

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ И ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ
СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАЗМЕННОГО ВИХРЯ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ
ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО
ПОТОКА»**

Выполнила студентка

404 группы:

Карнозова Елизавета Андреевна

подпись студента

Научный руководитель:

д.ф.–м.н. Знаменская Ирина Александровна

подпись научного руководителя

Допущена к защите _____

Зав.кафедрой _____
подпись зав.кафедрой

Москва

2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ | 3 |
| ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР | 5 |
| 1.1. Дифракция ударной волны на обратном уступе..... | 5 |
| 1.2. Объёмный и поверхностный разряд | 8 |
| ГЛАВА 2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА | 11 |
| ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА..... | 13 |
| 3.1. Конфигурация 1. Дифракции ударной волны от плазменного листа на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия..... | 13 |
| 3.2. Конфигурация 2. Дифракция ударной волны на задней стенке препятствия в форме параллелепипеда | 17 |
| ВЫВОДЫ | 25 |
| СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ | 27 |

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время уделяется большое внимание изучению методов влияния на сверхзвуковые течения. Импульсные разряды достаточно эффективны для активного управления потоком газа. В том числе проводятся исследования по контролю сверхзвуковых потоков с помощью локализованных импульсных энергокладов в поток при использовании специальных устройств – плазменных актуаторов, работающих на основе импульсных разрядов различных типов.

В результате инициирования импульсного разряда в среде происходит плазменный взрыв, сопровождающийся газодинамическими возмущениями среды. Часть энергии выделяется в ограниченный объём, вызывая резкий скачок давления, формируется фронт ударной волны, движущийся от места локализации разряда. Это быстропротекающие во времени процессы с характерными временами порядка 1 мкс.

При сверхзвуковом обтекании потоком газа угловых конфигураций возникают интерференционные и дифракционные ударно-волновые явления, исследование которых представляет интерес для решения задач, связанных с воздействием ударных волн на элементы конструкции, функционированием импульсных газодинамических устройств, использованием ударных волн в технологических процессах [1].

Цель данной работы – экспериментальное изучение течения в области обратного уступа за ударной волной при инициированных импульсных разрядах.

Эксперименты проводились с использованием ударной трубы со встроенной разрядной камерой, установленной в лаборатории плазменной газодинамики кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова. Взаимодействие ударных волн с препятствием исследовалось в случаях

разрядов в объёмном и поверхностном режимах. Эксперименты проводились в двух различных конфигурациях:

- 1) в отсутствии набегающего потока в канале за плоской ударной волной – дифракция ударной волны, инициированной плазменным листом на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия в форме прямоугольного параллелепипеда;
- 2) импульсная объёмная и поверхностная ионизация участка потока после дифракции падающей плоской ударной волны на задней стенке прямоугольного препятствия.

Произведена регистрация газодинамического процесса теньвым методом с помощью высокоскоростной камеры и регистрация свечения разряда на цифровой фотоаппарат. Построены осциллограммы тока и проведено их сравнение при различных значениях давления и скорости ударной волны.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Дифракция ударной волны на обратном уступе

Дифракция ударной волны на препятствии представляет собой сложный процесс нестационарного взаимодействия с образованием отраженной ударной волны и возмущений. Дойдя до конца препятствия, плоский фронт ударной волны меняет свою форму, дифрагируя на обратном уступе и образуя вихрь. В течении за уступом со временем развиваются процессы взаимодействия ударной волны и вихря, ударной волны и сдвигового слоя, возникают различные типы отражения пристенной ударной волны, а также вторичная ударная волна [1]-[3]. Дифракция ударной волны на плоском прямом угле является частным случаем задачи дифракции на обратном уступе и относится к одной из широко исследуемых тестовых задач нестационарной газодинамики.

Недавние работы [2], [3] показали, что двумерное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле может достаточно точно предсказать базовую картину ударно-волнового процесса. Важную роль играет интенсивность падающей ударной волны и учет вязкости среды.

В случае дифракции слабой ударной волны течение за фронтом – дозвуковое (рис.1а). В течении наблюдаются отраженная акустическая волна, которая распространяется вверх по потоку, дифрагированная ударная волна, распространяющаяся вниз по потоку, и вихрь, закручивающийся в спираль в окрестности угловой точки.

Структура сверхзвукового течения за фронтом сильной падающей ударной волны существенно усложняется и включает веер волны разрежения, регулярное и нерегулярное взаимодействие ударных волн, а также контактные разрывы (рис.1б).

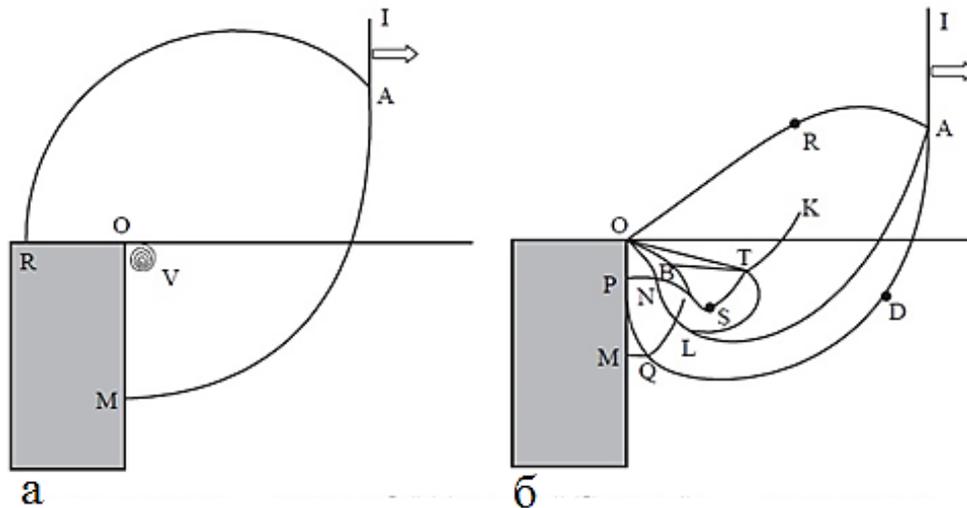


Рисунок 1 – Схема течения при дифракции слабой (а) и сильной (б) ударной волны на прямом угле[2]: IA – падающая ударная волна, AM – дифрагированная ударная волна, V – вихрь, АО – отраженная акустическая волна, AL – контактная поверхность, TS – волна торможения, OS – линия отрыва, ТВ – косая ударная волна, ТК – вторичный скачок, NP – пристенный скачок, Q – тройная точка, R и D – точки искривления фронта.

Падающая ударная волна вызывает сильные энтропийные возмущения. Интенсивность ударной волны частично уменьшается за счёт волны разрежения. Однако возникшие возмущения не исчезают и распространяются в слое смешения. Происходит формирование вихря, в центре которого находится область минимального давления и плотности.

В случае сильной падающей ударной волны поток в окрестности угла является сверхзвуковым, поэтому возникающие возмущения не распространяются вверх по потоку. Вблизи вихря формируется вторичный скачок. Контактная поверхность, отделяющая прошедший через плоскую падающую ударную волну газ от газа за дифрагированной волной, примыкает к точке пересечения падающей плоской ударной волны и крайней характеристики волны разрежения. Указанные особенности структуры течения наиболее ярко выражены при значениях чисел Маха $M > 1,5$ [2].

Результаты численных расчетов с учётом вязкости среды [3] достаточно точно отражают основной вихрь, вторичный вязкий вихрь,

связанный с взаимодействием ударной волны с пограничным слоем, слоем сдвига и ударную волну лямда-типа, наблюдаемые в экспериментах [4] на ранней стадии эволюции (рис.2).

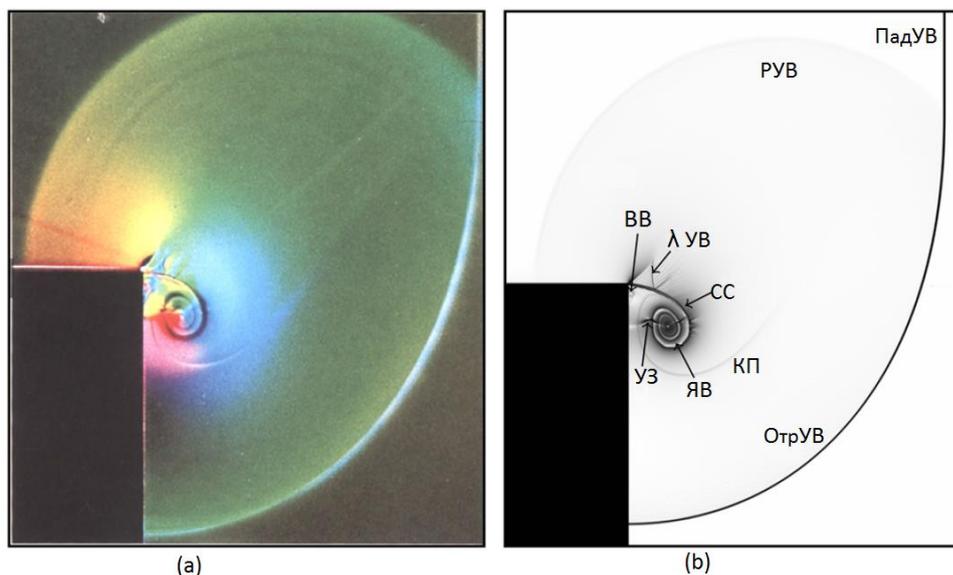


Рисунок 2 – Сравнение особенностей течения при дифракции ударной волны на начальной стадии. **(а)** эксперимент, Такаюта и Иноуэ [4], **(б)** Шлирен: полученный методом LES [3]:

ПадУВ – падающая ударная волна; РУВ – расширяющаяся ударная волна; ОтрУВ – отраженная ударная волна; КП – контактная поверхность; ВВ – вязкий вихрь; λ УВ – ударная волна λ -типа; СС – слой сдвига (поперечного); ЯВ – ядро вихря; Уз – ударная завихренность.

Кроме того, численное моделирование с учетом вязкости среды [3] показало, что наличие нескольких ударных волн λ -типа может играть важную роль в формировании крупномасштабных возмущений в сдвиговом слое на более поздней стадии развития течения, влияющих на вихревую структуру. Начало затухания турбулентности в зоне вязкого вихря из-за вязкой диссипации получено в экспериментальных результатах [5].

1.2. Объёмный и поверхностный разряд

Исследования динамики потока, индуцированного импульсным разрядом, является одной из важных задач современной газодинамики. В последнее время уделяется большое внимание изучению методов влияния на сверхзвуковые течения, в том числе с помощью локализованных импульсных энергокладов в поток при использовании специальных устройств, плазменных актуаторов, на основе импульсных разрядов различных типов [6]. Эффективность плазменных актуаторов зависит от доли входной энергии, которая быстро преобразуется в энергию газа. Для оценки этой энергии необходимо проследить за динамикой потока, вызванного разрядом (исследуются эволюция ударных волн, контактные поверхности, неоднородности). Чтобы зарегистрировать поле потока, используются различные техники визуализации, производится сравнение с численными экспериментами.

В ряде экспериментальных и численных исследований изучается динамика потоков, вызванных импульсными разрядами поверхностного или объёмного типа [7]-[9]. Плазменный взрыв, возникающий в результате инициирования импульсного разряда, сопровождается газодинамическими возмущениями среды. Формируется фронт ударной волны, который движется от места локализации разряда. Эти процессы являются быстропротекающими во времени и имеют характерные времена порядка 1 мкс.

Импульсное точечное выделение энергии, связанное с детонацией взрывчатых веществ, фокусировкой лазерного излучения и электрическим разрядом, сопровождается образованием сферических ударных волн в окружающей среде. Задача лобового взаимодействия двух идентичных взрывных волн, эквивалентных точечному взрыву над плоской жесткой

поверхностью, была исследована численно в [10]. Рассматривалось «лобовое» столкновение двух сферических ударных волн в однородной газовой среде, в системе координат, в которой одна из осей (на рис.3 ось x) проходит через центры двух сфер, течение является двумерным и осесимметричным.

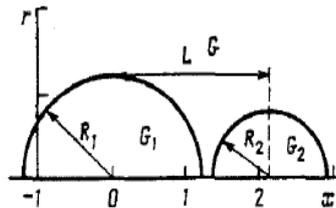


Рисунок 3 – Графическая схема задачи столкновения двух сферических ударных волн в однородной газовой среде.

Результаты расчётов показали, что на начальном этапе процесс развивается в соответствии с классическим случаем распада произвольного разрыва. Ударные волны распространяются от границ двух сфер (G_1 и G_2) в окружающее пространство, а интенсивные волны разрежения движутся к центрам. Распространение ударных волн зависит от значений давлений и плотностей в областях G_1 и G_2 . Развитие процесса сферического ударного взаимодействия можно проследить по временным диаграммам расположения фронтов. На рисунке 4 представлены эти структуры ударной волны для варианта давлений $P_1 < P_2$ и плотностей $\rho_1 > \rho_2$ в три момента времени $t_1 < t_2 < t_3$ (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

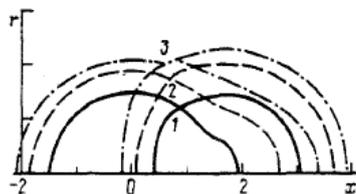


Рисунок 4 – схематическое представление развития процесса взаимодействия сферических ударных волн в различные моменты времени:

случай $P_1 < P_2, \rho_1 > \rho_2$.

При равных значениях газодинамических параметров в G_1 и G_2 наблюдаются схожие конфигурации.

За счёт возникновения неоднородностей плотности в потоке при ионизации газа разрядом происходит перераспределение тока в области пониженного давления. Объёмный разряд стягивается в области разрежения, которая становится источником повышенной интенсивности свечения. Параметры индуцированных ударных волн зависят от типа разряда, места и начальной формы пробоя [8].

Эксперименты с использованием поверхностных разрядов [6], [11] показали, что распределение плотности в среде оказывает влияние на структуру излучения разряда. Разряд состоит из множества каналов, распределенных от края одного электрода по направлению к другому электроду. На фотоизображениях разряда в неподвижном воздухе (рис.5а, 5б) видно, что параллельные каналы имеют близкую интенсивность свечения и полностью заполняют весь разрядный промежуток, в случае неоднородного потока (рис.5в) геометрия протекания тока разряда существенно изменяется.

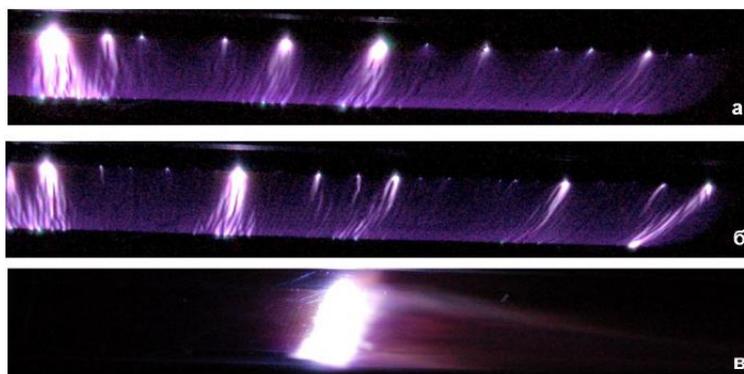


Рисунок 5 – Фотоизображения свечения скользящего разряда в неподвижном воздухе при давлении 33 (а) и 70 торр (б) и в сверхзвуковом потоке с косым скачком уплотнения (в) [11].

Малая длительность наносекундных разрядов позволяет визуализировать структуры нестационарных течений, в том числе сверхзвуковые потоки с ударными волнами, с помощью регистрации их излучения.

ГЛАВА 2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке УТРО-3, состоящей из специальной разрядной камеры – РК (рис.6) и из диафрагменной ударной трубы прямоугольного сечения 24x48 мм [9]. С помощью оптической схемы создавался параллельный пучок лазерных лучей, что позволило регистрировать происходящие в разрядной камере процессы с помощью высокоскоростной камеры теневым методом. Прохождение ударной волны регистрировалось с помощью встроенных в корпус ударной трубы пьезодатчиков, передающих электрический сигнал на осциллограф, расстояние между датчиками 103 см. Сигнал от инициированного разряда также фиксировался с помощью осциллографа.

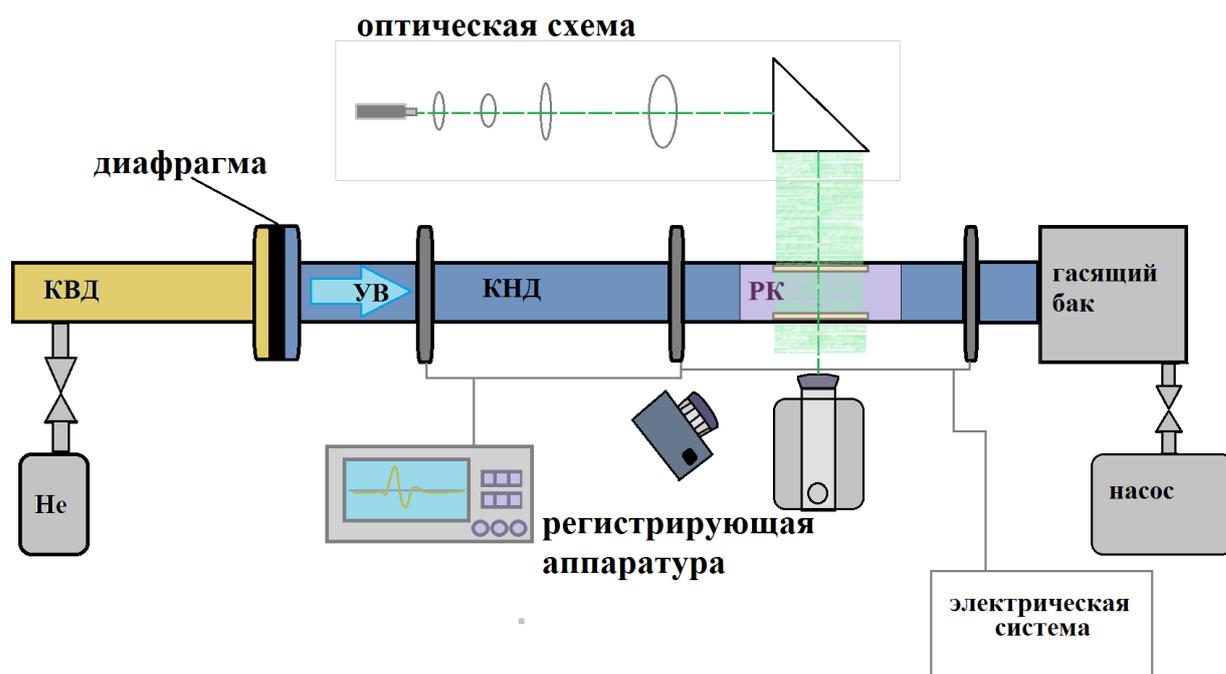


Рисунок 6 – Экспериментальная схема: He – баллон с толкающим газом гелием, КВД – камера высокого давления; УВ – ударная волна; КНД – камера низкого давления; РК – разрядная камера; оптическая схема: лазер (длина волны $\lambda = 533$ нм), рассеивающие и собирающая линзы, прямоугольная призма; регистрирующая аппаратура: осциллограф, цифровой фотоаппарат, высокоскоростная камера.

Проведено исследование прохождения ударной волны через препятствие в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами $6,0 \times 48,0 \times 2,0 \text{ мм}^3$ (ширина в направлении потока \times длина от стекла до стекла \times высота), установленного в разрядной камере (рис.7), регистрация свечения и теневая съёмка проводились через боковые прозрачные стенки камеры.

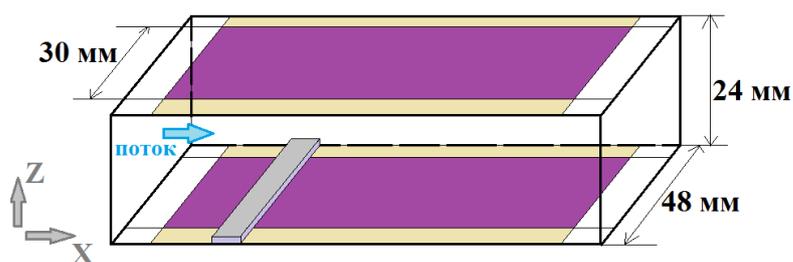


Рисунок 7 – Схема разрядной камеры со вставкой $6,0 \times 48,0 \times 2,0 \text{ мм}$

Проведены эксперименты в двух конфигурациях (рис.8):

- 1) По исследованию дифракции ударной волны от плазменного листа на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия в форме параллелепипеда.
- 2) По исследованию импульсной ионизации потока за плоской ударной волной после ее дифракции на задней стенке препятствия.



Рисунок 8 – Схема прохождения ударной волной препятствия в двух конфигурациях: конфигурация 1 – дифракция от плазменного листа на обратном уступе; конфигурация 2 – дифракция на задней стенке.

Эксперименты проводились при различных значениях начального давления в разрядной камере. При максимальной откачке, считаем, что давление в разрядной камере $P \approx 2 \pm 1$ торр.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Представлены результаты исследования распространения ударных волн с числом Маха $M = 2,7 - 3,4$ при различных начальных давлениях для двух описанных выше конфигураций. Рассмотрены случаи разряда в объёмном и поверхностном режимах, представлены кадры высокоскоростной съёмки и снимки интегрального свечения разряда, получены осциллограммы тока.

3.1. Конфигурация 1. Дифракции ударной волны от плазменного листа на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия

Проведена серия экспериментов по дифракции на препятствии ударных волн, инициированных импульсным поверхностным разрядом типа “плазменный лист” (рис.8, конфигурация 1). Получены фото свечения импульсного объёмного разряда с предионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов (электродов) и поверхностного разрядов в покоем воздухе, при малых, порядка нескольких Торр, значениях давления (рис.9). На изображениях на рисунке 9 видно усиление свечения в области, примыкающей к препятствию.

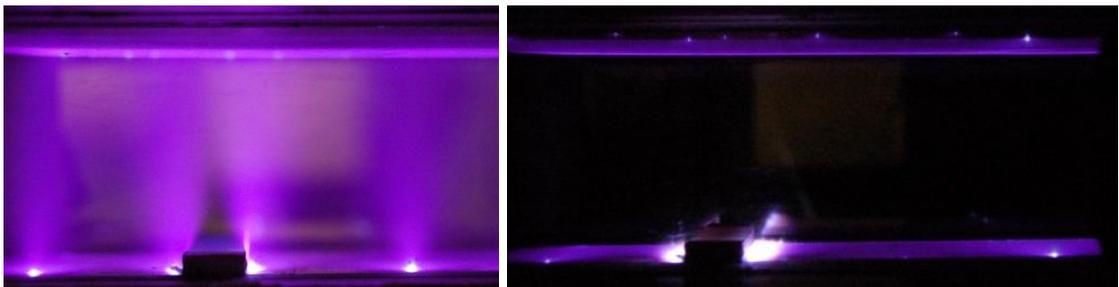


Рисунок 9 – Снимки свечения объёмного и поверхностного разрядов в неподвижном воздухе, $P \approx 2 \pm 1$ торр.

С помощью высокоскоростной теневой съёмки (частота $f=150000$ кадр/с, экспозиция 1 мкс) получены кадры эволюции ударно-волновых конфигураций во времени (рис. 10, 11). За точку отсчета по времени ($t=0$) взят первый кадр с разрядом.

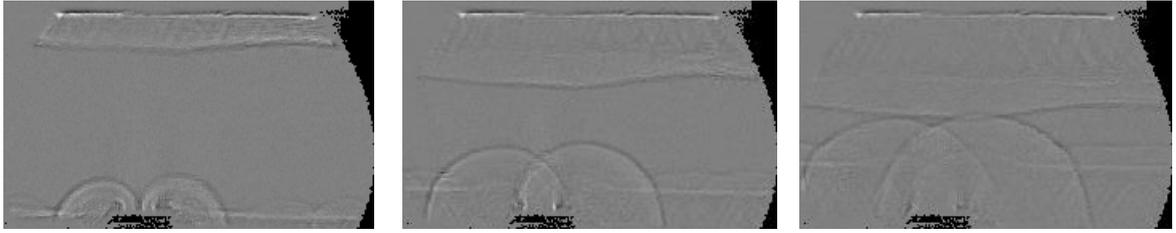


Рисунок 10 – Теневая съёмка прохождения ударной волной препятствия в конфигурации 1 – дифракция ударной волны от плазменного листа на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия: объёмный разряд, начальное давление в разрядной камере $P \approx 2 \pm 1$ торр.

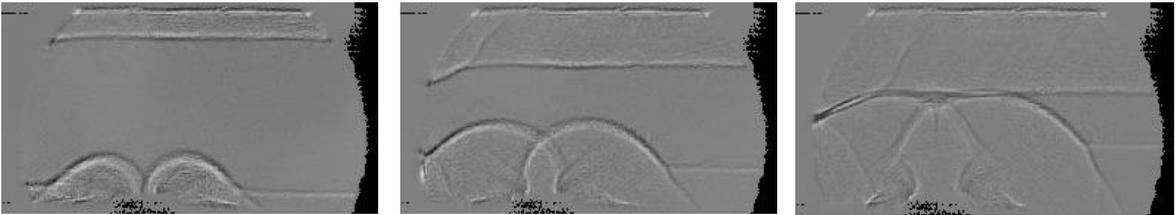


Рисунок 11 – Теневая съёмка прохождения ударной волной препятствия в конфигурации 1 – дифракция ударной волны от плазменного листа на обратном уступе, образованном верхней плоскостью препятствия: поверхностный разряд, начальное давление в разрядной камере $P \approx 26$ торр.

В большинстве случаев зарегистрированные на теневых кадрах, полуцилиндрические ударные волны, распространяющиеся из зоны повышенного свечения у препятствия, практически симметричны. В отсутствие препятствия (на верхнем плазменном листе) ударные волны плоские.

По снимкам было определено смещение ударных волн, огибающих препятствие (по изменению положения верхней точки), построены графики зависимости этого положения от времени – для случаев объёмного и поверхностного разрядов при различных значениях начального давления в разрядной камере (рис.12). Из-за невозможности точно определить по кадрам момент поджига разряда, графики для положения верхней точки могут быть несколько смещены по временной шкале.

Считая, что движение фронта достаточно равномерно, можно предположить, что при аппроксимации данных полиномиальной функцией вида $x = -a \cdot t^2 + b \cdot t + c$, наиболее информативным значением является первый коэффициент полинома.

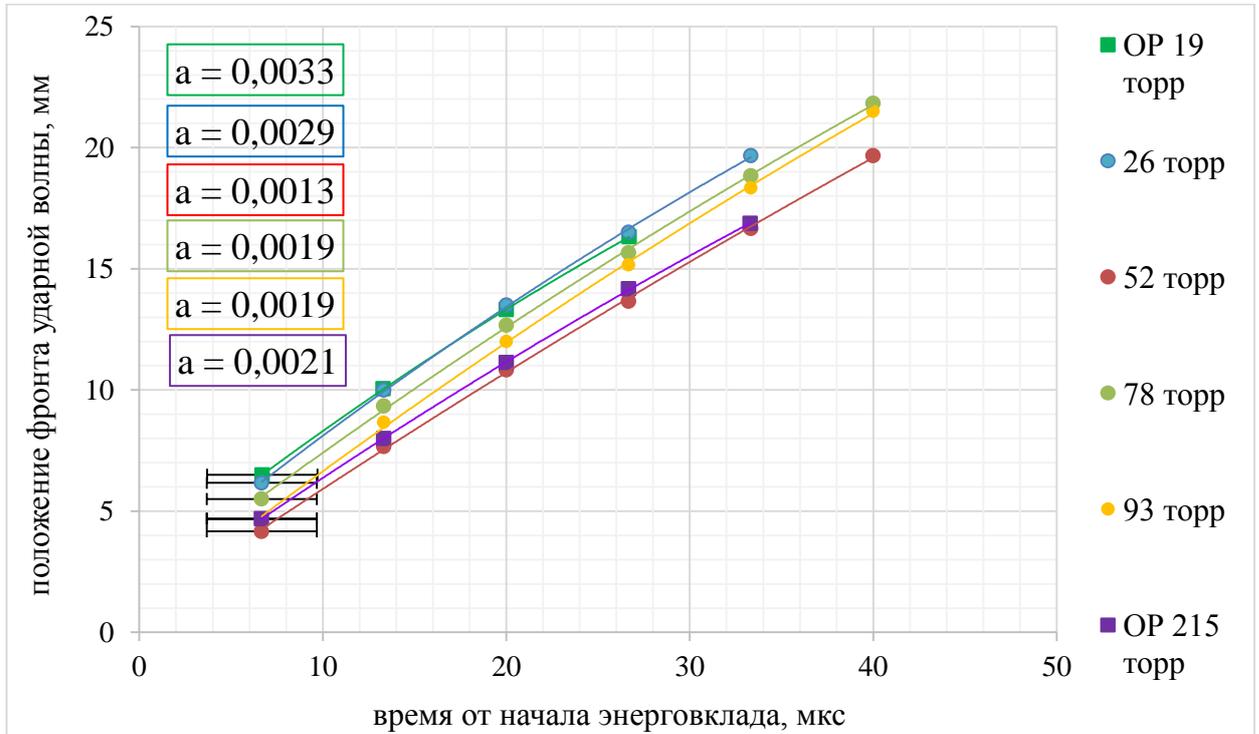


Рисунок 12 – График смещения верхней координаты фронта ударной волны при различных начальных давлениях: случай объемного разряда (ОР) и случай поверхностного разряда.

Точки, соответствующие начальному давлению 52 и 215 торр, выпадают из общей зависимости. Этому есть объяснение. На снимке свечения для серии точек с $P = 215$ торр присутствует вертикальный пробой (рис.13): часть энергии перераспределилась в канал пробоя.

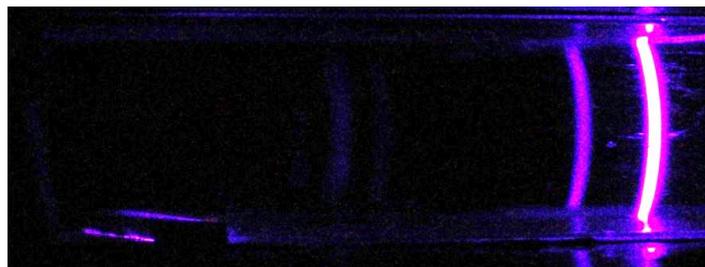


Рисунок 13 – Снимок свечения, $P = 215$ торр.

Были зарегистрированы осциллограммы тока (рис.14) поверхностного и объёмного разрядов, инициируемых при различных значениях начального давления P в камере.

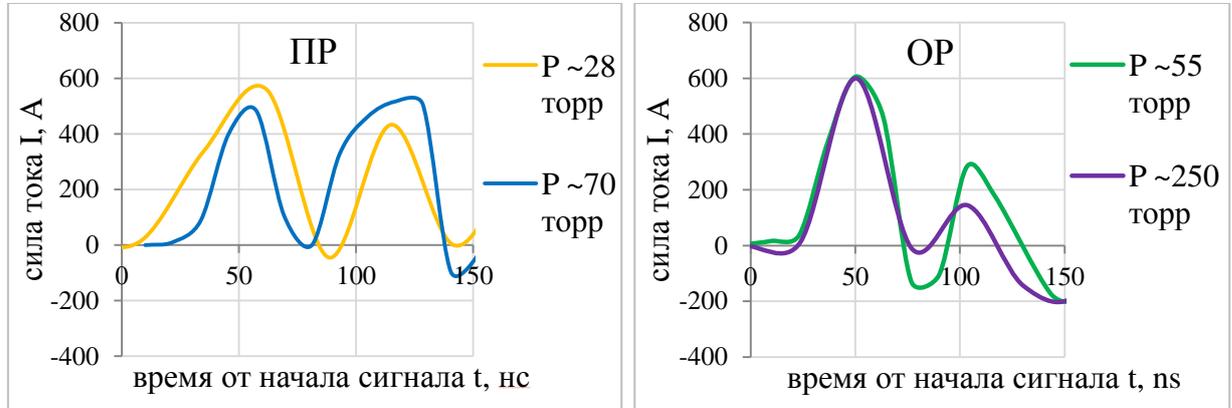


Рисунок 14 – Осциллограммы тока поверхностного (ПР) и объёмного (ОР) разрядов в неподвижном газе.

Снимки свечения на рисунке 15 соответствуют приведенным на графиках осциллограммам тока. При больших значениях давления наблюдается: в случае поверхностного разряда ($P \approx 70$ торр) увеличение интенсивности параллельных каналов на плазменных листах, в случае объёмного разряда ($P \approx 250$ торр) – свечение в области, примыкающей к правому краю препятствия.

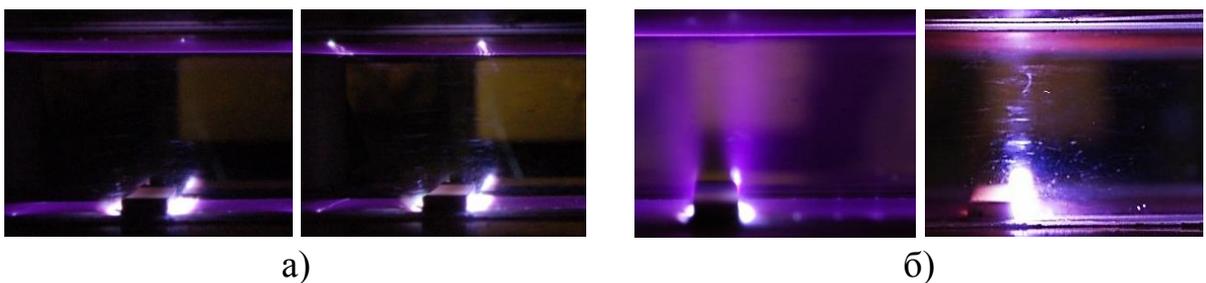


Рисунок 15 – Снимки свечения: а) поверхностный разряд $P \approx 28$ торр и $P \approx 70$ торр, б) объёмный разряд $P \approx 55$ торр и $P \approx 250$ торр.

3.2. Конфигурация 2. Дифракция ударной волны на задней стенке препятствия в форме параллелепипеда

Получены данные высокоскоростной теневой съемки в конфигурации 2 – при импульсной объёмной и поверхностной ионизации участка потока после дифракции падающей плоской ударной волны на задней стенке препятствия.

На последовательных теневых снимках видно, как плоская ударная волна движется по каналу рабочей камеры в сторону препятствия (рис.16). Фронт волны огибает препятствие, доходит до задней кромки, дифрагируя на обратном уступе. В районе обратного уступа образуется вихрь и зоны пониженной плотности.

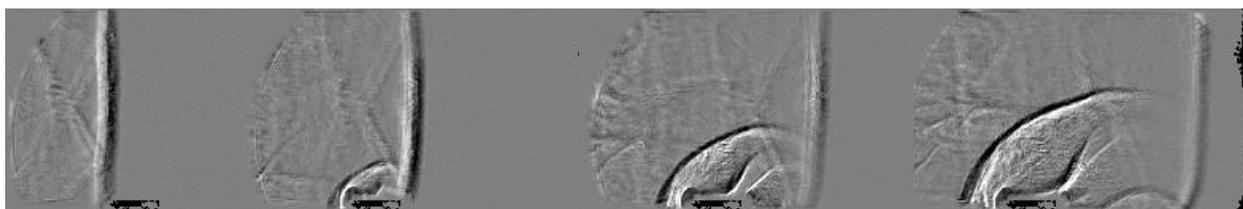


Рисунок 16 – Теневая съёмка прохождения ударной волной ($M = 3,3$) препятствия в конфигурации 2 – дифракция на задней стенке препятствия; частота съёмки $f = 150000$ кадр/сек, время экспозиции $\tau = 1$ мкс.

Через некоторое, заданное системой синхронизации время после прохождения падающей плоской ударной волной препятствия, поджигается разряд (рис.17). В потоке, где образовались неоднородности плотности, происходит перераспределение тока в области пониженного давления (в окрестности вихря), там наблюдается интенсивное свечение разряда на снимках интегрального свечения [12], таким образом там формируется короткоживущий плазменный вихрь.

Из приведённых на рисунке 17 теневых кадров видно, что при импульсной ионизации потока ударная волна, инициированная разрядом, возникает только с подветренной стороны препятствия – в зоне сформировавшегося при импульсной ионизации плазменного вихря. Фронт

образовавшейся взрывной волны достаточно быстро сносится потоком (за 2 – 4 кадра, ~15 – 25 мкс), покидая регистрируемую камерой область и ослабляясь.

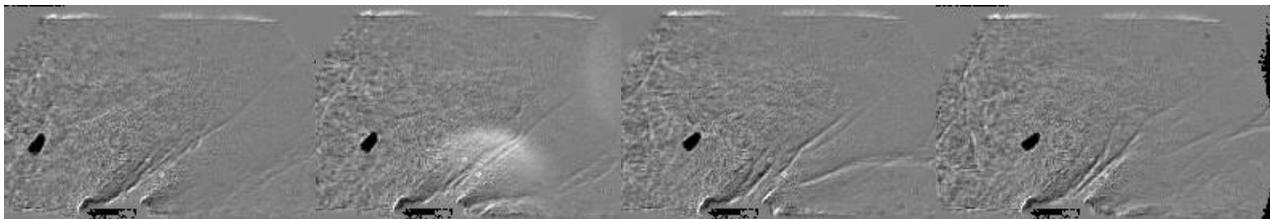


Рисунок 17 – Теневая съёмка импульсной ионизации потока за плоской ударной волной ($M = 3,3$) после ее дифракции на задней стенке препятствия: объёмный разряд, время после прохождения падающей плоской ударной волной задней стенки препятствия $\Delta t \sim 630$ мкс.

При этом было обнаружено, что существенной разницы между конфигурациями фронта ударных волн от плазменного листа в разных режимах (объёмного или поверхностного разряда) не наблюдается.

На рисунке 18 представлены полученные графики смещения верхней точки фронта ударной (взрывной) волны, инициируемой импульсным разрядом в объёмном (ОР) и поверхностном (ПР) режимах спустя заданное системой синхронизации время Δt после прохождения падающей плоской волны (с числом Маха M) задней стенки препятствия.

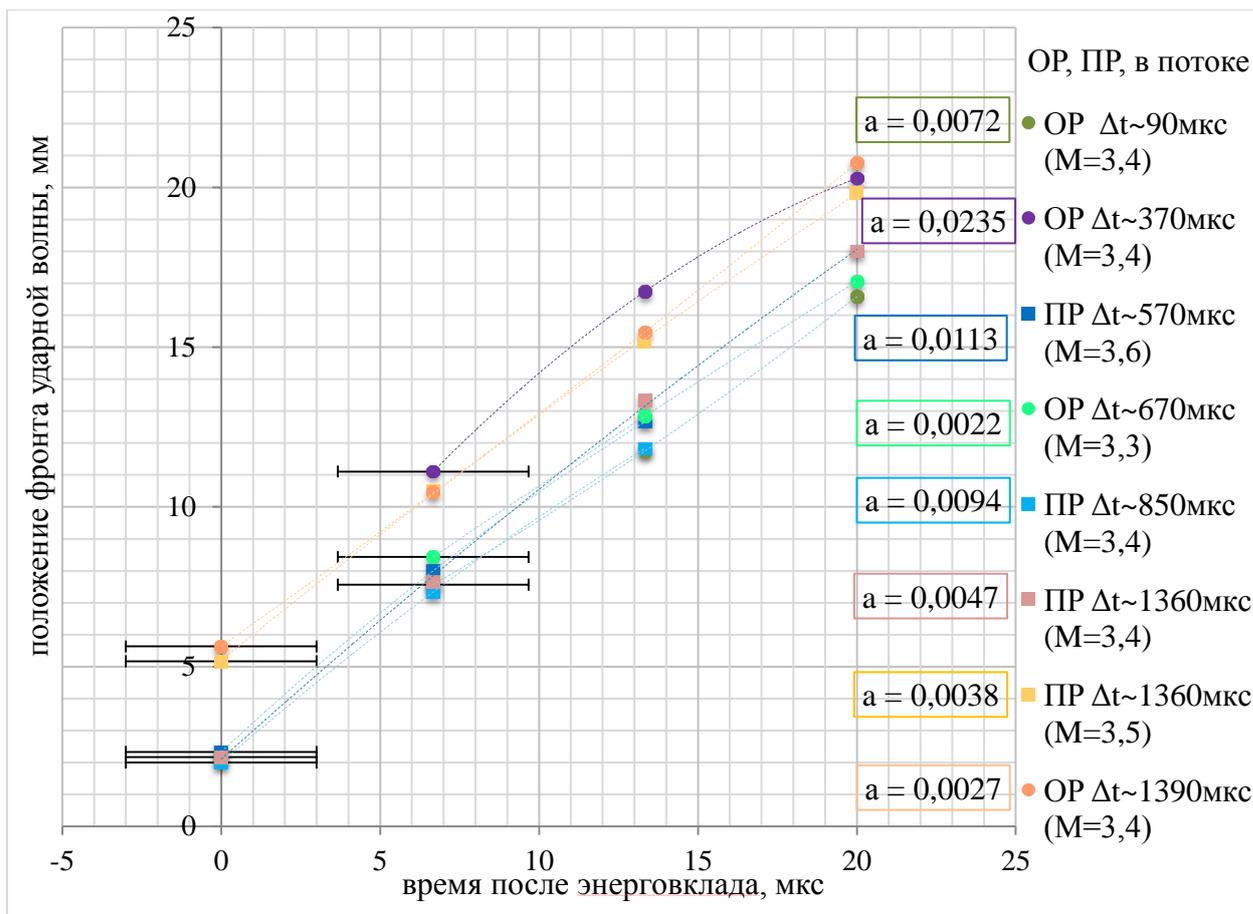
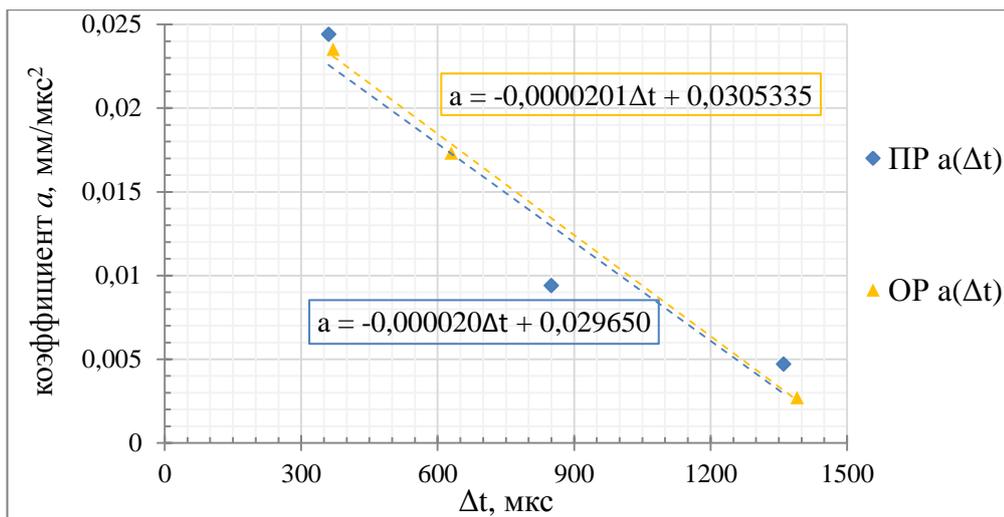
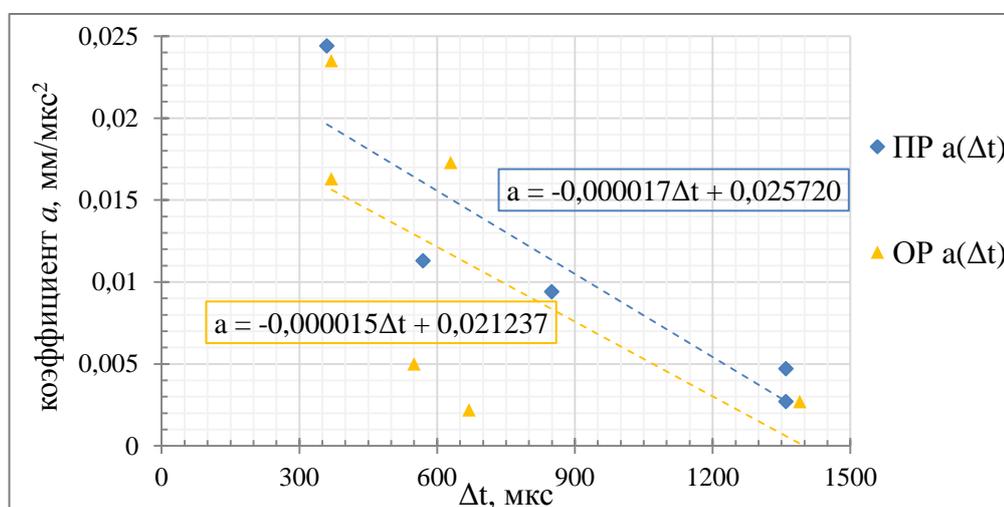


Рисунок 18– График вертикального смещения верхней координаты фронта ударной волны, инициируемой объёмным (OP) и поверхностным (ПР) разрядом, в потоке за плоской ударной волной.

Аналогично предположению, сделанному в разделе 3.1, считаем, что при аппроксимации данных полиномиальной функцией вида $x = \pm a \cdot t^2 + b \cdot t + c$, наиболее информативным значением является абсолютная величина первого коэффициента a . Из построенных графиков (рис.19) можно видеть, что режим импульсного разряда не существенен при рассмотрении коэффициента a для вертикального смещения верхней точки фронта полуцилиндрической ударной волны, инициированной разрядом, в потоке за падающей плоской ударной волной.



а) $M \sim 3,4$



б) $M \sim 3 - 4$

Рисунок 19 – График зависимости первого коэффициента a для вертикального смещения верхней точки ударной волны, инициированной поверхностным (ПП) и объёмным (ОР) разрядом, от времени Δt после прохождения падающей ударной волной с числом Маха задней стенки препятствия.

Как для значений числа Маха (а) $M \sim 3,4$, так и при расширении рассматриваемого диапазона значений до (б) $M \sim 3 - 4$, было показано, что графики зависимости абсолютного значения коэффициента a от времени задержки Δt для случая объёмного и поверхностного разряда практически совпадают в рамках линейной аппроксимации. Таким образом, было отмечено, что вертикальное смещение координаты фронта индуцированной

разрядом ударной волны в потоке за плоской ударной волной со значением числа Маха $M = 2,7 - 3,6$ не зависит (слабо зависит) от режима импульсного разряда, кроме тех случаев, когда ударная волна в момент инициирования объёмного разряда находится в разрядном промежутке и перед ее фронтом вкладывается часть энергии разряда.

На основе высокоскоростной теневой съёмки было исследовано горизонтальное смещение в потоке фронта индуцированной плазменной вихрем ударной волны. В разрядной камере поджигался импульсный разряд в объёмном режиме в различные моменты времени после прохода задней стенки препятствия плоской ударной волной. На рисунке 20 приведены полученные графики зависимости положения фронта ударной волны, инициируемой объёмным разрядом, для различных временных задержек Δt при различных числах Маха (M) падающей плоской ударной волны.

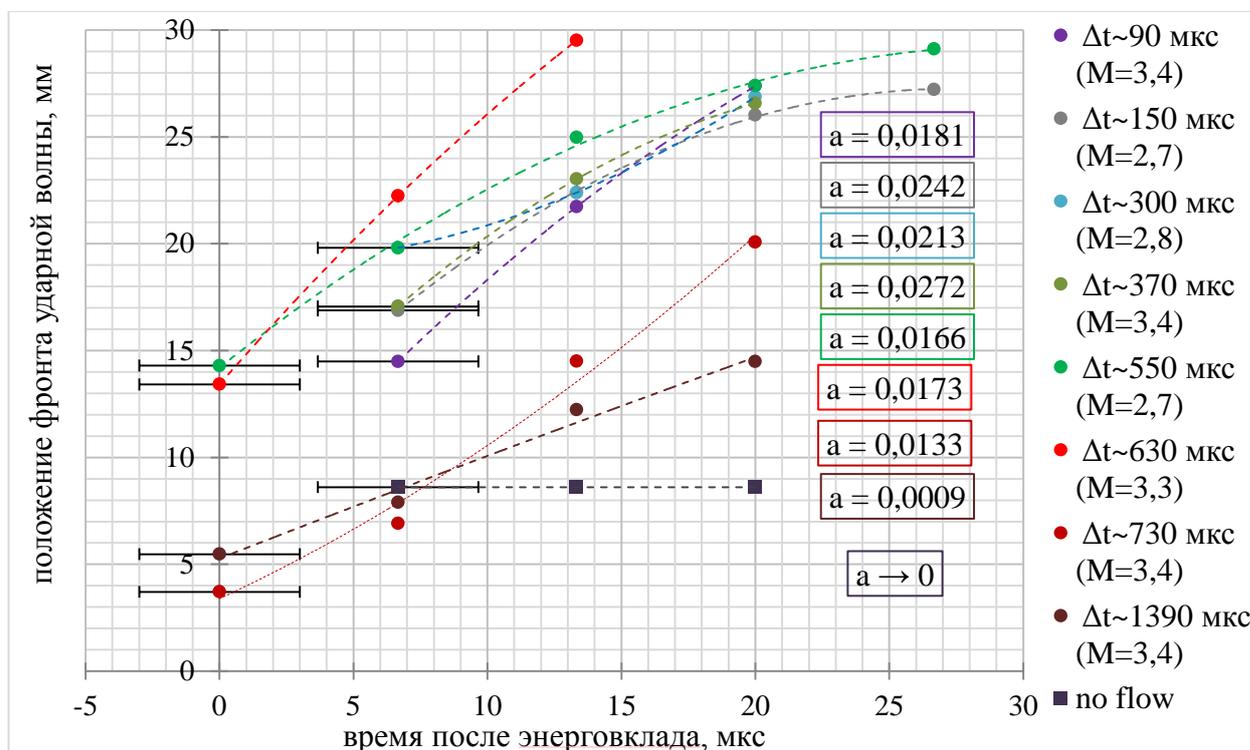


Рисунок 20 – График горизонтального смещения верхней координаты фронта ударной волны, инициируемой объёмным разрядом, в потоке за плоской ударной волной.

При малых временах задержки (до $\Delta t \sim 300 - 400$ мкс) течение за прошедшей плоской ударной волной ($M \sim 3$) характеризуется высокими значениями скорости (спутный поток). При увеличении временной задержки Δt между моментом прохода плоской ударной волной задней стенки препятствия и моментом импульсной ионизации газодинамического потока скорость течения падает, неоднородности течения со временем исчезают. На больших временах ($\Delta t > 1350$ мкс) зависимость координаты положения фронта инициированной разрядом ударной волны приближается к случаю поджига разряда в покое газе, описанном в разделе 3.1. На рисунке 21 представлен график зависимости абсолютного значения a первого коэффициента полинома для горизонтального смещения верхней точки ударной волны, инициированной объёмным разрядом, от времени задержки Δt после прохождения падающей ударной волной с числом Маха M задней стенки препятствия. При увеличении значения времени задержки значение коэффициента a для горизонтального смещения близко к значению горизонтального смещения верхней координаты фронта ударной волны от разряда в покое газе, $a \rightarrow 0$ (рис.21). Однако изменения расположения фронта относительно препятствия заметны уже при $\Delta t \sim 730$ мкс (рис.22).

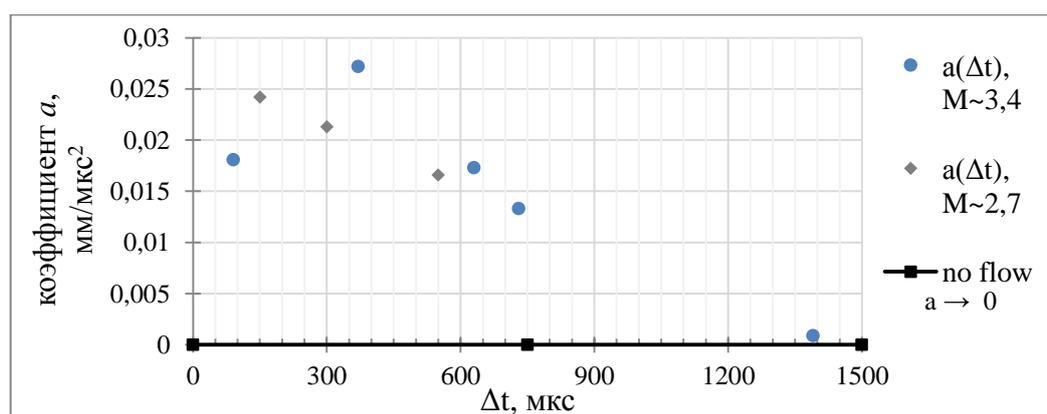


Рисунок 21 – График зависимости абсолютного значения первого коэффициента a для горизонтального смещения верхней точки ударной волны от времени задержки Δt .

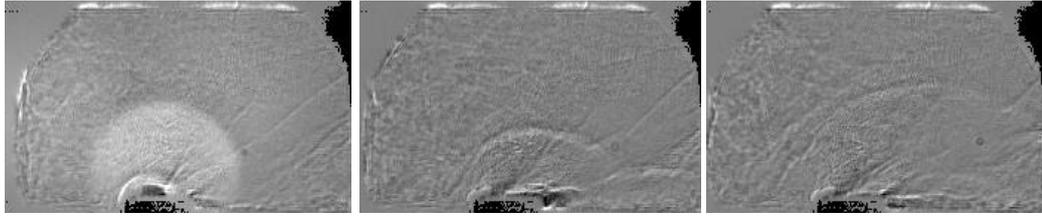
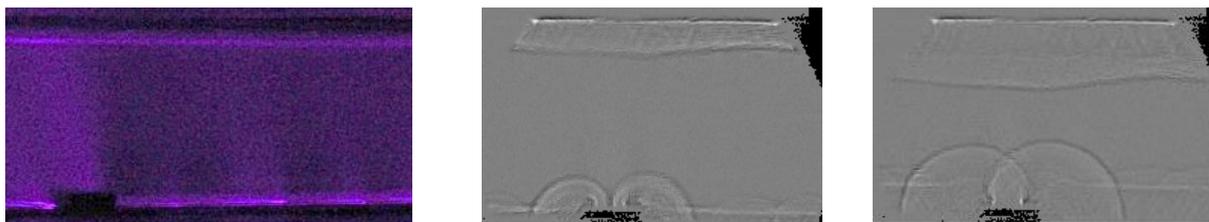


Рисунок 22 – Теневая съёмка импульсной ионизации потока за плоской ударной волной ($M = 3,4$) после ее дифракции на задней стенке препятствия: объёмный разряд, время после прохождения падающей плоской ударной волной задней стенки препятствия $\Delta t \sim 730$ мкс.

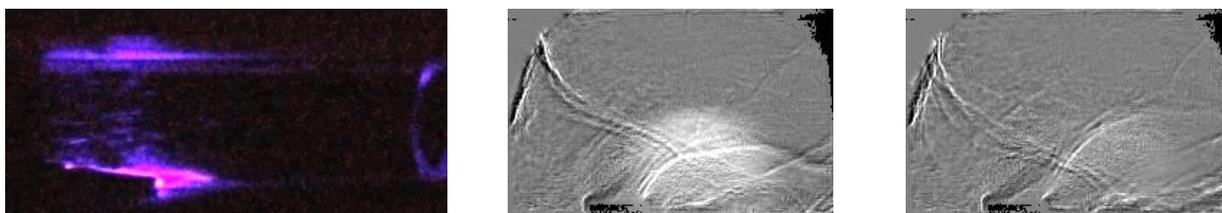
Таким образом, ударная волна, вызванная поджигом импульсного разряда в потоке при числах Маха прошедшей плоской ударной волны $M \sim 2.7 - 3.6$, распространяется из плазменного вихря в подветренной области обратного уступа и быстро (за $t \sim 20 - 30$ мкс) сносится потоком вниз по течению.

При увеличении времени задержки примерно до $\Delta t \sim 730$ мкс ударно-волновая конфигурация изменяется, скорость потока значительно падает, приближая условия к случаю инициирования разряда в неподвижном воздухе. Импульсная ионизация газодинамического потока вызывает перераспределение тока разряда в зонах пониженного давления, в том числе в области вихря, образованного при дифракции ударных волн на стенке препятствия [12]. В соответствии с эволюцией вихря происходит локализация, смещение, релакация горизонтального плазменного образования в зоне пониженной плотности за уступом.

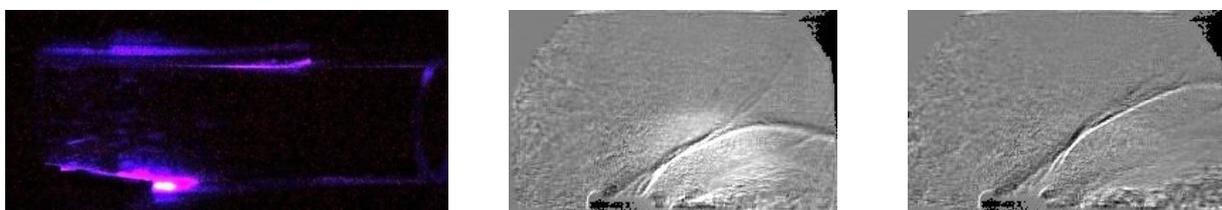
Полученные фотографии возникновения и эволюции плазменного вихря, локализованного за обратным уступом при импульсной ионизации газодинамического потока в различные моменты времени после прохождения ударной волны, а также кадры высокоскоростной съёмки теневым методом представлены на рисунке 23.



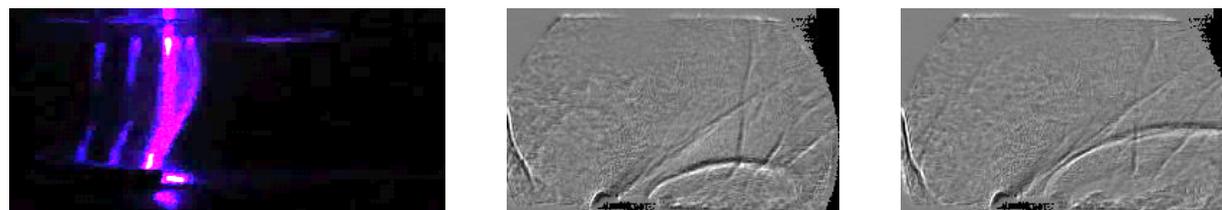
а) объёмный разряд в отсутствии ударной волны, $P \approx 2 \pm 1$ торр



б) $\Delta t \sim 90$ мкс ($M = 3,4$)

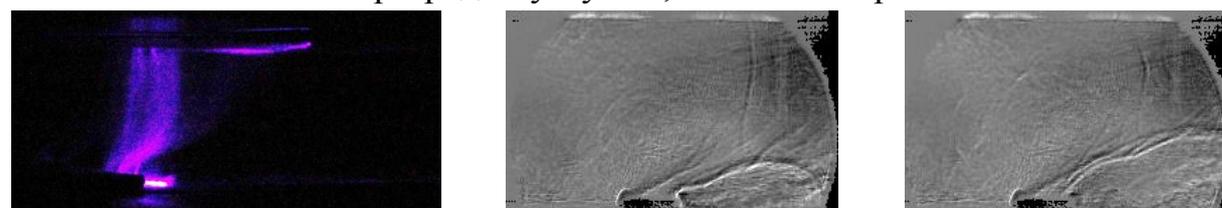


в) $\Delta t \sim 370$ мкс ($M = 3,4$)



г) $\Delta t \sim 150$ мкс ($M = 2,7$),

разряд за уступом, объёмный пробой



д) $\Delta t \sim 300$ мкс ($M = 2,7$)

Рисунок 23 – Свечение объёмного разряда и кадры высокоскоростной съёмки тeneвым методом, Δt – время после прохождения УВ (M) задней кромки препятствия.

ВЫВОДЫ

- Экспериментально исследованы разрывные течения газа за прямоугольным препятствием при инициированных в канале наносекундных разрядах (объемных и поверхностных) для двух различных конфигураций. Получены снимки свечения объемного и поверхностного разрядов в канале с препятствием. Проведена высокоскоростная теневая съёмка ударно-волнового течения, возникающего в обеих конфигурациях.
- Исследована динамика дифрагировавшего на обратном уступе фронта ударной волны, инициированной плазменным листом, в течение 35 – 40 мкс. Построены зависимости положения взрывной волны от времени, полученные при обработке кадров высокоскоростной теневой съёмки, проведены сравнение и анализ полученных результатов. Показано, что при инициировании объемного и поверхностного разряда течения слабо отличаются.
- Исследована эволюция положения короткоживущего плазменного вихря при импульсной ионизации потока за ударной волной. По теневой съёмке изучены характеристики разрывных течений, инициированных плазменным вихрем в течении за обратным уступом для 25 – 30 мкс после разряда. Показано, что взрывная волна от плазменного листа сносится сверхзвуковым потоком и затухает в течение 15 – 25 мкс в зависимости от скорости потока и степени локализации энергии. В результате эволюции плазменного вихря в потоке за плоской ударной волной в течение времени от 300 мкс до 1500 мкс ускорение взрывной волны уменьшается в 5 раз.

Полученные результаты показали наличие ряда особенностей, связанных со структурой ударно-волновых конфигураций и локализацией разрядов, дальнейшее изучение которых представляется перспективным для

использования локализации энергии импульсного разряда в зоне отрыва потока.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева, Нестационарные взаимодействия ударных волн, издательство «Наука», Москва 1977.
2. П. В. Булат, К. Н. Волков, Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 2. С. 354–362, doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-2-354-362.
3. V. Soni, A. Chaudhuri, N. Brahma, and A. Hadjadj, “Turbulent structures of shockwave diffraction over 90° convex corner”, Phys. Fluids 31, 086103 (2019), doi: 10.1063/1.5113976.
4. K. Takayama и O. Inoue “Shock wave diffraction over a 90 degree sharp corner – posters presented at 18th ISSW,” Shock Waves 1, 301–312 (1991).
5. B. Skews, C. Law, A. Muritala, and S. Bode, “Shear layer behavior resulting from shock wave diffraction,” Exp. Fluids 52, 417–424 (2012).
6. Zijie Zhao, Jiun-Ming Li, Jianguo Zheng, Y. D. Cui, B. C. Khoo, Study of Shock and Induced Flow Dynamics by Nanosecond Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuators, National University of Singapore, Singapore 119260, Republic of Singapore, Published by AIAA JOURNAL. UNIVERSITY OF BATH on October 3, 2014, doi: 10.2514/1.J053420
7. I. Znamenskaya, D. Tatarenkova, T. Kuli-zade, Nanosecond volume discharge in the flow with diffracting shock wave in the rectangular channel, Journal of Physics: Conference Series 1394 (2019) 012017, doi: 10.1088/1742-6596/1394/1/012017.

8. И. А. Знаменская, Д. А. Коротеев, Н. А. Попов, Наносекундный сильноточный разряд в сверхзвуковом потоке газа, ТВТ, 2005, том 43, выпуск 6, 820–827.
9. Н. О. Архипов, И. А. Знаменская, И. В. Мурсенкова, И. Ю. Остапенко, Н. Н. Сысоев, Эволюция наносекундного комбинированного объемного разряда с плазменными электродами в потоке воздуха, ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2014. №1.
10. V. A. Andrushchenko, S. Yu. Efimov, and L. A. Chudov, HEAD-ON COLLISION OF TWO SPHERICAL SHOCK WAVES. INTERACTION OF LASER SPARKS IN A GAS, UDC 533.6.011.72. Moscow. Translated from Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Mekhanika Zhidkosti i Gaza, No. 5, pp. 133-137, September-October, 1990. Original article submitted August 11, 1989. 0015-4628/90/2505-0761\$12.50 © 1991 Plenum Publishing Corporation
11. И. В. Мурсенкова, А. С. Сазонов, Ю. Ляо, И. Э. Иванов, Визуализация области взаимодействия косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем свечением наносекундного поверхностного скользящего разряда, Научная визуализация, 2019, том 11, номер 3, страницы 76 - 87, doi: 10.26583/sv.11.3.07
12. И. А. Знаменская, Д. И. Татаренкова, Т. А. Кули-заде, Наносекундная ионизация области обтекания прямоугольного уступа высокоскоростным потоком // Письма в Журнал технической физики. — 2020. — Т. 46, № 1. — С. 5–7.