

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

Чиненова Семёна Тимофеевича

Тема работы: Оптимизация транспорта ионов газовых кластеров в молекулярном пучке

«К защите допущен»

Заведующий кафедрой

ученая степень, звание

должность, место работы

...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

ученая степень, звание

должность, место работы

...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2017г.

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Литературный обзор.....	4
1.1. Принцип работы сопла:	5
1.2. Истечение газа в вакуум:.....	7
1.3. Образование кластеров	8
1.4. Формирование молекулярного пучка	11
1.5. Ионизация кластерного потока.....	12
1.6. Фокусировка заряженных частиц.....	16
Глава 2. Описание экспериментов.....	19
2.1. Описание ЛЭМПУСА-2	19
2.2. Экспериментальные исследования.....	22
2.2.1. Моделирование на программе SIMION.....	22
2.2.2. Описание экспериментальной аппаратуры и методов измерений.	23
Глава 3. Результаты.....	26
3.1. Прохождение частиц молекулярного пучка, ионизованных в послескиммерной секции, через коллимирующую диафрагму	26
3.1.1. Влияние электродов.....	26
3.1.2. Регистрация масс-спектров	28
3.2. Прохождение частиц, ионизованных в сверхзвуковой струе, через скиммер	30
3.3. Эксперимент по транспортировке ионов из камеры расширения	32
3.3.1. Масс-спектры аргона	32
3.3.2. Масс-спектры азота.....	33
Заключение	37
Приложение	38
Список литературы	39

Введение

Низкотемпературная плазма представляет собой неравновесное состояние, соответственно течение химических процессов в ней существенно отличается от обычной химии. В настоящее время интенсивно изучаются процессы формирования кластеров в плазме и плазмохимические реакции, протекающие в них. Подобные процессы способствуют изменению течения реакций синтеза и распада соединений в кластерном потоке. Соответственно, используя этот эффект, можно получать различные наноструктуры, конвертировать одни молекулярные соединения в другие и т.д.

Примером проявления подобных реакций является аномальная светимость аргона. В работе [1] был обнаружен нелинейный эффект роста интенсивности излучения атомов аргона в смеси с моносиланом и метаном при ионизации электронным пучком, результаты которой демонстрируют влияние молекулярно-кластерных процессов на свойства среды.

Одним из наиболее исследуемых направлений является изучение конверсии лёгких углеводородов в тяжёлые [2], а также в оксигенаты. Эта область является промышленно перспективной, так как на современных нефтяных месторождениях принято избавляться от попутного нефтяного газа путём его сжигания. Существуют действующие технологии по переработке летучих углеводородов, но в случае попутного нефтяного газа они неприменимы, поскольку подобные заводы стационарны. Возникает проблема транспортировки нефтяной смеси, не пригодной для перемещения по газопроводу в связи с наличием в смеси тяжёлых соединений. В результате сжигания попутного нефтяного газа пропадает около 10% ресурсов, дополнительно при сгорании газа загрязняется атмосфера.

Все существующие работы по использованию электрических разрядов в качестве активаторов плазмохимических реакций в углеводородах для увеличения скорости протекания реакций синтеза оказались многостадийными и экономически невыгодными. Многоканальность процессов даёт возможность не останавливать исследования, так как существует очень много параметров, влияющих на итоговый результат. Например, не изучено влияние расширения ионизованного газа при его истечении из сопла на процесс рекомбинации электронов и ионов, на энергетические характеристики заряженных частиц.

В 1998 году Институт теплофизики СО РАН запатентовал [3] идею по активации сверхзвуковой газовой струи при помощи высокоэнергетического пучка электронов. Активация сверхзвуковой газовой струи высокоэнергетическим пучком электронов сдвигает энергетическую функцию распределения в сторону энергий больших, чем в разряде. Далее, базируясь на этом методе, были проведены эксперименты [4,5], демонстрирующие эффективное формирование радикалов в данной конфигурации.

Плазмохимические реакции диагностируются в основном с помощью спектрометрического и масс-спектрометрического оборудования. Для последней методики необходимо обеспечить эффективный транспорт продуктов до детектора. Под эффективным транспортом полагается доведение максимального количества продуктов реакций до детектора без попутных реакций. Основной проблемой доведения заряженных частиц до детектора является кулоновское расталкивание.

Целью данной работы являлось обеспечение перемещения ионизированных кластеров до детектора масс-спектрометра на установке ЛЭМПУС-2, с применением полученных результатов в дальнейших анализах плазмохимических реакций. Начальной задачей было провести цикл моделирования на программном пакете SIMION, с целью выявить оптимальные условия транспортировки. Следующим этапом было исследование прохождения ионизированных кластеров из послескиммерной секции через коллимирующую диафрагму. Затем исследовать прохождение ионов из камеры расширения через скиммер в послескиммерную секцию. Конечной задачей был анализ и обобщение полученных результатов, с целью создания рекомендаций для будущих экспериментальных исследований плазмохимических реакций, протекающих в газовых кластерах.

Глава 1. Литературный обзор

Перед исследователями поставлена задача инициации химических реакций в кластерах, для чего кластеры должны получить дополнительную энергию с помощью электронно-пучковой накачки непосредственно в сверхзвуковой струе или даже в форкамере сопла, а не в молекулярном пучке, как делается в огромном числе работ [1-7]. Однако для масс-спектрометрического анализа образовавшихся продуктов требуется донести

информацию из сверхзвуковой струи до детектора масс-спектрометра через ряд коллимирующих диафрагм и промежуточных вакуумных объёмов.

В данной работе поставлена задача исследования процесса транспорта слабоионизованного кластированного потока из струи до масс-спектрометра и поиска оптимальных условий такого транспорта. Введём основные понятия, требуемые при выполнении работы.

1.1. Принцип работы сопла:

Сопло представляет собой канал специального профиля, служащий для разгона газа до определённой скорости и задания направления потока. В простейшей модели с допущениями, что газ идеальный и поток является адиабатическим одномерным и стационарным [8]. Для описания поведения струи газа в проводящем канале нужно получить связь между скоростью газового потока и площадью поперечного сечения этого канала. Вследствие постоянства массового расхода газа в такой системе из частного решения уравнения следует:

$$\dot{m} = \rho * \bar{v} * S = const, \quad (1)$$

где ρ, v — плотность и скорость газа, S — площадь поперечного сечения сопла.

Взяв дифференциал от обеих частей этого уравнения по x , где x — пространственная координата оси симметрии сопла, получим:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dx} + \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} = 0. \quad (2)$$

При этом, учитывая введенные допущения, уравнение Эйлера будет выглядеть следующим образом:

$$v \frac{dv}{dx} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}, \quad (3)$$

где p — локальное давление. Скорость звука определится как $c^2 = dp/d\rho$.

Уравнение (3) запишется как:

$$v \frac{dv}{dx} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\rho} * \frac{d\rho}{dx} = - \frac{c^2}{\rho} * \frac{d\rho}{dx}. \quad (4)$$

Перепишывая через число Маха $M = v/c$ (отношение скорости течения в данной точке газового потока к местной скорости распространения звука в движущейся среде), (4) примет вид:

$$\frac{1}{\rho} * \frac{d\rho}{dx} = -M^2 \frac{1}{v} \frac{dv}{dx}. \quad (5)$$

Сделав простые замены из формул (2) и (5) получается окончательное соотношение:

$$\frac{dS}{S} = \frac{dv}{v} (M^2 - 1). \quad (6)$$

Это выражение называется уравнением обращения воздействия [8]. Оно описывает искомую связь между скоростью изменения потока и площадью поперечного сечения.

Из (6) видно, что при дозвуковых скоростях потока ($M < 1$), уменьшение поперечного сечения S приводит к увеличению скорости потока газа v , а при сверхзвуковых скоростях ($M > 1$) скорость потока растёт при увеличении площади сечения (рис.1). Движение потока со звуковой скоростью ($M = 1$), соответствует наиболее узкой области канала, в которой S достигает экстремума, называемой критическим сечением. Соответственно совместив сходящийся и расходящийся конусы можно получить канал, вдоль которого поток газа будет разгоняться до сверхзвуковых скоростей.

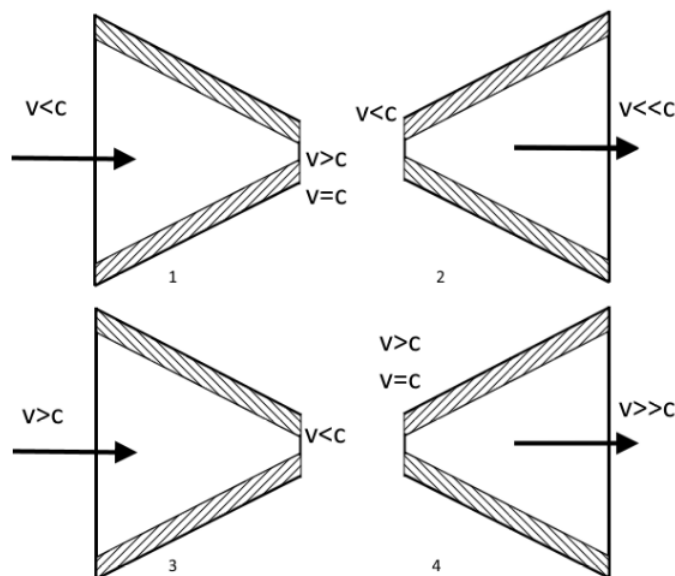


Рисунок 1. Прохождение газовых потоков через каналы с изменяющимся поперечным сечением.

Однако часто для получения сверхзвукового потока при истечении в вакуум или область низкого остаточного (фонового) давления используют либо «звуковые» сопла, представляющие собой отверстие в тонкой стенке, либо сверхзвуковые, но только с диффузорной частью.

1.2. Истечение газа в вакуум:

При истечении сверхзвуковой струи газа в вакуум в случае расширения в абсолютный вакуум струя имеет профиль расходящегося конуса. Но из-за наличия давления в камере расширения на границе поток - фоновый газ возникают ударные волны, деформирующие конус в последовательность бочкообразных областей. На (Рис.2) можно наблюдать профиль первой бочки азота, активированного электронным пучком :

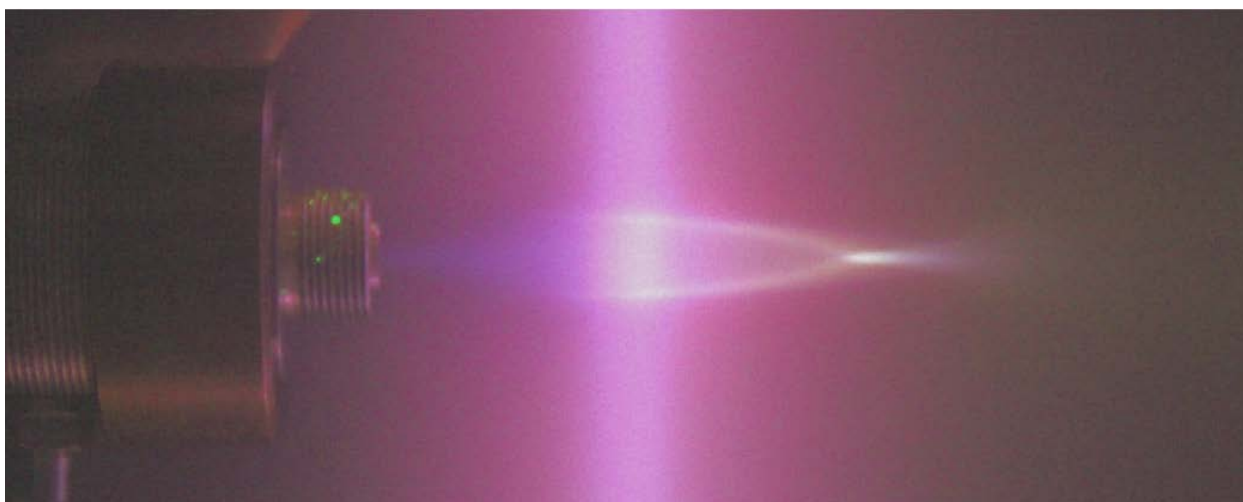


Рисунок 2. Фотография сверхзвуковой струи азота, активированной электронным пучком.

В струях за звуковыми соплами при истечении в фоновый газ струя ограничена «сбоку» боковыми скачками уплотнения (боковыми ударными волнами) и последующей зоной смешения газа истекающего из сопла с газом фоновым, а вниз по потоку – практически прямой ударной волной, называемой диском Маха. В струях за сверхзвуковыми соплами в зависимости от режимов истечения может образовываться диск Маха, но могут боковые скачки уплотнения смыкаться, формируя веретенообразную структуру, в которой за областью смыкания боковых ударных волн может возникать последовательность таких же веретенообразных структур. Боковые скачки уплотнения в большей или меньшей мере ограждают газ струи от влияния (проникновения) фонового газа, так что внутри «бочки газ может

расширяться по адиабатическому закону, причём внутри такой бочки локальная плотность может быть значительно меньше плотности газа окружающего пространства, а температура падать до криогенного уровня. Расстояние до диска определяется по следующей формуле[9]:

$$\frac{x_m}{d} = 0.67 \left(\frac{p_0}{p_h} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где x_m — расстояние от сопла до диска Маха, d — диаметр сопла (характерный размер струи), p_0 — давление в форкамере сопла, p_h — давление в камере расширения.

1.3. Образование кластеров

Под кластером принято считать образование из частиц (молекул, атомов или ионов), представляющее собою промежуточное состояние вещества между молекулой и твёрдым либо жидким телом[10]. Минимальным размером кластера принято считать объединение из двух частиц. Максимальный размер трактуется границей перехода из кластера в изолированную наночастицу, когда атомарный энергетический спектр переходит в зонный, свойственный твёрдым телам. Для кластеров характерна нелинейная зависимость их свойств от числа составляющих частиц.

Получение кластеров из сплавов, металлов и бинарных соединений основано на испарении при помощи плазменного, лазерного, термического или электронно-лучевого воздействия с последующей конденсацией паров[10]. Условие конденсации в данном случае состоит в том, чтобы обеспечить высокую скорость образования начальных структур при минимальном темпе роста последующих частиц. Достигается это при помощи уменьшения температуры конденсата (использование эффекта охлаждения при истечении в вакуум, испарения в инертном газе).

Помимо кластерных соединений металлов существуют газовые кластеры $((N_2)_N, (CO_2)_N, Ar_N$ и т.д.) В фазе газа свойства кластера могут сильно отличаться от состава в состоянии конденсата. Удержание частиц в подобных структурах осуществляется за счёт сил Ван-дер-Ваальса, с энергией связи порядка долей эВ.

Самым распространённым способом создания газовых кластеров является получение кластеризованных струй при адиабатическом расширении

газа в вакуум через звуковые и сверхзвуковые сопла [9]. В таких условиях достигаются низкие температуры струи, достаточные для начала процесса конденсации. Образование кластеров начинается с появления димеров. Соединение двух молекул или атомов возможно только при тройном столкновении, когда энергия слияния будет передаваться в импульс третьей частицы. Далее, путём присоединения мономеров или агрегации конденсатов [7] происходит рост кластеров.

Количественной теории формирования кластеров при адиабатическом расширении потока газа через сверхзвуковое сопло не существует. Несмотря на это, существуют качественные соображения, эмпирические или численные подходы к описанию. В статье [11] приведены следующие предположения (рис 3).

В начале система находится при давлении p_0 и температуре T_0 в точке **А**. Затем, расширяясь, происходит переход по адиабате в точку **В**, в которой адиабата пересекает двухфазную линию. Дальнейшее расширение происходит вдоль адиабаты в область пересыщенного неравновесного состояния. Наконец в некоторой точке **С** разрушается неравновесное состояние и система делает возврат к равновесной линии $p_v(T)$. Расположение точки **С** и последующее поведение системы определяют как термодинамические свойства модельного газа, так и временные масштабы и кинетика расширения, задаваемые конструкцией сопла (в том числе и его диаметром d) и изначальными параметрами p_0, T_0 .

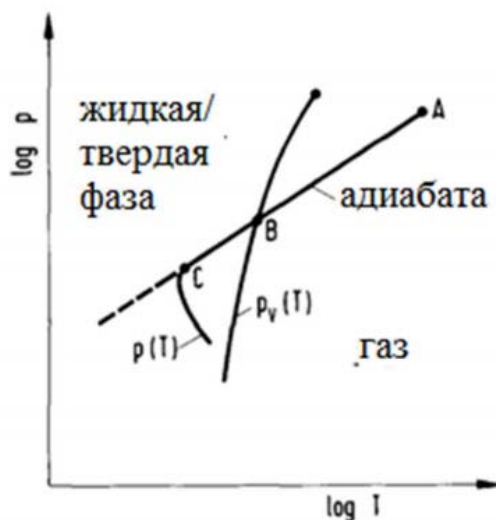


Рисунок 3. Фазовая диаграмма. $p_v(T)$ — двухфазная линия жидкости и газа, $p(T)$ — линия расширения газа.

В ходе исследования зависимости образования газовых кластеров при адиабатическом расширении от условий расширения струи, Хагена вывел полуэмпирический закон, описывающий формирование кластеров. Был обозначен безразмерный параметр Γ , предоставляющий информацию о среднем размере кластера.

$$\Gamma = n_0 * d^q T_0^{(0.25q-1.5)}, \quad 1/2 < q \leq 1, \quad (8)$$

где n_0 — начальная плотность.

Также для описания систем используется параметр $\Gamma^* = \Gamma/\Gamma_{ch}$ (Γ_{ch} — коэффициент, отвечающий за свойство газов, зависящий от сорта исследуемого газа [11]). Необходимо помнить, что средний размер кластера зависит не только от параметра Хагены, но и от методов формирования и детектирования пучка кластеров. Ниже приведен график зависимости среднего размера кластера $\langle N \rangle$ от Γ^* [12] (рис.4).

$$\langle N \rangle = A \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^\gamma, \quad (9)$$

где A, γ — нелинейные коэффициенты, зависящие от Γ^* .

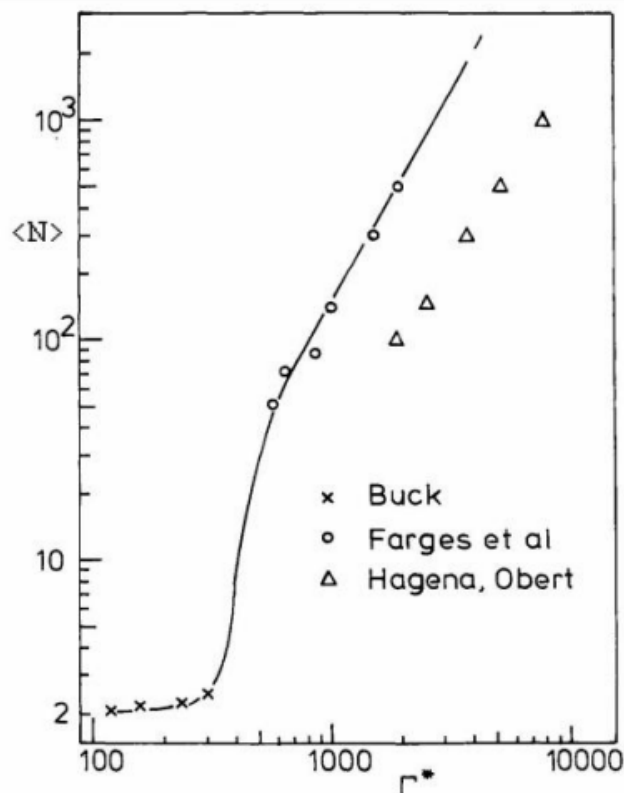


Рисунок 4. Зависимость среднего размера кластера от Γ^* [12], экспериментальные данные авторов.

1.4. Формирование молекулярного пучка

Для масс-спектрометрии такого потока, т.е. определения наличия в потоке кластеров и их размеров, необходимо в сверхзвуковую струю внести детектор масс-спектрометра. Однако перед передней поверхностью детектора неизбежно возникнет ударная волна, которая исказит параметры изучаемого потока, к тому же в ударной волне кластеры могут испариться. Кроме того, как правило, масс-спектрометры работают при давлении фонового газа не хуже 1 мПа, тогда как в вакуумном объёме, в котором расширяется сверхзвуковая струя, давление существенно выше. Поэтому в большинстве экспериментальных исследований авторы используют технику формирования молекулярного пучка из сверхзвуковой струи, при этом стараясь не исказить структуру и параметры изучаемого в струе процесса. Для этого используется скиммер — диафрагма, представляющая собой конусообразный проводящий канал, геометрия которого позволяет уменьшить количество частиц, рассеиваемых назад, с целью минимизировать искажение потока (рис. 5) и избавиться от отошедших вверх по потоку ударных волн. Также для формирования молекулярного пучка, отличающегося от струи отсутствием столкновений между частицами, необходимо поддерживать более высокий вакуум в последующих областях установок.

Для формирования молекулярного пучка с помощью скиммера необходимо число Кнудсена, характеризующее степень разреженности газового потока, рассчитываемое по длине свободного пробега на входном сечении скиммера и диаметру этого скиммера, $Kn_s > 1$, при условии, когда внутренний угол полого конуса скиммера достаточно велик, т.е. больше так называемого угла Маха сверхзвукового набегающего потока. Однако можно предположить, что для тяжёлых кластеров допустимы и меньшие значения числа Кнудсена Kn_s . Число Кнудсена определяется по следующей формуле [9]:

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 P L}, \quad (10)$$

где λ — средняя длина свободного пробега, L — характерный размер течения, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, σ — поперечный размер частицы, P — давление.

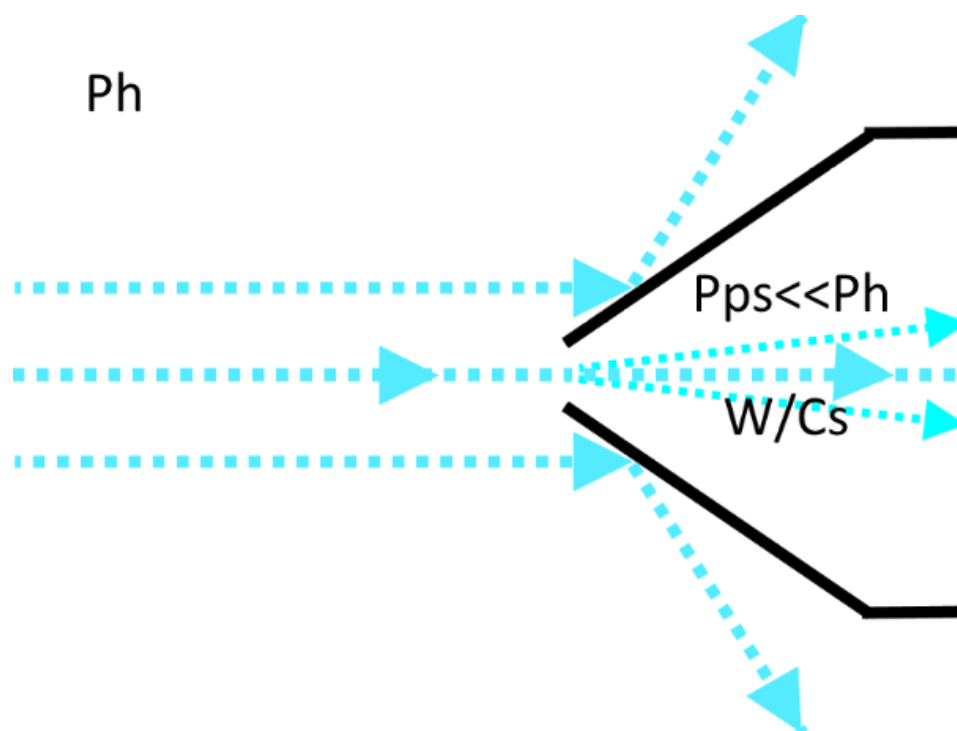


Рисунок 5. Поведение струи газа, налетающей на скиммер, P_h — давление газа в камере расширения, P_{ps} — давление в послескиммерной области, W — гидродинамическая скорость потока, C_s — скорость звука на входном срезе скиммера.

Молекулярный пучок за скиммером расходится по линиям тока в соответствии с соотношением W/C_s , $C_s = \gamma k_B T/m$, γ — отношение теплоёмкостей C_p/C_v , для аргона равно $5/3$, m — масса частиц.

1.5. Ионизация кластерного потока

Из литературы [1—5] известно, что ионизация или добавление энергии в систему может сыницировать плазмохимические реакции, меняющие течение процессов синтеза и распада в кластерном пучке. Основными методами активации частиц в пучке являются: ионизация электронным или ионным пучком, лазером, ионизация электрическим разрядом. Все эти способы имеют свои преимущества и недостатки, так как плазмохимические процессы протекают многоканально. То есть одинаковые процессы могут протекать принципиально разными путями, в зависимости от плазменных параметров [6] (удельный энерговклад, концентрация, степень ионизации и т.д.). Соответственно, для решения прикладных задач плазмохимии характерен поиск наиболее эффективных механизмов активации, а также подбор оптимальных условий их реализации.

В данной работе ионизация струи происходила за счёт электронного удара. Понятно, что активация пучком электронов приводит к фрагментации кластеров, тем самым искажая функции распределения частиц в потоке по размерам и скоростям в струе. Причём в сравнении с фотоионизацией изменение распределения кластеров по размерам вследствие электронного удара значительно. Ниже приведён график функций распределения кластеров по размерам в случаях фотоионизации и ионизации электронным пучком (рис. 6). Предполагается, что ионизация фотонами отражает истинное распределения кластеров по размерам, тогда как электронным ударом кластеры разваливаются на осколки меньшего размера.

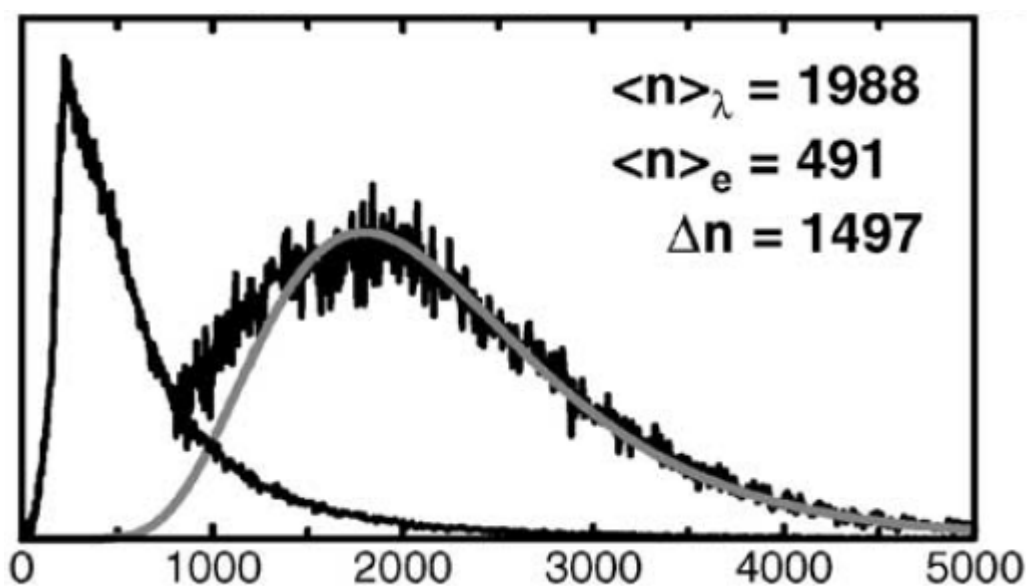


Рисунок 6. Функции распределения кластеров Ag_N по размерам в случаях активации струи электронным ударом (400 эВ, функция смещена влево) и лазером (6.42 эВ) [13].

Также из литературы[6] известно, что малые кластеры — олигомеры при ионизации электронным пучком распадаются в основном на мономеры и димеры. В работе авторы проводили моделирование процесса развала кластеров и затем сравнение полученной зависимости с экспериментальным результатом. Модель поведения кластеров описывалась при помощи квантово-классического подхода, в котором движение рассматривается с точки зрения классической физики, а в энергетических переходах учитывались переходы между состояниями электронов. Энергия ионизации принималась равной 60 эВ. На (рис. 7) представлены результаты моделирования и результатов эксперимента для кластеров Ag_N . Кривыми отображены зависимости процентного содержания суммарного количества ионных мономеров и димеров кластеров Ag_N в диапазоне от 2 до 11-меров.

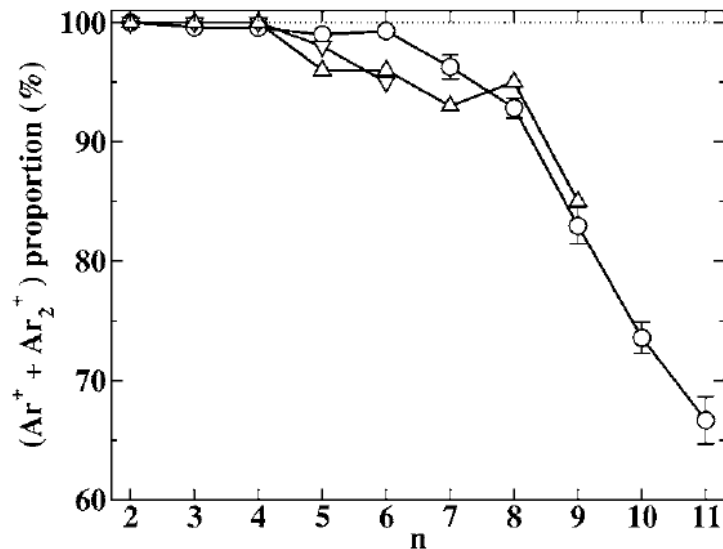


Рисунок 7. Процентное содержание $Ar^+ + Ar_2^+$. Круги — модельные точки, треугольники — экспериментальные результаты

В то же время, в этой же работе, установлено, что с увеличением размера кластеров, фрагментация увеличивается (рис. 8). Причём зависимость получилась линейная для трёх разных газов, аргона, криптона и ксенона. Это поведение находится в противоречии с предположением, что развал кластеров должен уменьшаться, с увеличением размера кластеров, поскольку с ростом увеличивается количество доступных степеней свободы, соответственно можно проще ассимилировать добавочную энергию внутри частицы.

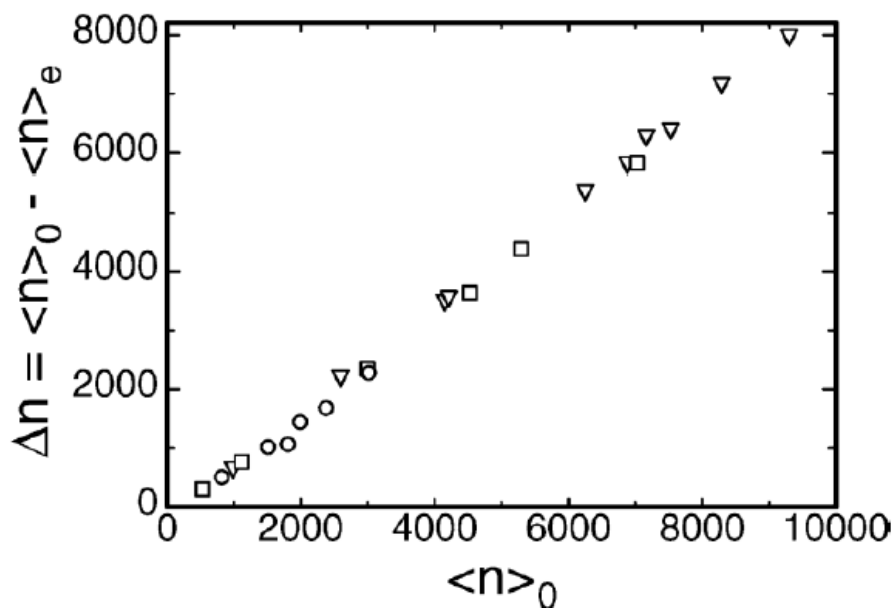


Рисунок 8. Зависимость испарённых атомов как функция от размера кластера. Ar(○), Xe(▼), Kr(□).

Авторы высказали предположение, что линейная зависимость количества испарившихся атомов из кластера свидетельствует о множественном взаимодействии электрона с кластером. Энергия, высвобождаемая на каждое событие, может быть постоянной и независимой от размера. Таким образом, рост фрагментации связан с увеличением количества столкновений. Чтобы подтвердить эту гипотезу была измерена зависимость развала от энергии ионизирующего электрона (рис. 9).

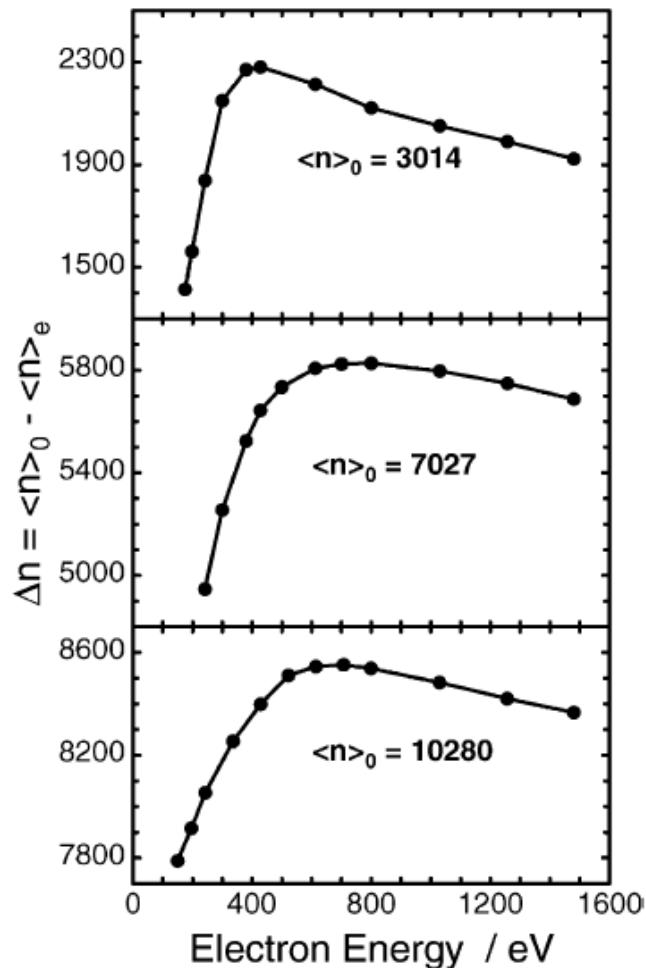


Рисунок 9. Зависимость фрагментации кластера от энергии электрона для Ag Kr и Xe соответственно.

Максимальный развал для аргона происходит при энергии 400 эВ, 750 эВ для криптона и 710 эВ для ксенона. Это поведение очень хорошо известно в случае остановки заряженной частицы при проникновении в твёрдое тело. Затем авторы провели модельные расчёты по проникновению в эти газы, базируясь на представлении их в виде твёрдого тела, рассчитывая остановку по формуле:

$$S = \frac{dE}{dL} \frac{1}{\rho}, \quad (11)$$

где S — площадь поперечного сечения остановки, dE/dL — энергия, выделяемая на единице длины, ρ — плотность атомов в ед. объёма.

Результаты моделирования (рис. 10.) оказались согласованными с измеренной энергетической зависимостью. Положения максимумов немного смещены, но общая форма довольно хорошо воспроизводится. Это соглашение предполагает, что, вероятно в развале кластеров действуют одни и те же механизмы, что и в расщеплении твёрдого тела.

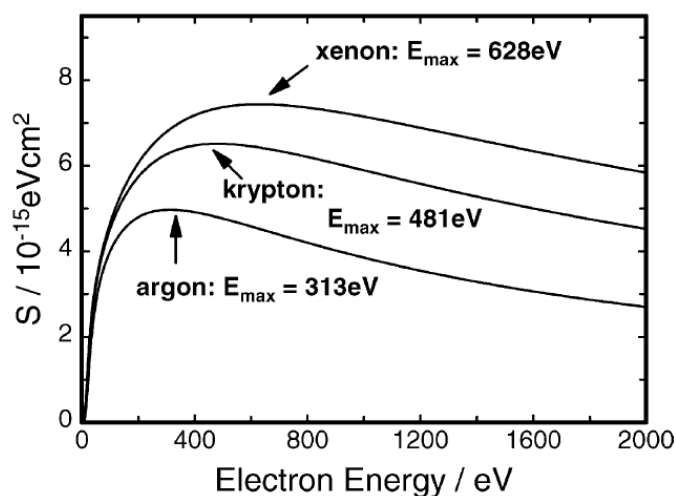


Рис. 10. Зависимость площади сечения торможения от энергии электрона.

Использование в работе электронного удара для ионизации кластеров вызывает частичный развал кластеров, причём кластеры большого и малого размера распадаются не одинаково. Тенденция к уменьшению фрагментации больших кластеров при росте энергии электронов, обнаруженная в [6] (см. рис. 9) позволяет надеяться, что целесообразно использовать для ионизации электронные пучки высоких энергий.

1.6. Фокусировка заряженных частиц.

При ионизации нейтрального пучка кластеров между частицами возникают кулоновские силы расталкивания, препятствующие прохождению потока вдоль главной оси установок. Поэтому, чтобы транспортировать газ от точки ионизации до детектора, необходимо использовать внешние силы, компенсирующие взаимодействие однозаряженных частиц [14]. В качестве таких сил могут выступать внешние силы электростатических или

магнитных полей, а также поле противоположно заряженных частиц, образующихся при прохождении необходимого потока через фоновый газ системы. Соответственно, способы фокусировки заряженных частиц разделяют на три категории: электростатическая фокусировка, магнитная и газовая. Также часто используют комбинацию скрещенных электрических и магнитных полей.

Механизм фокусировки пучка положительных ионов следующий: при столкновении положительных ионов пучка с фоновым газом камер следования потока образуются относительно медленные положительные ионы и электроны. Электрическое поле быстрых ионов выталкивает из потока медленные, оставляя электроны. В итоге достигается частичная компенсация заряда в пучке. В случае отрицательных ионов, при малых давлениях газа эффект фокусировки медленными ионами лишь частичен. Но при больших давлениях осуществляется перекомпенсация объёмного заряда — при накоплении большого количества медленных положительных ионов меняется знак потенциала струи.

Также используют совмещение пучков, с целью получать ион-ионные или ион-электронные пучки, обладающие скомпенсированным объёмным зарядом. Одновременно с зарядом происходит компенсация токов. В итоге ионный пучок переходит в ионно-пучковую плазму.

Фокусировка электрическими и магнитными полями разделяется на фокусировку с однородными или периодическим полем. В случае однородного поля фокусировка не меняется вдоль потока, в другом — конфигурация сохраняется за счёт прохождения через ряд электростатических или магнитных линз.

В данной работе предполагалось использовать фокусировку электростатическими линзами из-за малых габаритов установки. В простейшем случае подобная линза представляет собой электрод любой формы под напряжением. Модельная форма электродов обычно подбирается путём решения уравнения Лапласа. Основным уравнением электронной оптики является [14]:

$$r''U + \frac{1}{2} * r'U' + \frac{1}{4} * rU'' = 0, (12)$$

Потенциал рассматривается вблизи оси симметрии ($r \ll 1$). В нулевой момент времени частица находится в начале координатной оси с нулевой

скоростью. В зависимости от знака $\partial^2 U / \partial z^2$ и знака заряда пролетающих частиц эффект будет либо собирающим, либо рассеивающим.

Осесимметричные электростатические линзы разделяются на одиночные, иммерсионные и катодные. Представляют собой диафрагмы с отверстиями, либо проводящие каналы цилиндрической или конусообразной формы под потенциалами [15]. Самая простая — одиночная диафрагма, рассеивающая или собирающая в зависимости от примыкающих полей и приложенного к ней потенциала. На (рис. 11) отображено поле собирающей линзы, с однородным примыкающим полем с одной стороны. Нулём потенциала выбрана нулевая энергия электронов в нём. Радиальная составляющая напряжённости поля E_r фокусирует электроны, а продольная E_z тормозит их.

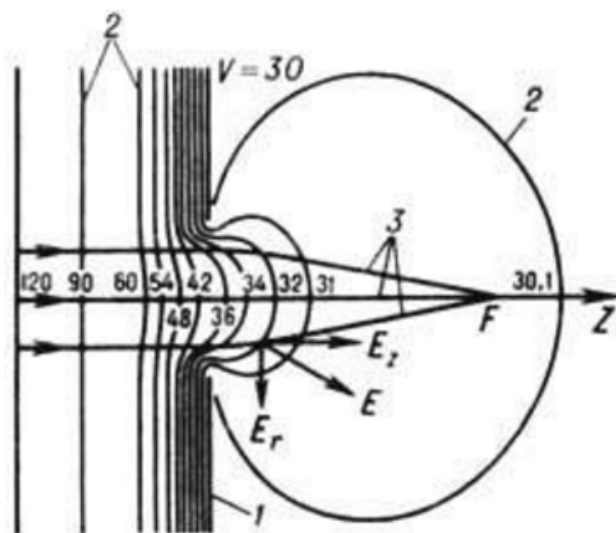


Рисунок 11. Собирающая линза. 1 — электрод, 2 — эквипотенциалы, 3 — траектории электронов, F — фокус линзы.

Электростатическая линза называется иммерсионной, если потенциалы крайних электродов разные (рис. 12). По аналогии с оптикой, в данной конфигурации показатели преломления, пропорциональные корню потенциалов, будут различаться с обеих сторон. Соответственно отношение между фокусами и потенциалами линзы в пространстве объектов f_0, V_0 и изображений f_i, V_i :

$$\frac{f_0}{f_i} = \sqrt{\frac{V_0}{V_i}} \quad (13)$$

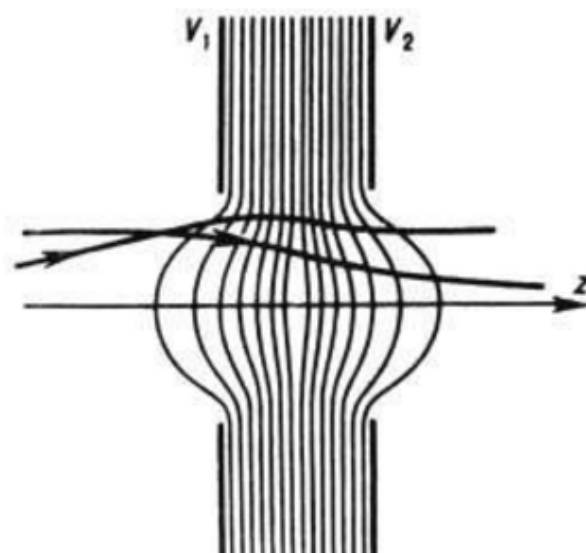


Рисунок 12. Иммерсионная линза. V_1 и V_2 — потенциалы электродов.

Иммерсионные электростатические линзы, в отличие от магнитных, меняют не только направление, но и величину скорости частиц.

В итоге основными моментами, которые стоит учитывать при выполнении работы являются особенности развалов кластеров, при ионизации электронным ударом. Из которых следует, что целесообразнее использовать пучки высоких энергий, если необходимо уменьшить кластерную фрагментацию. На установке ЛЭМПУС-2 фокусировку ионов осуществлять при помощи электрических полей, создаваемых электростатическими линзами, учитывая возможные эффекты влияния фонового газа. Влияние фокусировки в большей степени будет на частицы с меньшими массами, так как тяжёлые частицы слабо отклоняются от оси объёмным зарядом.

Глава 2. Описание экспериментов

2.1. Описание ЛЭМПУСА-2

Газодинамический комплекс ЛЭМПУС-2 сконструирован в ОПФ НГУ, с целью изучения процессов формирования кластеров в сверхзвуковых газовых потоках, а также плазмохимические реакции, протекающие в них. Схема комплекса приведена на рисунке 13.

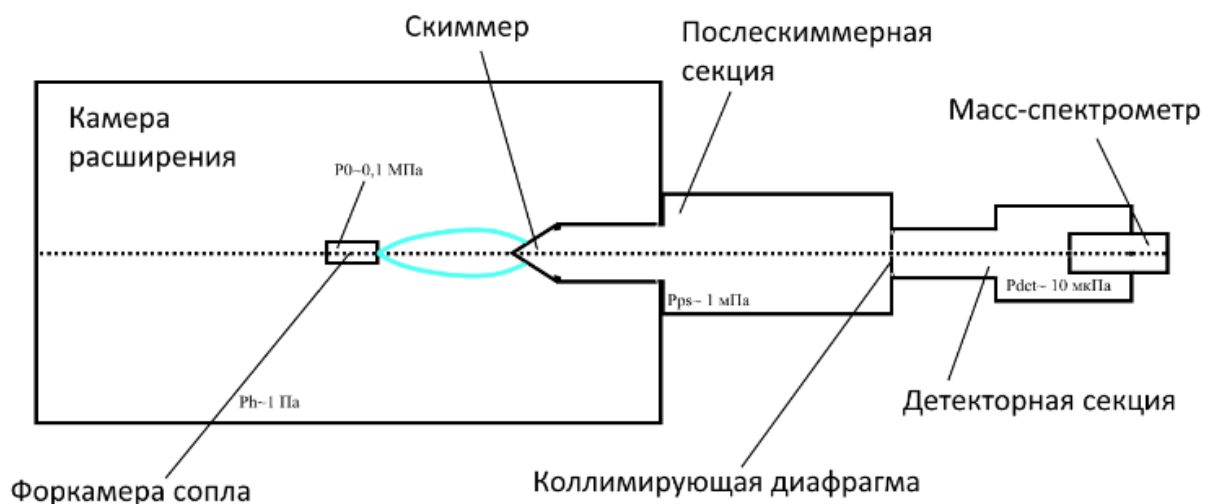


Рисунок 13. Схема экспериментального стенда ЛЭМПУС-2.

Преимуществами этой установки являются: возможность работать в стационарном либо импульсном режимах истечения газа, безмасляные системы откачки, возможность совмещения различных систем активации кластерной струи в одном. Изучение процессов, протекающих в кластерах, происходит при помощи спектрометрических и масс-спектрометрических систем.

Комплекс представляет собой систему из последовательно соединённых цилиндрических камер: камера расширения, послескиммерная камера, детекторная камера. Каждая секция имеет собственную систему откачки.

Основная камера (камера расширения), служащая объёмом для расширения потока, имеет форму цилиндра диаметром 700 мм и длиной 1200 мм. С одного конца цилиндр закрыт фланцем с окном по продольной оси. Другой конец через вакуумный затвор соединён с секциями молекулярного пучка, в который устанавливается скиммер, с целью формирования молекулярного пучка.

Внутри камеры расширения размещены два координатных механизма перемещения. Один, прикреплённый к боковой стенке камеры отвечает за перемещение вспомогательных устройств вдоль оси камеры. Второй может перемещать форкамеру с соплом, установленные на него, вдоль и поперёк этой оси, а также вращать их в пределах 180°. Контроль давления в форкамере P_0 осуществляется с помощью датчиков давления

В ходе работы использовались два разных источника электрона. Один источник, имеющий нагреваемый катод из гексаборида лантана и ускоряющую систему, обеспечивающую выход электронов в диапазоне от 200 до 500 эВ и током до 1 А был установлен в середину послескиммерной секции. Второй Электронный источник размещен по потоку в верхней части камеры расширения и является системой с полым катодом, дающей на выходе сфокусированный электронный пучок с энергией электронов до 10 кэВ при токе до 100 мА. Для большинства экспериментов он предназначен для электронно-пучковой спектроскопии сверхзвуковых струй, но в данной работе его задачей была активация потока кластеров. Внешний вид комплекса приведён на рисунке 14.

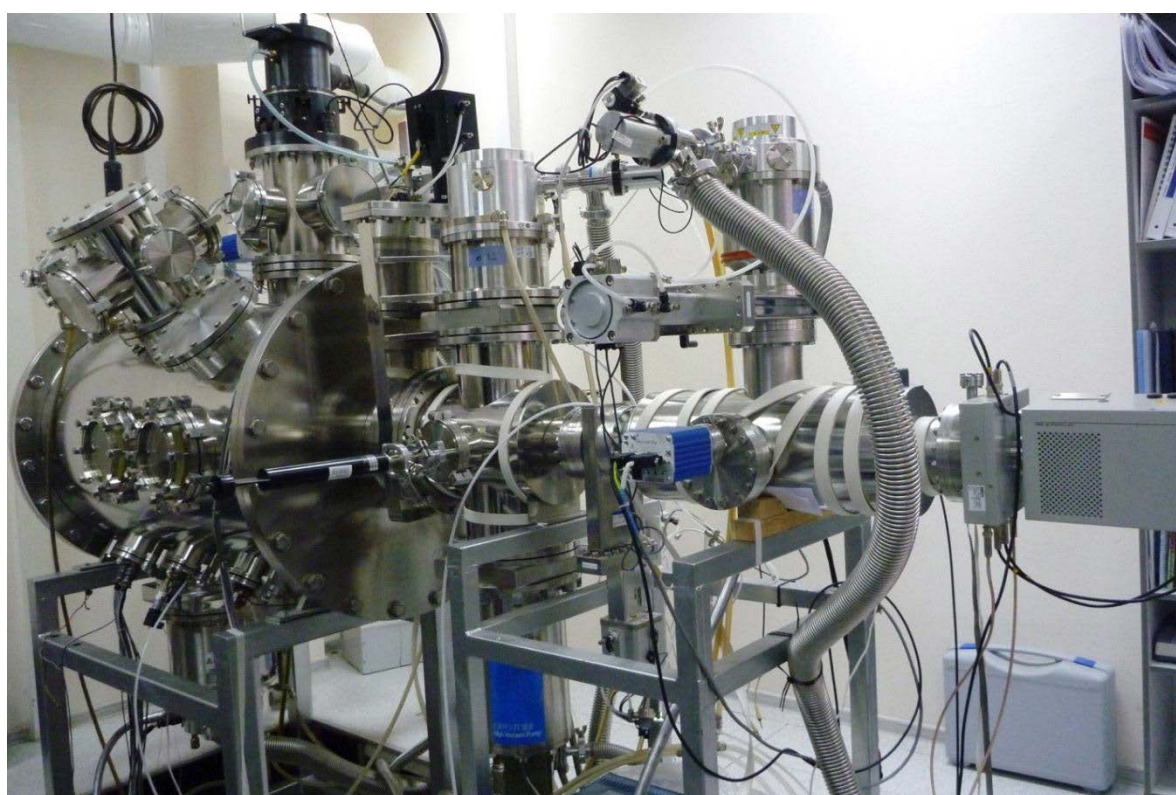


Рисунок 14 Фотография внешнего вида комплекса ЛЭМПУС-2.

Предельный вакуум, достигаемый в двух секциях модуля молекулярного пучка, составляет $1 \cdot 10^{-5}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ Па, соответственно.

В детекторную секцию устанавливаются масс-спектрометры. В данной работе использовался квадрупольный Hiden Analytical EPIC 1000 фирмы Hiden с диапазоном 1 – 1000 а.е.м. С подробным описанием установки можно ознакомиться на сайте ОПФ НГУ [16].

2.2. Экспериментальные исследования

Основной задачей являлась транспортировка ионизованных частиц из камеры расширения до масс спектрометра через скиммер и коллимирующую диафрагму. Задачу предполагалось решать поэтапно:

1. Смоделировать транспорт ионов через элементы установки на программном пакете SIMION.
2. Исследовать прохождение ионов из послескиммерной секции через коллимирующую диафрагму на детектор масс-спектрометра, найти режимы с максимальной эффективностью, т.е. с минимальными потерями ионов при прохождении через отверстие и на расфокусировке ионного пучка на пути следования.
3. Обобщить полученные промежуточные результаты и найти условия оптимальной транспортировки ионов, образованных при электронно-пучковой ионизации сверхзвуковой струи, до масс-спектрометрического детектора.
4. Исследовать прохождение ионов из сверхзвуковой струи в камере расширения через скиммер в послескиммерную секцию.
5. Изучить, проанализировать и объяснить процессы, сопутствующие транспортировке ионов и получить рекомендации для использования полученных данных в будущих экспериментальных исследованиях инициации плазмохимических процессов в кластерах.

2.2.1. Моделирование на программе SIMION

Программный пакет SIMION представляет собой среду обработки, в которой возможно отслеживать траектории частиц, с заданными параметрами, вдоль геометрических систем с электрическими полями.

Изначально программа строит решение уравнения Лапласа, опираясь на геометрию установки, так как оно аддитивно относительно добавления константы. Затем на необходимых элементах указываются потенциалы.

Однако ряд недостатков привёл к тому, что модель оказалась несостоятельной. Во-первых, в программе нельзя учитывать влияние фонового газа камер. Во-вторых, при задании реальных параметров тока (порядка долей мкА) происходит некорректный расчет траекторий частиц, связанный с потреблением слишком большого количества вычислительной

мощности компьютера. На рисунке 15 изображены траектории кластерных ионов аргона (синим — 100-меры, зелёным — мономеры) при пролёте в одних и тех же условиях: из центра послескиммерной секции до коллимирующей диафрагмы под напряжением -300В через одиночную электростатическую линзу.

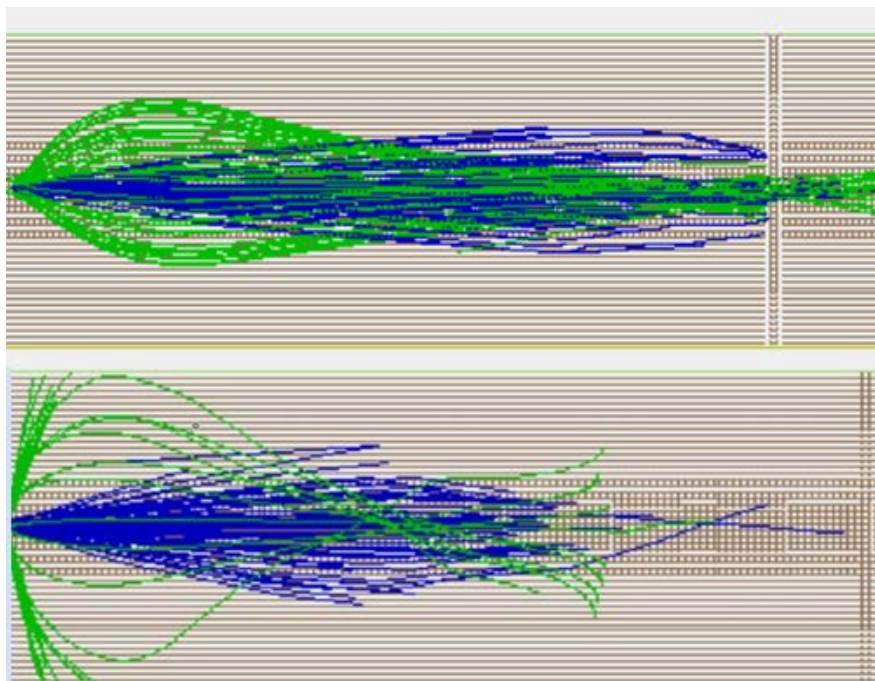


Рисунок 15. Примеры работы программы SIMION.

Соответственно слишком большое различие в построении решений не позволяет построить качественную модель, используя данное программное обеспечение. В связи с этим, учитывая теоретические знания о принципах электростатической фокусировки, произошел переход к экспериментальным исследованиям.

2.2.2. Описание экспериментальной аппаратуры и методов измерений

Истечение газа во всех эксперимента происходило из форкамеры через сверхзвуковое сопло 0,21 – 17,5 – 3,5мм (критический диаметр длина и выходной диаметр). Коллимирующая диафрагма 3мм.. Рабочие газы аргон и азот.

2.2.2.1. Прохождение частиц молекулярного пучка, ионизованных в послескиммерной секции, через коллимирующую диафрагму

Начальным этапом было изучение прохождения ионов из послескиммерной секции через коллимирующую диафрагму и входное отверстие масс-спектрометра под различными потенциалами.

Для ионизации молекулярного пучка в послескиммерной секции была установлена электронная пушка (20 мА, 300В). Коллимирующая диафрагма была электрически изолирована диэлектрической прокладкой от установки, с целью использования её как вытягивающего электрода, путём подачи на неё напряжения. Также была возможность варьировать потенциал на входной щели масс-спектрометра. Расстояние между соплом и скиммером фиксировалось на 60 мм. Внутренний и наружный углы скиммера составляли 90° и 100° , соответственно. Регистрация осуществлялась квадрупольным масс-спектрометром Hiden Epic 1000. Схема приведена на рисунке 16.

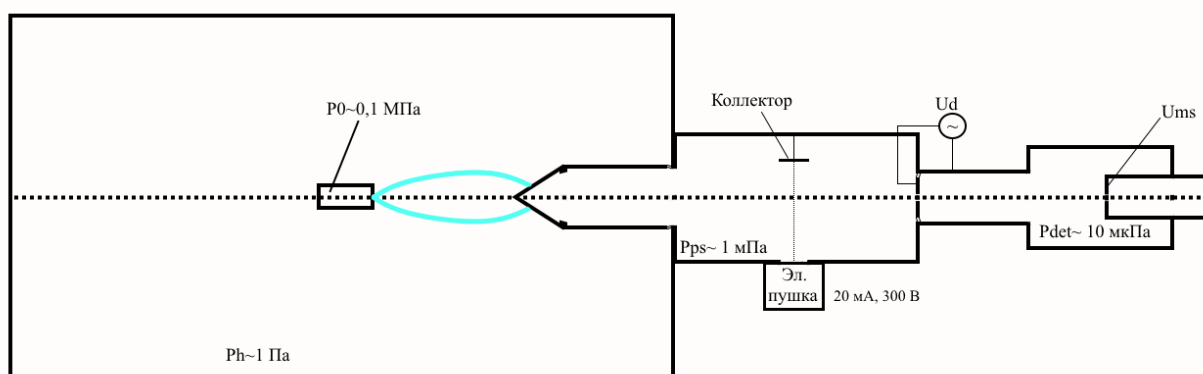


Рисунок 16 Схема ионизации в послескиммерной секции.

2.2.2.2. Прохождение частиц, ионизованных в сверхзвуковой струе, через скиммер

Далее следовало проанализировать влияние потенциала на скиммере на величину токов, доходящих до послескиммерной секции, тем самым получить оптимальные условия транспорта ионов через скиммер, путём выбора напряжения на скиммере, дающего максимальный ионный ток.

Для этого в центр послескиммерной камеры был установлен цилиндр Фарадея, при этом скиммер был электрически изолирован от установки и подключён к источнику, аналогичному использованному для задания потенциала на коллимирующей диафрагме. Ионизация происходила в камере расширения электронным пучком (20 мА, 10 кВ) пушки с полым катодом. Расстояние между скиммером и лучом электронов в 20 мм во время измерений не изменялось ввиду конструкции установки, расстояние между

соплом и лучом (X_{nb}) менялось от 5 до 70 мм. Минимальное расстояние между соплом и лучом ограничивалось требованием недопустимости перегрева сопла лучом. Максимальное расстояние между соплом и лучом определялось условием получения пучка ионизованных частиц максимальной плотности

Назначением цилиндра Фарадея была регистрация токов, приходящих на него. К цилиндру была подключена нагрузка в 1,13 МОм, с которой далее снималось напряжение вольтметром. Схема приведена на рисунке 17.

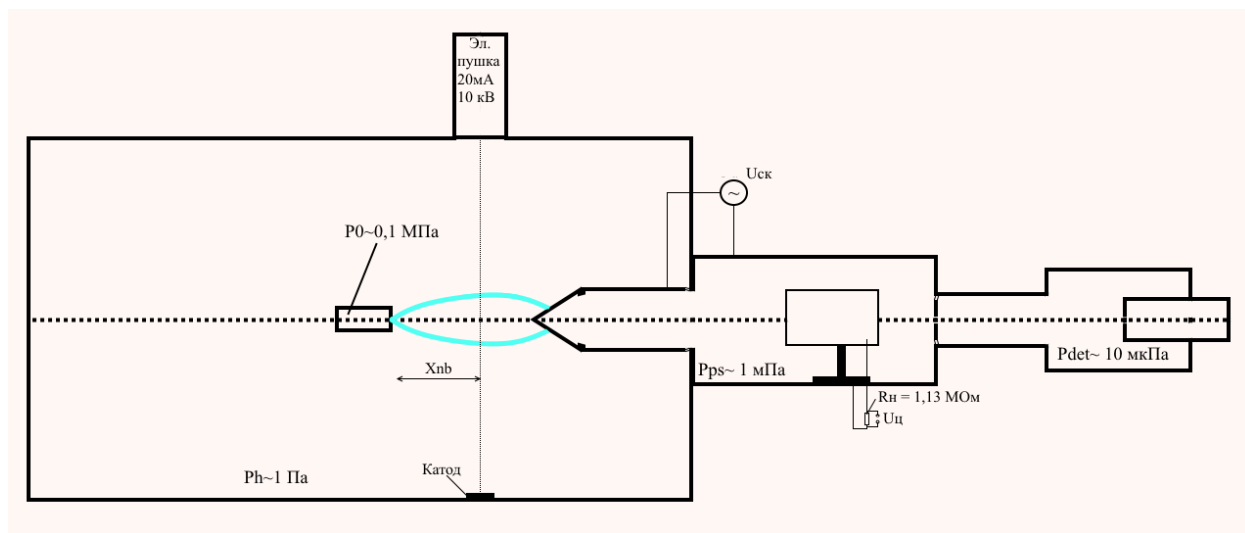


Рисунок 17. Схема регистрации токов в послескиммерной секции.

2.2.2.3 Эксперимент по транспортировке ионов из камеры расширения

Финальный эксперимент предполагал доведение кластерных ионов из камеры расширения, до масс-спектрометра. Струя ионизировалась в камере расширения электронным пучком (20 мА, 10 кВ) пушки с полым катодом и протекала через скиммер и диафрагму до масс спектрометра. В ходе эксперимента использовались 2 заземлённых скиммера с углами $90^\circ - 100^\circ$ и $40^\circ - 50^\circ$ и диаметрами 1,76 и 0,46 мм соответственно, с целью установить влияние скиммерного взаимодействия. Расстояние между скиммерами и электронным лучом 20 и 24 мм соответственно. Расстояние между соплом и лучом варьировалось. Диафрагма оставалась электрически изолированной от установки и подключённой к источнику напряжения. Входное напряжение масс-спектрометра фиксировалось на -100В. Регистрация осуществлялась квадрупольным масс-спектрометром Hiden Epic 1000. Схема приведена на рисунке 18.

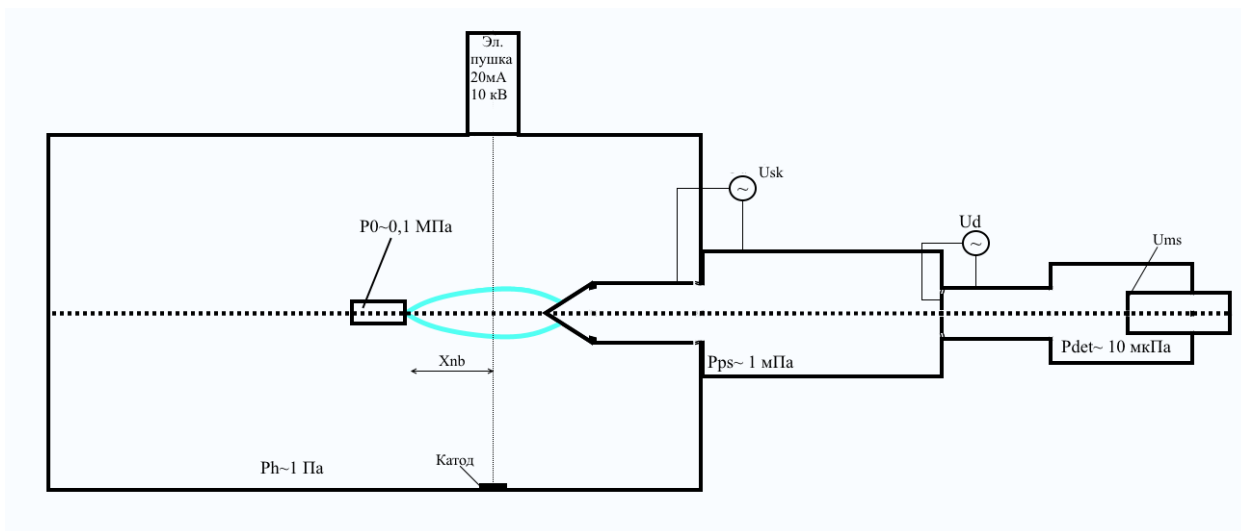


Рисунок 18. Схема регистрации кластерной струи, ионизованной в камере расширения.

Глава 3. Результаты

3.1. Прохождение частиц молекулярного пучка, ионизованных в послескиммерной секции, через коллимирующую диафрагму

3.1.1. Влияние электродов

Основной целью данного эксперимента было исследование прохождения ионов через коллимирующую диафрагму. Ток ионов в точке ионизации оценивался в 0,1 мкА. Для анализа была записана зависимость амплитуды сигнала 40 массы ионов аргона, при параметрах $P_0 = 0,4$ МПа, $P_h = 1,7$ Па, $P_{ps} = 8,8$ мПа, $P_{det} = 0,2$ мПа, $U_{ms} = -100$ В, пучок e (300В, 20мА), от напряжения на диафрагме (рис. 19). Выбор отслеживаемого сигнала обоснован тем, что фокусировка эффективнее действует на лёгкие частицы. При положительных значениях напряжения величина регистрируемого сигнала уменьшалась до 0. Из поведения графика видно, что в данной конфигурации диафрагма играет роль вытягивающего электрода, создающего

систему силовых линий, собирающую расфокусированный поток ионов в послескиммерной секции. Максимальная амплитуда сигнала получилась при максимально отрицательном напряжении, ограниченного источником питания. Уменьшение крутизны роста амплитуды сигнала от модуля напряжения в области -300 В предполагает за собой выход на константу, связанную с тем, что при больших значениях закончится число частиц, вытягиваемых диафрагмой.

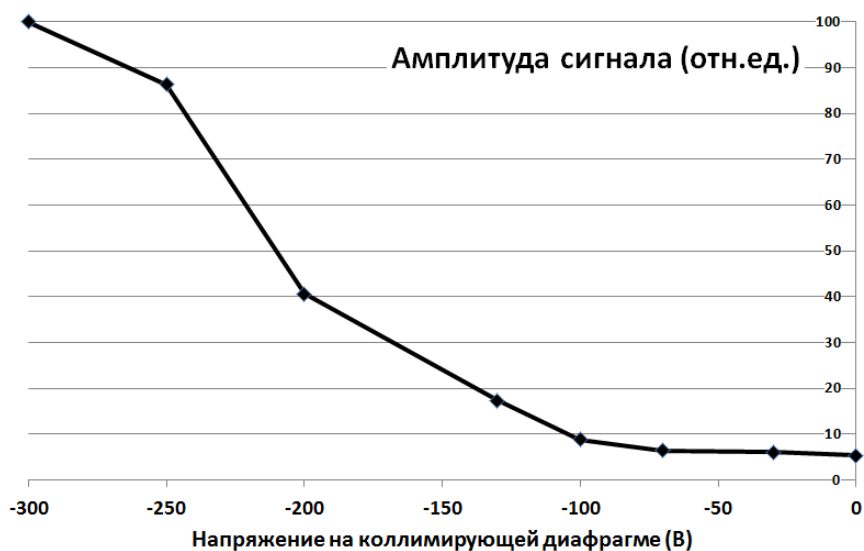


Рисунок 19. Зависимость амплитуды сигнала от напряжения на диафрагме.

Следующим этапом было исследования влияния напряжения на входе в детектор, при фиксированных напряжениях на коллимирующей диафрагме. Условия аналогичны предыдущему графику. Из рисунка 20 видно, характер зависимости амплитуды сигнала, от приложенного напряжения к входу масс-спектрометра, оказался тем же, что и при варьировании напряжения на коллимирующей диафрагме. Причём в совокупности система даёт максимальный сигнал при максимально отрицательных напряжениях на обоих элементах, несмотря на то, что в таком случае происходит торможение ионов, прошедших диафрагму, вследствие отдаления от точки минимума потенциала. Это означает, что основную роль в транспортной системе играет коллиматор.

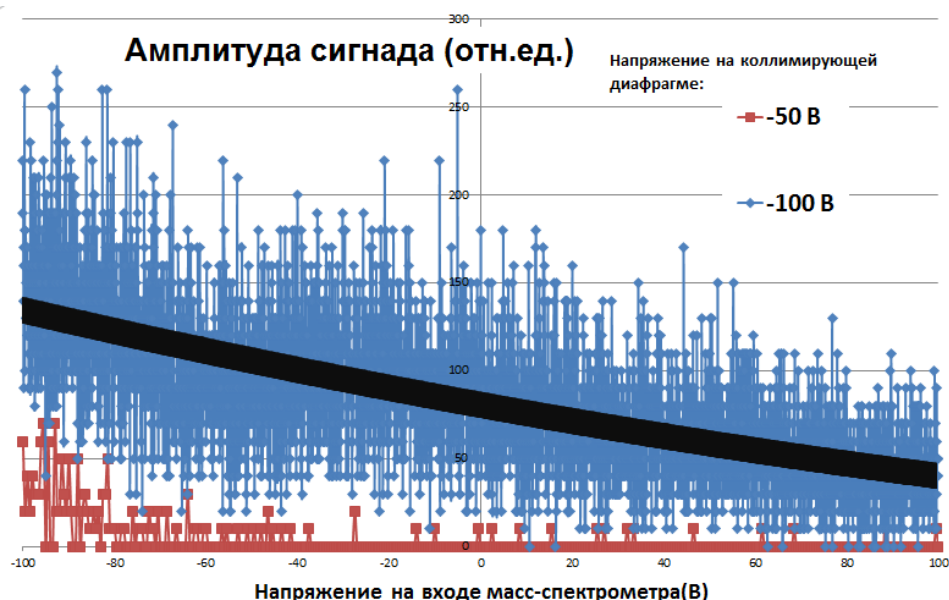


Рисунок 20. Зависимость амплитуды сигнала от напряжения на входе детектора.

3.1.2. Регистрация масс-спектров

При выключенном ионизаторе спектрометра, были записаны масс-спектры ионов аргона и азота. Масс-спектр аргона получился не пригодным для анализа, так как после прохождения через скиммер в потоке остаются преимущественно тяжёлые кластеры, ионизация которых приводит к развалу на большие осколки [6], выходящие за диапазон чувствительности прибора(см. Приложение). Соответственно для анализа процессов были записаны кластеров азота, при различных давлениях в форкамере сопла (рис. 21,22).

Масс-спектр приведён в логарифмическом масштабе. Соответственно амплитуды сигналов 14 и 28 масс намного превышают остальные. Исходя из этого, подтверждаются данные о том, что при ионизации электронным пучком происходит эффективный развал кластеров. Поскольку при таких энергиях ионизирующих электронов происходят многократные столкновения с частицами потока.

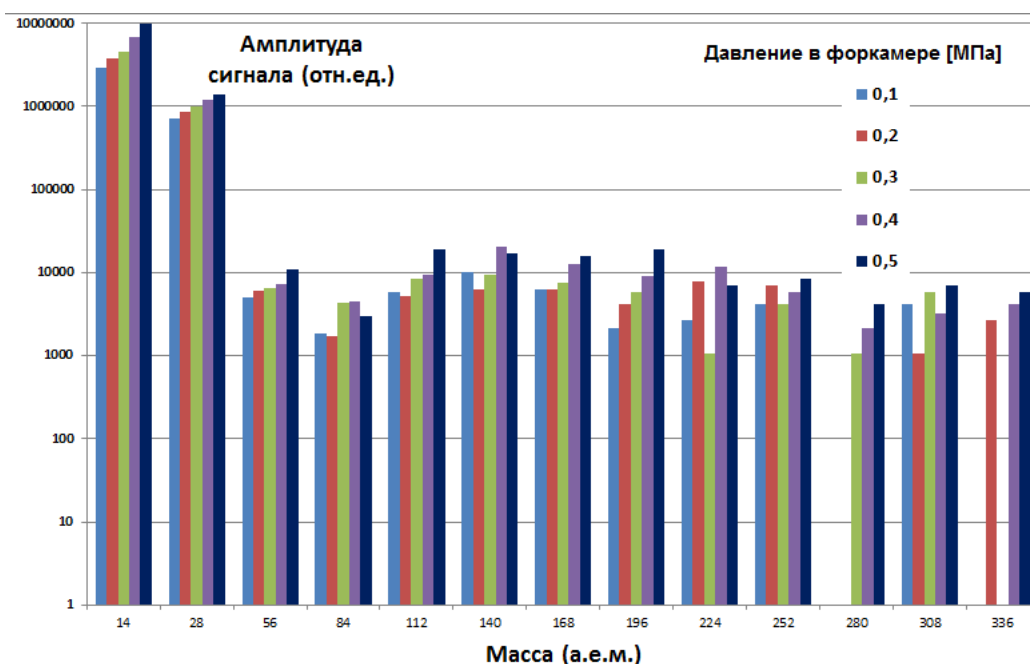


Рисунок 21. Масс-спектр кластеров азота, ионизированного в послескиммерной секции (300 В, 20 мА) при различных давлениях в форкамере сопла.

Ожидалось наблюдение барической зависимости масс-спектров. Для этого на рис. 22 приведён масс-спектр без учёта 14 и 28 масс.

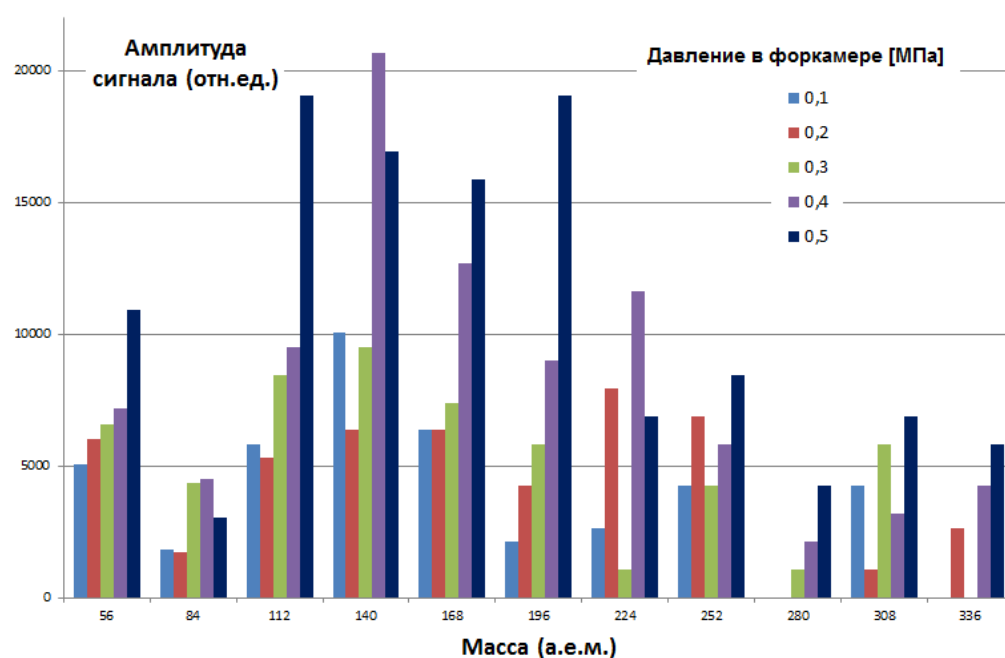


Рисунок 22. Масс-спектр кластеров азота, ионизированного в послескиммерной секции (300 В, 20 мА) при различных давлениях в форкамере сопла (другой масштаб)

Начиная с 10-меров сигнал на некоторых давлениях не регистрируется. Исключение шумов происходило за счёт усреднения сигналов по времени, а также вычета сигнала фонового газа. Соответственно в таком расчете за

достоверную единицу сигнала можно принять 4236 отн.ед. Таким образом искомой зависимости от давлений соответствуют только 56 и 168 массы. Это позволяет делать вывод, что рост мономерной молекулярной и атомарной компонент масс-спектра связан как с эффективной деструкцией кластеров, так и с дополнительным влиянием фона при таких параметрах ионизации. Также обнаружена особенность на 84 массе, означающая о том, что в данных условиях 3-меры эффективно разваливаются.

3.2. Прохождение частиц, ионизованных в сверхзвуковой струе, через скиммер

Задача состояла в получении максимального ионного тока в послескиммерной секции, путём подачи напряжения на скиммер с углами 90° - 100° . Ионизация происходила в камере расширения пучком (10 кэВ, 20мА).

Ток потока ионизированного азота, приходящий на цилиндр Фарадея, получился нулевым при любых расстояниях между соплом и лучом и при любых напряжениях на скиммере. Напротив, при эксперименте с аргоном получились характерные зависимости от давления и напряжения (рис. 23,24). Это связано со скиммерным взаимодействием. Малые по сравнению с аргоном кластеры азота при тех же давлениях плохо проникают через газовую подушку перед носиком скиммера и рекомбинируют в этой области.

Результаты эксперимента (рис. 23) показали, что скиммерное взаимодействие не позволяет использовать эту диафрагму, как вытягивающий электрод. С другой стороны наличие максимума в районе 0 напряжения позволяет использовать простую схему подключения скиммера к установке.

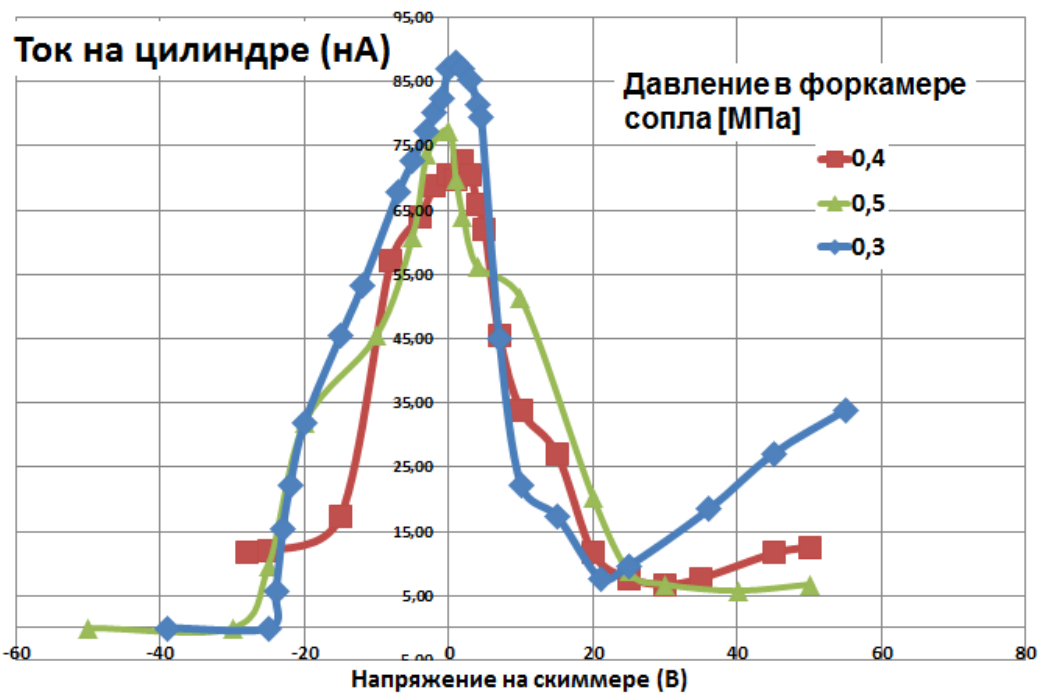


Рисунок 23. Зависимость тока ионизированного аргона на цилиндре Фарадея, от напряжения на скиммере. $X_{nb} = 45$ мм.

Далее приведён график (рис. 24) зависимости токов на цилиндре на разных расстояниях между соплом и лучом (X_{nb}), пучок вырезался в 1/4, 1/2 и 3/4 частях первой «бочки» струи (на 25, 45 и 60 мм соответственно).

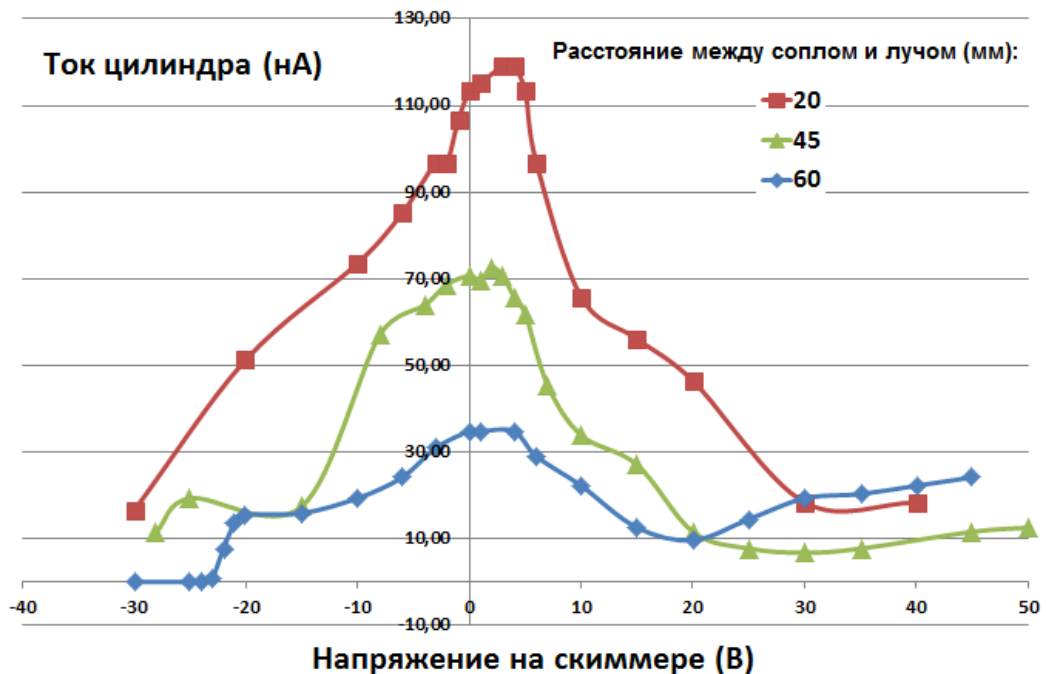


Рисунок 24. Зависимость тока ионизированного аргона на цилиндре Фарадея, от напряжения на скиммере, $P_0 = 0,4$ МПа.

Получилась обратно пропорциональная зависимость максимальной амплитуды тока от расстояния между соплом и лучом, что согласуется с падением плотности потока вдоль струи. Резкий спад функций и наличие перегибов слева и справа от 0 свидетельствуют о влиянии частиц различного сорта. Увеличение величины тока с ростом положительного напряжения связано с дополнительной соосной ионизацией вторичными электронами, рост наблюдался вплоть до возникновения разряда.

В результате можно сделать вывод о том, что скиммерное взаимодействие и эффекты соосной ионизации не позволяют использовать скиммер в качестве вытягивающего электрода.

3.3. Эксперимент по транспортировке ионов из камеры расширения

Последней стадией было обобщение промежуточных результатов и нахождение условий транспортировки ионов, образованных в камере расширения, до масс-спектрометра и анализ полученных спектров. Для этого и скиммер, и диафрагма были подключены к источникам напряжения. Выводы предыдущих стадий подтвердились в итоговой конфигурации, то есть максимальные сигналы кластерных ионов наблюдались при 0 напряжения на скиммере, -300В на коллимирующей диафрагме и -100В на входном отверстии масс-спектрометра.

Записи масс-спектров аргона и азота проводились при использовании разных скиммеров, описанных выше, при отключенном ионизаторе детектора. Ионизация осуществлялась электронным пучком (10кэВ, 20мА) в камере расширения.

3.3.1. Масс-спектры аргона

Для аргона масс-спектры с обоими скиммерами анализируемы только при давлениях в форкамере сопла до 0,1 МПа (рис. 25), что соответствует максимальному размеру нейтрального кластера $N = 54$.

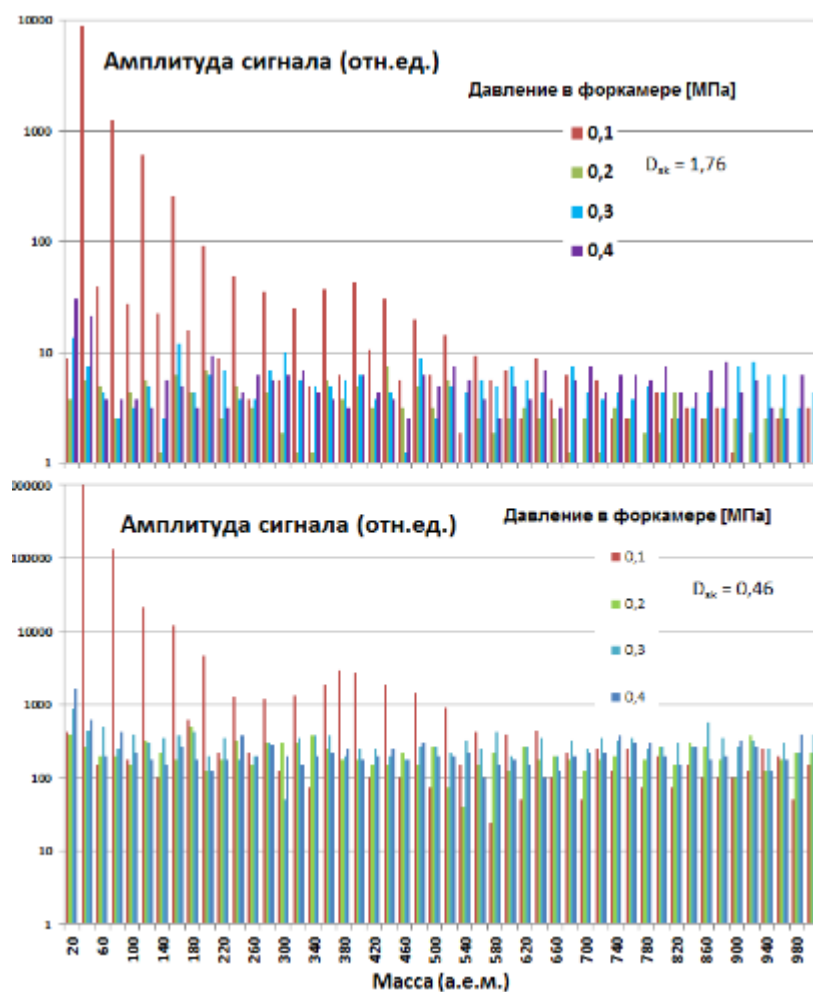


Рисунок 25. Масс-спектры ионизированных кластеров аргона. $X_{nb} = 45$ мм, $X_{bs} = 20$ мм, скиммер тупой и острый соответственно.

Таким образом масс-спектрометрический метод не позволяет изучать ионизированные кластеры аргона большого размера, ввиду ограниченного диапазона регистрируемых масс.

3.3.2. Масс-спектры азота

При установленном тупом скиммере, детектор не регистрировал сигналы ионов азота. Это связано с тем, что лёгкие кластеры азота не проходят сквозь газовую подушку перед скиммером. Замена скиммера на более острый позволила уменьшить влияние скиммерного взаимодействия потока, вследствие чего удалось записать масс-спектры азота в диапазонах от 0,1 до 0,6 МПа. В данной конфигурации удалось получить барическую зависимость распределения ионов по массам, что хорошо отслеживается по смещению огибающих масс-спектров (рис. 26) при увеличении давления в форкамере сопла, что согласуется с теорией [11].

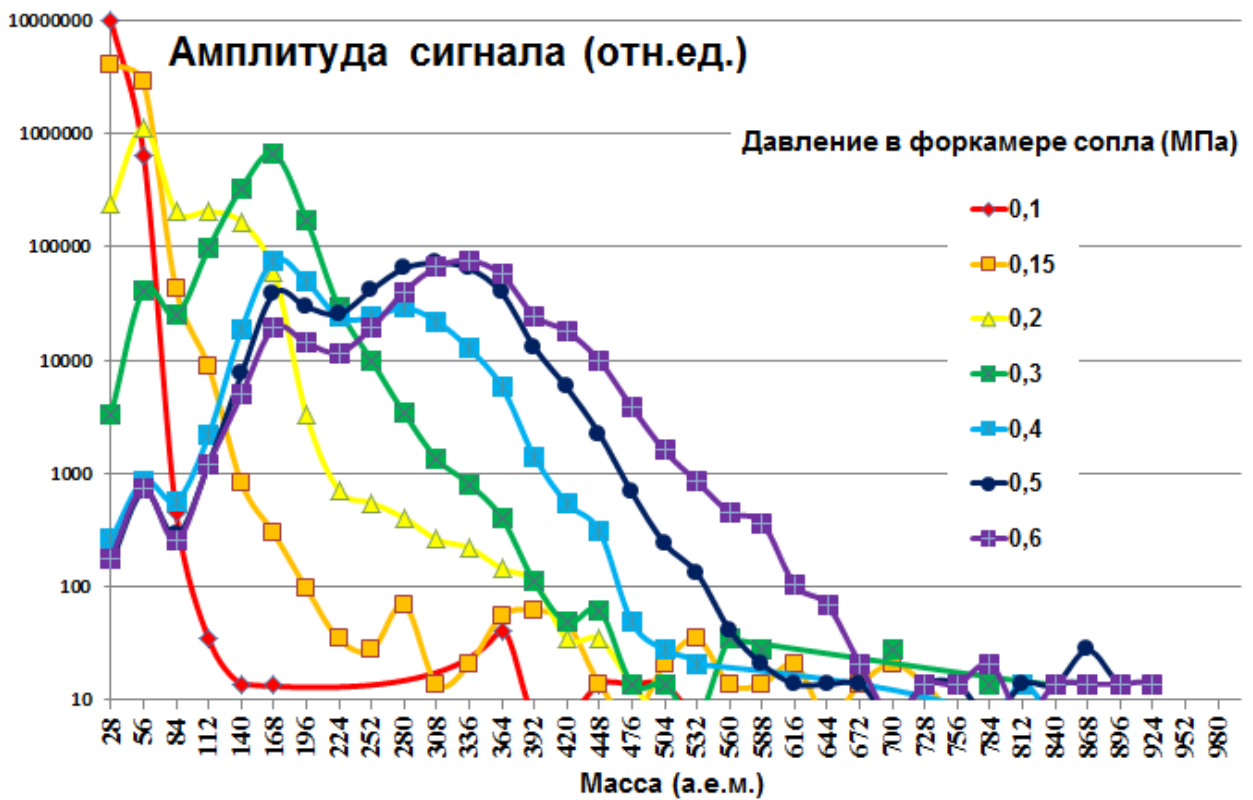
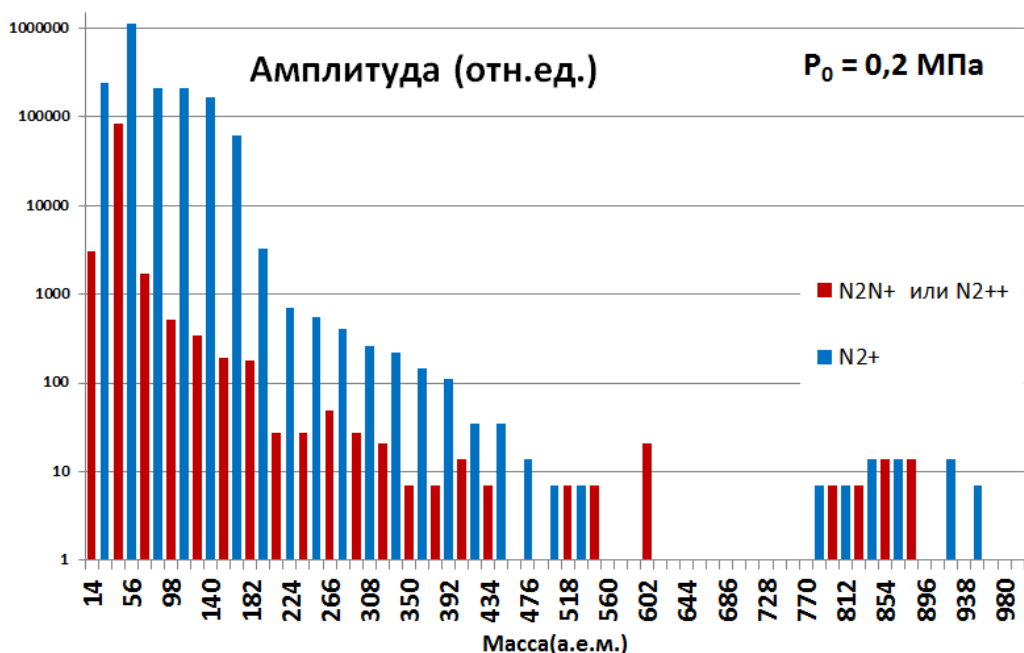
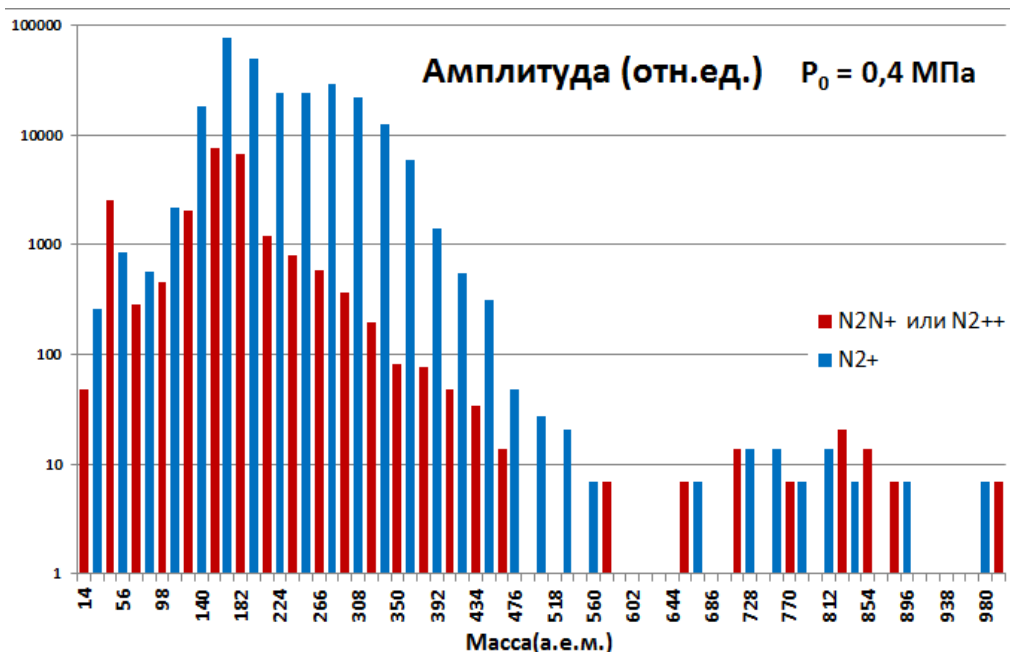


Рисунок 26. Огибающие масс-спектров ионизированных кластеров азота. $X_{nb} = 45$ мм, $X_{bs} = 24$ мм, острый скиммер.

На масс-спектрах обнаружилось разделение характерных распределений между сигналами $(N_2)_{N+}$ и $(N_2N)_{N+}$ или $(N_2)_{N++}$ кластеров. Поведение двукратно ионизованных или нецелых молекулярных кластеров азота повторяет поведение целых, со смещением пиков интенсивности (рис.27,28).





Рисунки 27,28. Масс-спектры ионизированных кластеров азота при разных давлениях в форкамере сопла, $X_{nb} = 45 \text{ мм}$, $X_{bs} = 24 \text{ мм}$, острый скиммер.

При наблюдении процентного соотношения в регистрируемом потоке между ионизированными кластерами при разных давлениях в форкамере сопла, соответствующих разным средним размерам нейтралов, обнаружился эффект дву-modalности на ионах димеров и шестимеров азота, а также возможное образование третьего пика в области 12-меров, который может не охватываться диапазоном давлений в установке (рис.29).

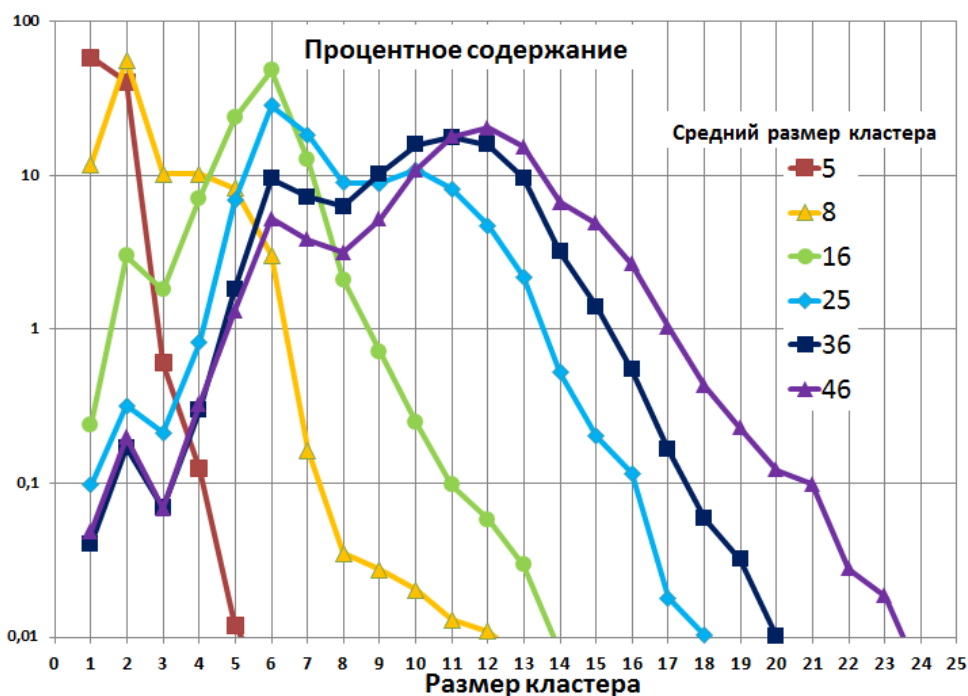


Рисунок 29. Процентное содержание кластеров, при различных ср. разм. нейтралов.

Несмотря на то, что целью работы было создание условий для анализа масс-спектрометром продуктов плазмохимических реакций лёгких кластеров, результаты можно использовать по изучению нейтральных кластеров с помощью масс-спектрометра с внешним ионизатором. Так как при использовании внутреннего ионизатора детектора, с энергией электронов порядка 100 эВ, происходит сильная фрагментация частиц, как описывалось в литературном обзоре, приводящая к невозможности наблюдения распределения кластеров в потоке по массам. Использование пучков с энергиями порядка кэВ уменьшает испарение кластеров, в силу уменьшения количества столкновений электронов со струей. Для сравнения с рис. 28 на рис. 30 приведён масс-спектр нейтрального пучка кластированного азота, записанного при тех же условиях, что и на рис. 28 ($X_{nb} = 45$ мм, $X_{bs} = 24$ мм, острый скиммер, $P_0 = 0,4$ МПа).

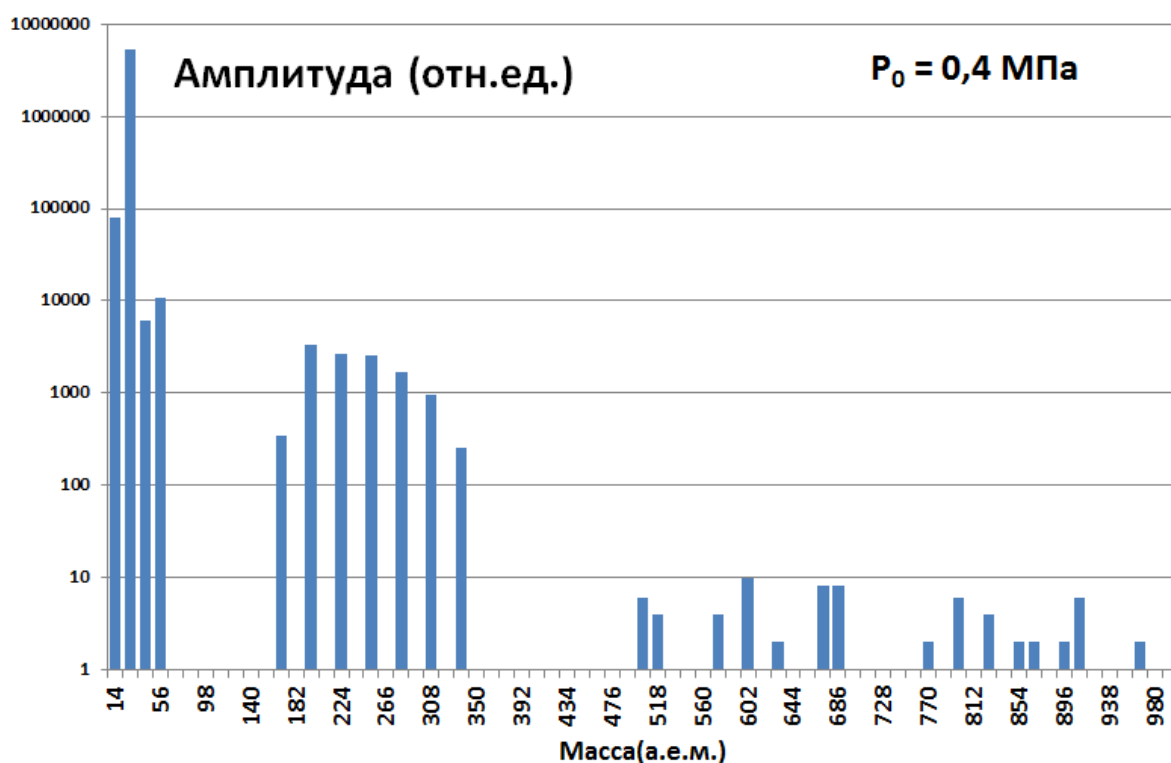


Рисунок 30. Регистрируемый масс спектр кластированного азота, $X_{nb} = 45$ мм, $X_{bs} = 24$ мм, острый скиммер.

В итоге результаты данной работы позволяют проводить исследование плазмохимических реакций, протекающих в легких газовых кластерах при высоких давлениях, с помощью масс-спектрометрического оборудования.

Заключение

На экспериментальном комплексе ЛЭМПУС-2 ОПФ НГУ исследовано перемещение легких и тяжелых ионизированных кластеров вдоль установки.

1. Изучено прохождение ионов через коллимирующую диафрагму и входную щель масс-спектрометра.
2. Изучено прохождение ионов через скиммер.
3. Подобрана оптимальная конфигурация, позволяющая доводить различимое количество потока до масс-анализатора.

Получены оптимальные условия транспортировки кластерных ионов из камеры расширения до детектора масс-спектрометра, позволяющие изучать плазмохимические процессы в легких кластерах, протекающие при высоких давлениях. Под оптимальными условиями понимается доведение максимально возможного в рамках конструкции количества исследуемых продуктов плазмохимических реакций без дополнительных эффектов, способствующих искажению

При исследовании масс-спектров кластеров азота, ионизированных электронами с энергией 10 кэВ, обнаружена двумодажность функции распределения частиц по размерам.

Результаты данной работы можно использовать при масс-спектрометрии легких нейтральных кластеров, поскольку использование внешнего ионизатора, а не ионизация внутри масс-спектрометра, позволило получить характерные функции распределения, пригодные для анализа и имеющие барическую зависимость.

Приложение

Таблица зависимости среднего размера кластера от давления в форкамере для данного сопла из расчетов по [11]. Красным отмечены выходы за предел чувствительности масс-спектрометра.

P ₀ (кПа)	Масса ср. кл. [а.е.м.]	
	Ar	N ₂
0	0	0
5	80	1
10	80	2
20	154	5
30	300	10
40	480	16
50	692	23
60	934	31
70	1202	40
80	1497	50
90	1816	61
100	2158	72
120	2910	97
140	3747	125
160	6484	156
180	8552	189
200	10955	225
250	18507	324
300	28407	437
350	40808	562
400	55851	700
450	73661	849
500	94355	1009
550	118043	1055
600	144825	1295

Список литературы

1. В.Ж. Мадирбаев, А.Е. Зарвин. Ионно-кластерное возбуждение уровней атомарного аргона в смесях с молекулярными газами // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 36-43.
2. A. Korobeishchikov, M. Khodakov and V. Kalyada. Jet Plasma-Chemical Reactor for the Conversion of Methane: the Use of Clustering, // Advances in Materials Physics and Chemistry, Vol. 2 No. 4B, 2012, pp. 146-149.
3. Р.Г. Шарафутдинов, В.М. Карстен, А.А. Полисан. Способ проведения гомогенных и гетерогенных реакций с использованием плазмы // Патент РФ № 2200058 от 10.03.2003.
4. Kazuhisa Murata, Yoji Ushijima. Способ получения водорода // Патент JP 2767390 от 18.06.1998.
5. Eliasson Baldur, Zhang Kui, Kogelschatz Ulrich. Синтез углеводородного топлива с использованием электрического разряда // Патент EP № 1038855 от 27.09.2000.
6. U.Buck, S. Schutte. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact // International Journal of Mass Spectrometry, Vol. 220, Issue 2, 1 October 2002, pp. 183–192.
7. Б.М. Смирнов. Процессы с участием малых частиц в возбужденном или ионизованном газе// М.: Логос, 2012.
8. А.Ю. Карпенко, В.А. Батулин. Источники кластерного пучка// Ж. Нано - та ЕЛЕКТРОННОЇ ФІЗИКИ, Том 4 № 4, 04015(15cc) (2012).
9. А.Е. Иешкин. Дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук (01.04.04.) // МГУ. М. 2015.
10. Ю.И. Петров Кластеры и малые частицы // М.: Наука, 1986 —368 с.
11. O.F. Hagena. Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows // Surface Science, Vol. 106, Issues 1–3, 1 May 1981, pp. 101-116
12. J. Wörmer, V. Guzielski, J. Stapelfeldt, T. Möller. Fluorescence excitation spectroscopy of xenon clusters in the VUV // Chemical Physics Letters. Vol. 159, Is. 4, pp 297-398 (14 July 1989).
13. D. Bonhommeau, N. Halberstadt, A. Viel Fragmentation dynamics of argon clusters ($Ar(n)$, $n = 2$ to 11) following electron-impact ionization: modeling and comparison with experiment // J Chem Phys. 2006 May 14;124(18):184314.
14. Г. Буш. Электронная оптика. I. Основы и развитие электронной оптики // УФН 17 470–476 (1937).

15. В.М. Кельман. Электронная оптика // В.М. Кельман и С.Я. Явор ; АН СССР, Физико-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе. – Изд. 2-е, перераб. и доп. – М. ; Л. : Изд-во АН СССР, 1963. С -362.
16. <http://www.opf.nsu.ru/>.