 1 / (75000 \text{ [кадров/сек]})$, а Δx_{in} - смещение вдоль основного направления потока за время Δt i -ого трассера, после чего вычислялось среднее значение скорости отдельного i -ого трассера как:

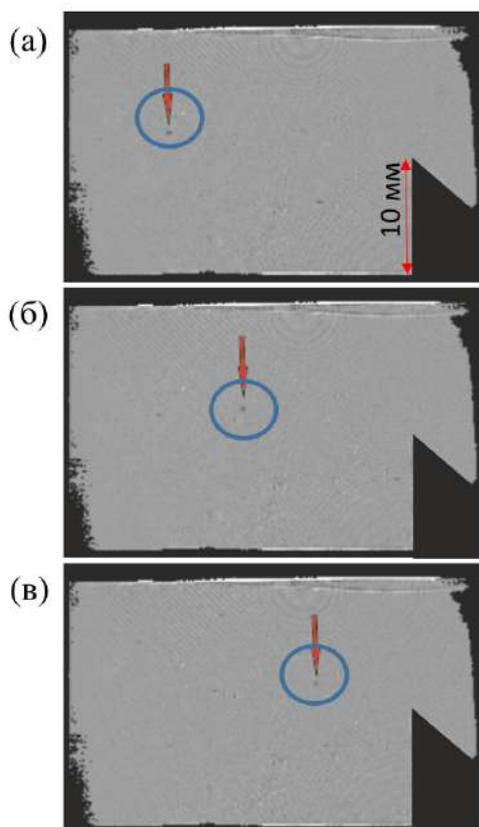


Рисунок 2.6 — Пример измерение скорости потока по трассирующим частицам: (а)-(в) кадры высокоскоростной теневой съемки.

$$U_i = \frac{\sum_{n=1}^m U_n^i}{n}$$

Характерное время реакции на плавное изменение скорости составляет порядка микросекунды. Таким образом, допустимо мала неточность производимых измерений. Профиль скорости, составляют трассеры, дающие максимальную скорость на коротком временном промежутке течения (верхняя огибающая графика на Рисунке 2.5), что с достаточно хорошей точностью отражает эволюцию скорости течения.

По анализу движения большого числа трассеров были получены графики зависимости мгновенной скорости потока за ударной волной в рабочей каме-

ре от времени при начальном значении давления в камере высокого давления КВД $P_{\text{выс}} = 5,5$ атм (см. Рисунок 2.5а) и $6,5$ атм (см. Рисунок 2.5б) с соответствующими числами Маха ударной волны $M_{\text{ув}} = 2,8$ и $M_{\text{ув}} = 3,2$. Начальное давление газа в камере низкого давления составляло 20 торр ($0,026$ атм).

Можно видеть, что движение частиц наблюдается после 1 мс, и совпадает с моментом уменьшения скорости от значения, рассчитанного из соотношения Ренкина-Гюгонио для спутного потока.

В различные моменты времени после прохода фронта ударной волны с числами Маха $M_{\text{ув}} = 2,8 - 3,4$ в разрядной камере инициировался ИОР при давлении, реализуемом в спутном потоке. Интегральная регистрация свечения объемного разряда производилась на цифровой фотоаппарат. Каждому интегральному снимку свечения разряда соответствует 1 эксперимент. Время ионизации пробойного режима короче характерных масштабов времени наблюдаемых быстропротекающих процессов в потоке. За такое короткое время свечения поля течения, структура газодинамического потока практически не изменяется. Интегральное фотоизображение излучения плазмы можно считать мгновенным.

По мере развития потока за ударной волной в канале на его стенках образуются пограничные слои. При этом область перехода на гладкой стеклянной поверхности и на верхней и нижней стенках отличаются. Газодинамические неоднородности, в том числе и в пограничном слое, вызывают перераспределение плазмы из-за зависимости плотности числа электронов от плотности газа. Инициирование разряда в потоке в рабочей камере в частности помогло определить область ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на стеклянных поверхностях окон и исследовать некоторые его параметры.

В однородном поле плотности при низкой плотности импульсный объемный разряд с предыонизацией УФ излучением от плазменных листов ИОР представляет собой однородно светящийся объем. При усилении возмущений малых амплитуд после вертикального пробоя, реализующегося за десятки наносекунд, плазма разряда сносится по потоку неоднородно (языками) в соответствии с неоднородностью поля скоростей и плотности в продольных структурах в пограничном слое.

Эксперименты показали, что свечение разряда, локализованного в область турбулентного пограничного слоя, развивающегося на поверхности стекла, име-

ет вид регулярных, вытянутых по потоку структур, отражающих конфигурации волн Толлмина – Шлихтинга и полосчатых структур в пограничном слое (см. Рисунок 2.8).

При пробойном режиме разряда в ламинарном пограничном слое объемный разряд локализуется в виде правильного вертикального однородного канала, развивающегося вдоль поверхности стекла. После ламинарно-турбулентного перехода в потоке за ударной волной (см. Рисунок 2.7а) на стекле в зоне неоднородного приповерхностного течения пробой вдоль стекла происходит в виде вертикального плазменного образования с ровным краем с наветренной стороны и неоднородностями с подветренной стороны - визуализируются полосчатые структуры, характерные для начальной стадии турбулизации (см. Рисунок 2.7б-д). Поскольку они представляют собой неоднородности плотности, вызванные микронеоднородностями поверхности, их визуализируют области плазмы, сносимые сверхзвуковым потоком вдоль полосчатых структур на стекле. Время сноса может достигать 2 мкс, а расстояние до 1 см.

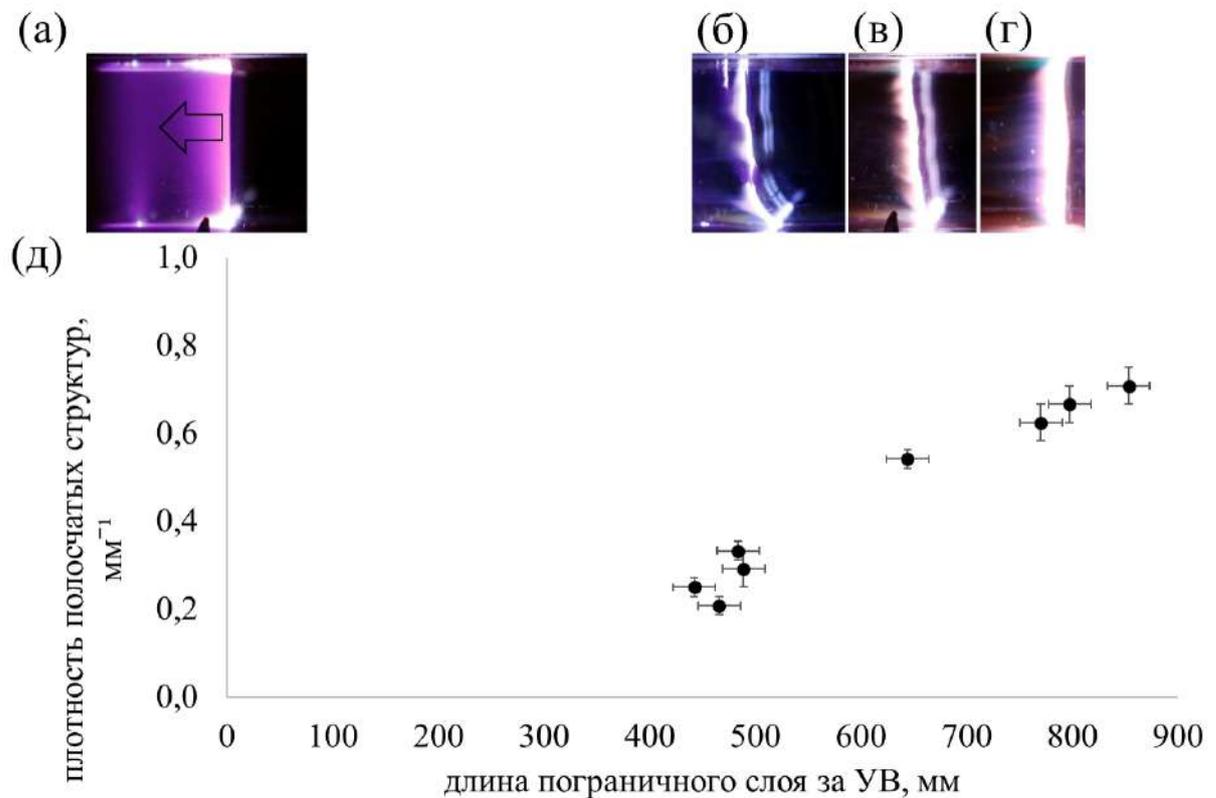


Рисунок 2.7 — Свечение импульсного объемного разряда за плоской УВ (а) и при сильной неоднородности в пограничном слое (б-д), экспериментальная зависимость плотности "языков" на разном удалении от ударной волны (е).

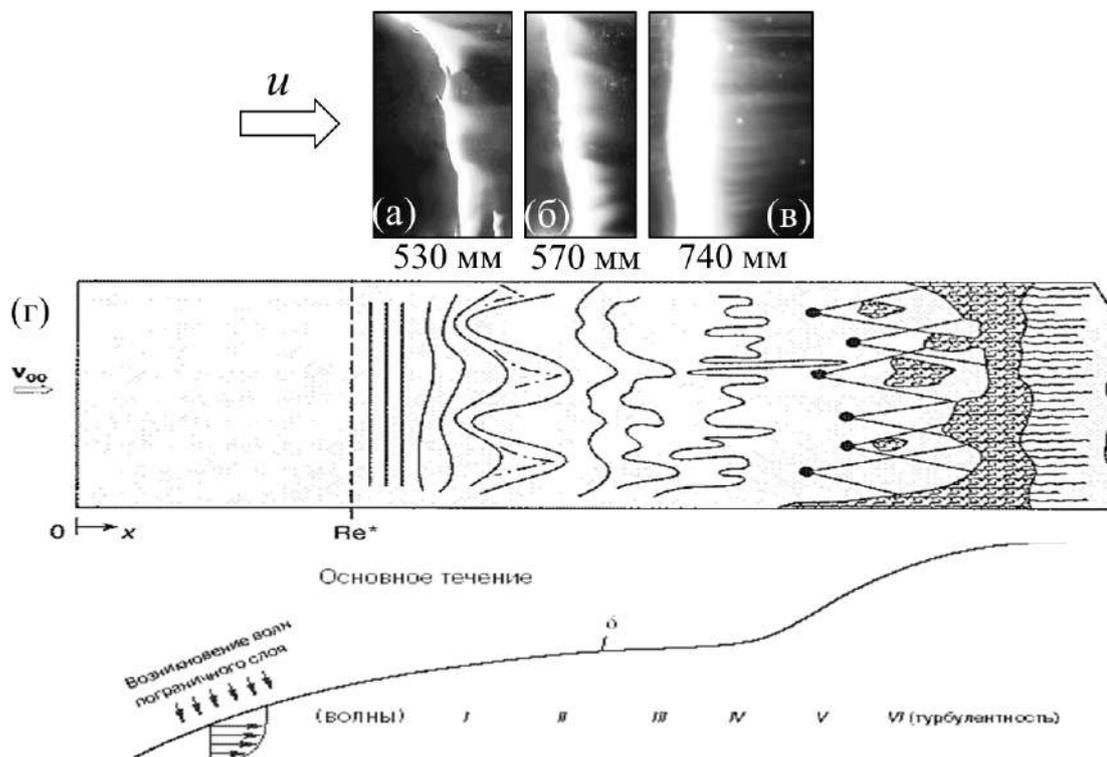


Рисунок 2.8 — Развитие пограничного слоя: сравнение визуализации импульсным объемным разрядом (а-в) с классической схемой Шлихтинга [113] (г).

По мере развития пограничного слоя за ударной волной интенсивность возмущений (амплитуда плазменных “языков”) уменьшается, но увеличивается частота этих возмущений (см. Рисунок 2.7б-д). На Рисунке 2.7г представлена зависимость частоты полосчатых структур от расстояния до ушедшей ударной волны. Сравнение трех картин визуализации разрядом для потока за ударной волной с классической схемой Шлихтинга [113] (см. Рисунок 2.8) показывает хорошее сходство.

2.4 Выводы к Главе 2

Приведено подробное описание экспериментальной установки УТРО - 3 (Ударная Труба - Разряд - Оптика), с разрядной секцией, где реализуется импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов ИОР протяженностью 100 мм вдоль канала; при-

водится описание синхронизации процессов и методы визуализации плазмо- и газодинамических структур, существующих в нано- и микросекундном диапазоне. Описаны характерные временные масштабы задействованные в данном исследовании.

В рамках настоящей диссертации получены результаты экспериментального исследования эволюции скорости газодинамического потока в области, где установлена разрядная секция (при отсутствии препятствия в ударной трубе). В частности, приведены данные по изменению скорости течения за ударной волной с числами Маха $M_{ув} = 2,8$ и $M_{ув} = 3,2$, полученные экспериментальным путем на основе трассирования частицами в потоке за контактной поверхностью. Также представлены экспериментальные результаты визуализации пограничного слоя на стеклянной стенке канала в потоке за ударной волной. Зарегистрированы и исследованы полосчатые структуры в интервале времени 440 - 850 мкс - в режиме перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному.

Глава 3. Импульсный разряд в неподвижном газе с диэлектрическим препятствием в зоне плазменного листа

3.1 Влияние плотности газовой среды на интенсивность излучения импульсного разряда

Импульсный объемный разряд с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов (импульсный комбинированный разряд) ИОР инициировался в разрядной секции в условиях неподвижного газа - воздуха, при давлении от 1/40 атм до 1/4 атм. Интегральное свечение разряда регистрировалось цифровой фотокамерой (см. раздел 2.2). Временем экспозиции фотосъемки являлось время свечения разряда.

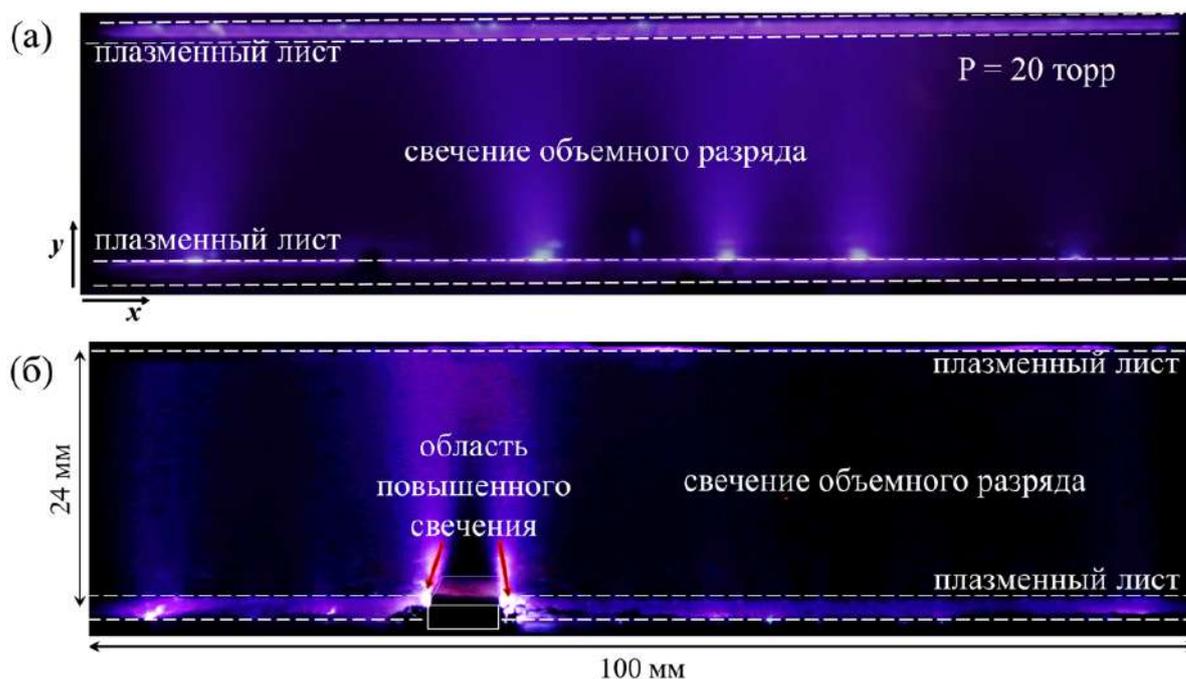


Рисунок 3.1 — Свечение ИОР, инициируемого в неподвижном газе ($P = 20$ торр) в свободной камере (а) и при наличии вставки (б).

На Рисунке 3.1 представлены снимки интегрального свечения ИОР при его инициировании в свободном (без вставки) разрядном промежутке (см. Рисунок 3.1а) и при наличии диэлектрической вставки в зоне плазменного листа (см. Рисунок 3.1б), установленной вдоль протекания электрического тока нижнего плазменного листа (см. раздел 2.1). В первом случае, подразумевается,

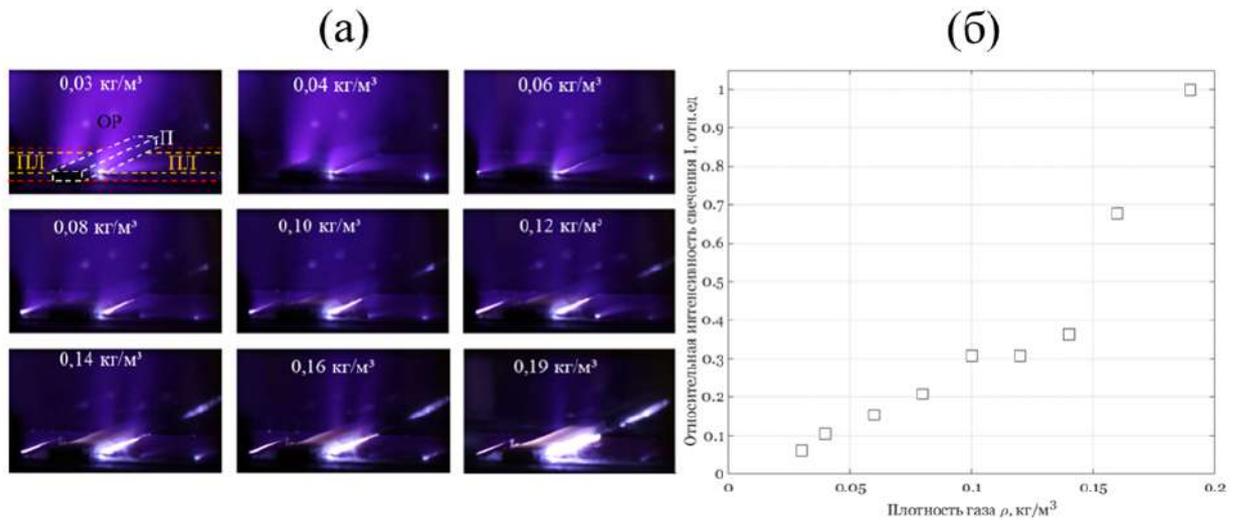


Рисунок 3.2 — Снимки интегральной регистрации оптического излучения ИОР, инициируемого в неподвижном воздухе при плотности ρ от $0,03 \text{ кг/м}^3$ до $0,19 \text{ кг/м}^3$ (а); зависимость интенсивности свечения ИОР вблизи вставки от значения плотности. Угол съемки 20° . П - препятствие (вставка), ПЛ - плазменный лист.

что в свободном разрядном промежутке отсутствуют какие-либо материальные объекты как в объеме, так и на внутренних поверхностях разрядной секции. Объемное свечение при таких условиях принимает диффузный характер свечения и является однородным в межэлектродном пространстве $100 \text{ мм} \times 24 \text{ мм} \times 30 \text{ мм}$, $(x - y - z)$ (см. Рисунок 3.1а).

При помещении диэлектрической вставки размером $6 \times 2 \times 48 \text{ мм}^3$ на нижнюю поверхность плазменного листа, по направлению протекания поверхностного тока разряда наблюдалось перераспределение, в первую очередь, свечения плазмы разряда (см. Рисунок 3.1б). Производилась фоторегистрация интегрального свечения импульсного разряда одновременно верхней (без вставки) и нижней (со вставкой) поверхностей. Варьировался угол обзора камеры - угол между осью z и оптической осью камеры - от 0° (Рисунок 3.1б) до 20° (Рисунок 3.2), с целью лучшего понимания пространственного распределения свечения наносекундной плазмы.

При регистрации оптического излучения плазмы вблизи нижнего плазменного листа было обнаружено перераспределение регистрируемого излучения: увеличение интенсивности свечения в областях, прилегающих к образующим вставки (см. Рисунок 3.2а), при этом свечение свободного плазменного листа ре-

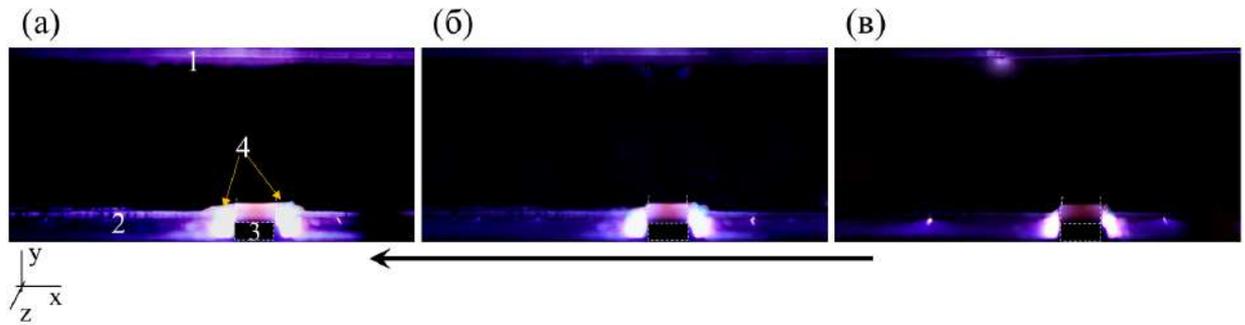


Рисунок 3.3 — Снимки интегральной регистрации свечения поверхностного разряда, инициированного в неподвижном газе плотностью $0,12 \text{ кг/м}^3$ (а), $0,19 \text{ кг/м}^3$ (б), $0,25 \text{ кг/м}^3$ (в).

гистрируется однородным по всей длине. Области свечения симметричны при фиксировании с фронтальной стороны (угол обзора 0° , например, см. Рисунок 3.1б).

Эффект проявляется более интенсивно по мере увеличения плотности газовой среды: интенсивность свечения ИОР вблизи вставки усиливается по мере увеличения плотности газа в разрядной камере с $0,03 \text{ кг/м}^3$ до $0,19 \text{ кг/м}^3$ (см. Рисунок 3.2б). Относительно слабое свечение участка над вставкой указывает на неравномерный доступ для предыонизации УФ излучением как показано, например, на Рисунке 3.1б. Дальнейшее увеличение плотности/давления, а именно более $0,19 \text{ кг/м}^3$, приводит к стягиванию объемной фазы разряда, преимущественно, в одиночный канал [83].

На Рисунке 3.3 приводятся кадры интегральной регистрации свечения поверхностного разряда (поверхностной фазы ИОР), где продемонстрировано, что эффект - эффект вытеснения также реализуется и при инициировании только плазменного разряда. Таким образом, формирование излучения вблизи вставки при инициировании ИОР преимущественно обусловлено работой плазменных листов. Свечение импульсного поверхностного разряда регистрировалось в расширенном диапазоне значениях плотности воздуха $\rho = 0,03 - 0,30 \text{ кг/м}^3$, что составляет $2500 - 25200 \text{ Па}$ ($< 1/4 \text{ атм}$). Наблюдается соответствующее увеличение интенсивности свечения в областях, прилегающих к вставке с обеих ее сторон по мере увеличения плотности газа. Этот эффект проявлялся более ярко при высоких значениях плотности газа (см. Рисунок 3.3в). При этом интегральная регистрация показала, что свободный плазменный лист имеет однородное

оптическое излучение в регистрируемом диапазоне длин волн (Рисунок 3.1) и во всем рабочем диапазоне плотности.

Исследовалась эволюция свечения плазменного листа с диэлектрическим препятствием по времени до 3000 нс с высоким временным разрешением. Регистрация производилась с помощью высокоскоростной девятикадровой камеры БИФО K011 (см. раздел 2.2), чувствительной в диапазоне длин волн от 370 нм до 830 нм и наносекундными временными характеристиками (длительность экспозиции и паузы независимо составляли 100 нс и более).

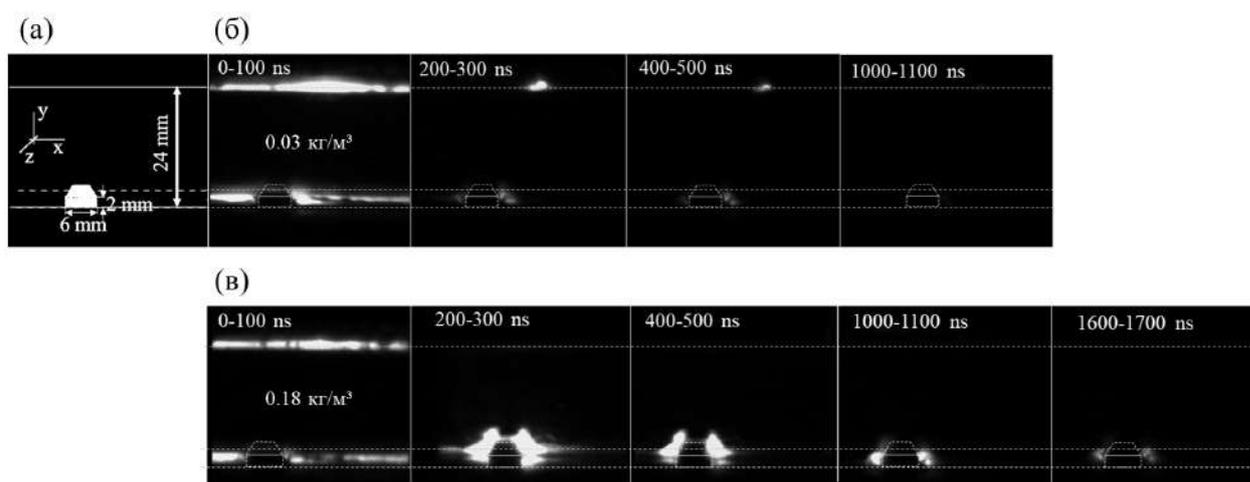


Рисунок 3.4 — Эволюция свечения импульсного поверхностного разряда в режиме девятикадровой съемки, полученной в условиях неподвижного газа при плотности $\rho = 0,03 \text{ кг/м}^3$ и $0,18 \text{ кг/м}^3$; экспозиция 100 нс, пауза 100 нс.

Высокоскоростная регистрация с наносекундным разрешением показала равномерное свечение как верхнего, так и всей свободной части нижнего плазменного листа включая зону вблизи диэлектрической вставки в течение первых 100 нс (см. Рисунок 3.4) при реализации поверхностного разряда. Затем, через 100 – 200 нс (см. Рисунок 3.5), наблюдалось повышенное свечения вдоль продольных протеканию тока образующих препятствия относительно излучения исходящего, не только от свободных зон плазменных листов, но и по сравнению с излучением зарегистрированным в первые 100 нс (см. Рисунок 3.4). В частности, длительность наблюдаемого свечения зависела от плотности газа, в котором инициировался разряд (Рисунок 3.6).

На Рисунке 3.6 представлено количественное изменение интенсивности вдоль нижнего плазменного листа, полученное при автоматической обработке снимков для экспериментальных данных с одинаковыми настройками камеры:

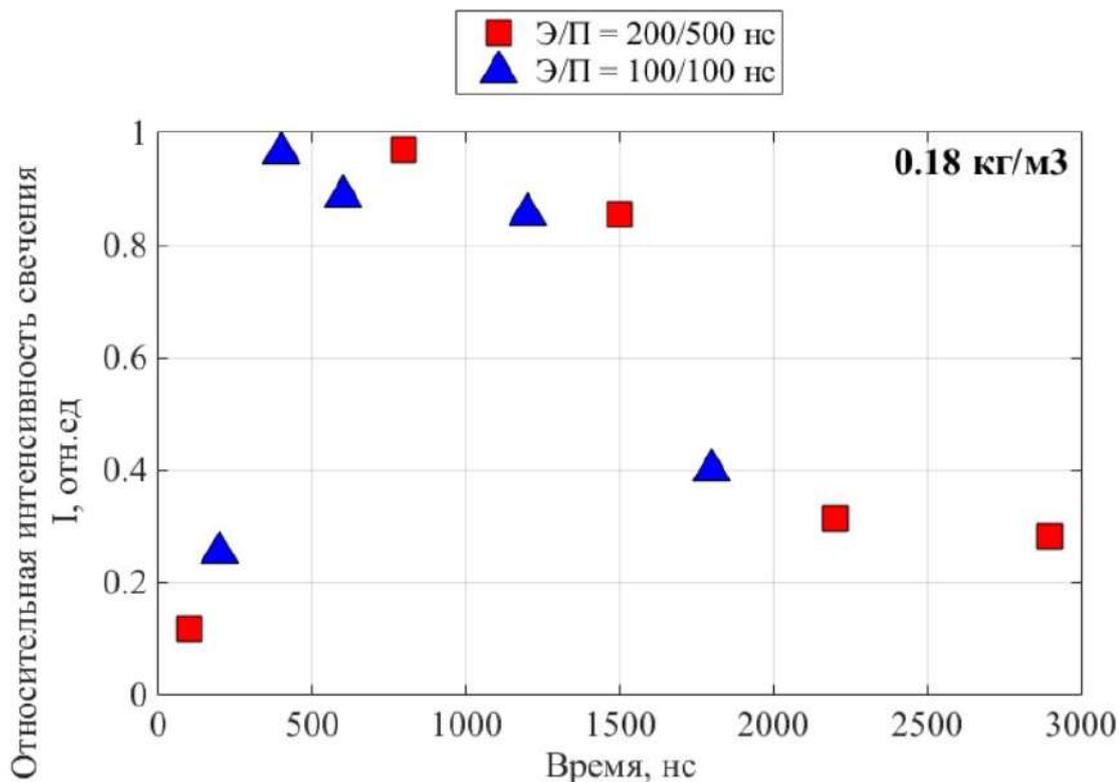


Рисунок 3.5 — Интенсивность видимого свечения поверхностного разряда вблизи диэлектрической вставки [отн.ед.] от времени [нс].

экспозиция, пауза и прочие параметры влияющие на захват излучения. Свечение плазменных листов на первом кадре (см. Рисунок 3.6а при 0–200 нс) может отличаться в случае, если разряд попадал на экспозиционное окончание кадра.

Покадровый анализ девятикадровой съемки показал, что максимумы излучения проявляющиеся в результате эффекта вытеснения на зависимости интенсивности от координаты, имеют затухающий характер не только по мере уменьшения плотности газовой среды, но также и по времени. Минимум свечения между пиками вызван с наличием диэлектрического препятствия шириной 6 мм. В частности, длительность свечения разряда при плотности до $0,11 \text{ кг/м}^3$ не превышает 1 мкс (см. Рисунок 3.6г). Время экспозиции составляло 200 нс, пауза между кадрами была установлена на уровне 500 нс. Выбранные временные характеристики удобны при высоких значениях плотности в целях анализа эволюции и оценки общего времени свечения.

Таким образом, увеличение плотности газовой среды приводит к увеличению интенсивности и длительности свечения плазменных каналов, возникаемых вдоль образующих диэлектрической вставки вследствие эффекта вытеснения.

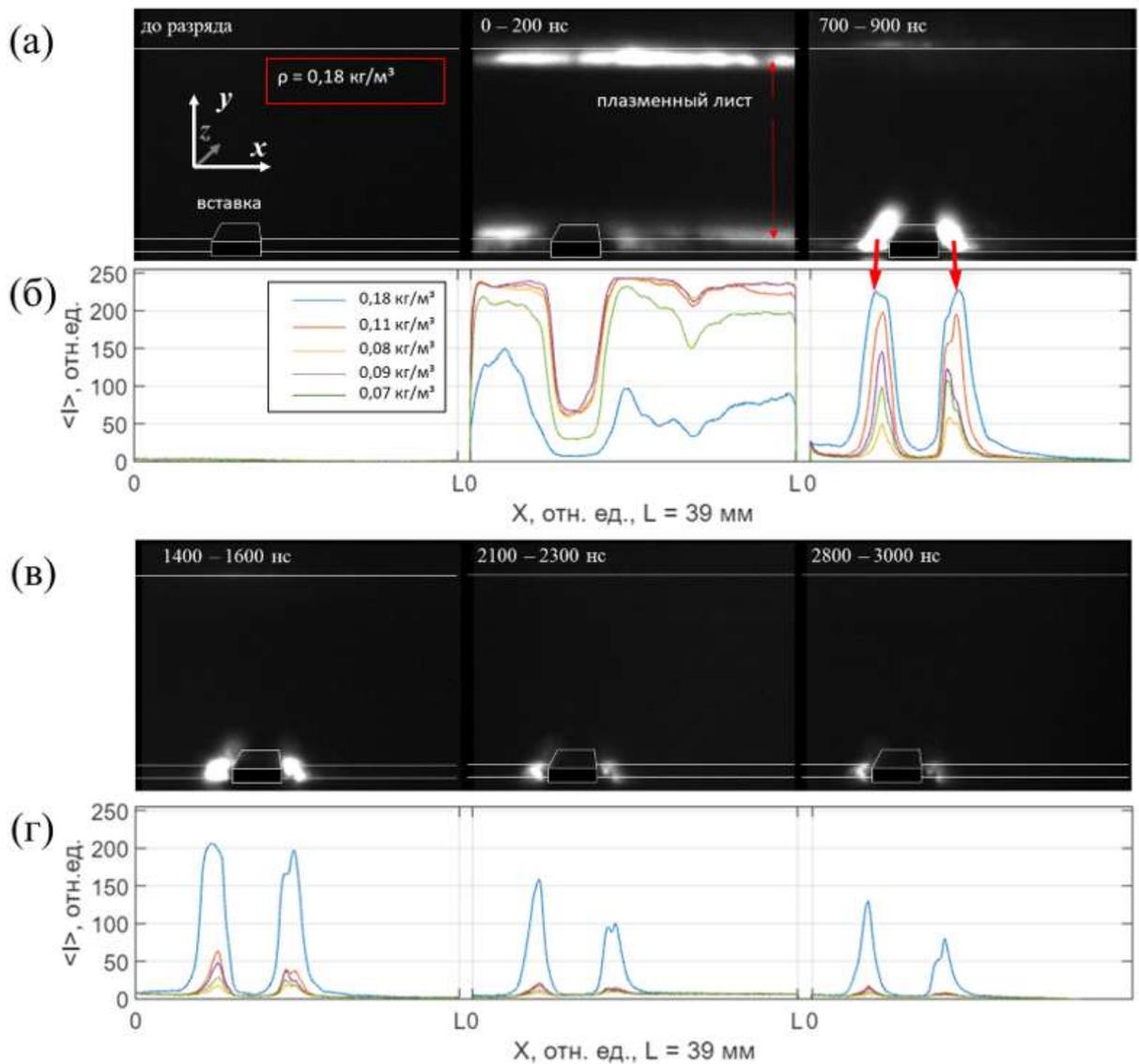


Рисунок 3.6 — Снимки девятикадровой съемки с наносекундным разрешением эволюции свечения плазменных листов в условиях покоящегося газа при плотности $0,18 \text{ кг/м}^3$ (а,в); автоматическая обработка яркости свечения разряда на нижней поверхности с препятствием при разных значениях плотности от $0,07 \text{ кг/м}^3$ до $0,18 \text{ кг/м}^3$ (б,г); экспозиция 200 нс, пауза 500 нс.

Так, при значении плотности $0,18 \text{ кг/м}^3$ длительность регистрируемого свечения плазменных каналов может достигать более 2 мкс после момента инициирования наносекундного разряда ($t = 0$), при этом, интенсивности излучения плазменного канала в 4 раза превышает интенсивность соответствующего канала, реализующегося в газе плотностью $0,11 \text{ кг/м}^3$ к моменту времени $1,5 \pm 0,1 \text{ мкс}$.

3.2 Ударно-волновое воздействие наносекундного разряда на неподвижный газ

Реализация сильнонеравновесной импульсной плазмы и сопутствующего сверхбыстрого локального нагрева среды [39; 40], с соответствующим повышением температуры и давления, ведет к возникновению ударных волн взрывного характера. В работе [40] предполагается, что доминирующее влияние плазмы на течение обусловлено быстрым локальным выделением тепла.

Быстрый нагрев газа (т.е. преобразование электрической энергии сильноточного разряда в тепловую энергию) приводит к образованию высокоскоростного потока. Этот поток включает в себя: (1) ударную волну, (2) контактную поверхность, которая отделяет, в частности, неподвижный газ, находящийся при начальных условиях, от среды, нагретой плазмой разряда, и (3) волну разрежения.

Теневая визуализация использовалась для изучения эволюции ударно-волнового течения в микросекундном диапазоне (см. раздел 2.2). Высокоскоростной камерой зарегистрирована серия последовательных теневых изображений (частота съемки 150 кГц, экспозиция 1 мкс). Газодинамический поток регистрировался в течение первых 40 – 50 мкс после разряда (см. Рисунок 3.7). На каждом снимке Рисунка 3.7 в левом верхнем углу указано время, прошедшее от момента энерговыклада, в микросекундах с поправкой $\pm 0,5$ мкс, связанной с выставленной экспозицией.

На Рисунке 3.7 приведены два ряда последовательных снимков с временным сдвигом, где на первом кадре в ряде (б) представлено реализуемое поле течения уже через 2,4 мкс после инициирования наносекундного разряда. На первом кадре Рисунка 3.7а зафиксировано свечение ИОР, длительностью не более 1,5 мкс, после чего в невозмущенный газ от зоны преимущественной локализации (повышенной светимости) разряда распространяются ударные волны, которые наблюдаются менее чем через 1 мкс после электрического импульса. Повышенная интенсивность свечения (см. Рисунок 3.2) связана с увеличенным выделением энергии локального разряда: ударные волны с более высокой скоростью и мощностью распространялись из областей, прилегающих к выступу (указаны красной стрелкой, см. Рисунок 3.7). В то же время форма ударных

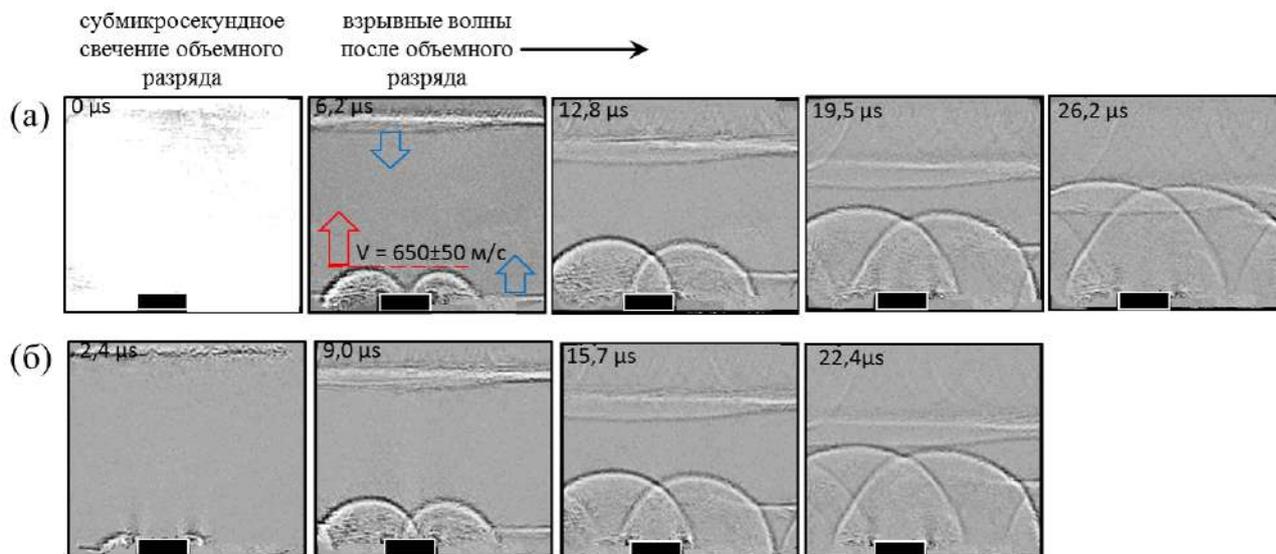


Рисунок 3.7 — Ударно-волновое течение, индуцируемое ИОР в неподвижном газе плотностью $0,12 \text{ кг/м}^3$.

волн, движущихся от верхнего плазменного листа, была близка к плоской (направление указано синие стрелки, см. Рисунок 3.7). На некотором расстоянии от выступа, в области однородного свечения также регистрируются плоские ударные волны, имеющие плоский фронт - как волны, распространяющиеся от плазменных листов на верхней стенке камеры, - но их скорость распространения показала меньшее значение.

Ударно-волновые конфигурации с обеих сторон выступа были близки к симметричным и имели полуцилиндрическую форму. Оценка начальной скорости движения взрывных изогнутых волн дала значение 650 м/с при инициировании ИОР (Рисунок 3.8). Движение изогнутых волн сопровождалось сначала симметричной дифракцией на уступе, а затем, интерферируя между собой, что приводило к формированию сложной ударно-волновой структуре (см. Рисунок 3.7, после 9 мкс). Движение до противоположной стенки канала длилось $43 \pm 2 \text{ мкс}$ от момента энерговклада $t = 0$. При этом происходило взаимодействие с плоской ударной волной, формируемой верхним плазменным слоем, которое осуществлялось спустя $22 - 23 \text{ мкс}$. Плоская ударная волна, генерируемая свободной частью нижнего плазменного листа взаимодействовала с верхней плоской УВ $26 - 27 \text{ мкс}$. Ударно-волновое воздействие на среду осуществлялось около $600 \pm 50 \text{ мкс}$ с периодическим переотражением от горизонтальных поверхностей.

Из экспериментов были определены пространственно-временные характеристики о движении ударных (плоских) и взрывных (искривленных) волн, инициированных плазменными листами. От момента инициирования разряда $t = 0$ ведется отсчет ударно-волнового воздействия. Изменение положения изогнутых ударных волн были измерены по теневым изображениях (см. Рисунок 3.8).

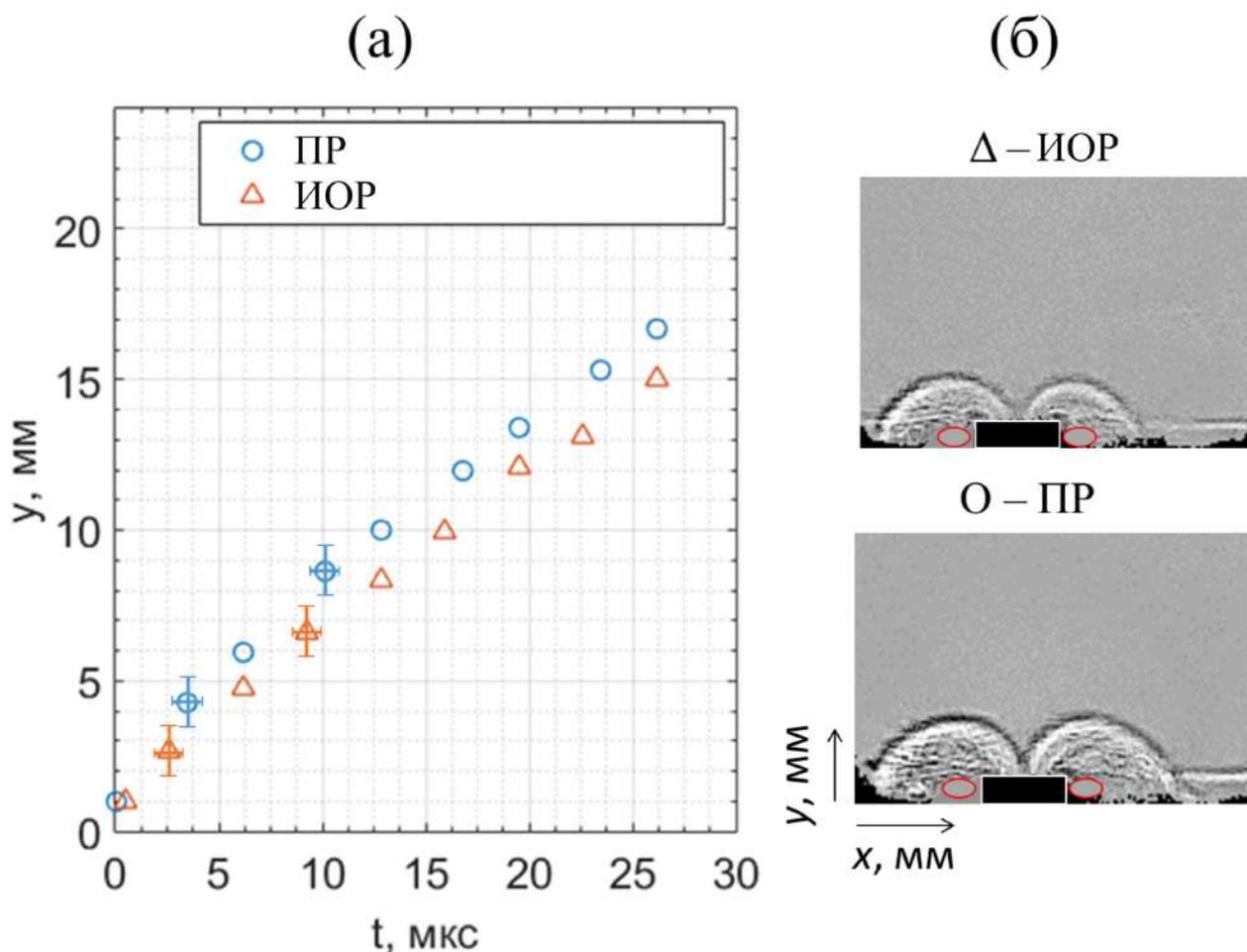


Рисунок 3.8 — Эволюция движения взрывной волны при инициировании ИОР и ПР при плотности $0,12 \text{ кг/м}^3$.

Оценка начальной скорости взрывной волны показала, что значение отличается на $100 - 150 \text{ м/с}$, если волны инициировались поверхностным разрядом, что связано с частичной затратой энергии на предыонизацию объема при реализации объемной фазы комбинированного разряда.

Анализ зависимостей координаты от времени показал отсутствие существенных различий в эволюции движения как для взрывных волн, так и для каждого типа плоских УВ в диапазоне плотности $\rho = 0,04 - 0,15 \text{ кг/м}^3$. На Рисунке 3.9 показаны координаты изогнутых (красных), нижних (серых) и верхних (синих) ударных волн в зависимости от времени для трех значений началь-

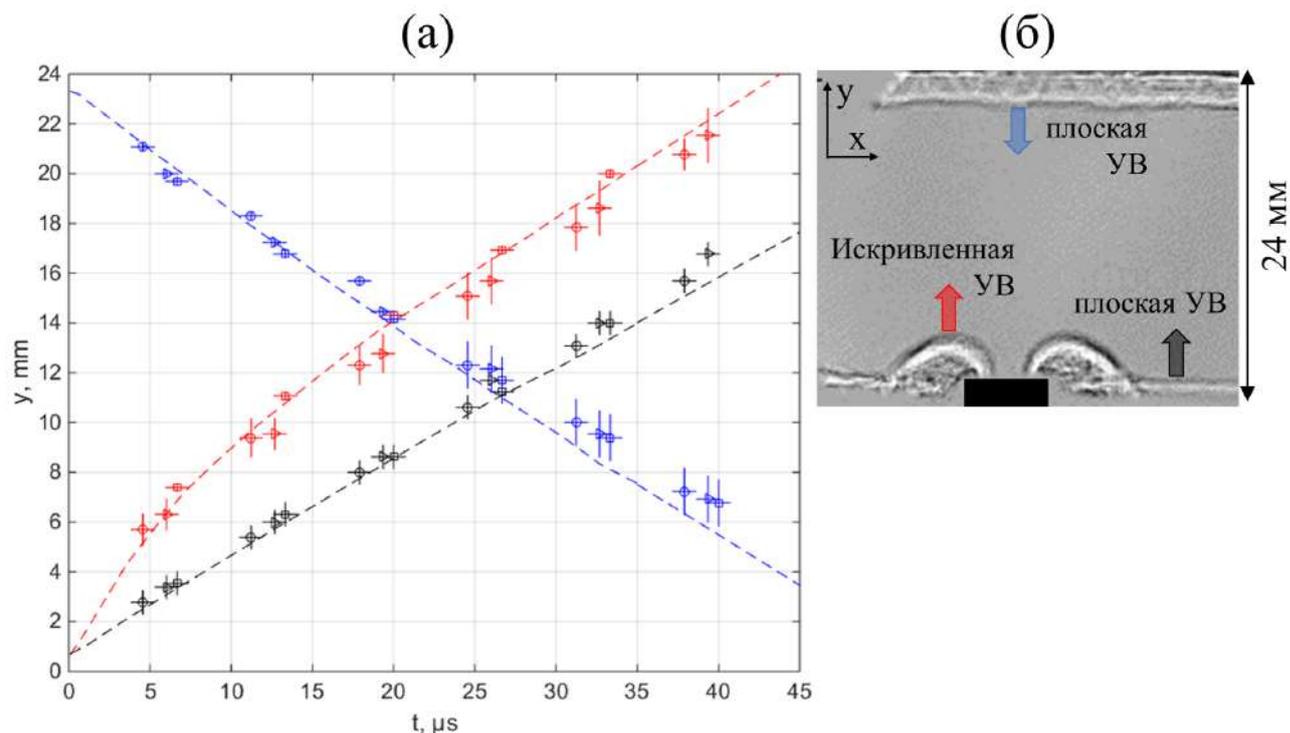


Рисунок 3.9 — Зависимость координаты положения для плоских (верхней и нижней) ударных волн и взрывных волн в зависимости от времени, отсчитываемого от момента инициирования разряда $t = 0$ для значений плотности неподвижного газа $0,04 - 0,15 \text{ кг/м}^3$.

ной плотности в разрядной камере ($0,04 \text{ кг/м}^3$, $0,12 \text{ кг/м}^3$ и $0,15 \text{ кг/м}^3$). Можно лишь отметить незначительное опережение взрывных волн при инициировании поверхностного разряда в более разреженном газе $\rho = 0,04 \text{ кг/м}^3$ (см. Рисунок 3.9, значения отмечены четырехугольником).

Чтобы получить лучшее представление о пространственном распределении энергии и динамике индуцированных волн, (с.н.с. Коротеевой Е.Ю.) было проведено двумерное (2D) CFD - моделирование потока после разряда в условиях эксперимента [3]. Было смоделировано выделение энергии из поверхностного разряда с добавлением соответствующего источника в уравнение баланса энергии. Это стандартная модель энергоподвода, которая предсказывает воздействие импульсного разряда на поток [114].

Чтобы оценить пространственное перераспределение энергии в присутствии уступа, варьировалось распределение E_t в областях разряда до тех пор, пока числовые теневые изображения (контурные графики второй производной плотности потока) лучше всего начали соответствовать экспериментальным

Таблица 2 — Распределение плотности энергии

	Плотность энергии при свободном плазменном листе	Распределение плотность энергии при неоднородном энергокладе (препятствие)
Верхний плазменный лист	21 – 27 кДж/м ³	21 – 27 кДж/м ³
Нижний плазменный лист	21 – 27 кДж/м ³	3 – 5 кДж/м ³
Область вблизи препятствия	–	130 – 170 кДж/м ³

данным (кадрам высокоскоростной теневой съемки). Результаты представлены в Таблице 2. Можно видеть, что плотность энергии энергоклада на свободном плазменном электроде меньше в 6 – 9 раз плотности энергии на нижнем электроде вблизи уступа, и больше в 5 – 7 раз свободной части нижнего электрода.

Также был проведен ряд численных экспериментов, с целью проанализировать, как форма области энергоклада рядом с выступом влияет на результирующее поле потока. Было обнаружено, что разные геометрии подводимой энергии (ступенчатая, треугольная, набор полукруглых каналов переменного радиуса и т.д.) приводили к схожим конфигурациям индуцированного потока.

3.3 Выводы к Главе 3

Вставка, создающая 6-миллиметровый зазор для протекания тока, влечет к вытеснению плазмы разряда из этой зоны (6 мм) и увеличению плотности энергии в 6 – 9 раз по сравнению с реализуемой плотностью энергии, высвобождаемой на свободном плазменном листе. Наличие диэлектрической вставки в зоне плазменного листа с наносекундным протеканием электрического тока приводит к увеличению интенсивности свечения и энергии импульсного разряда (генерации усиленных взрывных волн) вдоль образующих диэлектрической вставки.

Было обнаружено, что интенсивность и длительность свечения плазменных каналов увеличиваются по мере повышения плотности газовой среды в

исследуемом диапазоне $\rho = 0,03 - 0,30$ кг/м³. Показано, что формирование излучения вблизи вставки при инициировании комбинированного разряда преимущественно осуществляется за счет плазменных листов (поверхностной фазы комбинированного разряда).

Установлено, что эффект «вытеснения» наблюдается с временной задержкой около 100 – 200 нс после инициирования импульсного разряда.

Глава 4. Импульсный комбинированный разряд в течении в газодинамическом канале с препятствием

В данной главе приводятся результаты исследования локализации ИОР (импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов) в нестационарном потоке, реализующемся в профилированном канале ударной трубы в течение первых 10 мс (см. Рисунок 2.5). Инициирование ИОР в прямоугольном газодинамическом канале позволяет равномерно ионизировать участок стационарного потока длиной 100 мм в межэлектродной области в течение времени около 200 – 500 нс. Для осуществления однородной ионизации газового объема реализуется предварительная подсветка участка канала ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов (листов). Таким образом, время ионизации намного короче характерных масштабов времени (микросекундный диапазон) наблюдаемых быстропротекающих процессов в потоке. Так, за время ионизации структура газодинамического потока не изменяется: при максимальной скорости УВ - 1100 м/с, волна смещается на 0,5 – 1,1 мм за время свечения. Ввиду этого интегральное фотоизображение свечения импульсного разряда в потоке можно считать мгновенным. В случае наносекундной ионизации потока с газодинамическими неоднородностями, плазма импульсного разряда перераспределяется ввиду зависимости плотности числа электронов от плотности газа ($E/N, N = f(\rho)$).

Однократное инициирование импульсного разряда на разных участках потока за ударной волной с числом Маха $M = 3,1 \pm 0,3$ достигалось изменением временной задержки между запускающим сигналом, поступающим от второго пьезодатчика давления от момента прохода ударной волны (см. Главу 2), и моментом инициирования разряда. Отсчет положения фронта ударной волны ($x = 0$) и времени ($t = 0$) газодинамического процесса ведется от момента ее касания передней кромки препятствия (см. Рисунок 4.1) Препятствие было расположено на расстоянии 30 мм от начала разрядного промежутка. Длина (z-размер) вставки соответствовал ширине камеры - 48 мм (от окна до окна), ширина (x-размер) составлял 6 мм, а высота - 2 мм при y-размере канала 24 мм.

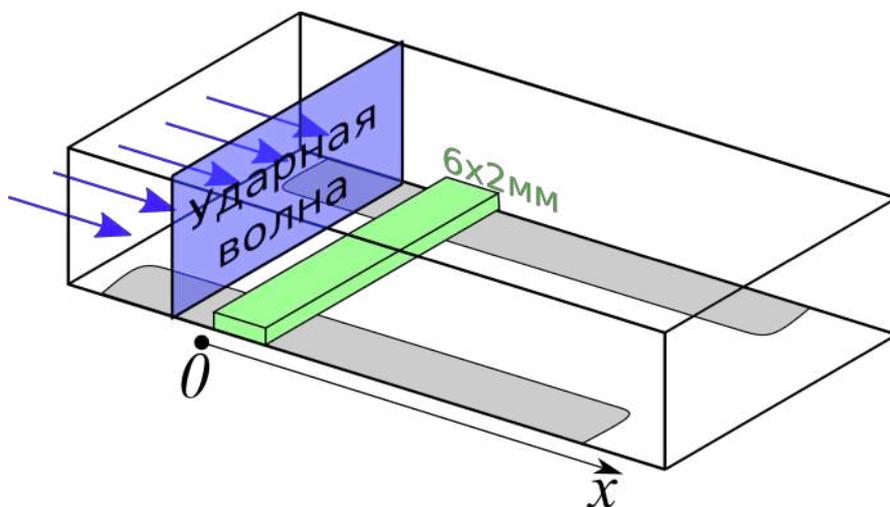


Рисунок 4.1 — Схема отсчета положения фронта ударной волны.

4.1 Иницирование разряда в момент прохода ударной волны через область разрядного промежутка. Частный случай

Движение ударной волны $M_{ув} = 2,8 - 3,4$ через профилированную область (область с препятствием) канала сопровождается сначала частичным отражением от выступа, а затем дифракцией на обратном уступе. Дифракция УВ является сложным нестационарным процессом. На Рисунке 4.2а-б представлена типичная последовательность теневых снимков (скорость съемки здесь и далее $f = 150$ кГц) дифракции ударной волны для $Mo = 1,75$ (Рисунок 4.2а) и $Mo = 2,84$ (Рисунок 4.2б) на препятствии при начальных значениях давления 760 торр (канал с открытым торцом - $1,2$ кг/м³) и 20 торр ($0,03$ кг/м³), соответственно.

На Рисунке 4.2а визуализировано формирование двух зон отрыва, развивающихся после прохода УВ через выступ – на передней кромке и, непосредственно, при дифракции – в подветренной области. В первую очередь, взаимодействие УВ с препятствием (Рисунок 4.2) приводит к формированию отраженной УВ, головного скачка, вблизи поверхности скачок приобретает клиновидную форму выше по потоку [115–117]. Над передней кромкой препятствия формируется веер волн сжатия с локальным отрывом потока и с последующим присоединением. Над препятствием устанавливается система косых скачков.

Сравнение численного расчета (доц. И.Э. Иванов) в двумерной постановке (Рисунок 4.2в) и соответствующего эксперимента (нестационарного процесса

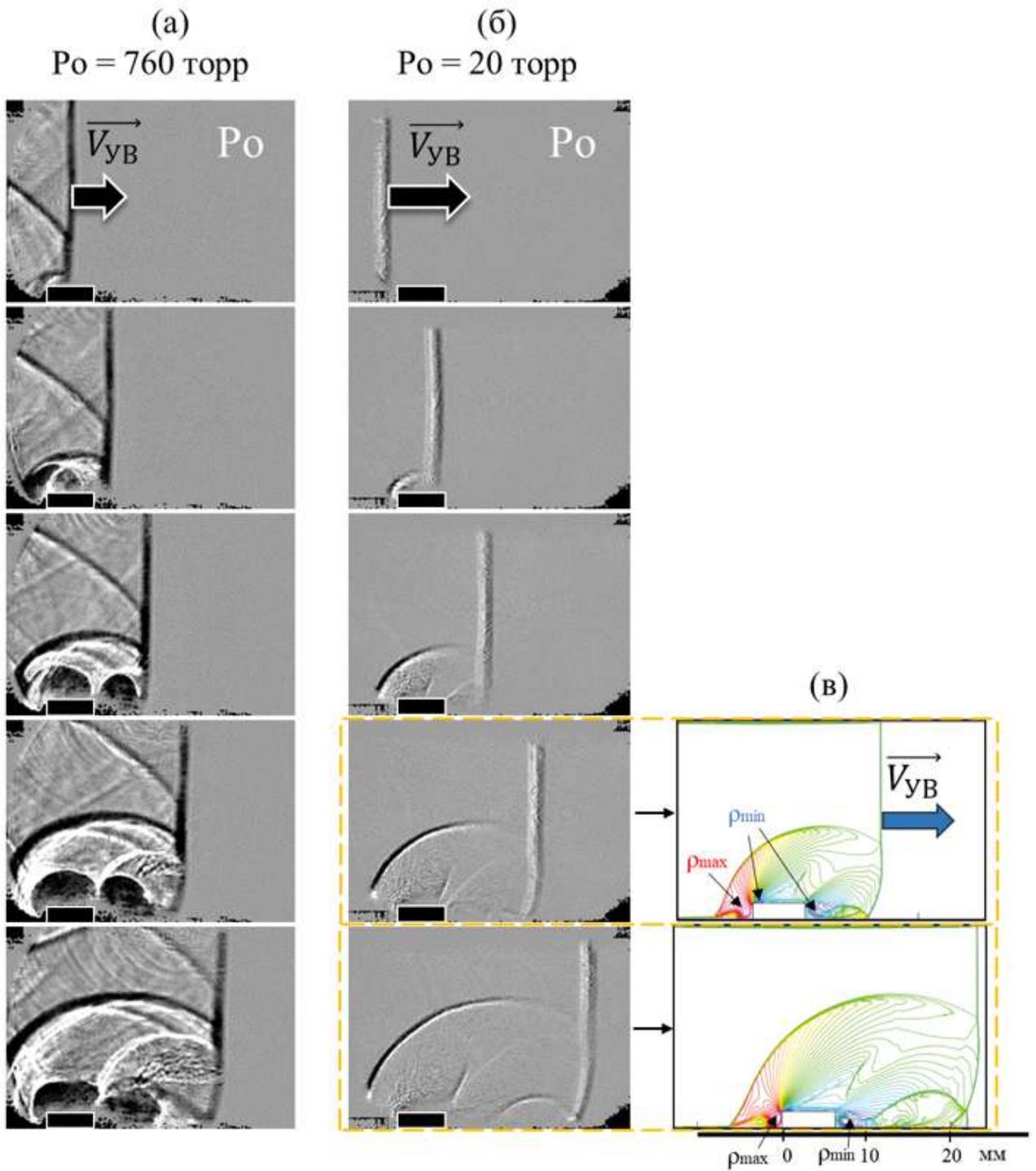


Рисунок 4.2 — Последовательные теневые снимки дифракции ударной волной $M_{UV} = 1,8$ (а) и $2,8$ (б) в сравнении с численным расчетом дифракции с указанием предельных значений плотности (в).

прохождения ударной волны через препятствие – дифракции фронта УВ на вы-
ступе) показало динамику полей плотности в зоне вокруг препятствия: на ран-
них стадиях дифракции, в подветренной области образуется газодинамическое
расширение - значение плотности ρ_{min} примерно в 20 раз ниже, чем ρ_{max} (Ри-
сунок 4.2в). Синим изолиниям соответствуют расчетные значения плотности
0,01 – 0,02 кг/м³, красным - до 0,37 кг/м³.

В различные моменты времени прохода фронта ударной волны с числами
Маха $M_{ув} = 2,8 - 3,4$ через разрядный промежуток производилось иницииро-
вание ИОР. Перераспределение мгновенного свечения разряда позволяет опре-
делить положение и конфигурацию фронта ударной волны, а также частично
дает информацию о распределении плотности в области препятствия при ди-
фракции и после нее.

На Рисунке 4.3 представлен ряд интегральных снимков свечения ИОР
в разрядном промежутке, пересекаемом ударной волной, полученных в раз-
ных экспериментах. Движения осуществляется слева направо, как это показано
стрелкой. На Рисунке 4.3а желтым овалом отмечен яркий плазменный канал
на верхней стенке канала, указывая на мгновенное положение фронта УВ. Так
как фронт ударной волны представляет собой границу между плотным и раз-
реженным газом, то при инициировании ИОР, когда фронт УВ находится в
разрядном промежутке, однозначно определяется положение фронта в виде гра-
ницы между областью сечения плазмы, локализованной перед фронтом (плот-
ность неподвижного разреженного газа 0,04 кг/м³ - справа на Рисунке 4.3) и
темной областью за фронтом - набегающим потоком более плотного воздуха
0,16 ± 0,01 кг/м³ - слева [118]. При интегральной регистрации свечения плазмы
ИОР в потоке визуализируются некоторые элементы течения. На Рисунке 4.3а
можно видеть момент, когда фронт ударной волны еще не начал взаимодей-
ствовать с препятствием и находится в начале разрядного промежутка. Этому
положению ($x = -2,7$ мм, отсчет ведется от передней грани препятствия, см.
Рисунок 4.1) соответствует еще плоская структура фронта. Свечение плазмы
объемного разряда усиливается по мере инициирования разряда при приближе-
нии ударной волны к концу разрядного промежутка.

В момент нахождения УВ над препятствием (Рисунок 4.3б) свече-
ние "огинает-препятствие, незначительно отклоняясь от реального положения
фронта ввиду недостаточности объемной предыонизации над препятствием.

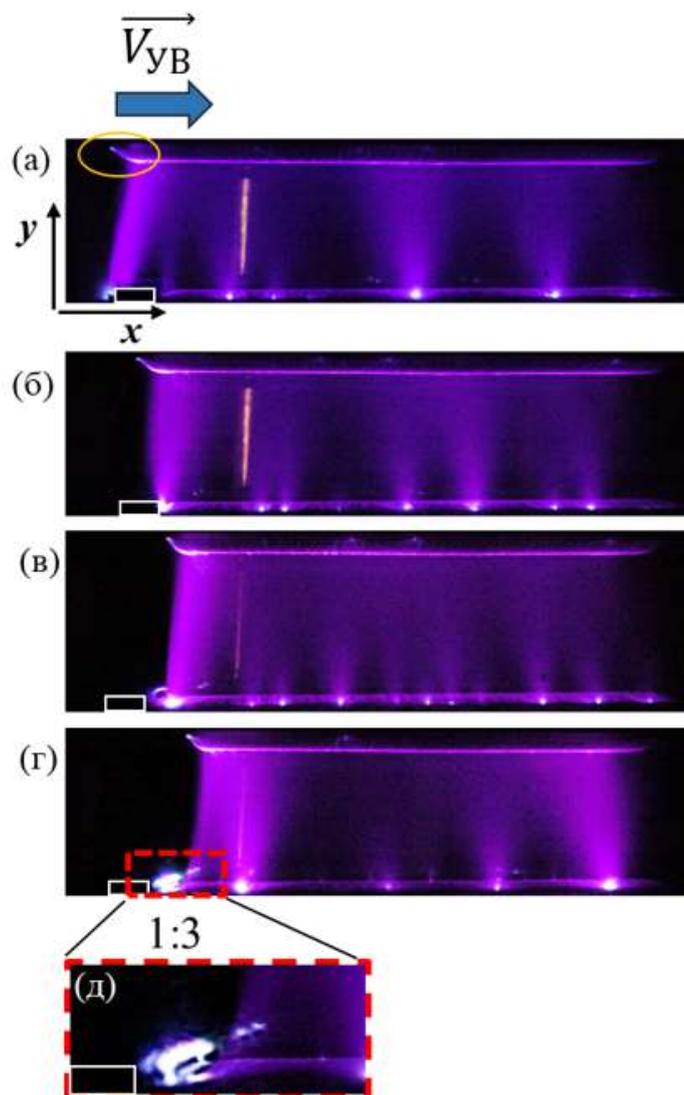


Рисунок 4.3 — Интегральное свечение разряда при движении падающей УВ $M_{yB} = 2,8 - 3,4$ через препятствие, где положение УВ относительно выступа: $-2,7$ мм (а), $2,2$ мм (б), $9,7$ мм (в), $12,2$ мм (г) и увеличенная в 3 раза область за препятствием для положения $12,2$ мм (д).

При дифракции ударной волны, за препятствием осуществляется отрывной тип течения с образованием вихревой зоны - зоны низкой плотности.

Ввиду сильной зависимости локальной проводимости среды от приведенного электрического поля E/N , (что влечет "стягивание" разряда преимущественно в области пониженной плотности, которые впоследствии становятся источниками повышенной интенсивности свечения), дифракция ударной волны на обратном угле 90° (уступе) приводит к самоорганизации разряда в плазменный канал в виде "шнура" (Рисунок 4.3в). Свечение плазменного канала наблюдает-

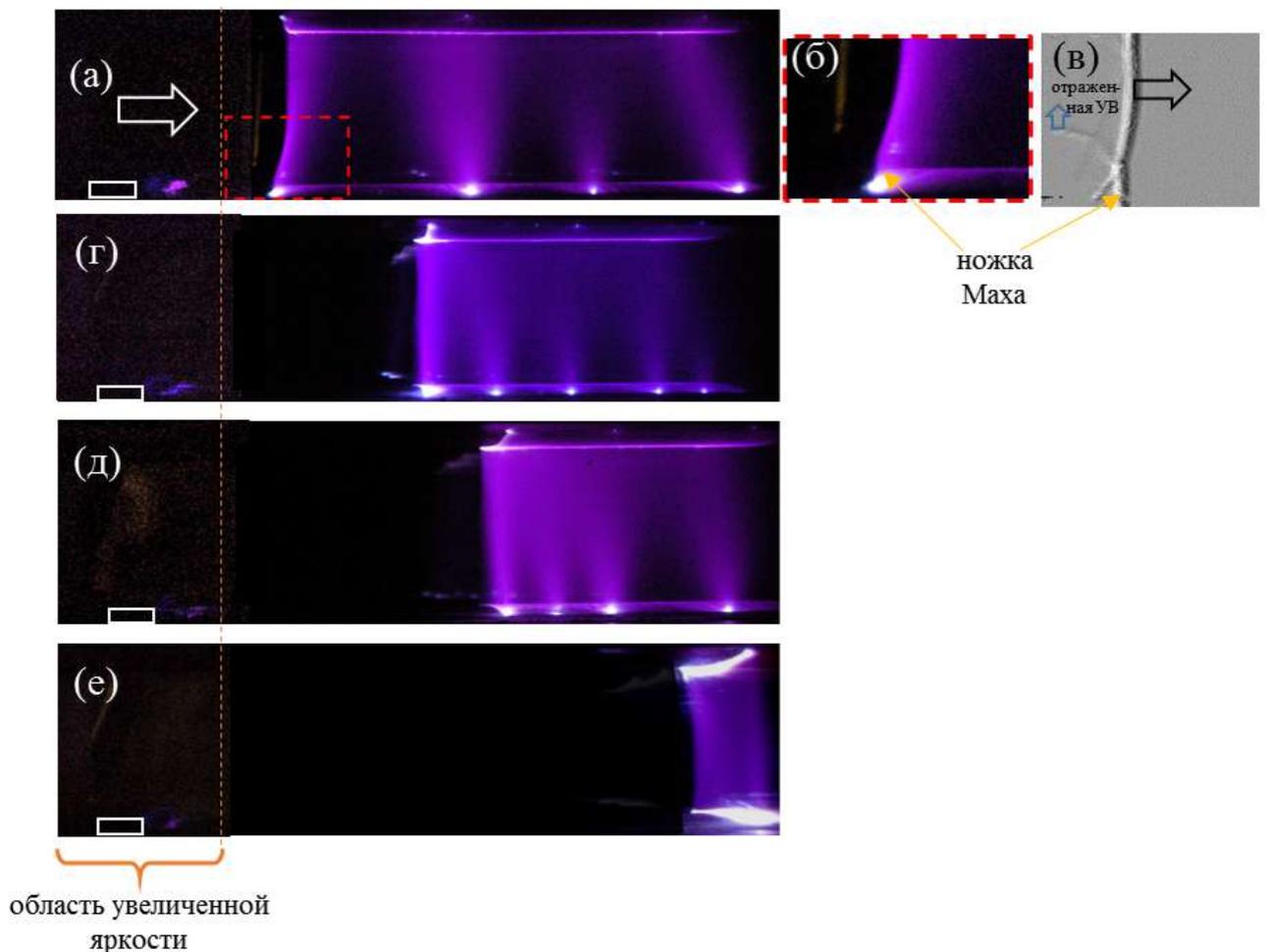


Рисунок 4.4 — Интегральное свечение разряда с визуализацией ударной волны (а) с увеличенным в 2 раза участком тройной конфигурации (б), соответствующим теневым снимком (в) в положении - 26 мм; интегральные снимки УВ (г-е) в положении УВ от препятствия 39 мм, 60 мм, 97 мм, соответственно.

ся при положении фронта падающей волны $x = 8 - 14$ мм (Рисунок 4.3в-г) и представляет собой горизонтальную вытянутую структуру вдоль задней кромки препятствия. Ее связь с электродами осуществляется посредством двух вертикальных плазменных микроканалов (Рисунок 4.3д), таким образом принимая форму П (Рисунок 4.3д) с длинами участков $2 \times 30 \times 2$ мм³, где участок 30 мм находится на кромке с тонкими "ножками" высотой около 2 мм. П-образная форма канала реализуется до тех пор, пока не пройдет нестационарная фаза дифракции за препятствием с образованием зоны отрыва и не установится рециркуляционное течение с относительно низкой плотностью. При достаточном удалении от препятствия, в подветренной области частично все еще локализу-

ется свечение разряда (см. Рисунок 4.4а,г-е). Яркость свечения в подветренной зоне начинает уменьшаться при удалении УВ от уступа и ее движении по разрядной области.

После дифракции фронт ударной волны имеет изогнутый профиль у основания, что более заметно на интегральном двукратно масштабированном снимке свечения разряда (Рисунок 4.4а,б). За уступом движение прошедшей УВ сопровождается ее искривлением и формированием отраженной от поверхности УВ. Происходит формирование тройной конфигурации ударных волн (маховское отражение), ножка Маха которой растет (см. Рисунок 4.4в) [119]. Маховская ножка располагается нормально к поверхности, а в тройной точке пересекается с падающей и отраженной ударными волнами. Кривая, идущая от этой точки вниз налево и плавно выходящая на поверхность (Рисунок 4.4в), представляет собой линию скольжения.

Отойдя на расстояние более 40 мм от препятствия, фронт УВ выравнивается (Рисунок 4.4д). При выходе ударной волны из разрядного промежутка не более чем на 1,0 – 1,5 мм как показано на Рисунке 4.4а часть разряда локализуется в окрестности препятствия повторяя профиль косоугольного скачка уплотнения, при этом другая часть объемного разряда концентрируется на вышедшей УВ, приобретая изогнутую форму у оснований. По мере движения УВ по разрядному промежутку большая доля разрядной плазмы концентрируется перед УВ, до полного выхода УВ из разрядного промежутка. Затем инициирование импульсного объемного разряда с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов осуществлялось на различных стадиях нестационарного потока и после выхода УВ из области разрядного промежутка.

Нами были выделены **четыре основных режима** локализации однократного наносекундного комбинированного разряда в потоке с изменяющейся скоростью от 850 м/с до 200 м/с. Режимам соответствует определенная газодинамическая структура обтекания. Длительность выделенных режимов достигала 0,5 мс и более. Отсчет времени существования режимов осуществляется согласно развитию течения за ударной волной – от сверхзвукового потока (см. Рисунок 4.5 - 1 - сверхзвуковой режим) до дозвукового режима обтекания (см. Рисунок 4.5 - 4 - сверхзвуковой режим). Каждому режиму поставлена в соответствие, в первую очередь, характерная структура течения и скорость, согласно

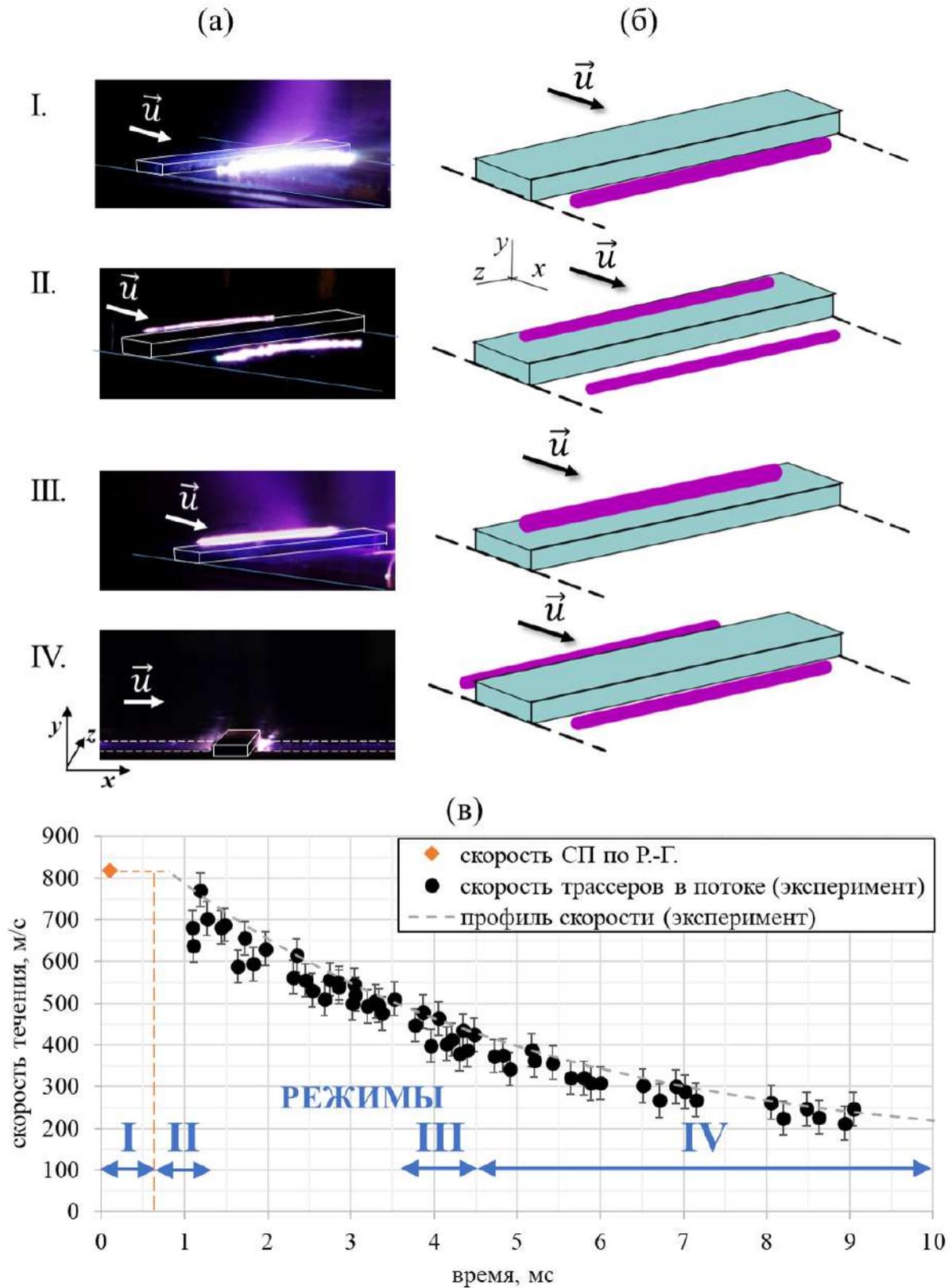


Рисунок 4.5 — Локализация субмикросекундного ИОР в высокоскоростном газодинамическом потоке за ударной волной при разных режимах обтекания.

графику эволюции течения (см. Главу 2). Инициирование импульсного разряда на разных участках потока за ударной волной достигалось изменением временной задержки на генераторе между запускающим сигналом, поступающим от второго пьезодатчика давления, и моментом инициирования разряда.

Итак, рассмотрим последовательно каждый режим в отдельности.

4.2 Локализация разряда при сверхзвуковом режиме обтекания препятствия (режим I)

Сверхзвуковое обтекание препятствия (тестовое значение скорости набегающего потока $u = 750 - 850$ м/с) в канале влечет формирование характерного набора газодинамических структур (см. Рисунок 4.6): косоугольного скачка уплотнения, веера волн разрежения (веер Прандтля-Мейера), отрыв потока с рециркуляционным течением в подветренной области и скачка присоединения (см. т. В на Рисунке 4.6б).

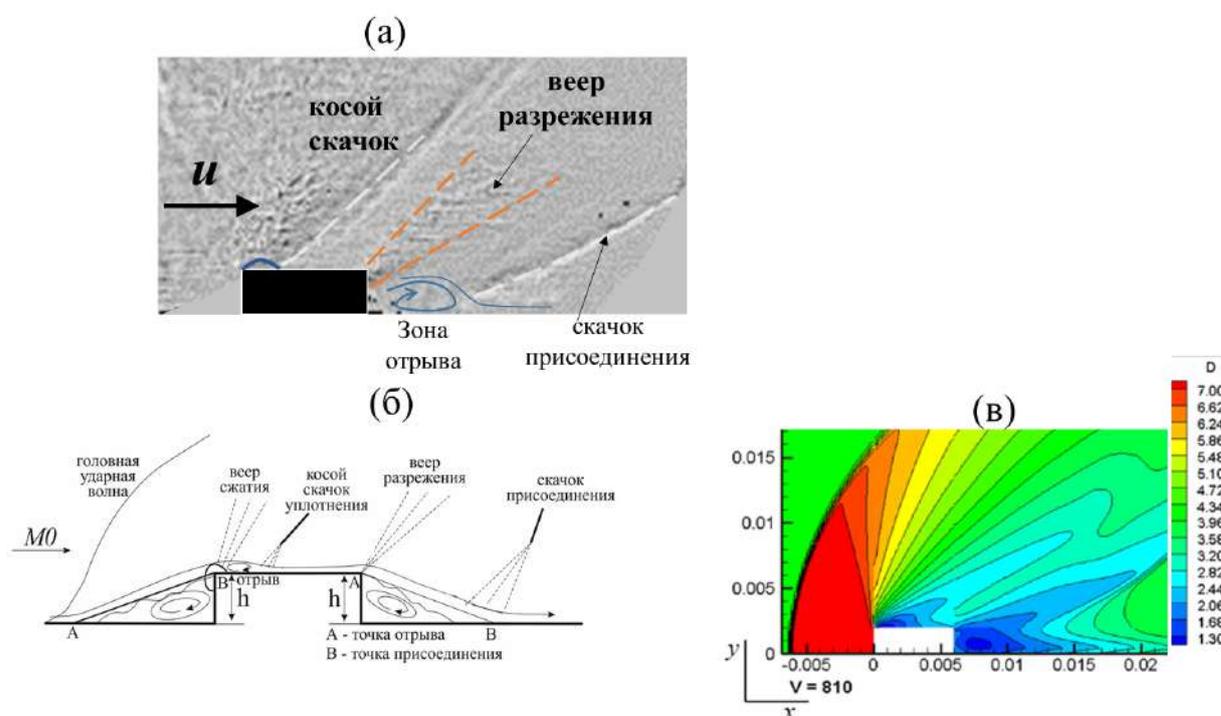


Рисунок 4.6 — Сверхзвуковое обтекание уступа: экспериментальная визуализация теньвым методом (а), схема отрывного течения вызванного уступом (б), численное моделирование поля плотности (в)

Визуализация поля плотности (см. Рисунок 4.6в) полученного численным моделированием (профессор А.Е. Луцкий) демонстрирует формирование минимума плотности в подветренной области, характеризующийся, главным образом, слабым массопереносом. Известно [120; 121], что размер области отрыва наибольший в ламинарном потоке, наименьший в турбулентном потоке, то же поведение наблюдается и для параметра давления. Давление в подветренной области является меньшим по сравнению с давлением вверх по потоку.

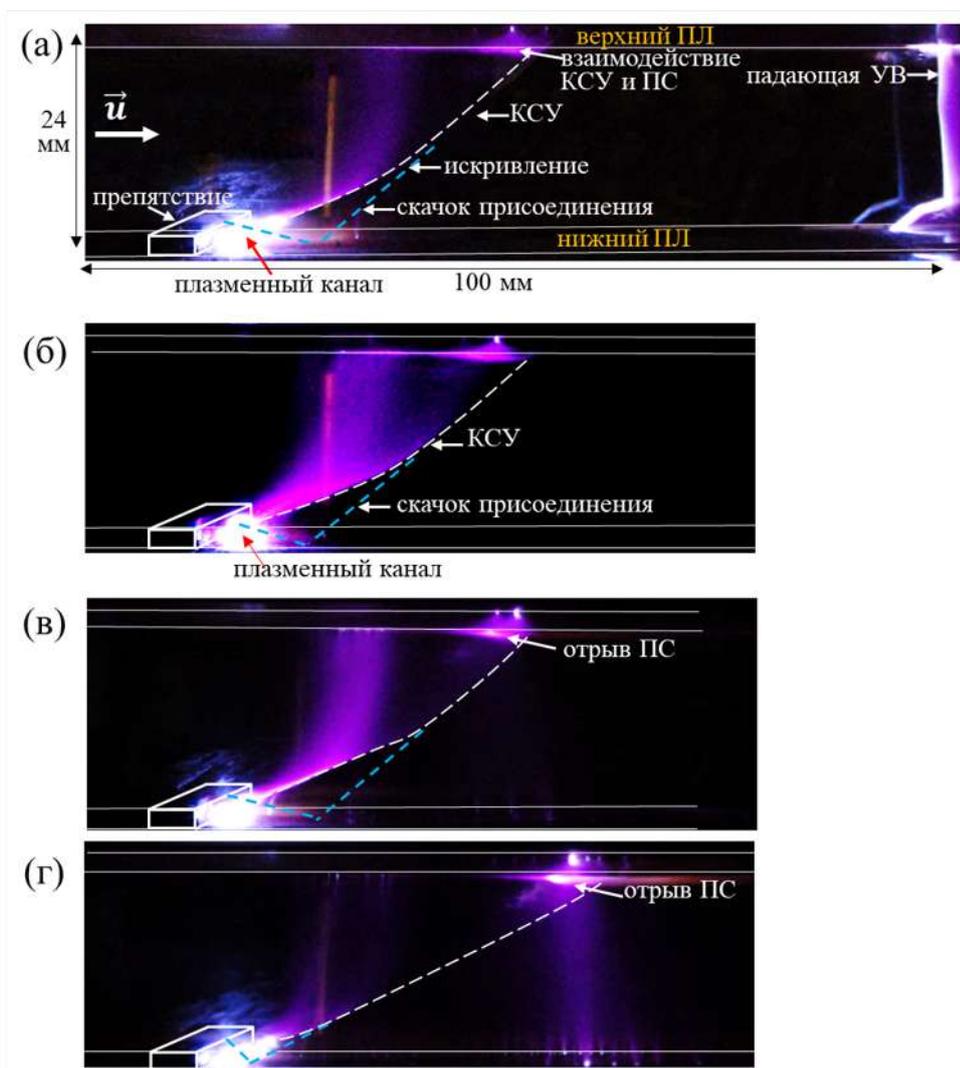


Рисунок 4.7 — Свечение ИОР в режиме сверхзвукового течения в момент выхода УВ $M_o = 1,4$ из разрядного промежутка $x = 100$ мм (а), в потоке на расстоянии УВ от препятствия $x = 110 - 140$ мм при $M_o = 1,2$ (б), $M_o = 1,4$ (в), $M_o = 1,56$ (г) - режим I.

В широком временном диапазоне от 110 ± 10 мкс до 550 ± 50 мкс (границы зависят от числа Маха УВ $M_{ув}$) регистрация интегрального свечения ИОР показала хорошую повторяемость поля свечения плазмы в видимом диа-

пазоне (для чисел Маха $M_{ув} = 2,8 - 3,4$). Часть плазмы разряда формирует-ся в короткоживущий высокоэнергетичный плазменный канал длиной 30 мм, который образуется в межэлектродном приповерхностном зазоре поперек потока - вдоль уступа, главным образом, стягиваясь с участка задействованного (нижнего) плазменного листа. Ширина плазменного образования составляет 6 – 7 мм. Формирование разряда, в частности, в подветренной области (в области отрыва) обусловлено наличием отрывного течения с естественно низкой плотностью (Рисунок 4.7). Объемная фаза разряда перераспределяется в область пространственных скачков, визуализируя косой скачок уплотнения КСУ и веер Прандтля-Майера. Пересечение КСУ со скачком присоединения приводит к искривлению его профиля (см. Рисунок 4.7а-г, обозначено как искривление). Самое яркое свечение регистрируемое на верхней поверхности канала реализуется в области отрыва, где организуется циркуляционное течение.

В зоне инициирования ИОР может наблюдаться плазменный канал, который формируется на верхней стенке канала, в области пересечения КСУ и пограничного слоя. Известно, что в газодинамическом канале косой скачок пересекается с пограничным слоем. Их взаимодействие приводит к утолщению пограничного слоя и оттеснению внешнего потока от стенки, что вызывает системы волн сжатия и разрежения в сверхзвуковом потоке (см. схему на Рисунке 4.8). Течение после взаимодействия становится турбулентным [121]. Большое количество работ посвящено исследованию взаимодействия косого скачка уплотнения и пограничного слоя [122–124]. В частности, было показано [124], что взаимодействие косого скачка с пограничным слоем ведет к возникновению низкочастотных нестационарных пульсаций, связанных с числом Струхалия.

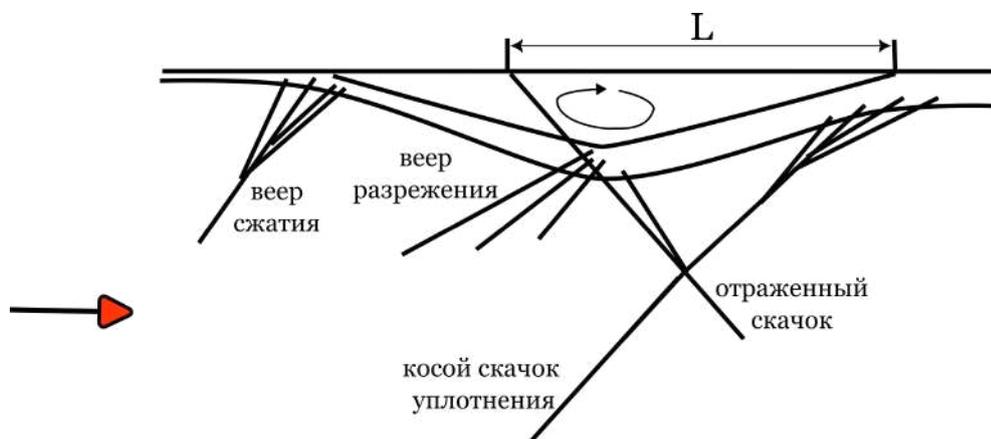


Рисунок 4.8 — Схема взаимодействие косого скачка уплотнения с пограничным слоем.

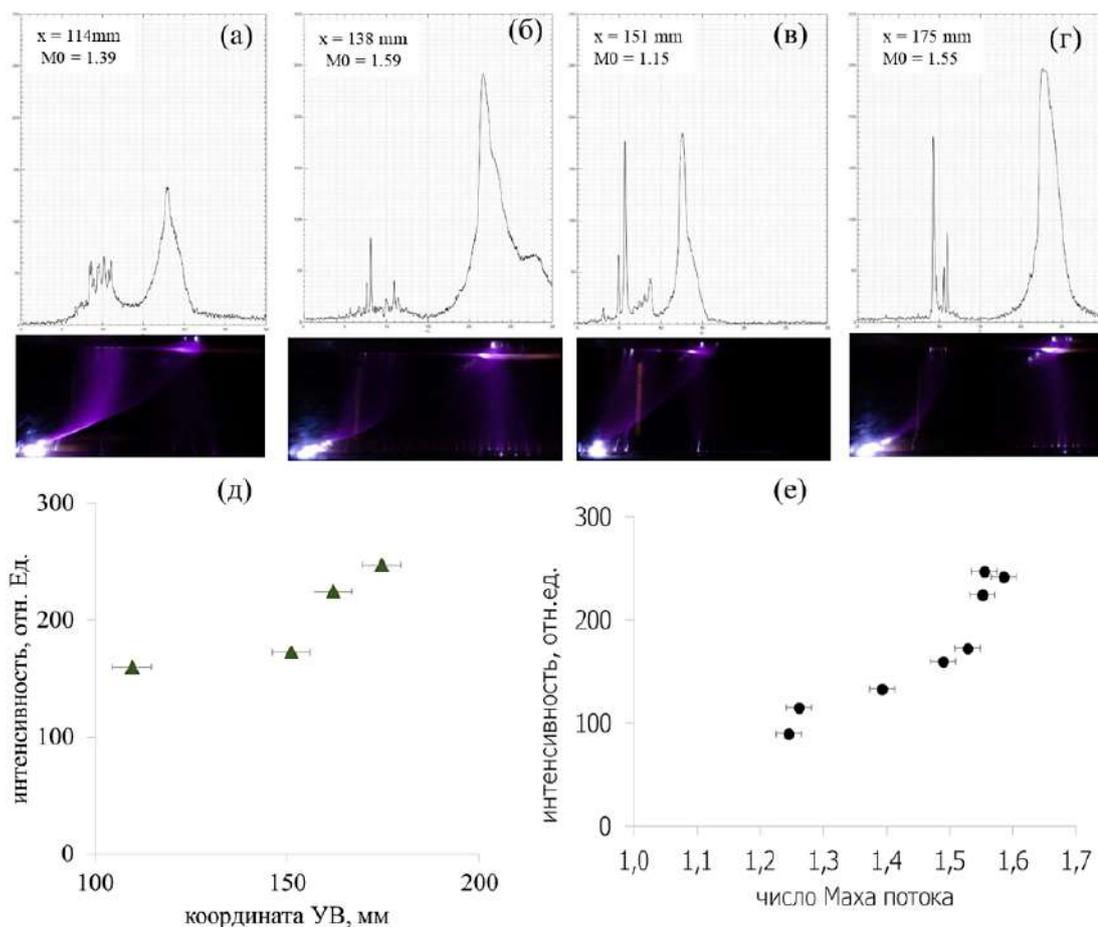


Рисунок 4.9 — Интенсивность свечения плазмы разряда в пограничном слое вдоль верхней поверхности, при числах Маха основного потока $M_o = 1,15 - 1,59$ и координате $x = 114 - 175$ мм (а-г); зависимость интенсивности от координаты x при $M_o = 1,54 \pm 0,05$ (д) и числа Маха основного потока (е).

Угол наклона косо́го скачка уплотнения Θ , а значит и опосредованно скорость набегающего потока, и толщина пограничного слоя, пересекающего пограничный слой вдоль верхней поверхности, влияют на наличие плазменного канала. При увеличении скорости набегающего потока от $M_o = 1,15$ до $M_o = 1,59$ уменьшается угол наклона от 41° до 25° . В потоке с малым числом Маха и с соответствующим углом наклона КСУ, отрыва пограничного слоя на противоположной стенке не наблюдается. Переход к отрыву пограничного слоя при взаимодействии с косым скачком уплотнения наблюдается при M_o более 1,38 при условии начального пограничного слоя. Масштаб отрыва зависит как от толщины пограничного слоя (Рисунок 4.9д), так и от скорости течения (Рисунок 4.9е). Толщина пограничного слоя регулируется продолжительностью течения за УВ.

Таким образом, характерной чертой для сверхзвукового режима (режим I) реализующегося в течение времени порядка 100 - 600 мкс после прохода ударной волны $M_{ув} = 2,8 - 3,4$ является развитие разряда в виде отдельного интенсивного плазменного канала, расположенного в подветренной области низкой плотности (в зоне отрыва), формируемой за препятствием; также часть энергии объемного разряда перераспределяется в области пространственных скачков.

4.3 Локализация разряда при трансзвуковом режиме обтекания препятствия (режим II)

Течение за ударной волной в канале ударной трубы представляет собой комплекс нестационарных процессов, сменяющихся в определенной последовательности и отличающихся, главным образом, по скорости и структуре течения. В частности, ввиду немгновенного уничтожения диафрагмы в моменты ее разрыва в эксперименте, УВ также формируется не мгновенно, а контактная поверхность представлять собой слой смешения между газами, заполняющими КНД и КВД в момент до разрыва. Движения области контактного перехода сопровождается существенной неоднородностью с турбулизированной газовой смесью воздуха и гелия с плавно изменяющимся составом смеси. Вследствие чего, перед препятствием исчезает головная волна, область минимума плотности смещается на верхнюю кромку передней грани уступа (Рисунок 4.10), а частично остается в подветренной области.

Высокоскоростная теневая съемка показала, что на временном отрезке $t = 600 - 1300$ мкс положение косоугольного скачка над препятствием смещается вниз по течению. Область отрыва на передней кромке (2) увеличивается примерно в 2 раза с $1/4L'$ (см. Рисунок 4.6а) до $1/2L'$ (см. Рисунок 4.10а), где $L' = 6$ мм - ширина препятствия.

Изменение поля обтекания влечет за собой иную локализацию ИОР в потоке: для режима II характерно формирование двух плазменных каналов - в подветренной области и на передней кромке препятствия, имеющих нитевидную форму (Рисунок 4.10б-д). Режим II реализуется на временном промежутке $t = 600 - 1300$ мкс от начала газодинамического течения. Плазменный канал в

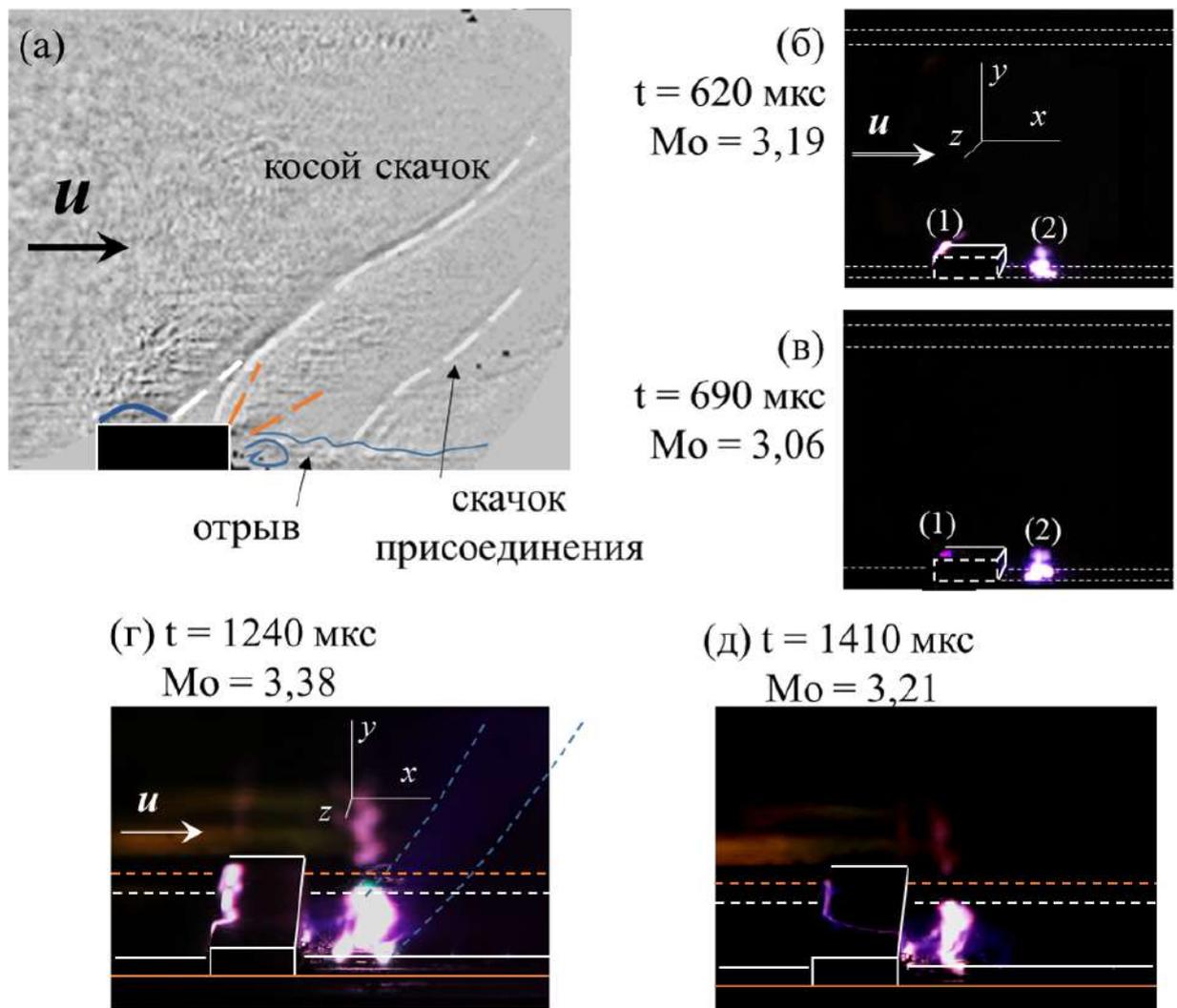


Рисунок 4.10 — Газодинамическое поле характерное для режима II: теневой снимок невозмущенного течения с определенным набором газодинамических структур (а); свечение ИОР (б-в)-начало и (г-д)-окончание режима II.

подветренной области (выделен (2), см. Рисунок 4.10б,в) формируется на расстоянии 2 – 3 мм от препятствия ниже по потоку имея продольную ширину (x-размер) около 2 – 3 мм. Интенсивность разрядного свечения и ширина канала в подветренной области (2) значительно меньше, чем при сверхзвуковом режиме I (см. Рисунок 4.6) при аналогичной локализации. Второй канал (1) локализуется выше по потоку - на передней кромке - на верхней грани препятствия. Данный режим ассоциирован, в частности, с приходом контактной области, которая влечет за собой плавную перестройку течения от спутного потока (воздушной пробки) на толкающий газ - воздушно-гелиевую смесь. Неоднородности плотности в потоке в межэлектродном объемном промежутке приводят к стягиванию разряда при иницировании ИОР. На верхней поверхности силь-

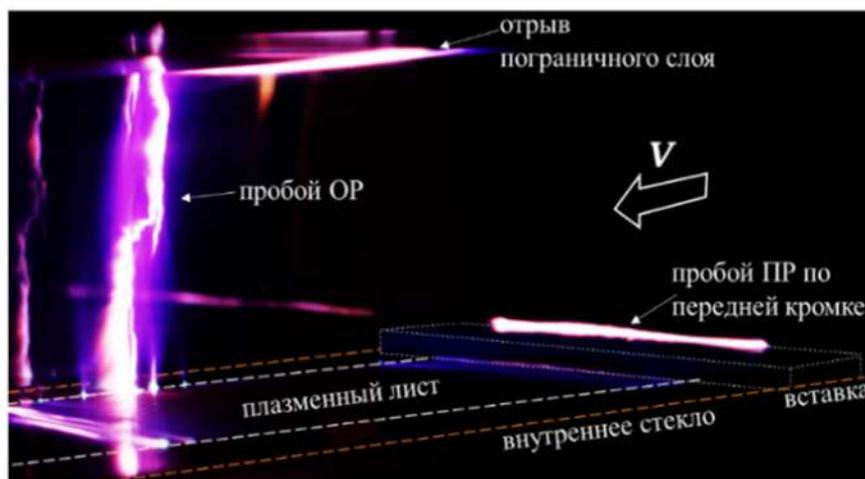


Рисунок 4.11 — Объемная фаза ИОР в режиме II. Ракурс -40° от оси течения.

ноточный плазменный канал в зоне отрыва от взаимодействия КСУ с пограничным слоем становится активным плазменным электродом. Объемная фаза разряда также стягивается вдоль пограничного слоя, сформированного на кварцевой поверхности (Рисунок 4.11), вытягиваясь в плазменные «языки» схожие по свойствам с реализацией разряда описанной в Главе 2, Рисунок 2.7, что соответствует масштабам неоднородностей. В связи с этим косые скачки слабо визуализируются при интегральной регистрации свечения ИОР.

После 1300 мкс разряд слабо локализуется как в подветренной области, так и вдоль передней кромки. Большая часть разряда стягивается в иные области сильной неоднородности. Таким образом, на временном промежутке 1,3 – 3,6 мкс не выявлен характерный паттерн локализации ИОР.

4.4 Локализация разряда при трансзвуковом режиме обтекания препятствия (режим III)

На временном отрезке 3,6 – 4,5 мс от момента прохода УВ осуществляется перестроение режима обтекания: от набегающего трансзвукового течения с локальным сверхзвуковым режимом к дозвуковому режиму. При этом визуализируется на теневых изображениях цуг псевдоскачков, Рисунок 4.12 [4].

Набегающий поток ($u \approx 350-450$ м/с) перед препятствием характеризуется образованием области пониженной плотности преимущественно на верхней передней кромке и косым скачком уплотнения вследствие присоединения по-

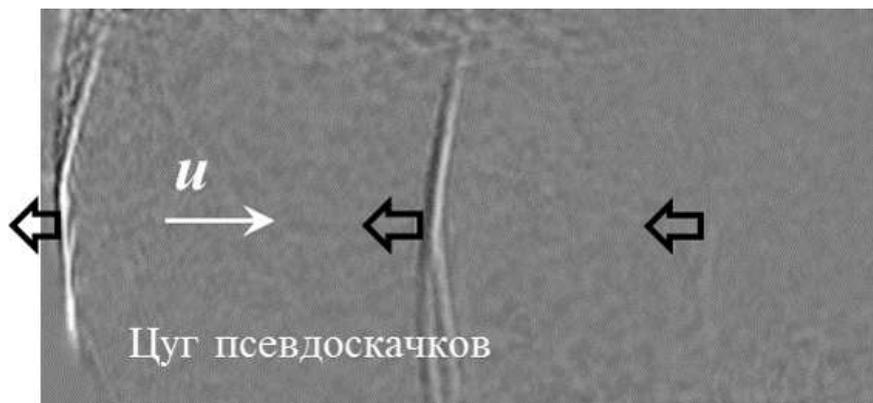


Рисунок 4.12 — Теневой снимок цуга псевдоскачков [4].

тока (Рисунок 4.13а). Численные расчеты показывают, что в данной области также формируется зона разреженной плотности (Рисунок 4.13б), в которой происходит искривление линий тока.

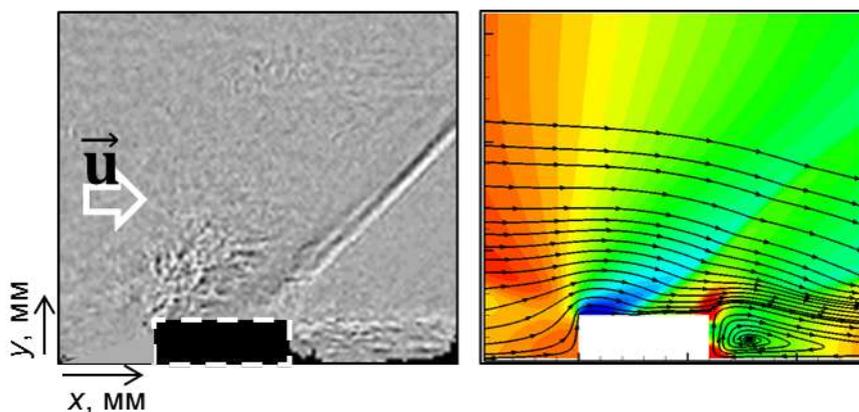


Рисунок 4.13 — Теневой снимок газодинамического потока (а) и численный расчет поля плотности с линиями тока (б) при $u = 390 - 450$ м/с.

В третьем режиме наблюдается перераспределение ИОР на верхнюю переднюю кромку уступа (Рисунок 4.14), что коррелирует с полями плотности, полученными при численном расчете (Рисунок 4.14б-в). Разряд формируется в сильноточный плазменный канал также поперек потока. Слабое интегральное свечение разряда с подветренной стороны препятствия указывает на отрывную зону (Рисунок 4.14б). Слабое объемное свечение визуализирует двумерный косяк скачок уплотнения на нескольких изображениях течения.



Рисунок 4.14 — Интегральное свечение ИОР при $u = 400$ м/с - режим III.

4.5 Локализация разряда при дозвуковом режиме обтекания препятствия (режим IV)

На временном интервале 4,5 – 10 мс, скорость течения в канале плавно снижается от 350 м/с до 200 м/с. Зоны отрыва потока формируются с обеих сторон от препятствия; свечение разряда, соответственно, возникает в обеих зонах отрыва, (см. Рисунок 4.15).



Рисунок 4.15 — Интегральное свечение импульсного комбинированного разряда в дозвуковом поле обтекания $u < 350$ м/с - Режим IV.

На интегральных снимках свечения плазмы разряда в дозвуковом поле начинает наблюдаться эффект вытеснения свечения, схожий с эффектом, реализуемым при условиях неподвижной среды. При этом в объеме - на краю разрядного промежутка - наблюдается контрагированный плазменный канал вдоль стекла, что соответствует среднему значению давления в потоке более 130 торр [83].

В предельном случае при малых скоростях потока четвертый выделенный режим обтекания препятствия переходит к режиму «вытеснения», наблюдаемому в неподвижном газе.

4.6 Выводы к Главе 4

Выделены четыре основных режима локализации наносекундного ИОР инициированного в нестационарном высокоскоростном потоке при скорости от 850 м/с до 200 м/с, который был сформирован в профилированном газодинамическом канале. Показано, что изменение области самолокализации импульсного разряда в потоке была связана, в первую очередь, с изменением скорости набегающего течения и структурой газодинамического обтекания, создаваемого вблизи препятствия.

Каждому режиму поставлена в соответствие, в первую очередь, ограниченный диапазон скоростей потока в газодинамическом канале с прямоугольным препятствием 4.5.

Режим I - в сверхзвуковом режиме, ИОР локализуется в сильнооточный плазменный канал в зоне отрыва в подветренной зоне препятствия; часть энергии объемной фазы разряда перераспределяется в зону пространственных скачков;

Режим II - трансзвуковой режим, ИОР формируются в два плазменных канала: с подветренной зоны и наветренной стороны вдоль передней кромки верхней грани. Характерная локализация связана также с началом контактного перехода;

Режим III - трансзвуковой режим, с движением псевдоскачков; плазма разряда устойчиво локализуется на верхней грани препятствия в выраженной зоне отрыва;

Режим IV - дозвуковой режим обтекания, ИОР локализуется на поверхности канала вдоль боковых образующих диэлектрического препятствия.

Глава 5. Ударно-волновое воздействие ИОР на течение в профилированном канале

5.1 Воздействие на фронт ударной волны в профилированной области разрядного промежутка

Импульсный разряд с наносекундным фронтом нарастания тока сопровождается быстрым (за время менее 1 мкс) повышением температуры и давления в зоне разряда, что обусловлено высоким значением вложенной в газ энергии в ограниченной области. ИОР может существенно изменить высокоскоростное течение в газодинамическом канале [29; 85]. При этом эффект самолокализации импульсного разряда в неоднородном потоке позволяет прогнозировать и контролировать импульсное и импульсно-периодическое воздействие на поток. Особое внимание уделяется управлению отрывом при обтекании уступов [125; 126].

В работах [29; 85; 125; 126] было показано, что при инициировании разряда в момент, когда в камере постоянного сечения находится ударная волна, разряд локализуется в области низкого давления и ограничен фронтом плоской ударной волны (Рисунок 5.1а). В экспериментах в момент времени $t = 0$ перед фронтом УВ, движущейся по каналу, возникала область плазмы ИОР с плазменными электродами. Область протяженностью d ограничена поверхностью фронта УВ с одной стороны и границей разрядного промежутка с другой стороны. В эту область поступает около 1 Дж энергии, что приводит к мгновенному повышению давления, температуры, энтальпии. В областях плазменных электродов, толщина которых составляет ~ 1 мм, величина энерговклада выше, чем в зоне объемного разряда, от области поверхностных электродов распространяются поперечные возмущения. В первые микросекунды после воздействия разряда на фронт исходной ударной волны S_0 зарегистрировано возникновение системы вертикальных разрывов, соответствующей аналитическому описанию одномерного течения после распада разрыва (см. Рисунок 5.1б - А). При распаде фронта ударной волны формируются две ударные волны I и G , между которыми находится контактная поверхность H (Рисунок 5.1в). В расчетах полагалось, что 50% энергии комбинированного разряда шла на мгновенный на-

грев газа в области энерговклада, а именно на отрезке d . На свободном конце при этом не осуществляется распада до тех пор, пока расстояние между ней и УВ не сократится до 8 мм (Рисунок 5.1б - В), что приводит к многократному увеличению плотности энерговклада за счет ограничения зоны разряда ударной волной. Таким образом, плотность энергии достигается более $0,15 \text{ мДж/мм}^3$, а на свободном конце происходит распад разрыва, протекающему по сценарию волна разрежения - тангенциальный разрыв - ударная волна.

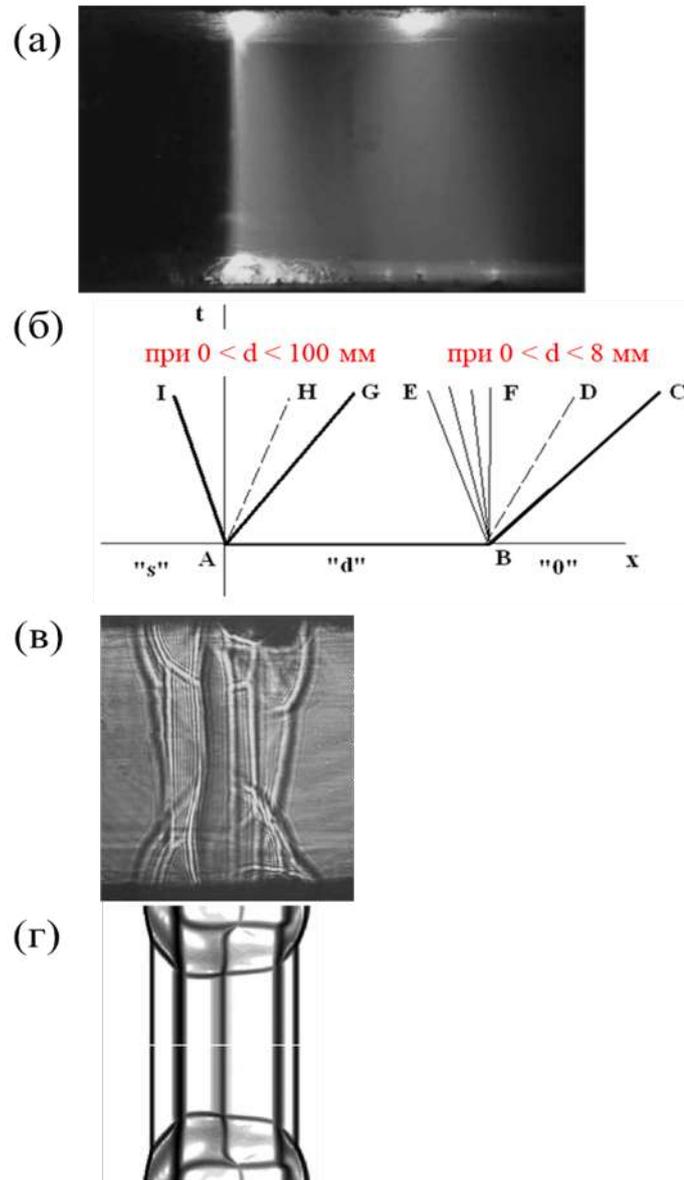


Рисунок 5.1 — Иницирование ИОР в момент пересечения УВ разрядной камеры: свечение ИОР перед фронтом ударной волны $t = 0$ (а), схема распада разрыва (б) теневой снимок газодинамических структур - эксперимент (в), расчетное поле течения (г) через 5 мкс [29; 85].

При наличии препятствия в канале, на фронте УВ также возникают условия для осуществления описанных двух сценариев воздействия ИОР. В первом случае, когда ударная волна проходит над препятствием. Иницируемые взрывные волны из зоны вытеснения (см. Главу 3) и отраженная от препятствия УВ вносят значительные возмущения в среду и существенным образом влияют на картину распада разрыва на фронте проходящей УВ. В положении, когда УВ находится вблизи конца разрядного промежутка и выравнивается (см. Рисунок 5.1), картина распада на фронте УВ близка к описанной выше и, например, в работе [29].

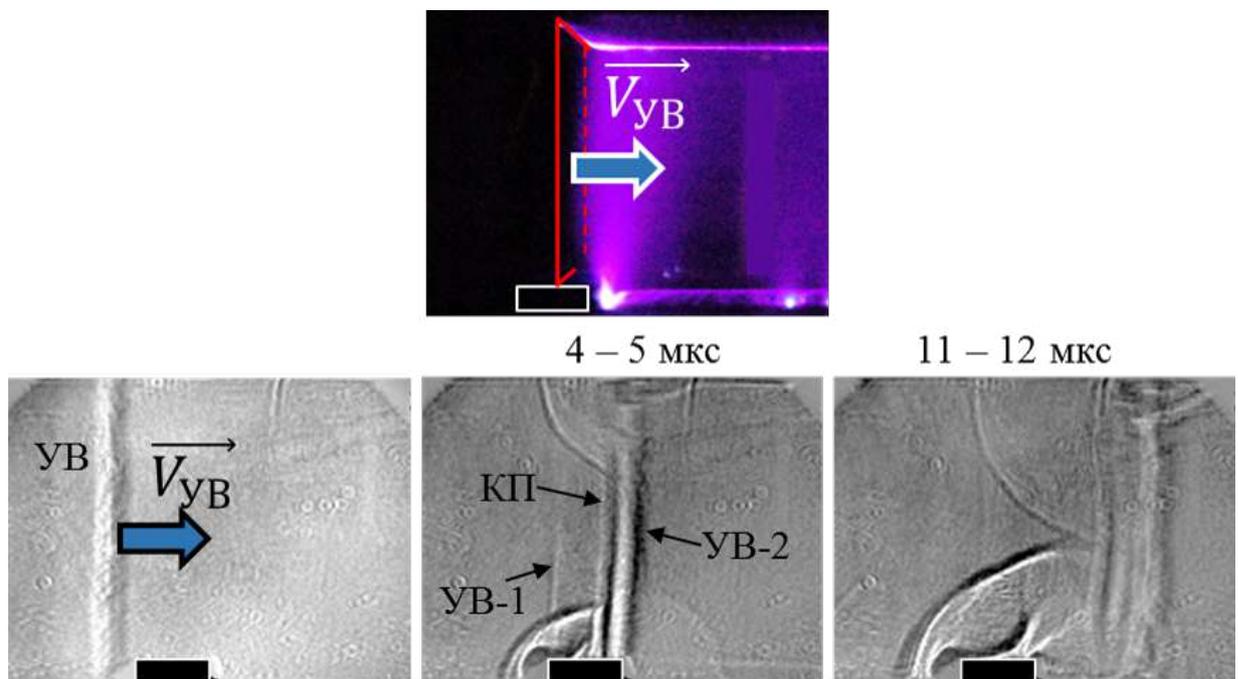


Рисунок 5.2 — Распад разрыва на ударной волне в момент ее прохода через препятствие: интегральный снимок свечения $t = 0$ и последовательные теньевые кадры до и после иницирования ИОР.

Локализация ИОР, инициируемого в сверхзвуковом течении за ударной волной, сильно зависит от мгновенного поля плотности тестируемого течения в разрядном (рабочем) промежутке. Так, в Главе 4 показано, что при разных режимах обтекания импульсный разряд перераспределяется согласно мгновенному полю течения, а его локализация меняется согласно изменению скорости течения - от сверхзвуковой (см. Рисунок 4.5 - режим I) к дозвуковой (см. Рисунок 4.5 - режим IV). Интенсифицированные плазменные каналы, наблюдаемые, вблизи вставки, становятся источниками возмущений. Мгновенный ввод энергии приводит к скачкообразному увеличению давления, которое существенно

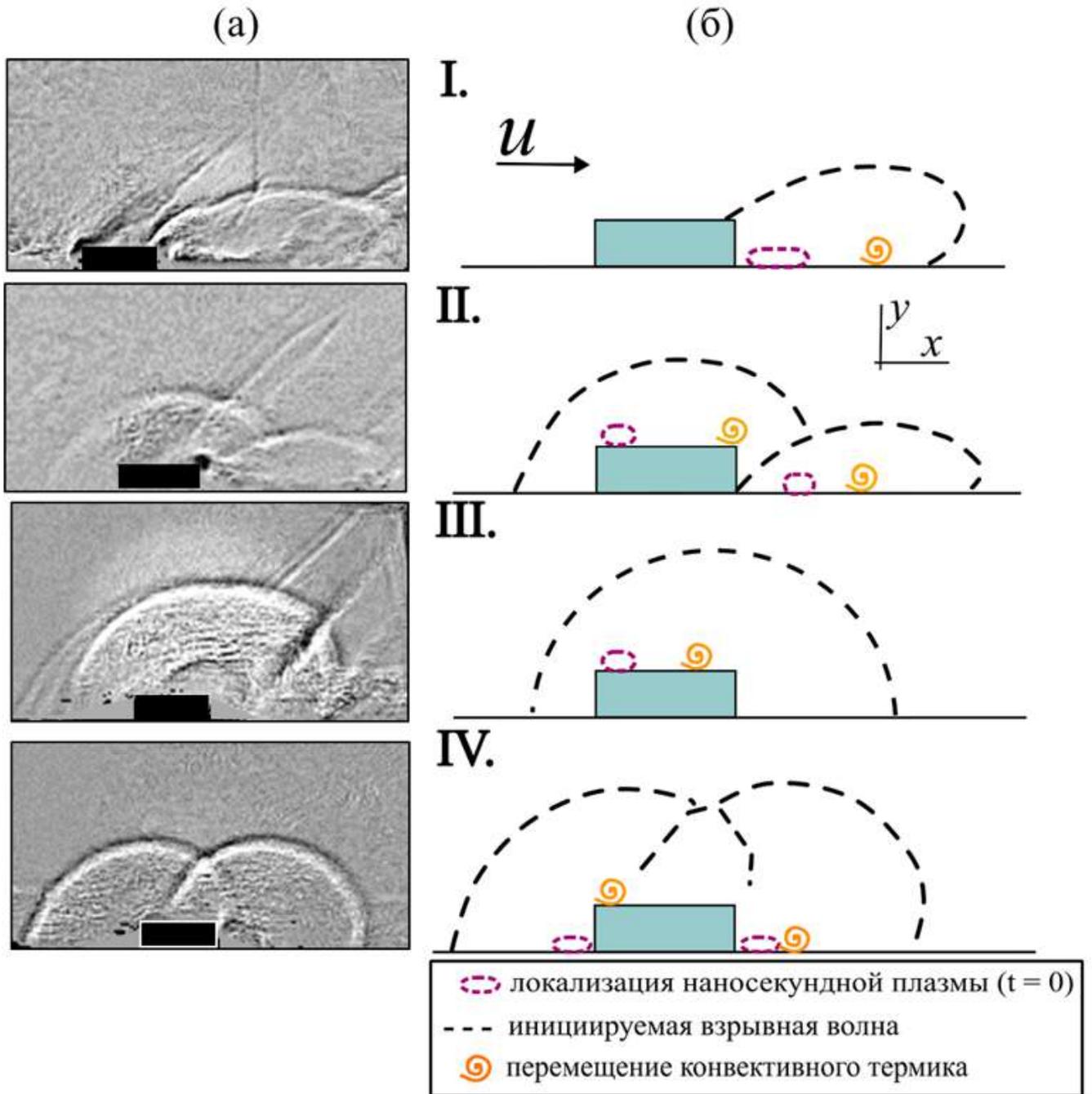


Рисунок 5.3 — Локализации наносекундного объемного разряда с соответствующим ударно-волновым возмущением в потоке за ударной волной.

превышает давление в остальной области потока, что неизбежно приводит на границе этих областей образование ударной волны взрывного типа. Ранее численное моделирование показало [29; 85], что вводимая энергии поверхностного разряда составляет около 0,11 Дж в толщине плазменного листа/канала составляет 1 мм при длительности тока разряда 200 нс. Возмущения распространяются от области повышенного приповерхностного свечения, соответствующей наибольшей термализации энергии разряда.

Таким образом, каждому выделенному по свечению разрядной плазмы режиму соответствует ударно-волновое возмущение с определенными и отличающимися пространственно-временными характеристиками.

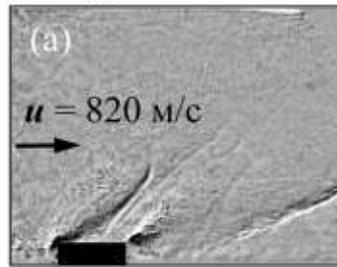
Итак, рассмотрим последовательно воздействие разряда при каждом режиме на течение в отдельности.

5.2 Воздействие разряда на сверхзвуковое течение (режим I)

Наносекундное однократное вложение энергии за уступом, реализуемое в первом, сверхзвуковом режиме, обеспечивает формирование одиночной удлиненной взрывной волны (см. Рисунок 5.4). Расширение среды с ударным фронтом на границе происходит неравномерно в вертикальном - y направлении (поперек потоку), и в горизонтальном - x направлении (по потоку), ввиду уширенной формы плазменного канала и тангенциального воздействия скоростного напора со стороны набегающего течения. Смещение лобовой части фронта навстречу набегающему потоку пренебрежимо мало, а его положение сверху ограничено косым скачком (см. Рисунок 5.4 при 12,3–13,3 мкс). К 19,0–26,7 мкс фронт сливается с косым скачком. При сравнении с невозмущенным течением видно, что длина присоединения потока сопоставима с шириной плазменной структуры. Скачок присоединения разрушается. В зоне локализации плазмы наблюдается область, ограниченная контактной поверхностью ООКП, сносимая пристеночным течением. Восстановление обтекания осуществляется спустя 20 – 30 мкс после инициирования ИОР.

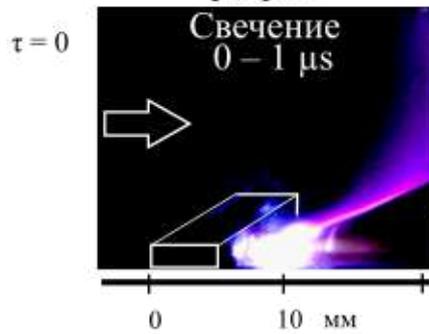
На Рисунке 5.10 представлены экспериментальные зависимости координаты движения фронта взрывной волны образовавшейся после инициирования

Невозмущенное течение



Импульсный разряд - ввод энергии

(б)

Комбинированный
разряд

(в)

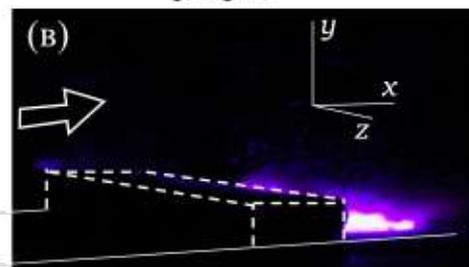
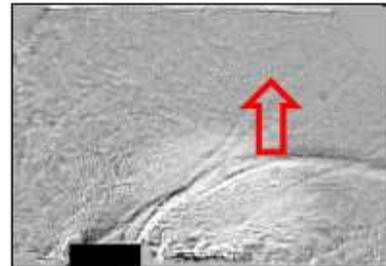
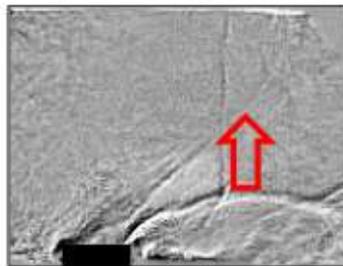
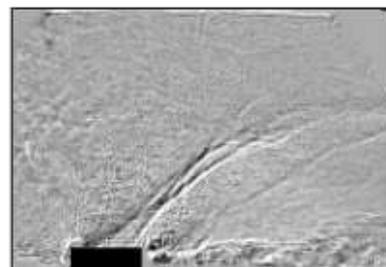
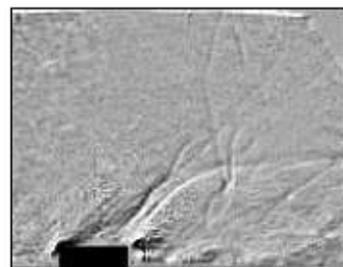
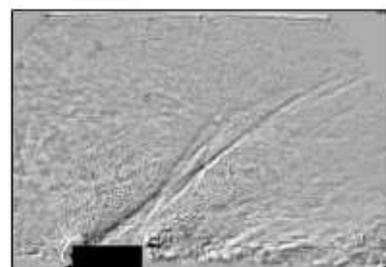
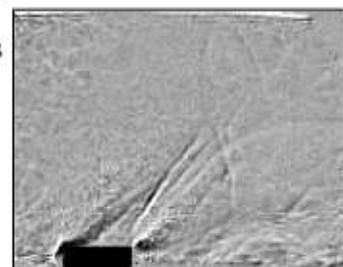
Поверхностный
разряд $\tau = 5,7 - 6,7 \mu\text{s}$  $\tau = 12,3 - 13,3 \mu\text{s}$  $\tau = 19,0 - 20,0 \mu\text{s}$ 

Рисунок 5.4 — Невозмущенное сверхзвуковое течения (а) Иницирование ИОР (б) и ПР (в) с соответствующим воздействием (последовательные кадры из теневой регистрации) - режим I.

ИОР в потоке с различной скоростью от $u = 700 - 850$ м/с - режим I до $u = 200 - 350$ м/с - режим IV. Начальная скорость в вертикальном направлении движения фронта взрывной волны для режима I (см. Рисунок 5.10а) достигает (850 ± 50) м/с. На горизонтальную составляющую скорости накладывается скорость потока.

Необходимо отметить, что достигаемая плотность энергии в каналах, являющихся источниками взрывных волн, в неподвижном газе ($130 - 170$ кДж/м³) [3] и в условиях сверхзвукового течения близки по значению: в случае неподвижного газа формируются два источника шириной $3 - 4$ мм, в сверхзвуковом потоке - одиночный источник, шириной около $6 - 7$ мм. Если говорить о геометрии, то понятно, что полученные значения напрямую зависят от ширины препятствия, в первом случае, и высоты уступа, во втором. Таким образом, форма фронта УВ зависит, в первую очередь, от формы плазменного канала. Скорость набегающего течения ($u = 680 - 820$ м/с) незначительно влияет на эволюцию движения взрывной волны в данном диапазоне.

Эксперименты показывают, что свечение разряда и, как следствие, энергия распределены в потоке перед волной не вполне равномерно. Для режима I зафиксировано образование вертикального канала пробоя при объемной ионизации (Рисунок 5.4, 5,7 - 6,7 мкс).

Таким образом, при реализации в сверхзвуковом течении в профилированном канале самолокализующегося импульсного ввода энергии наносекундной длительности, плазма формируется с подветренной стороны уступа, а объемный фаза разряда "стягивается" в область пониженной плотности, что приводит к существенному локальному возрастанию плотности энергии. Самолокализация энергии в условиях сверхзвукового течения $M_o = 1,5 \pm 0,1$ приводит к следующим последствиям:

взрывное формирование вытянутой ударной (взрывной) волны в отрывной зоне за преградой: изогнутый фронт ударной волны движется из зоны повышенного свечения, где велик энерговклад; эта взрывная волна меняет структуру течения за преградой;

исходная структура течения за уступом восстанавливается через $20 - 30$ мкс при скорости потока в канале $750 - 850$ м/с.

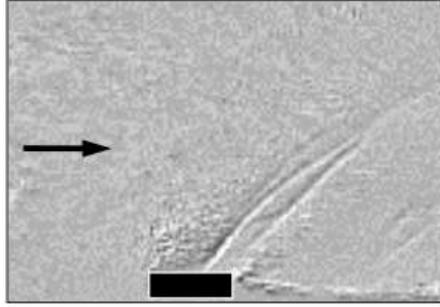
5.3 Воздействие разряда на трансзвуковое течение (режим II)

Для двух самолокализованных наносекундных плазменных каналов, реализующихся при инициировании ИОР в режиме II, характерно формирование двух взрывных волн. Ударно-волновые возмущения, обусловленные, преимущественно, поверхностной фазой разряда, распространяются от передней кромки препятствия и подветренной зоны (см. Рисунок 5.5).

На Рисунке 5.5 представлены два набора последовательных теневых снимков, характерных для режима II и демонстрирующих ударно-волновое течение после инициирования ИОР в потоке за ударной волной в канале. Так, взрывная волна ВВ-1, исходящая от канала 1 (см. Рисунок 5.5в) у передней кромки препятствия имеет форму близкую к полуцилиндрической. Фронт волны распространяется навстречу набегающему потоку. Измеренная начальная вертикальная скорость движения фронта ВВ-1 была оценена как 1100 ± 100 м/с. Частота съемки была неизменной 150 000 кадров/секунду. Из зоны локализации плазменных каналов наблюдается движение ООКП (например, см. Рисунок 5.5в момент времени 4,7 мкс).

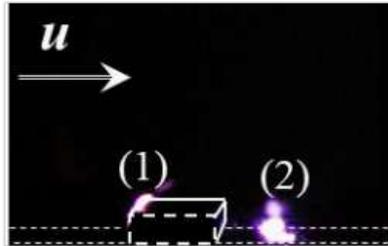
Взрывная волна ВВ-2, распространяющаяся от канала - 2 (см. Рисунок 5.5в), имеет значительно меньшую скорость. Движение фронта против потока ограничено косым скачком, являющимся для нее "непроницаемой" границей (см. Рисунок 5.5б), где осуществляется значительный перепад давления. Обтекание восстанавливается спустя 45 ± 10 мкс после импульсного энерговыклада. Косой скачок за время воздействия полностью не разрушается.

(a) Невозмущенное течение

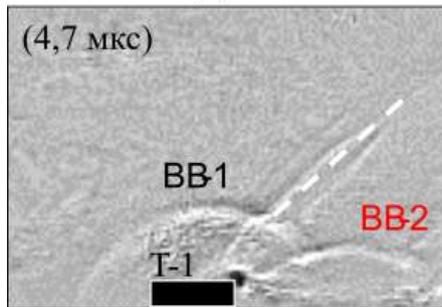


Импульсный разряд - ввод энергии

(б) Комбинированный разряд



(в)



(г)

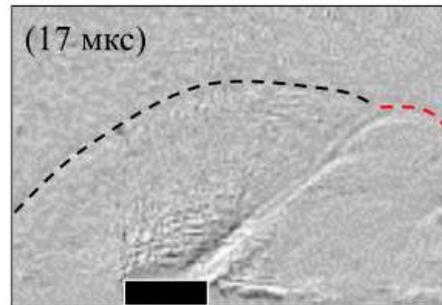
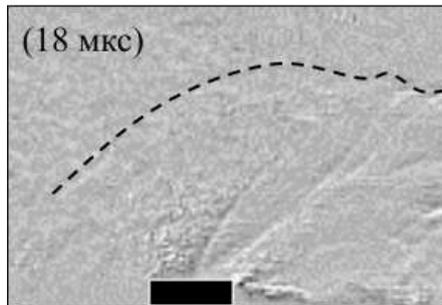
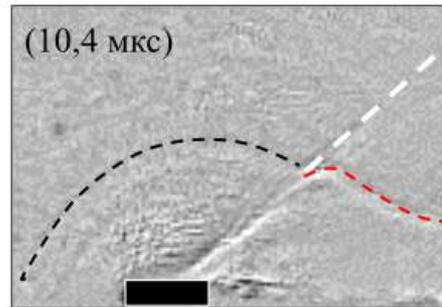
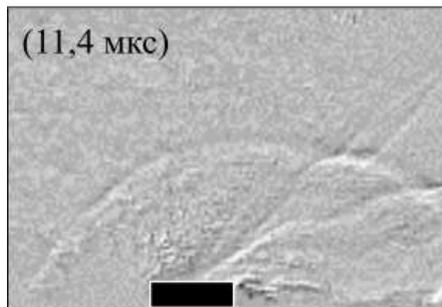
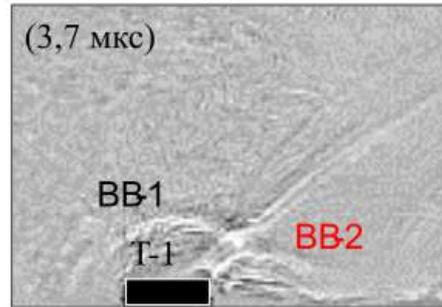


Рисунок 5.5 — Теневой снимок невозмущенного течения (а), интегральный снимок свечения ИОР (б), взрывные волны от самолокализующегося ИОР в трансзвуковом потоке (в-г) - режим II.

5.4 Воздействие разряда на трансзвуковое течение (режим III)

На временном отрезке 3,6 – 4,5 мс от начала газодинамического течения на стенде реализуется режим III. Пограничные слои к этой стадии становятся значительными. Скорость основного набегающего потока в эксперименте существенно ниже и достигает 350 – 450 м/с (см. Рисунок 4.5).

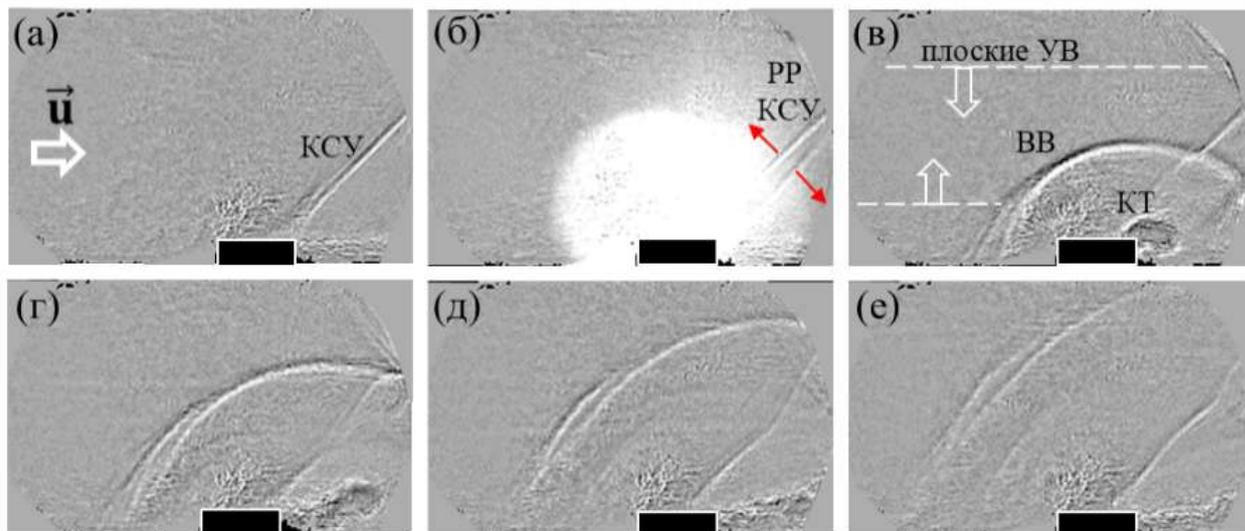


Рисунок 5.6 — Теневой снимок невозмущенного течения (а), интегральное свечение ИОР (б), последовательные теневые снимки воздействия ИОР на течение (в-е) - режим III.

Одиночный плазменный канал на передней кромке приводит к возникновению цилиндрической взрывной волны, распространяющейся из зоны локализации. Начальная вертикальная составляющая скорости достигает 1200 ± 100 м/с.

Одновременно с этим, создаются условия для распада разрыва на косом скачке: в момент времени $t = 0$ (момент импульсной объемной ионизации) косой скачок становится плоской границей раздела двух сред "плазма – газ". В области плазмы осуществляется мгновенное повышение температуры и давления в полубъеме выше по потоку от косого скачка, что приводит к распаду на два параллельных скачка и контактную поверхность между ними (см. Рисунок 5.7). В последствии на этой контактной поверхности развивается сдвиговая неустойчивость по типу Кельвина – Гельмгольца (см. Рисунок 5.8). Сформированная крупномасштабная область, ограниченная контактной поверхностью ООКП (хорошо виден на Рисунке 5.8б,в), распространяющаяся от зоны лока-

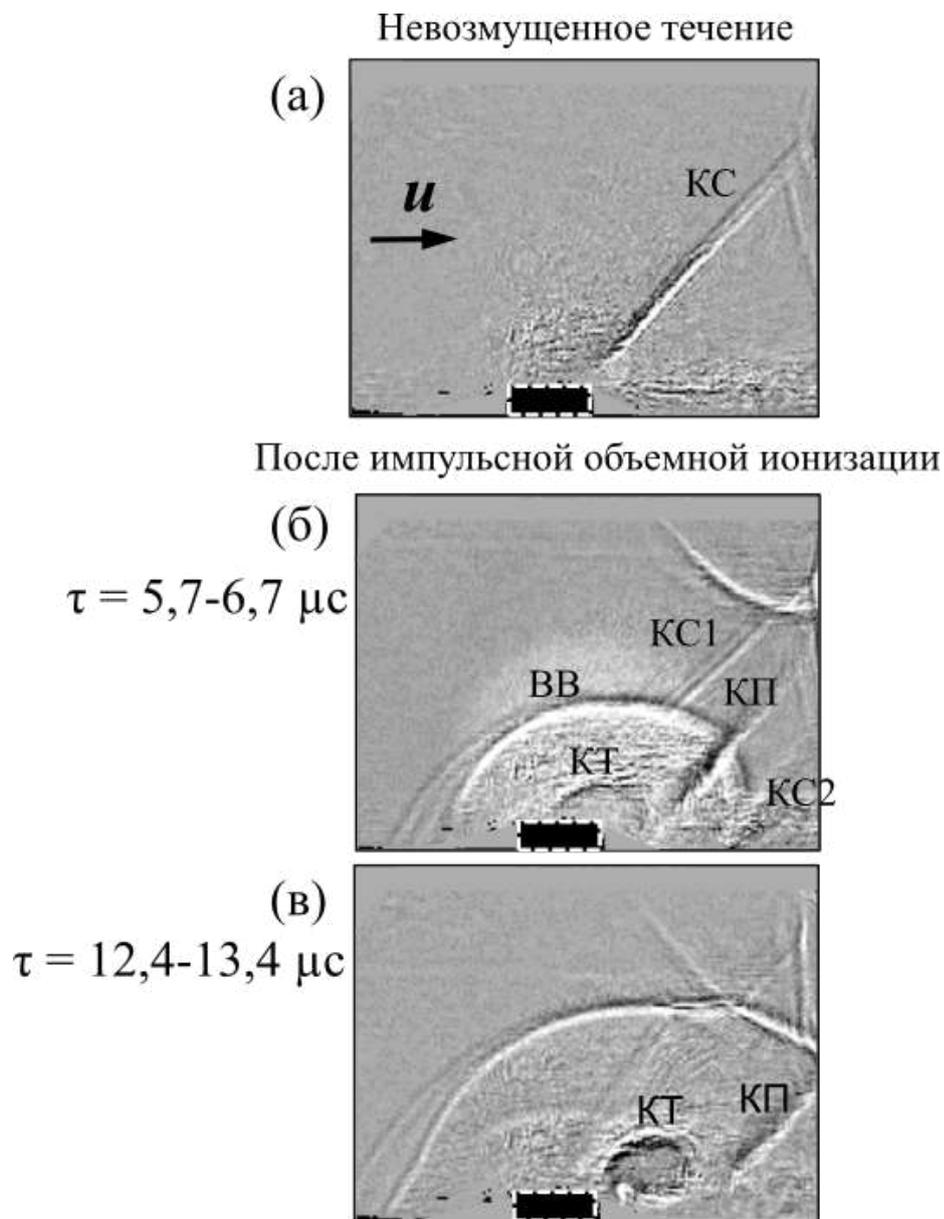


Рисунок 5.7 — Распад разрыва на КСУ.

лизации сильноточного плазменного канала, догоняет эту контактную поверхность и вовлекается с ней в совместное движение вниз по потоку. От зоны свободного плазменного листа распространяется квазиплоская ударная волна.

Ударно-волновое воздействие осуществляется около 50 – 70 мкс (см. Рисунок 5.6), при этой восстановление движения цуга псевдоскачков, движущихся навстречу потоку, характерного для режима III, наблюдается спустя 150 – 170 мкс.

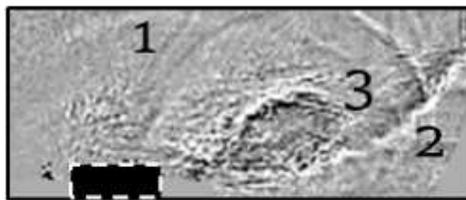


Рисунок 5.8 — Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на контактной поверхности от распада разрыва на косом скачке после ИОР: 1 - ВВ, 2 - КП, 3 - ООКП.

5.5 Воздействие разряда на дозвуковое течение (режим IV)

Инициирование ИОР в дозвуковом течении приводит к стабильной ударно-волновой конфигурации сравнимой с картиной, наблюдаемой при формировании течения в неподвижном газе: от зоны плазменных листов распространяются квазиплоские ударные волны, из области вблизи вставки распространяются усиленные взрывные волны. Отличительной особенностью остается наличие набегающего потока способного видоизменять поле течения с ударно-волновыми структурами. Начальная скорость взрывных волн достигает 1100 ± 100 м/с.

На Рисунке 5.9 представлены последовательные снимки двух фильмов (а) и (б) полученные экспериментально. Два симметричных плазменных канала приводят к возникновению двух асимметричных полуцилиндрических взрывных волн. На втором снимке наблюдается не симметричное относительно вставки распространение волн, ввиду влияния набегающего дозвукового течения.

Движение среды приводит к дрейфу ООКП, расположенной со стороны набегающего течения ООКП-1. После 9 мкс от инициирования разряда, положение ООКП-1 фиксируется на верхней грани вставки и движется над ней следующие 15 – 20 мкс, впоследствии она рассеивается на поверхности. ООКП-2, находясь в зоне отрыва и является малоподвижным (см. Рисунок 5.9).

Верхняя граница длительности ударно-волнового воздействия (соответствующая минимальной скорости потока к 10 мс от его начала), достигает 120 – 130 мкс (см. Рисунок 5.9). По мере дальнейшего снижения скорости потока $u < 200$ м/с длительность воздействия будет возрастать вплоть до перехода к условиям неподвижного газа.

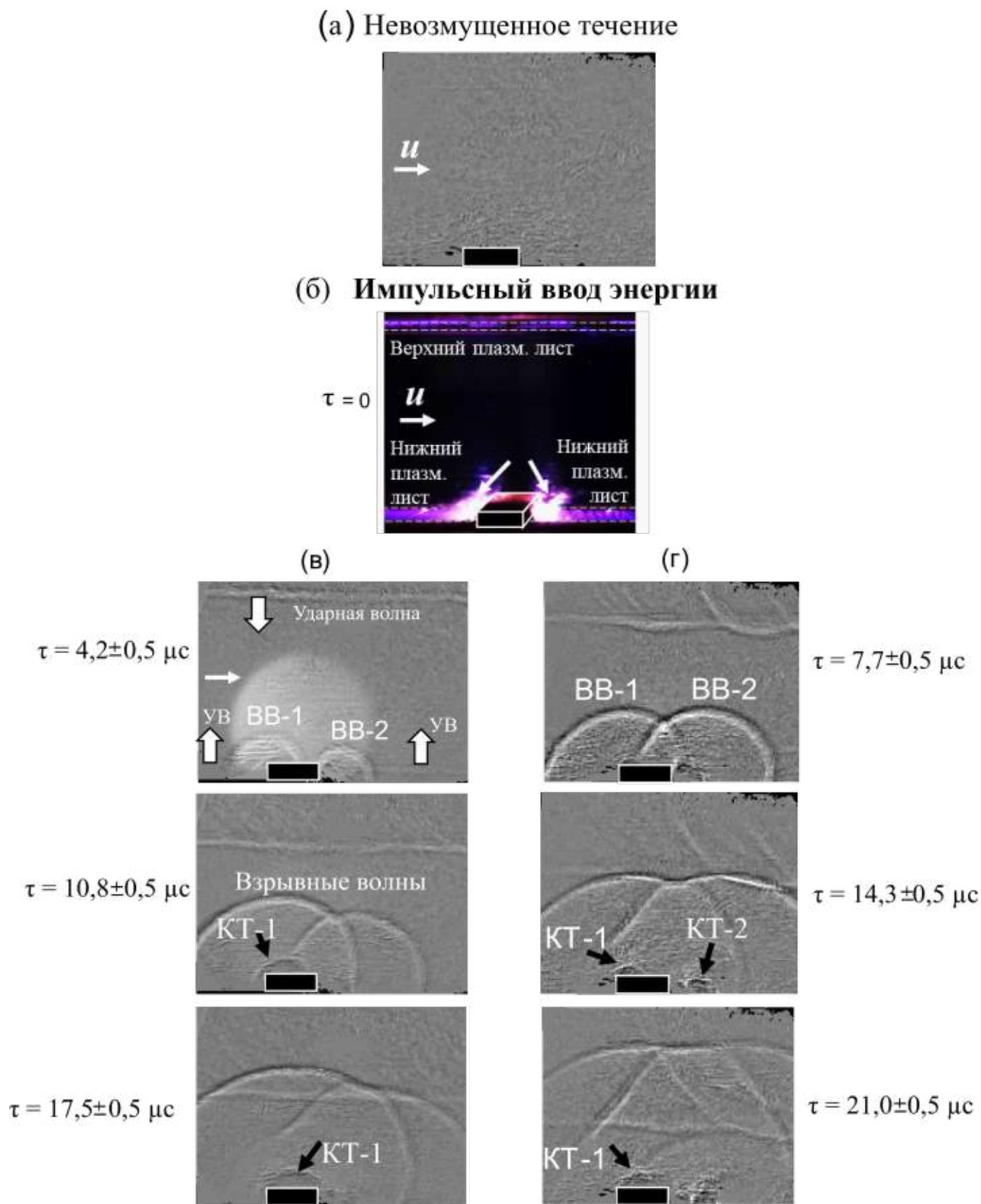


Рисунок 5.9 — Невозмущенное дозвуковое течение $u < 350$ м/с (а), интегральное свечение ИОР (б), взрывные волны после инициирования ИОР (в-г) - режим IV.

5.6 Обобщение данных по четырем режимам

Показано, что ИОР за счет ударно-волнового механизма воздействия способен воздействовать на структуру и параметры потока, в частности:

1. на косой скачок в сверхзвуковом поле течения (см. Рисунок 5.11б),
2. на псевдоскачки (Рисунок 5.11в),
3. реализовывать условия для распада разрыва на косом скачке (см. Рисунок 5.7).

Описанные выше четыре режима локализации ИОР реализуются в газодинамических течениях, отличающихся, в первую очередь, скоростью и характерными газодинамическими структурами, возникающими при обтекании. Взрывные волны и ударно-волновые конфигурации, образованные при инициировании ИОР, имеют определенные пространственно-временные характеристики ввиду различных условий обтекания и соответствующему ему мгновенному полю течения, влекущему определённую локализацию импульсной плазмы. На Рисунке 5.10 сведены полученные зависимости вертикальной координаты ВВ от времени для всех четырех режимах (для режима II приведены данные для энерговыклада на передней кромке). До противоположной стенки канала прослеживается динамика ВВ в медленном потоке – нет практически сноса потоком за пределы области наблюдения.

Таким образом, сравниваются данные об эволюции движения взрывной волны для каждого режима в отдельности (см. Рисунок 5.10). Прямые измерения проводились по тeneвым фильмам с суммарной погрешностью измерения $\sqrt{S_{\Theta}^2 + \sigma_{\Theta}^2} = 0,5 - 1,0$ мм для вертикального смещения фронта волны. Погрешность для времени определяется экспозицией камеры и равняется $1/2 \cdot t_K = 0,5$ мкс.

По данным высокоскоростной теневой съемки получены и представлены данные (см. Рисунок 5.11) о времени ударно-волнового воздействия на газодинамическое течение с плавно изменяющейся скоростью от 850 м/с до перехода к дозвуковому потоку 200 м/с. Полученная длительность воздействия составляет от 20 - 30 мкс до 120 - 130 мкс, согласно изменению течения в канале.

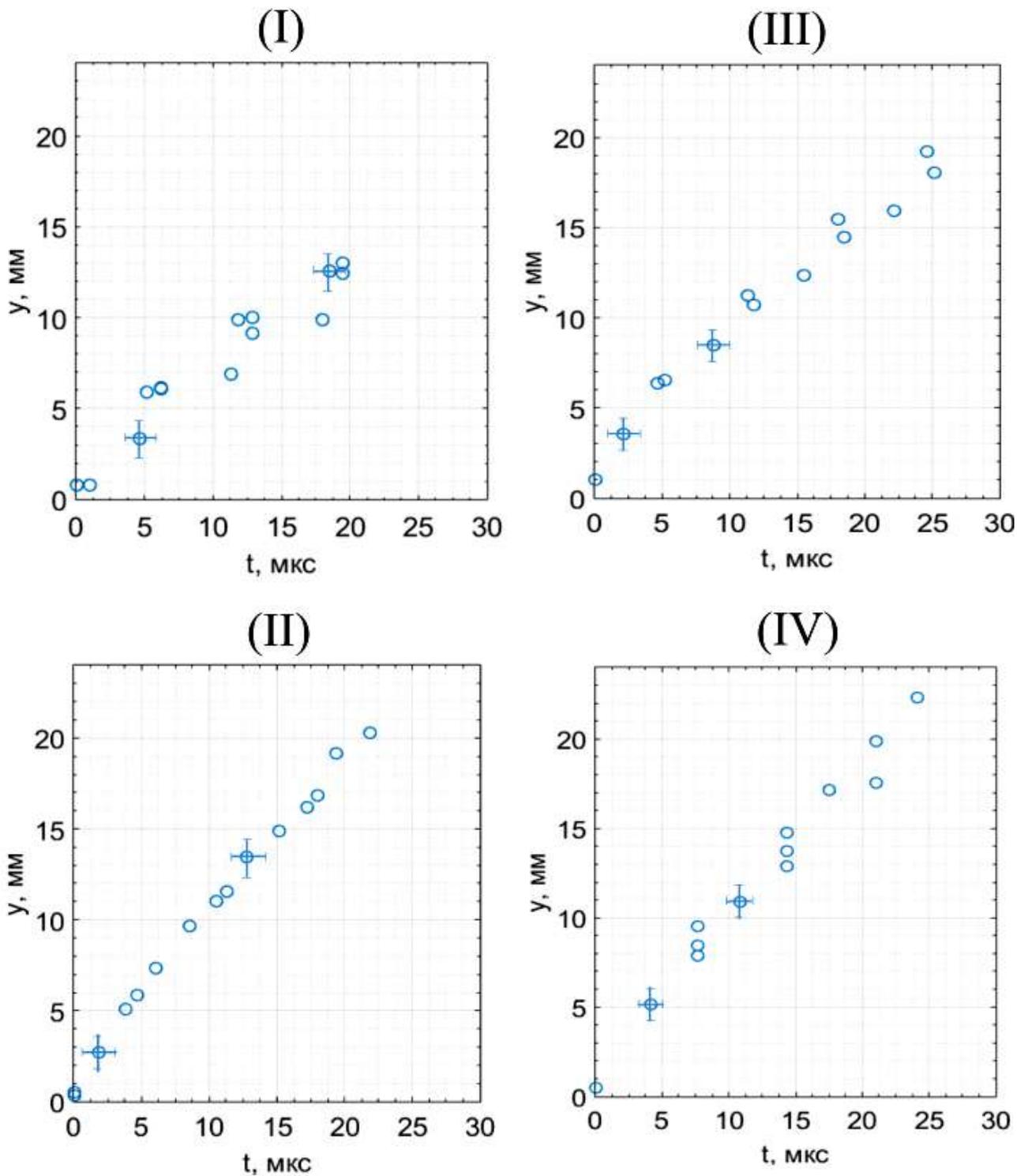


Рисунок 5.10 — Эволюция движения взрывной ударной волны, соответствующая I режиму, II режиму, III режиму и IV режиму.

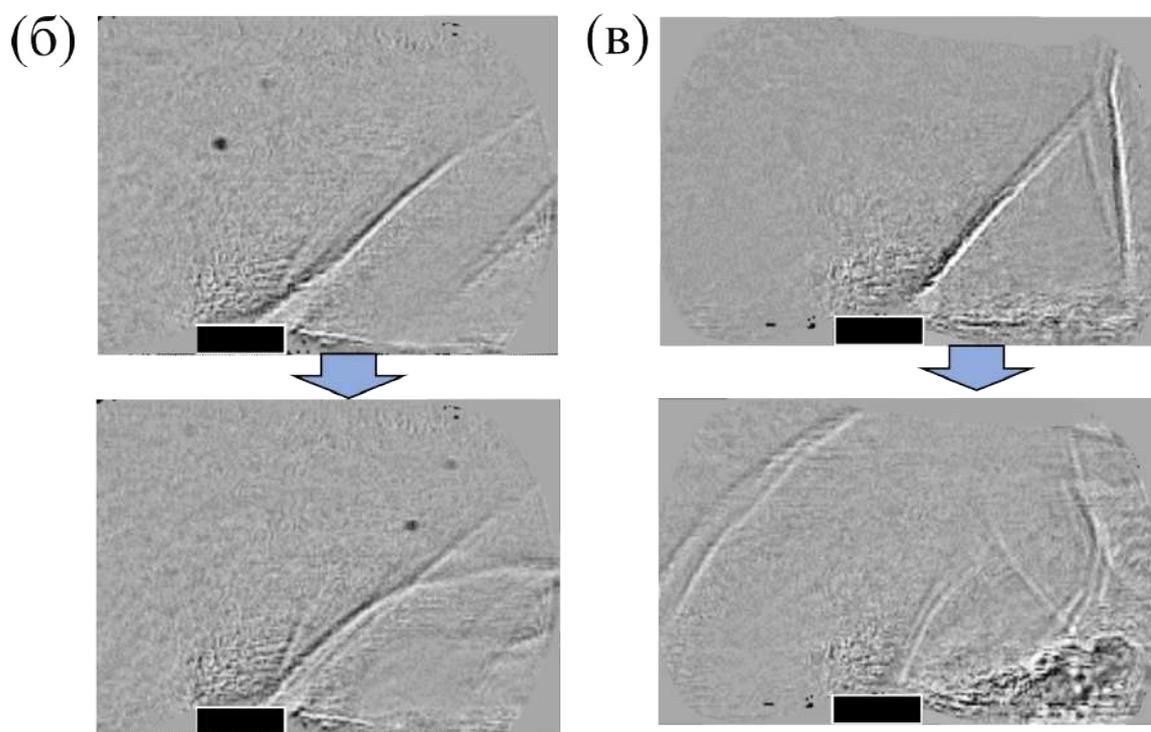
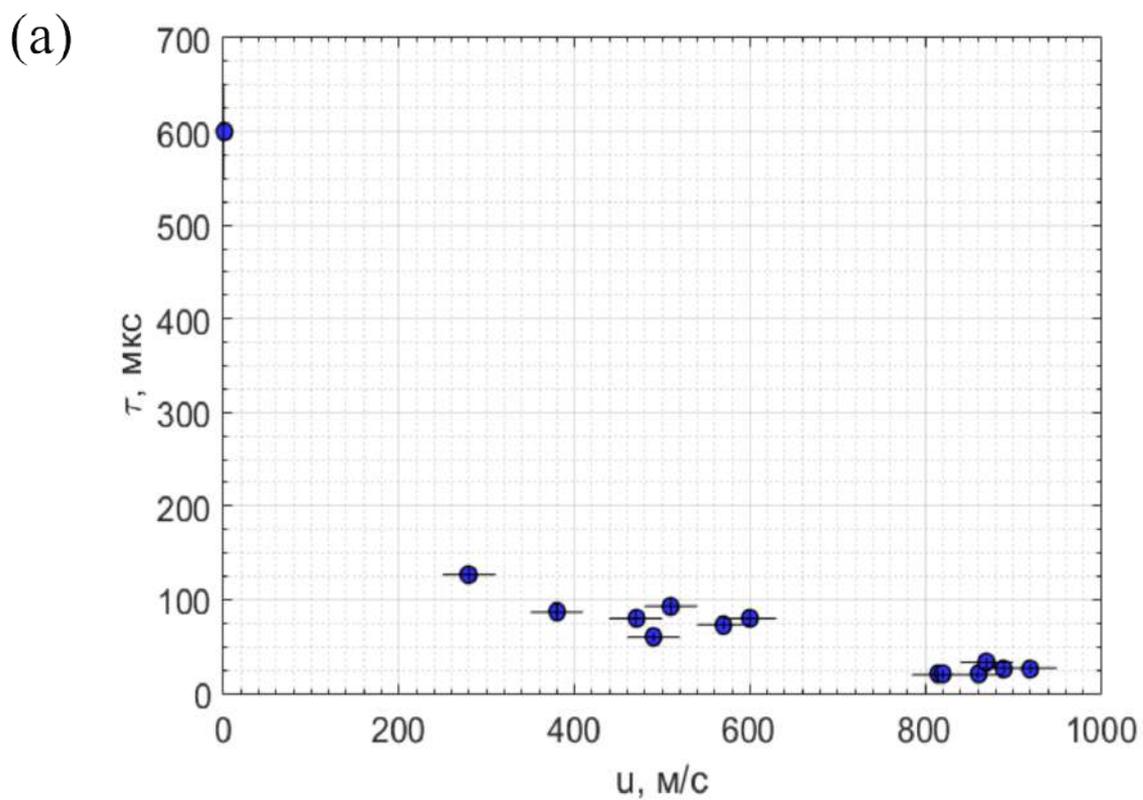


Рисунок 5.11 — Влияние скорости потока на восстановление течения после иницирования ИОР - зависимость (а); теневые кадры воздействия на КСУ (б) и псевдоскачок (в).

5.7 Выводы к Главе 5

Приведены количественные данные по движению взрывной волны для каждого из четырех выделенных режимов самолокализации импульсного разряда в потоке. Ударно-волновое воздействие, осуществляемое в каждом из четырех режимов, существенно отличается. Скорость взрывной волны может достигать 1200 ± 100 м/с, фиксируемой в режиме III (1 взрывная волна). Для режима I (1 взрывная волна) характерная начальная скорость равняется 850 м/с, а в режимах II и IV около 1100 ± 100 м/с (по 2 взрывные волны).

Определены времена итогового воздействия инициированных разрядом ударно-волновых конфигураций на поток в исследованном диапазоне скоростей потока: от 20 мкс до 120 - 130 микросекунд для скорости набегающего потока от 850 м/с до 200 м/с, соответственно.

Таким образом, показано, что на базе рассмотренных эффектов возможно контролируемое импульсное плазменное воздействие на высокоскоростное течение газа с определенными газодинамическими структурами. Воздействие происходит как за счет эффекта импульсной локализации плазмы и результирующего ударно-волнового течения. Показано, что процесс воздействия локализованного ИОР на газодинамический поток приводит к образованию взрывных волн, к реализации условий для распада разрыва на косом скачке, к воздействию на цуг псевдоскачков.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Впервые описан и исследован эффект вытеснения плазмы импульсного разряда, что приводит к перераспределению энергии импульсного разряда (генерации усиленных взрывных волн); Определено, что основную роль при эффекте вытеснения играет поверхностная фаза комбинированного разряда. Установлено, что явление вытеснения наблюдается с временной задержкой около 100–200 нс после инициирования импульсного разряда.
2. При измеренной скорости основного потока от 850 м/с до 200 м/с получены экспериментальные данные по самолокализации импульсного объемного разряда в потоке в профилированном канале ударной трубы в течение 10 мс.
3. Обнаружены и исследованы 4 различных режима самолокализации комбинированного разряда – реализации сильноточных плазменных каналов вблизи препятствия при однократном инициировании разряда при различных скоростях и конфигурациях потока.
4. Показано, что импульсная объемная ионизация за счет ударно-волнового механизма воздействия способна вносить значительные возмущения, воздействуя на структуру и параметры потока, в частности,
 - на косой скачок в сверхзвуковом поле течения,
 - на псевдоскачки,
 - реализовывать условия для распада разрыва на косом скачке.
5. Приведены количественные данные по движению взрывной волны для каждого из четырех режимов самолокализации импульсного разряда в потоке. Показано, что скорость взрывной волны может достигать 1200 м/с.
6. Определены времена воздействия инициированных разрядом ударно-волновых конфигураций на поток в исследованном диапазоне скоростей потока – до 120 – 130 микросекунд.

Список сокращений и условных обозначений

- КВД** - Камера высокого давления
- КНД** - Камера низкого давления
- УВ** - Ударная волна
- КП** - Контактная поверхность
- ВВР** - Веер волн разрежения
- Д1, Д2** - (пьезо-)датчик 1, 2
- ИОР** - Импульсный объемный разряд с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов
- КСУ** - Косой скачок уплотнения
- ВВ** - Взрывная волна
- ООКП** - Область, ограниченная контактной поверхностью
- M - Число Маха
- V - Скорость взрывной волны
- u - Скорость набегающего потока
- M_o - Число Маха потока
- L_{12} - расстояние между пьезодатчиками 103 см
- t - Длительность газодинамического потока от момента прохода через область наблюдения
- τ - Время от момента инициирования разряда/энергоподвода
- ρ - Локальная плотность среды

Благодарности

Выражаю огромную благодарность своему научному руководителю, профессору Знаменской Ирине Александровне, за профессиональное и справедливое руководство, постановку уникальных научных задач, за неоценимый вклад в мою научную деятельность, включая организацию многочисленных экспериментов и выступлений на различных международных конференциях.

Выражаю благодарность заведующему кафедрой профессору Н.Н. Сысову, а также профессору А.В. Уварову за помощь и содействие, которое было оказано в ходе моей работы; И.В. Мурсенкову, Т.А. Кули-заде, И.Э. Иванова и И.А. Дорощенко за помощь в проведении экспериментов, за плодотворные научные обсуждения, за предоставление доступа к необходимому оборудованию, помощь в организации экспериментов. Благодарю аспирантов и студентов кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества, в частности, Карнозову Е., Муратова М. за помощь в проведении экспериментов. Выражаю особую признательность каждому сотруднику кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества за помощь в научной деятельности.

Публикации автора по теме диссертации.

Статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI, а также в изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности:

1. *Долбня, Д. И., Знаменская И. А., Луцкий А. Е. Сысоев Н. Н.* Формирование ударно-волнового течения при локализации наносекундных разрядов в нестационарном потоке в канале с препятствием // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 2023. — т. 58, 1. — с. 144—150. — In English: *Dolbnya D.I., Znamenskaya I. A., Lutsky A. E., Sysoev N. N.* Formation of shock-wave flow after localization of nanosecond discharge in non-stationary flow in channel with obstacle // Fluid Dynamics. — 2023. — т. 58. — с. 145—151. IF=0.67 (WoS), вклад автора —0.25. — DOI: [10.1134/S0015462822601917](https://doi.org/10.1134/S0015462822601917).
2. *Znamenskaya I. A., Dolbnya, D. I., Ivanov I. E. Kuli-zade T. A., Sysoev N. N.* Pulse volume discharge behind shock wave in channel flow with obstacle // Acta Astronautica. — 2022. — т. 195. — 493—501. IF=2.95 (WoS), вклад автора —0.2. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2022.03.031](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.03.031).
3. *Tatarenkova (Dolbnya) D. I., Koroteeva E. Y., Kuli-zade T. A. Karnozova E. A., Znamenskaya I. A., Sysoev N. N.* Pulsed discharge-induced high-speed flow near a dielectric ledge // Experiments in Fluids. — 2021. — т. 62, № 7. — 151. IF=2.8 (WoS), вклад автора —0.17. — DOI: [10.1007/s00348-021-03253-0](https://doi.org/10.1007/s00348-021-03253-0).
4. *Знаменская И. А., Дорощенко И. А., Сысоев Н. Н. Татаренкова (Долбня) Д. И.* Результаты количественного анализа высокоскоростной теневой съемки течений в ударной трубе при помощи машинного зрения и обучения // Доклады Российской Академии Наук. — 2021. — т. 66, 4. — с. 93—96. — In English: *Znamenskaya I. A., Doroshchenko I. A., Sysoev N. N., Tatarenkova (Dolbnya) D. I.* Results of quantitative analysis of high-speed shadowgraphy of shock tube flows using machine vision and machine learning // Doklady Physics. — 2021. — Т. 66, 4. С. 93—96. IF=0.72 (WoS), вклад автора —0.25. — DOI: [10.1134/S1028335821040066](https://doi.org/10.1134/S1028335821040066).

5. *Знаменская И. А., Татаренкова (Долбня) Д. И., Кулизаде Т. А.* Наносекундная ионизация области обтекания прямоугольного уступа высокоскоростным потоком // Письма в Журнал технической физики. — 2020. — т. 46, 1. — с. 5—7. — In English: *Znamenskaya I. A., Tatarenkova (Dolbnya) D. I., Kulizade T. A.* Nanosecond ionization of an area of flowing around a rectangular ledge by a high-speed flow // Technical Physics Letters. — 2020. Т. 46, 1. с. 1—3. IF=0.64 (WoS), вклад автора —0.33. — DOI: [10.1134/S1063785020010149](https://doi.org/10.1134/S1063785020010149).
6. *Дорощенко И. А., Знаменская И. А., Кули-заде Т. А. Татаренкова (Долбня) Д. И.* Характеристики турбулентного пограничного слоя на стеклянной поверхности канала за ударной волной // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 2020. — т. 55, 5. — с. 592—596. — In English: *Doroshchenko I. A., Znamenskaya I. A., Kuli-zade T.A., Tatarenkova (Dolbnya) D. I.* Characteristics of the turbulent boundary layer on a glass surface of a channel behind a shock wave // Fluid Dynamics. — 2020. —Т. 55, 5. С. 592—596. IF=0.67 (WoS), вклад автора —0.25. — DOI: [10.1134/S0015462820050043](https://doi.org/10.1134/S0015462820050043).

Публикации в сборниках трудов, индексируемых в базах данных
Web of Science, Scopus, RSCI:

7. *Znamenskaya I., Tatarenkova (Dolbnya) D., Mursenkova I. Kuli-Zade T., Karnozova E.* Extrusion of a nanosecond surface discharge plasma near a dielectric ledge // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — т. 2100, № 1. — 012010. SJR=0.21 (Scopus). — DOI: [10.1088/1742-6596/2100/1/012010](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012010).
8. *Tatarenkova (Dolbnya) D., Znamenskaya I., Kuli-zade T. Ivanov I.* Nanosecond discharges in a non-stationary flow around an obstacle // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — т. 1698, № 1. — 012002. SJR=0.21 (Scopus). — DOI: [10.1088/1742-6596/1698/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012002).
9. *Znamenskaya I., Doroshchenko I., Tatarenkova (Dolbnya) D.* Edge Detection and Machine Learning Approach to Identify Flow Structures on Schlieren and Shadowgraph Images // Proceedings of the 30th International Conference on Computer Graphics and Machine Vision (GraphiCon 2020). Part 2. — 2020. — paper15–1–paper15–14. SJR=0.23 (Scopus). — DOI: [10.51130/graphicon-2020-2-3-15](https://doi.org/10.51130/graphicon-2020-2-3-15).
10. *Znamenskaya I. A., Tatarenkova (Dolbnya) D. I., Ivanov I. E.* Localization of a combined pulse discharge within a gas with a rectangular obstacle on the channel wall // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — т. 1359, № 1. — 012121. SJR=0.21 (Scopus). — DOI: [10.1088/1742-6596/1359/1/012121](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1359/1/012121).
11. *Tatarenkova (Dolbnya) D., Znamenskaya I., Kuli-zade T.* Nanosecond volume discharge in the flow with diffracting shock wave in the rectangular channel // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — т. 1394, № 1. — 012017. SJR=0.21 (Scopus). — DOI: [10.1088/1742-6596/1394/1/012017](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012017).
12. *Znamenskaya I. A., Koroteeva E. Y., Timokhin M. Y. Mursenkova I. V., Glazyrin F. N., Tatarenkova (Dolbnya) D. I.* Experimental investigation of the flow dynamics and boundary layer in a shock tube with discharge section based on digital panoramic methods // AIP Conference Proceedings. — 2018. — т. 2027. — 030161. SJR=0.19 (Scopus). — DOI: [10.1063/1.5065255](https://doi.org/10.1063/1.5065255).

Статьи в иных сборниках трудов:

13. *Долбня Д. И., Знаменская И. А., Кули-заде Т. А., Луцкий А. Е.* Импульсная ионизация сверхзвукового течения в профилированном канале // Материалы XIV Международной конференции по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли. — 2022.
14. *Знаменская И. А., Луцкий А. Е., Долбня Д. И.* Визуализация высокоскоростной теневой съемкой, импульсным разрядом и численным моделированием сверхзвукового течения в канале с препятствием // 29-я Международная конференция по компьютерной графике и машинному зрению. — 2022.
15. *Долбня, Д. И., Знаменская И. А., Луцкий А. Е.* Ударно-волновые процессы при самолокализации импульсного разряда в отрывные зоны сверхзвукового течения в канале с уступом // XXVI Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям. — 2022.
16. *Знаменская И. А., Татаренкова (Долбня) Д. И., Кули-заде Т. А.* Объемная импульсная ионизация потока с косым скачком уплотнения в канале // Proceedings of the 19th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics Ed. V.A. Bityurin. — 2019.

Список литературы

17. Барсуков А. В., Терехов В. В., Терехов В. И. Влияние пассивного возмущения на структуру течения и теплообмен в отрывной области за обратной ступенькой // Теплофизика высоких температур. — 2021. — т. 59, № 1. — с. 126—132.
18. Брутян М., Потапчик А., Раздобарин А. Слитинская А.Ю. Влияние струйных вихрегенераторов на взлетно-посадочные характеристики крыла с предкрылком // Вестник Московского Авиационного Института. — 2019. — т. 26, № 1. — с. 19—26.
19. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки на стенке узкого канала // Теплофизика Высоких Температур. — 2003. — т. 41, № 5. — с. 755—770.
20. Фортвов В., Битюрин В. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том IX-34. Плазменная аэродинамика. — Янус. — Москва : Наука, 2014.
21. Фомин В., Яковлев В. Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами. — Физматлит. — М, 2017 - с 368.
22. Azarova O. A., Knight D. D. Interaction of microwave and laser discharge resulting "heat spots" with supersonic combined cylinder bodies // Aerospace Science and Technology. — 2015. — июнь. — т. 43. — с. 343—349. — DOI: [10.1016/j.ast.2015.03.018](https://doi.org/10.1016/j.ast.2015.03.018).
23. Kopiev V., Faranosov G., Vyckov O. Kopiev V., Moralev I., Kazansky P. Active control of jet-plate interaction noise for excited jets by plasma actuators // Journal of Sound and Vibration. — 2020. — окт. — т. 484. — с. 115515. — DOI: [10.1016/j.jsv.2020.115515](https://doi.org/10.1016/j.jsv.2020.115515).
24. Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2007. — янв. — т. 40, № 3. — с. 605—636. — DOI: [10.1088/0022-3727/40/3/s01](https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/3/s01).

25. *Singh A., Little J.* Parametric study of Ns-DBD plasma actuators in a turbulent mixing layer // *Experiments in Fluids*. — 2020. — янв. — т. 61, № 2. — DOI: [10.1007/s00348-019-2863-6](https://doi.org/10.1007/s00348-019-2863-6).
26. *Corke T. C., Enloe C. L., Wilkinson S. P.* Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2010. — янв. — т. 42, № 1. — с. 505—529. — DOI: [10.1146/annurev-fluid-121108-145550](https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-121108-145550).
27. *Kinefuchi K., Starikovskiy A. Y., Miles R. B.* Numerical investigation of nanosecond pulsed plasma actuators for control of shock-wave/boundary-layer separation // *Physics of Fluids*. — 2018. — окт. — т. 30, № 10. — с. 106105. — DOI: [10.1063/1.5051823](https://doi.org/10.1063/1.5051823).
28. *Лапушкина Т., Ерофеев А., Азарова О. Кравченко О.В.* Прохождение плоской ударной волны через область тлеющего газового разряд // Письма в журнал технической физики. — 2019. — т. 89, № 1. — с. 42. — DOI: [10.21883/jtf.2019.01.46960.121-18](https://doi.org/10.21883/jtf.2019.01.46960.121-18).
29. *Znamenskaya I. A., Koroteev D. A., Lutsky A. E.* Discontinuity breakdown on shock wave interaction with nanosecond discharge // *Phys. Fluids*. — 2008. — май. — т. 20, № 5. — с. 056101. — DOI: [10.1063/1.2908010](https://doi.org/10.1063/1.2908010).
30. *Зудов В., Тупикин А.* Влияние внешнего электрического поля на оптический разряд в скоростном потоке // *Журнал технической физики*. — 2022. — т. 92, № 2. — с. 209—215.
31. *Георгиевский П. Ю., Левин В. А.* Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. — 2003. — № 5. — с. 54—167.
32. *Wang H., Hu W., Xie F. Li J., Jia Y., Yang Y.* Control effects of a high-frequency pulsed discharge on a hypersonic separated flow // *Physics of Fluids*. — 2022. — июнь. — т. 34, № 6. — с. 066102. — DOI: [10.1063/5.0094186](https://doi.org/10.1063/5.0094186).
33. *Elliott S., Firsov A. A., Leonov S. B.* Oblique shock wave reflection at plasma array presence // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — нояб. — т. 2100, № 1. — с. 012008. — DOI: [10.1088/1742-6596/2100/1/012008](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012008).

34. *Grundmann S., Tropea C.* Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators // *Experiments in Fluids*. — 2007. — февр. — т. 42, № 4. — с. 653—657. — DOI: [10.1007/s00348-007-0256-8](https://doi.org/10.1007/s00348-007-0256-8).
35. *Moralev I., Selivonin I., Ustinov M.* On the stochastic forcing of the boundary layer by plasma actuators // *Experiments in Fluids*. — 2019. — нояб. — т. 60, № 12. — DOI: [10.1007/s00348-019-2822-2](https://doi.org/10.1007/s00348-019-2822-2).
36. *Feng R., Huang Y., Zhu J. Wang Z., Sun M., Wang H., Cai Z.* Ignition and combustion enhancement in a cavity-based supersonic combustor by a multi-channel gliding arc plasma // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2021. — янв. — т. 120. — с. 110248. — DOI: [10.1016/j.expthermflusci.2020.110248](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110248).
37. *Стариковский А. Ю., Александров Н. Л.* Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // *Физика плазмы*. — 2021. — т. 47, № 2. — с. 126—192. — DOI: [10.31857/s0367292121020062](https://doi.org/10.31857/s0367292121020062).
38. *Cai Z., Wang T., Sun M.* Review of cavity ignition in supersonic flows // *Acta Astronautica*. — 2019. — дек. — т. 165. — с. 268—286. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2019.09.016](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.09.016).
39. *Ukai T., Kontis K.* Thermal Fluctuation Characteristics around a Nanosecond Pulsed Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator using a Frequency Analysis based on Schlieren Images // *Energies*. — 2020. — февр. — т. 13, № 3. — с. 628. — DOI: [10.3390/en13030628](https://doi.org/10.3390/en13030628).
40. *Roupassov D. V., Nikipelov A. A., Nudnova M. M. Starikovskii A. Yu.* Flow Separation Control by Plasma Actuator with Nanosecond Pulsed-Periodic Discharge // *AIAA Journal*. — 2009. — янв. — т. 47, № 1. — с. 168—185. — DOI: [10.2514/1.38113](https://doi.org/10.2514/1.38113).
41. *Kotsonis M.* Diagnostics for characterisation of plasma actuators // *Measurement Science and Technology*. — 2015. — авг. — т. 26, № 9. — с. 092001. — DOI: [10.1088/0957-0233/26/9/092001](https://doi.org/10.1088/0957-0233/26/9/092001).
42. *Popov N. A.* Pulsed nanosecond discharge in air at high specific deposited energy: fast gas heating and active particle production // *Plasma Sources*

- Science and Technology. — 2016. — май. — т. 25, № 4. — с. 044003. — DOI: [10.1088/0963-0252/25/4/044003](https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/4/044003).
43. *Komuro A., Takashima K., Suzuki K. Kanno S., Nonomura T., Kaneko T., Ando A., Asai K.* Gas-heating phenomenon in a nanosecond pulse discharge in atmospheric-pressure air and its application for high-speed flow control // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2018. — окт. — т. 27, № 10. — с. 104005. — DOI: [10.1088/1361-6595/aae23c](https://doi.org/10.1088/1361-6595/aae23c).
44. *Saveliev A.* 2D simulation of interaction between separation region and gasdynamic perturbation caused by rapid heat release in supersonic airflow // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — дек. — т. 1698, № 1. — с. 012007. — DOI: [10.1088/1742-6596/1698/1/012007](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1698/1/012007).
45. *Leonov S. B., Adamovich I. V., Soloviev V. R.* Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2016. — нояб. — т. 25, № 6. — с. 063001. — DOI: [10.1088/0963-0252/25/6/063001](https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/063001).
46. *Зудов В., Третьяков П.* Взаимодействие оптического разряда с ударной волной // *Журнал технической физики*. — 2018. — т. 88, № 3. — с. 350—357.
47. *Moreau E., Sosa R., Artana G.* Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — май. — т. 41, № 11. — с. 115204. — DOI: [10.1088/0022-3727/41/11/115204](https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/11/115204).
48. *Sato S., Sakurai M., Ohnishi N.* Enhancement of electrohydrodynamic force with AC bias voltage in three-electrode dielectric barrier discharge plasma actuators // *Journal of Applied Physics*. — 2022. — сент. — т. 132, № 11. — с. 113301. — DOI: [10.1063/5.0100696](https://doi.org/10.1063/5.0100696).
49. *Benard N., Moreau E.* Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control // *Experiments in Fluids*. — 2014. — нояб. — т. 55, № 11. — DOI: [10.1007/s00348-014-1846-x](https://doi.org/10.1007/s00348-014-1846-x).

50. *Boeuf J. P., Pitchford L. C.* Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge // *Journal of Applied Physics*. — 2005. — май. — т. 97, № 10. — с. 103307. — DOI: [10.1063/1.1901841](https://doi.org/10.1063/1.1901841).
51. *Третьяков П., Грачев Г., Иванченко А. Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н.* Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // *Доклады Академии наук*. — 1994. — т. 336, № 4. — с. 466—467.
52. *Mursenkova I., Ivanov I., Liao Y. Kryukov I.* Experimental and Numerical Investigation of a Surface Sliding Discharge in a Supersonic Flow with an Oblique Shock Wave // *Energies*. — 2022. — март. — т. 15, № 6. — с. 2189. — DOI: [10.3390/en15062189](https://doi.org/10.3390/en15062189).
53. *Лапушкина Т., Ерофеев А.* Особенности воздействия слаботоочного газового разряда на сильную ударную волну // *Письма в журнал технической физики*. — 2017. — т. 43, № 5. — с. 17. — DOI: [10.21883/pjtf.2017.05.44357.16509](https://doi.org/10.21883/pjtf.2017.05.44357.16509).
54. *Watanabe Y., Houpt A., Leonov S.* Plasma-Assisted Control of Supersonic Flow over a Compression Ramp // *Aerospace*. — 2019. — март. — т. 6, № 3. — с. 35. — DOI: [10.3390/aerospace6030035](https://doi.org/10.3390/aerospace6030035).
55. *Narayanaswamy V., Raja L. L., Clemens N. T.* Control of a Shock/Boundary-Layer Interaction by Using a Pulsed-Plasma Jet Actuator // *AIAA Journal*. — 2012. — янв. — т. 50, № 1. — с. 246—249. — DOI: [10.2514/1.j051246](https://doi.org/10.2514/1.j051246).
56. *Feng L., Wang H., Chen Z. Zhou Y., Yang Y.* Unsteadiness characterization of shock wave/turbulent boundary layer interaction controlled by high-frequency arc plasma energy deposition // *Physics of Fluids*. — 2021. — янв. — т. 33, № 1. — с. 015114. — DOI: [10.1063/5.0029704](https://doi.org/10.1063/5.0029704).
57. *Архипов Н. О., Знаменская И. А., Мурсенкова И. В. Остапенко И. Ю., Сысоев Н. Н.* Эволюция наносекундного комбинированного объемного разряда с плазменными электродами в потоке воздуха // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия*. — 2014. — т. 69, № 1. — с. 88—95.

58. *Gan T., Wang Q., Gan W. Jieming Z.* Visualization study of perturbations induced by plasma actuators and its effect on shock wave/boundary-layer interaction // *Journal of Visualization*. — 2022. — нояб. — т. 26, № 3. — с. 517—528. — DOI: [10.1007/s12650-022-00897-w](https://doi.org/10.1007/s12650-022-00897-w).
59. *Замураева В. П., Калинина А. П.* Управление формированием околосзвуковой области в сверхзвуковом потоке с помощью дросселирующей струи и пристеночного выделения тепла // *Прикладная механика и техническая физика*. — 2019. — т. 60, № 4. — с. 47—55. — DOI: [10.15372/PMTF20190405](https://doi.org/10.15372/PMTF20190405).
60. *Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.* Управление обтеканием элементов летательного аппарата с помощью внешнего подвода энергии // *Вестник новосибирского государственного университета. Серия: физика*. — 2012. — т. 7, № 3. — с. 57—61.
61. *Борисов В., Луцкий А., Северин А. Ханхасаева Я.В.* Активное воздействие на обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша*. — 2016. — № 137. — с. 1—14. — DOI: [10.20948/prepr-2016-137](https://doi.org/10.20948/prepr-2016-137).
62. *Znamenskaya I., Chernikov V., Azarova O.* Dynamics of Shock Structure and Frontal Drag Force in a Supersonic Flow Past a Blunt Cone under the Action of Plasma Formation // *Fluids*. — 2021. — нояб. — т. 6, № 11. — с. 399. — DOI: [10.3390/fluids6110399](https://doi.org/10.3390/fluids6110399).
63. *Znamenskaya I., Chernikov V., Azarova O.* Dynamics of Shock Structure and Frontal Drag Force in a Supersonic Flow Past a Blunt Cone under the Action of Plasma Formation // *Fluids*. — 2021. — нояб. — т. 6, № 11. — с. 399. — DOI: [10.3390/fluids6110399](https://doi.org/10.3390/fluids6110399).
64. *Kuo S. P.* Shock Wave Mitigation by Air Plasma Deflector // *Advances in Aerospace Science and Technology*. — 2018. — т. 03, № 04. — с. 71—88. — DOI: [10.4236/aast.2018.34006](https://doi.org/10.4236/aast.2018.34006).
65. *Ju Y., Sun W.* Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // *Progress in Energy and Combustion Science*. — 2015. — июнь. — т. 48. — с. 21—83. — DOI: [10.1016/j.pecs.2014.12.002](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2014.12.002).

66. *Bulat M., Bulat P., Denissenko P. Esakov I.I., Grachev L.P., Lavrov P.V., Volkov K.N., Volobuev I.A.* Plasma-assisted ignition and combustion of lean and rich air/fuel mixtures in low- and high-speed flows // *Acta Astronautica*. — 2020. — нояб. — т. 176. — с. 700—709. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2020.04.028](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.04.028).
67. *Erfani R., Zare-Behtash H., Hale C. Kontis K.* Development of DBD plasma actuators: The double encapsulated electrode // *Acta Astronautica*. — 2015. — апр. — т. 109. — с. 132—143. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2014.12.016](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2014.12.016).
68. *Зудов В., Третьяков П., А.В. Т.* Воспламенение и стабилизация оптическим разрядом гомогенного горения в высокоскоростной струе // *Научная визуализация*. — 2016. — т. 8, № 2. — с. 24—36.
69. *Leonov S. B., Yarantsev D. A.* Plasma-induced ignition and plasma-assisted combustion in high-speed flow // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2006. — дек. — т. 16, № 1. — с. 132—138. — DOI: [10.1088/0963-0252/16/1/018](https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/1/018).
70. *Leonov S., Savelkin C., Yarantsev D. Carter C., Sermanov V., Starodubtsev M.* Experiments on Plasma-Assisted Combustion in M=2 Hot Test-Bed PWT-50H // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 01.2008. — DOI: [10.2514/6.2008-1359](https://doi.org/10.2514/6.2008-1359).
71. *Lefkowitz J. K., Ju Y., Stevens C. A. Ombrello T., Schauer F., Hoke J.* The Effects of Repetitively Pulsed Nanosecond Discharges on Ignition Time in a Pulsed Detonation Engine // 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 07.2013. — DOI: [10.2514/6.2013-3719](https://doi.org/10.2514/6.2013-3719).
72. *Do H., Im S.-k., Cappelli M. A. Mungal M. G.* Plasma assisted flame ignition of supersonic flows over a flat wall // *Combustion and Flame*. — 2010. — дек. — т. 157, № 12. — с. 2298—2305. — DOI: [10.1016/j.combustflame.2010.07.006](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2010.07.006).
73. *Lacoste D. A., Moeck J. P., Durox D. Laux C. O., Schuller T.* Effect of Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges on the Dynamics of a Swirl-Stabilized Lean Premixed Flame // *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. — 2013. — авг. — т. 135, № 10. — DOI: [10.1115/1.4024961](https://doi.org/10.1115/1.4024961).

74. *Smirnov N. N., Nikitin V. F., Phylippov Y. G.* Deflagration-to-detonation transition in gases in tubes with cavities // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2010. — дек. — т. 83, № 6. — с. 1287—1316. — DOI: [10.1007/s10891-010-0448-6](https://doi.org/10.1007/s10891-010-0448-6).
75. *Smirnov N., Penyazkov O., Sevrouk K. Nikitin V.F., Stamov L.I., Tyurenkova V.V.* Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber // Acta Astronautica. — 2018. — авг. — т. 149. — с. 77—92. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2018.05.024](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2018.05.024).
76. *Zhou S., Nie W., Tian Y.* High frequency combustion instability control by discharge plasma in a model rocket engine combustor // Acta Astronautica. — 2021. — февр. — т. 179. — с. 391—406. — DOI: [10.1016/j.actaastro.2020.11.010](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.11.010).
77. *Andrews P., Lax P., Elliott S. Firsov A., Leonov S.* Flow Characterization at Heated Air Supersonic Facility SBR-50 // Fluids. — 2022. — май. — т. 7, № 5. — с. 168. — DOI: [10.3390/fluids7050168](https://doi.org/10.3390/fluids7050168).
78. *Benard N., Balcon N., Moreau E.* Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures: aeronautical control insights // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2008. — февр. — т. 41, № 4. — с. 042002. — DOI: [10.1088/0022-3727/41/4/042002](https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/4/042002).
79. *Wu Y., Li Y., Jia M. Song H., Guo Z., Zhu X., Pu Y.* Influence of operating pressure on surface dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuation characteristics // Applied Physics Letters. — 2008. — июль. — т. 93, № 3. — с. 031503. — DOI: [10.1063/1.2964193](https://doi.org/10.1063/1.2964193).
80. *Metel A., Melnik Y.* Distinctive features of the high-current glow discharge with the hollow cathode at low gas pressures // Journal of Applied Physics. — 2018. — дек. — т. 124, № 21. — с. 213302. — DOI: [10.1063/1.5055280](https://doi.org/10.1063/1.5055280).
81. *Znamenskaya I. A., Lutsky A. E., **Tatarenkova (Dolbnya) D. I.** Karnosova E. A., Sysoev N. N.* Nanosecond volume discharge in the non-stationary high-speed profiled channel flow // Physics of Fluids. — 2023. — т. 35, № 7. — IF=4.980 (WoS), вклад автора —0.20. — DOI: [10.1063/5.0153624](https://doi.org/10.1063/5.0153624).

82. *Тарасенко В., Бакирт Е., Ломаев М. Рыбка Д., Сорокин Д.* Переход от диффузного к искровому разряду при наносекундном пробое азота и воздуха повышенного давления в неоднородном электрическом поле // Журнал технической физики. — 2013. — т. 83. — с. 29—35. — DOI: [10.1134/s1063784213080240](https://doi.org/10.1134/s1063784213080240).
83. *Дорощенко И. А., Знаменская И. А., Кузнецов А. Ю. Мурсенкова И. В., Сысоев Н. Н.* Исследование плазмодинамических процессов наносекундного диапазона при формировании ударных волн от импульсных разрядов // Журнал технической физики. — 2018. — т. 5. — с. 684—691. — DOI: [10.21883/JTF.2018.05.45895.2435](https://doi.org/10.21883/JTF.2018.05.45895.2435).
84. *Знаменская И., Коротеев Д., Попов Н.* Наносекундный сильноточный разряд в сверхзвуковом потоке газа // Теплофизика Высоких Температур. — 2005. — т. 43, № 5. — с. 820—827.
85. *Знаменская И. А., Луцкий А. Е.* Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. — 2005. — № 088.
86. *Correale G., Michelis T., Ragni D. Kotsonis M., Scarano F.* Nanosecond-pulsed plasma actuation in quiescent air and laminar boundary layer // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2014. — февр. — т. 47, № 10. — с. 105201. — DOI: [10.1088/0022-3727/47/10/105201](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/10/105201).
87. *Седов Л.* Методы подобия и размерности в механике. — физ.-мат. лит. — Москва : Наука, 1977 - с 440.
88. *Ukai T., Russell A., Zare-Behtash H. Kontis K.* Temporal variation of the spatial density distribution above a nanosecond pulsed dielectric barrier discharge plasma actuator in quiescent air // Physics of Fluids. — 2018. — нояб. — т. 30, № 11. — с. 116106. — DOI: [10.1063/1.5054263](https://doi.org/10.1063/1.5054263).
89. *Moreau E., Bayoda K., Benard N.* Streamer propagation and pressure waves produced by a nanosecond pulsed surface sliding discharge: effect of the high-voltage electrode shape // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2021. — дек. — т. 54, № 7. — с. 075207. — DOI: [10.1088/1361-6463/abc44b](https://doi.org/10.1088/1361-6463/abc44b).

90. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* Plasma-assisted ignition and combustion // Progress in Energy and Combustion Science. — 2013. — февр. — т. 39, № 1. — с. 61—110. — DOI: [10.1016/j.pecs.2012.05.003](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2012.05.003).
91. *Герасимов С. И., Кузьмин В. А., Кукеев В. А. Треналов Н. А.* Расчетно-экспериментальное исследование ударно-волнового нагружения оптически прозрачных тел // Журнал технической физики. — 2019. — № 9. — с. 1319—1324.
92. *Храмцов П. П., Васецкий В. А., Грищенко В. М. Дорошко М. В., Черник М. Ю., Мажнач А. И., Ших И. А.* Расчетно-экспериментальное исследование ударно-волнового нагружения оптически прозрачных тел // Журнал технической физики. — 2019. — № 10. — с. 1506—1512.
93. *Handa T., Miyachi H., Kakuno H. Ozaki T.* Generation and propagation of pressure waves in supersonic deep-cavity flows // Experiments in Fluids. — 2012. — окт. — т. 53, № 6. — с. 1855—1866. — DOI: [10.1007/s00348-012-1400-7](https://doi.org/10.1007/s00348-012-1400-7).
94. *Hargather M. J., Settles G. S., Gogineni S.* Optical Diagnostics for Characterizing a Transitional Shear Layer over a Supersonic Cavity // AIAA Journal. — 2013. — дек. — т. 51, № 12. — с. 2977—2982. — DOI: [10.2514/1.j052421](https://doi.org/10.2514/1.j052421).
95. *Sridhar V., Kleine H., Gai S. L.* Visualization of wave propagation within a supersonic two-dimensional cavity by digital streak schlieren // Experiments in Fluids. — 2015. — июль. — т. 56, № 7. — DOI: [10.1007/s00348-015-2026-3](https://doi.org/10.1007/s00348-015-2026-3).
96. *Jonassen D. R., Settles G. S., Tronosky M. D.* Schlieren “PIV” for turbulent flows // Optics and Lasers in Engineering. — 2006. — март. — т. 44, № 3/4. — с. 190—207. — DOI: [10.1016/j.optlaseng.2005.04.004](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2005.04.004).
97. *Hargather M. J., Lawson M. J., Settles G. S. Weinstein L. M.* Seedless Velocimetry Measurements by Schlieren Image Velocimetry // AIAA Journal. — 2011. — март. — т. 49, № 3. — с. 611—620. — DOI: [10.2514/1.j050753](https://doi.org/10.2514/1.j050753).
98. *Papamoschou D.* A two-spark schlieren system for very-high velocity measurement // Experiments in Fluids. — 1989. — апр. — т. 7, № 5. — с. 354—356. — DOI: [10.1007/bf00198454](https://doi.org/10.1007/bf00198454).

99. *Settles G. S., Hargather M. J.* A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques // Measurement Science and Technology. — 2017. — февр. — т. 28, № 4. — с. 042001. — DOI: [10.1088/1361-6501/aa5748](https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa5748).
100. *Hargather M. J., Settles G. S.* A comparison of three quantitative schlieren techniques // Optics and Lasers in Engineering. — 2012. — янв. — т. 50, № 1. — с. 8—17. — DOI: [10.1016/j.optlaseng.2011.05.012](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.05.012).
101. *Schardin H.* Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen // Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften. — Springer Berlin Heidelberg. — с. 303—439. — DOI: [10.1007/bfb0111981](https://doi.org/10.1007/bfb0111981).
102. *Kunkel W. B., Hurlbut F. C.* Luminescent Gas Flow Visualization for Low Density Wind Tunnels // Journal of Applied Physics. — 1957. — авг. — т. 28, № 8. — с. 827—835. — DOI: [10.1063/1.1722870](https://doi.org/10.1063/1.1722870).
103. *Alferov V. I., Kalachev B. V.* Visualization of supersonic flows by means of a prebreakdown discharge // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. — 1972. — т. 9, № 4. — с. 468—470. — DOI: [10.1007/bf00912748](https://doi.org/10.1007/bf00912748).
104. *Nishio M.* New method for visualizing three-dimensional shock shapes around hypersonic vehicles using an electrical discharge // AIAA Journal. — 1990. — дек. — т. 28, № 12. — с. 2085—2091. — DOI: [10.2514/3.10525](https://doi.org/10.2514/3.10525).
105. *Nishio M.* Method for visualizing streamlines around hypersonic vehicles by using electrical discharge // AIAA Journal. — 1992. — июнь. — т. 30, № 6. — с. 1662—1663. — DOI: [10.2514/3.11117](https://doi.org/10.2514/3.11117).
106. *Znamenskaya I. A., Ivanov I. É., Kryukov I. A., Kuli-Zade T. A.* Pulsed volume discharge with preionization in two-dimensional gasdynamic flow // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2002. — дек. — т. 95, № 6. — с. 1033—1039. — DOI: [10.1134/1.1537294](https://doi.org/10.1134/1.1537294).
107. *Merriman S., Ploenjes E., Palm P., Adamovich I. V.* Shock Wave Control by Nonequilibrium Plasmas in Cold Supersonic Gas Flows // AIAA Journal. — 2001. — авг. — т. 39, № 8. — с. 1547—1552. — DOI: [10.2514/2.1479](https://doi.org/10.2514/2.1479).
108. *Знаменская И. А.* Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // Научная визуализация. — 2021. — т. 13, № 3. — с. 125—158.

109. *Mursenkova I. V., Znamenskaya I. A., Lutsky A. E.* Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2018. — февр. — т. 51, № 10. — с. 105201. — DOI: [10.1088/1361-6463/aaa838](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aaa838).
110. *Кузнецов А. Ю.* Взаимодействие наносекундных сильноточных разрядов с ударной волной. — МГУ имени М.В. Ломоносова. — Москва : Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ-мат наук, 2021.
111. *Черный Г.* Газовая динамика. — физ.-мат. лит. — Москва : Наука, 1988.
112. *Глазырин Ф. Н.* Исследование быстропротекающих процессов в течениях с ударными волнами цифровыми оптическими методами. — Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ-мат наук. — Москва : МГУ имени М.В. Ломоносова, 2016.
113. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. — Гос. изд-во физ.-мат. литературы. — Москва, 1974. — с. 478.
114. *Knight D. D.* Energy Deposition for High-Speed Flow Control. — Cambridge University Press, 02.2019. — DOI: [10.1017/9781316389331](https://doi.org/10.1017/9781316389331).
115. *Vazhenova T. V., Gvozdeva L. G., Komarov V. S., Sukhov B. G.* Diffraction of strong shock waves by convex corners // Fluid Dynamics. — 1975. — т. 8, № 4. — с. 611—619. — DOI: [10.1007/bf01013100](https://doi.org/10.1007/bf01013100).
116. *Takayama K., Inoue O.* Shock wave diffraction over a 90 degree sharp corner — Posters presented at 18th ISSW // Shock Waves. — 1991. — дек. — т. 1, № 4. — с. 301—312. — DOI: [10.1007/bf01418886](https://doi.org/10.1007/bf01418886).
117. *Kleine H., Ritzerfeld E., Grönig H.* Shock Wave Diffraction — New Aspects of an Old Problem // Shock Waves @ Marseille IV. — Springer Berlin Heidelberg, 1995. — с. 117—122. — DOI: [10.1007/978-3-642-79532-9_18](https://doi.org/10.1007/978-3-642-79532-9_18).
118. *Doroshchenko I., Znamenskaya I., Koroteev D., Kuli-zade T.* When shock is shocked: Riemann problem dynamics at pulse ionization of a shock wave // Physics of Fluids. — 2017. — окт. — т. 29, № 10. — с. 101701. — DOI: [10.1063/1.4991072](https://doi.org/10.1063/1.4991072).
119. *Чернышов М. В., Гвоздева Л. Г.* Тройные конфигурации скачков уплотнения и бегущих ударных волн // Известия высших учебных заведений. авиационная техника. — 2022. — № 2. — с. 87—110.

120. Чжэнь П. К. Отрывные течения [Текст] : [В 3 т.] — Пер. с англ. д-ра техн. наук А. И. Голубинского ; Под ред. д-ра техн. наук Г. И. Майкапара. - Москва : Мир, 1972-. - 22 см. Т. 1. - 1972. - 299 с., 1972.
121. Adamson T. C., Messiter A. F. Analysis of Two-Dimensional Interactions Between Shock Waves and Boundary Layers // Annual Review of Fluid Mechanics. — 1980. — янв. — т. 12, № 1. — с. 103—138. — DOI: [10.1146/annurev.fl.12.010180.000535](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.12.010180.000535).
122. Boin J. -P., Robinet J. C., Corre C. Deniau H. 3D Steady and Unsteady Bifurcations in a Shock-wave/Laminar Boundary Layer Interaction: A Numerical Study // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. — 2006. — май. — т. 20, № 3. — с. 163—180. — DOI: [10.1007/s00162-006-0016-z](https://doi.org/10.1007/s00162-006-0016-z).
123. Aubard G., Gloerfelt X., Robinet J.-C. Large-Eddy Simulation of Broadband Unsteadiness in a Shock/Boundary-Layer Interaction // AIAA Journal. — 2013. — окт. — т. 51, № 10. — с. 2395—2409. — DOI: [10.2514/1.j052249](https://doi.org/10.2514/1.j052249).
124. Agostini L., Larchevêque L., Dupont P. Debiève J.-F., Dussauge J.-P. Zones of Influence and Shock Motion in a Shock/Boundary-Layer Interaction // AIAA Journal. — 2012. — июнь. — т. 50, № 6. — с. 1377—1387. — DOI: [10.2514/1.j051516](https://doi.org/10.2514/1.j051516).
125. Знаменская И. А., Коротеев Д. А., Луцкий А. Е. Экспериментальная реализация двумерной задачи о распаде разрыва при импульсной ионизации потока с ударной волной // Доклады Академии наук. — 2008. — т. 420, № 5. — с. 619—622.
126. Коротеев Д. А. Взаимодействие наносекундного объемного разряда с газодинамическими разрывами. — МГУ имени М.В. Ломоносова. — Москва : Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ-мат наук, 2008.