

На правах рукописи

**Ермаков Юрий Анварович**

**Формирование ускоренных газовых кластерных ионов  
в импульсном режиме**

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена в отделе физики атомного ядра научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Научный руководитель

**Черныш Владимир Савельевич**

доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник кафедры физической электроники физического факультета МГУ

Официальные оппоненты

**Неволин Владимир Николаевич**

профессор, доктор физико-математических наук, ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, зам. директора по научной работе, Москва

**Смирнов Борис Михайлович**

доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, зав. лабораторией 4.4.1, Москва

Ведущая организация

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)»

Защита состоится, \_\_\_\_\_ “ \_\_\_\_\_ 2013 года в 15:00 часов на заседании совета по защите диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук, на соискание учёной степени доктора наук Д.501.001.77 на базе Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1 строение 5, («19 корпус» НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ)), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2013 года

Учёный секретарь

совета по защите диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук, на соискание учёной степени доктора наук Д.501.001.77

доктор физико-математических наук, профессор

\_\_\_\_\_ Страхова С.И

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Обработка приповерхностных слоёв твёрдых тел ионными атомарными пучками является одним из основных инструментов микроэлектроники. Пучки кластерных ионов позволяют осуществлять более тонкую модификацию поверхности. Таким образом, при переходе к нанoeлектронике изучение физических свойств кластерных пучков становится **актуальной** задачей. Одним из аспектов этой задачи является исследование кластерных пучков, полученных в режиме импульсной подачи рабочего газа в систему формирования кластеров. Систематических исследований таких режимов до настоящего времени не проводилось. В представленной диссертации сделан существенный шаг в изучении физических свойств пучков ускоренных кластерных ионов при импульсной подаче рабочего газа, что обеспечивает **научную новизну** данной работы.

Взаимодействие ускоренных атомных или молекулярных ионов с поверхностью твердых тел активно исследуется во многих лабораториях и научных центрах нашей страны и за рубежом. Этот интерес обусловлен громадной ролью, которую процессы, сопровождающие взаимодействие ионов с веществом, играют в современной науке и технологии. Имплантация ионов и распыление поверхности под действием ионного облучения стали неотъемлемой частью технологии микроэлектроники. Пучки ионов успешно применялись для решения таких задач, как упрочнение материалов и защита от коррозии. Большие успехи достигнуты в области применения ионных пучков для диагностики состава и структуры материалов и т.д.

В последние полтора-два десятилетия в этой области быстро развивалось новое направление: исследование взаимодействия кластерных ионов с поверхностью твердых тел.

Кластер представляет собой ансамбль, содержащий от нескольких единиц до нескольких десятков тысяч атомов или молекул. Такие образования могут существовать в вакууме в виде отдельных частиц или их пучков. Изу-

чение свойств кластеров, их взаимодействия с различными частицами, излучениями и веществом переживает в последние годы относительный бум. Об этом свидетельствует резкое увеличение числа публикаций как обзорных, так и посвящённых частным проблемам. Опубликованы, например, обзоры по изучению свойств кластеров [1-2], по экстремальным процессам в кластерах при столкновении с твердой поверхностью [3-4]. Обсуждалась возможность использования кластерных ионов в качестве инструмента для модификации поверхности [5-6], проблема закрепления металлических кластеров на поверхности подложки («pinning») [7-8] и т.д.

Процессы взаимодействия кластера и мономера с твердым телом существенно различаются. Основное различие состоит в том, большое количество атомов, составляющих кластер, одновременно сталкивается как минимум с таким же количеством атомов твердого тела. Кроме того, при одинаковой начальной энергии глубина проникновения атомов кластера в мишень меньше, чем пробег мономеров. Поэтому при облучении кластерными ионами на малой площади поверхности выделяется значительно большая энергия по сравнению с бомбардировкой ионами мономеров. Ожидается, что благодаря именно этому обстоятельству при взаимодействии ускоренных кластерных ионов с твердым телом могут проявиться эффекты, не наблюдавшиеся при облучении поверхности атомными ионами.

Достижения исследователей из Японии, США, Англии, Швеции и других стран в изучении взаимодействия кластерных ионов с твердым телом неразрывно связаны с развитием техники получения и транспортировки пучков газовых кластерных ионов. Однако в России такого рода исследования не проводились из-за отсутствия ускорителей кластерных ионов. Поэтому **целью настоящей работы** являлось получение пучков ускоренных газовых кластерных ионов и исследование их характеристик. Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. Обобщить разноплановые исследования по принципам формирования пучков кластерных ионов и их применения в современных нанотехнологиях.
2. Создать экспериментальную установку для получения ускоренных газовых кластерных ионов.
3. Разработать методы измерения параметров пучков кластерных ионов в импульсном режиме подачи рабочего газа.
4. Исследовать процессы формирования пучков газовых кластерных ионов в импульсном режиме работы ускорителя.

В диссертации получены следующие **новые** результаты.

1. Установлено, что длительность импульса тока пучка газовых кластерных ионов при импульсном режиме подачи рабочего газа более чем в 5 раз превышает промежуток времени, в течение которого подаётся газ.
2. Впервые обнаружен пороговый по давлению газа над импульсным клапаном эффект появления в пучке кластеров. Установлено, что при давлении ниже порогового кластеров, отличных от мономеров, в пучке нет (подпороговый режим), а при давлениях выше порогового в пучке на определённых этапах развития импульса тока появляются кластеры с  $N/n \geq 500$  ат./кратность заряда (надпороговый режим). Пороговое давление зависит от расстояния между срезом сопла и скиммером и при изменении этого расстояния в пределах 15 – 65 мм пороговое давление меняется в пределах 3 – 2,2 бар.
3. Построена модель, основанная на газодинамике и объясняющая пороговый по давлению газа над импульсным клапаном эффект появления в пучке кластеров.
4. Получены характеристики пучка газовых кластерных ионов при импульсном режиме подачи рабочего газа в зависимости от фазы развития импульса тока. Установлено, что максимум распределения кластеров по относительным размерам в надпороговом режиме приходится на  $N/n \approx 1000$  ат./кратность заряда при максимальном размере 7000 ат./кратность заряда.
5. Выявлена возможность получения импульсных кластерных пучков с высоким коэффициентом заполнения импульса (~50 – 100%) при низком коэффициенте заполнения импульса подачи газа (1 – 15%).

**Практическая ценность** работы заключается в том, что её результаты могут быть использованы при проектировании и создании ускорителей кла-

стерных ионов, рассчитанных на большие расходы слабо откачиваемых рабочих газов.

Для достижения поставленных в диссертации целей при основном **личном** участии соискателя создан ускоритель пучков газовых кластерных ионов, который не имеет отечественных аналогов. Соискатель **лично** внес основной вклад в сбор и анализ литературных данных по теме диссертации, в разработку и создание ускорителя газовых кластерных ионов, а также в исследование характеристик полученного с помощью данного ускорителя пучка кластерных ионов в импульсном режиме подачи рабочего газа. Автором была создана физическая модель, нашедшая подтверждение в эксперименте и объясняющая временную зависимость ионного тока кластерного пучка при различных давлениях над импульсным клапаном.

Основные результаты работы доложены автором на

1. 7-й Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», 2007, Минск, Беларусь.
2. XVII Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, 2008, Обнинск, Россия.
3. XLI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 2011, Москва, Россия.
4. XLII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 2012, Москва, Россия.
5. 25<sup>th</sup> International Conference on Atomic Collisions in Solids ICACS-25, October 21-25, 2012, Kyoto, Japan.
6. XLIII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 2013, Москва, Россия.

**Содержание диссертации.** Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 107 страниц с 56-ю рисунками и 5-ю таблицами. Список литературы содержит 101 наименование.

Во **введении** формулируются основные цели диссертации, ставятся задачи, решение которых должно привести к достижению поставленных целей, а также приводятся аргументы в пользу актуальности и практической значимости работы.

**Первая глава** посвящена подробному анализу имеющихся к настоящему времени разноплановых исследований по принципам формирования пучков кластерных ионов и по их применению в современных нанотехнологиях. В кратком историческом обзоре отмечается, что в 1951 году Кантрович и Грей [1] предложили для получения интенсивных атомарных и молекулярных пучков использовать сопло, через которое газ предполагалось адиабатически расширять в вакуум. Это предложение было осуществлено в том же году Кистяковским и Сличтером [2], которые обнаружили, что интенсивность пучка аммиачных молекул, полученного с помощью сопла, растёт гораздо быстрее, чем давление на входе. Тот факт, что в пучках такого рода должны присутствовать связанные Ван-дер-ваальсовыми силами кластеры (совокупности атомов или молекул), был продемонстрирован Беккером, Биром и Хенксом [3] в 1956 году. В качестве этапных в деле изучения кластерных пучков следует отметить работы Хенкса [4] и Бентли [5] 1961 года, в которых для анализа пучков, полученных с помощью сверхзвукового сопла, был использован масс-спектрометр и было непосредственно показано присутствие в пучке углекислого газа кластеров  $(\text{CO}_2)_N$ , где  $N = 1 \div 26$ , а также работу Хагены и Оберта [6], в которой проведено подробное исследование влияния геометрии сопла на параметры кластерного пучка.

В конце 80-х – начале 90-х возник большой интерес к применению ускоренных газовых кластерных ионов в нанотехнологиях.

Во **второй главе** описывается созданная установка по получению пучков кластерных ионов. Установка состоит из двух частей: вакуумной части и приборной стойки (рис. 1). Вакуумная часть состоит в свою очередь из трёх систем: системы формирования кластеров (СФК), системы ионизации и ускорения (СИУ) и системы анализа и обработки образцов (САОО). Каждая из систем расположена в отдельной камере, откачиваемой независимо. Вакуумная камера каждой системы снабжена датчиками давления. Камеры соединены между собой диафрагмами D1 и D2. Такой дифференциальный принцип откачки, использованный при построении вакуумной схемы ускорителя, позволяет поддерживать необходимое рабочее давление в каждой из камер ускорителя.

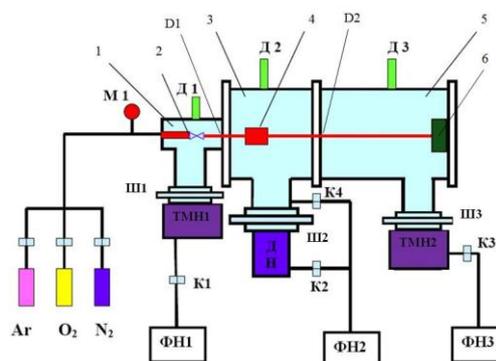


Рис.1. Общий вид установки и схема вакуумной части ускорителя газовых кластерных ионов. 1 - камера источника кластеров; 2 - источник кластеров; 3 - камера ионизатора; 4 - ионизатор; 5 - рабочая камера; 6 - мишень; D1, D2 - диафрагмы, ФН1 - ФН3 - форвакуумные насосы; ТМН1, ТМН2 - турбомолекулярные насосы; ДН - диффузионный насос; Ш1 – Ш3 - вакуумные шиберы; К1 - К4 вакуумные клапаны, М1 - манометр; Д1 - Д3 - датчики давления.

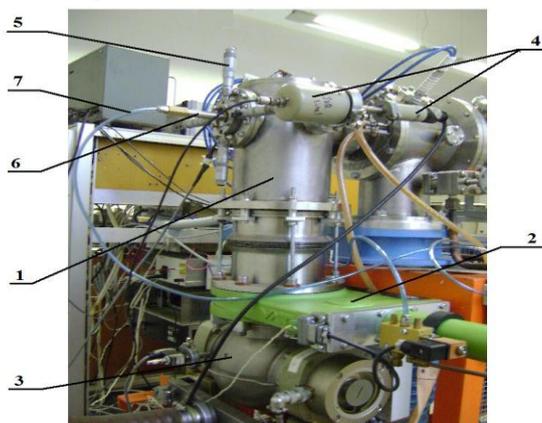


Рис.2. Общий вид системы формирования газовых кластеров.

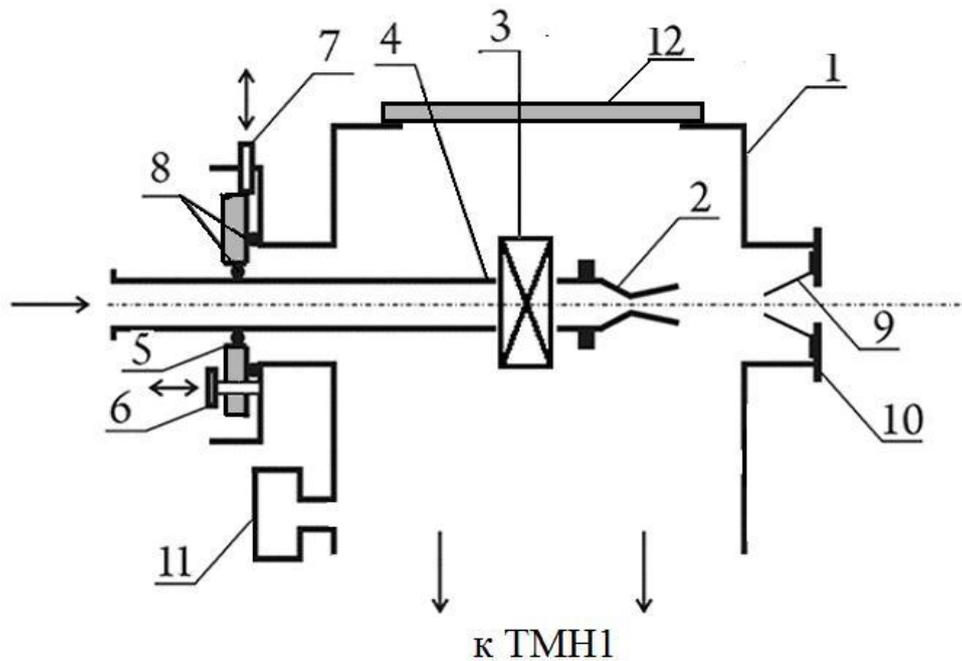


Рис.3. Схема системы формирования кластерного потока: 1 - вакуумная камера; 2 - сопло; 3 - держатель сопла; 4 – трубка для подачи рабочего газа; 5 - фланец; 6 – прижимные винты, которые могут использоваться для дополнительной юстировки положения сопла; 7 - микрометрический винт; 8 – вакуумные прокладки; 9 – скиммер; 10 – водоохлаждаемый фланец; 11 – датчик давления; 12 – вакуумный фланец.

Общий вид системы формирования кластерного потока представлен на рис. 2. В систему формирования кластерного потока, представленную схематически на рис.3, входят фланец с держателем сопла, сопло, скиммер, проникающий в зону молчания и выводящий кластеры в ионизатор и вакуумная камера, в которой происходит формирование кластерного потока.

Камера откачивается с помощью турбомолекулярного насоса Pfeiffer TRH 510 со скоростью откачки 500 л/с. Отметим, что для формирования кластеров в камере источника кластеров необходимо поддерживать давление на уровне  $10^{-1}$  -  $10^{-4}$  Торр.

Система ионизации и ускорения смонтирована в камере, отделенной от камеры формирования кластерного потока скиммером. Внешний вид камеры на рис. 4. Схема системы ионизации и ускорения представлена на рис.5.

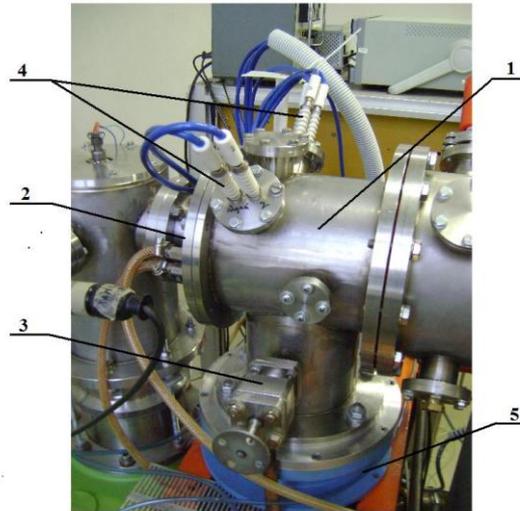


Рис.4.Общий вид камеры ионизации и ускорения: вакуумная камера системы; 2 – водоохлаждаемый фланец; 3 – вентиль байпасной откачки; 4 – керамические токовводы; 5 - шибер.

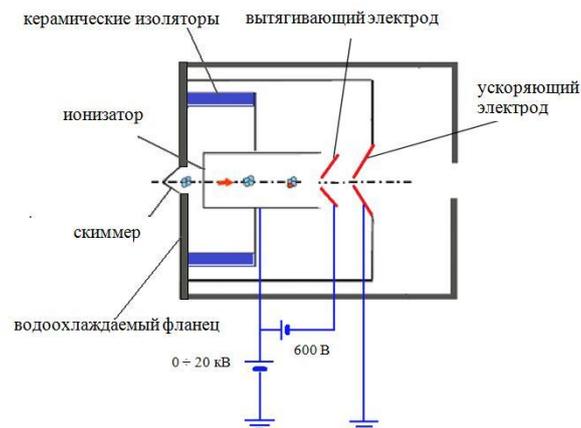


Рис.5. Схема системы ионизации и ускорения кластерных ионов.

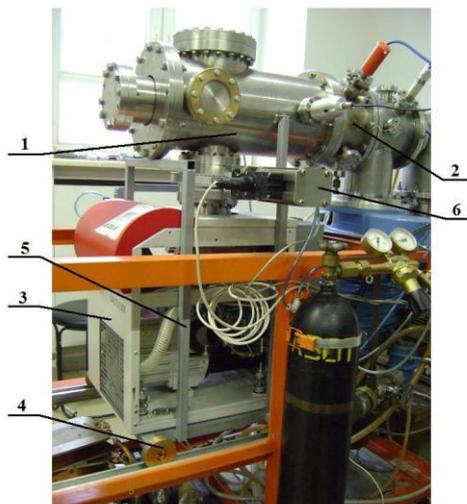


Рис.6.Общий вид рабочей камеры с системой откачки на подвижной платформе.

Общий вид рабочей камеры представлен на рис. 6. Здесь: 1 – рабочая камера; 2 – переходник; 3 – откачная система (TurboCube®TSH261); 4 – колесо подвижной платформы; 5 – каркас подвижной платформы; 6 – шиббер.

На рис. 7 представлен общий вид приборной стойки ускорителя.

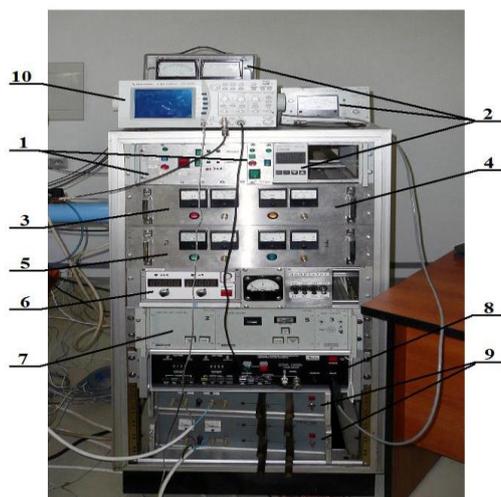


Рис.7. Общий вид приборной стойки ускорителя: 1 – блок управления форвакуумным и диффузионным насосом системы ионизации; 2 – вакуумметры; 3 – блок питания анода; 4 – блок питания вытягивающего электрода; 5 – блок питания катодов ионизатора; 6 – высоковольтный блок ускоряющего напряжения; 7 – блок питания и управления откачкой системы формирования кластеров; 8 – блок управления импульсным клапаном; 9 – блоки питания магнита системы магнитной сепарации; 10 - осциллограф.

Для анализа ионного кластерного пучка были созданы две системы: система магнитной сепарации (СМС) и времяпролётная система.

Система магнитной сепарации основана на использовании электромагнита, способного создавать магнитное поле в диапазоне  $0 - 0,26$  Тл в зазоре  $18$  мм. Длина полюсных наконечников магнита составляла  $L_1=180$  мм, а ширина –  $70$  мм. В ряде экспериментов, где достаточно было отвести от изучаемого пучка мономеры, вместо электромагнита устанавливался постоянный магнит, создающий в зазоре поле  $0,160$  Тл.

Для измерения полного распределения кластеров по размерам в генерируемом пучке была использована времяпролётная методика. Для реализации этой методики была создана система, схема которой представлена на рис. 8. Система состоит из отклоняющих пластин, электростатической лин-

зы Эйнзеля, постоянного магнита, дрейфовой трубы и детектора ионов. Отклоняющие пластины (поз. 1) закреплены на расстоянии 10 мм после ускоряющего электрода на выходном фланце системы ионизации и ускорения. Измерения, выполненные с помощью цилиндра Фарадея, установленного сразу за диафрагмой D2 (на другой стороне выходного фланца), показали, что пучок кластерных ионов с энергией 2 кэВ полностью отклоняется при подаче на отклоняющие пластины напряжение +300 В.

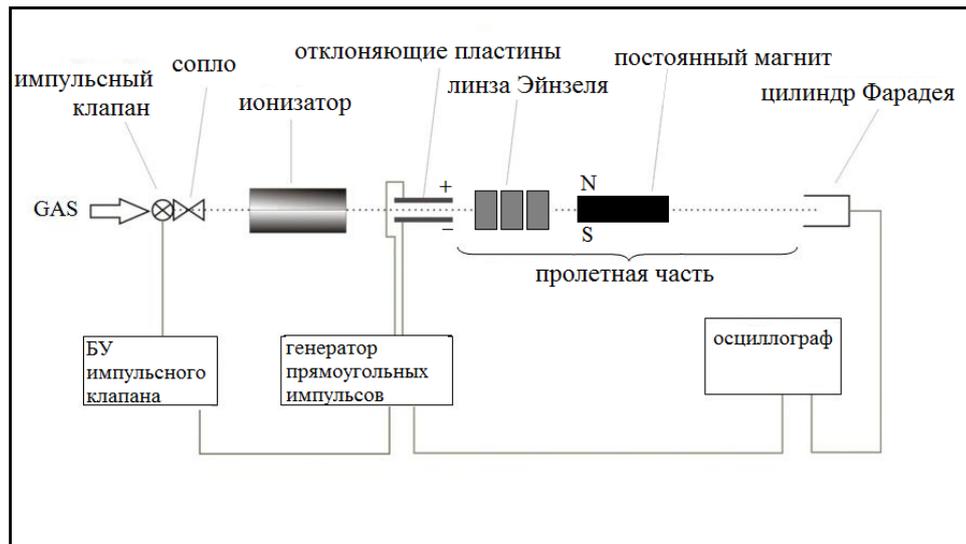


Рис.8. Схема времяпролётной системы.

Времяпролётная система позволяет определять для частиц, предварительно прошедших заданное ускоряющее напряжение, время пролёта заданного расстояния  $L$ , которое пропорционально корню квадратному из отношения  $x = N/n$  числа частиц в кластере к числу элементарных зарядов на нём:

$$t = L \sqrt{\frac{M}{2q_e N_A V_y}} \sqrt{x} \quad (1)$$

Для этого непосредственно за ускоряющим электродом (рис.5) был помещён конденсатор, на который подавалось напряжение, достаточное для отклонения всего пучка от диафрагмы D2. Имелась возможность выбора базового расстояния  $L$  из двух значений: 0,64 м и 1,32 м.

**Третья глава** посвящена изложению результатов исследования работы созданного ускорителя в импульсном режиме подачи рабочего газа и изучения параметров полученного кластерного пучка. Все эксперименты, описанные здесь, проводились с аргоном в качестве рабочего газа.

На рис. 9 показаны осциллограммы тока пучка при давлении рабочего газа над клапаном  $p_0 = 2$  бар.

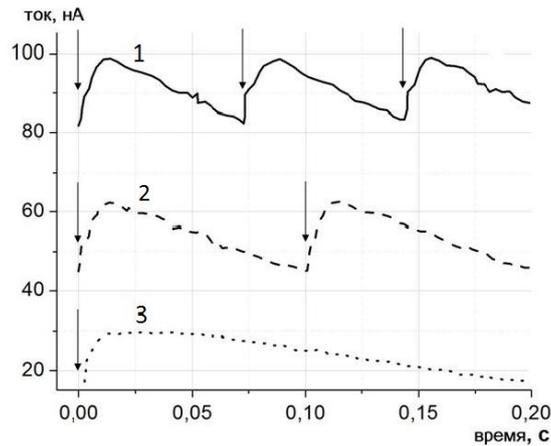


Рис.9. Зависимость тока пучка от времени при разных продолжительностях закрытого состояния клапана. Ускоряющее напряжение  $U = 2$  кВ. Время  $\tau_{\text{от}}$ , в течение которого клапан открыт, равно 1 мс. Стрелкой указан момент открытия клапана: 1 - клапан закрыт в течение 70 мс; 2 - клапан закрыт в течение 100 мс; 3 - клапан закрыт в течение 200 мс.

Из рисунка 9 видно, что наряду с почти периодическим изменением тока (период совпадает с периодом включения клапана), в токе присутствует постоянная составляющая, которая растёт с ростом коэффициента заполнения импульсов  $D$ . Вероятно, что эта постоянная часть сигнала соответствует току ионов мономеров  $\text{Ar}^+$ . Действительно, измерения показали, что давление аргона увеличивается как в камере формирования кластеров, так и в камере ионизатора с уменьшением скважности импульса.

Дальнейшие измерения связаны с более подробным изучением зависимости сигнала с цилиндра Фарадея (который представлял собой ионный ток пучка) от давления над клапаном  $p_0$ .

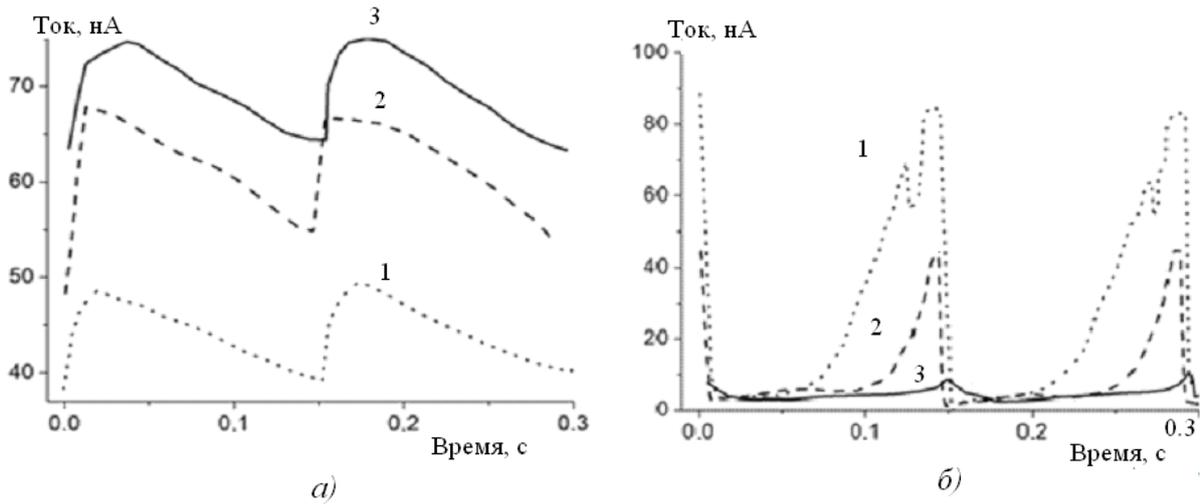


Рис.10. Ток пучка при различных давлениях  $p_0$ : а)  $p_0 = 1,5$  бар (1);  $p_0 = 2,0$  бар (2);  $p_0 = 2,25$  бар (3); б)  $p_0 = 3,1$  бар (1);  $p_0 = 3,5$  бар (2);  $p_0 = 3,75$  бар (3).

Осциллограммы, приведённые на рис. 10 были получены для времени открытого клапана  $\tau_{\text{он}} = 2$  мс, времени закрытого клапана  $\tau_{\text{оф}} = 150$  мс, ускоряющего напряжения  $V_y = 3$  кВ и давлений над клапаном  $p_0 = 1,5 - 3,75$  бар. На рис. 10, а показаны осциллограммы для давлений  $p_0 = 1,5$  бар (1);  $p_0 = 2,0$  бар (2);  $p_0 = 2,25$  бар (3), а на рис. 10, б – для давлений  $p_0 = 3,1$  бар (1);  $p_0 = 3,5$  бар (2);  $p_0 = 3,75$  бар (3). На рис. 10, б постоянные компоненты тока не показаны. Из этих осциллограмм видно, что форма импульса тока существенным образом меняется при переходе давления  $p_0$  через некий порог  $p_{\text{огр}}$ , лежащий между 2,25 бар и 3,1 бар. При давлениях  $p_0$  ниже этого порога импульс тока развивается достаточно понятным образом, если предположить, что никаких особых процессов в потоке газа при его расширении в вакуум не происходит. В этом случае в течение промежутка времени  $\tau_{\text{он}}$  в камеру формирования кластеров поступает некая порция газа, которая приводит к росту давления в этой камере. Этот рост ведёт в свою очередь к увеличению потока газа через скиммер в систему ионизации и ускорения, что и проявляется в увеличении тока, который затем достигает максимума.

Затем, в течение времени  $\tau_{\text{off}}$  происходит восстановление равновесного давления во всех камерах и переменная составляющая тока падает до ничтожных значений. Постоянная составляющая тока определяется, очевидно потоком газа из СФК в СИУ, обусловленным разностью равновесных давлений в этих системах. При давлениях, больших  $p_{0\text{ст}}$ , характер развития импульса тока меняется. При этом в самом начале, в течение некоторого промежутка времени (постоянную составляющую тока исключаем из рассмотрения) ток остаётся очень маленьким (несколько единиц наноампер) и затем, по прошествии этого промежутка, начинает расти, причём этот рост резко обрывается в момент нового открытия клапана. Естественно, что такое поведение тока не может быть объяснено в рамках тех же представлений о процессах в газе при его расширении в вакуум, что и в первом случае. Здесь мы должны, по-видимому, включить в рассуждения возможность образования кластеров в потоке.

В самом деле, если в потоке газа образовались кластеры, состоящие из  $N$  мономеров и несущие единичный элементарный заряд каждый, то при том же массовом потоке при прочих равных условиях ток на детектор уменьшится в  $N^{3/2}$  раз по сравнению с током однократно ионизованных мономеров. Таким образом, наша основная идея состоит в том, что малые токи вначале развития импульса 2-го типа связаны с тем, что на этом этапе в ионном потоке присутствуют кластеры.

Основная идея, позволяющая объяснить полученные нами результаты, покоится на известном еще из теории реактивных двигателей [9] факте существования примыкающей к срезу сопла так называемой зоны молчания. Эта зона представляет собой переходную область от сверхзвукового течения на выходе из сопла к покоящемуся остаточному газу. Внутри этой зоны тепловая энергия газа, которую он имел на входе в сопло, почти полностью переходит в кинетическую энергию газового потока, а на границах этой зо-

ны происходит обратный переход. Такая зона обнаружена [10] и при истечении газа в вакуум через сопло (рис.11).

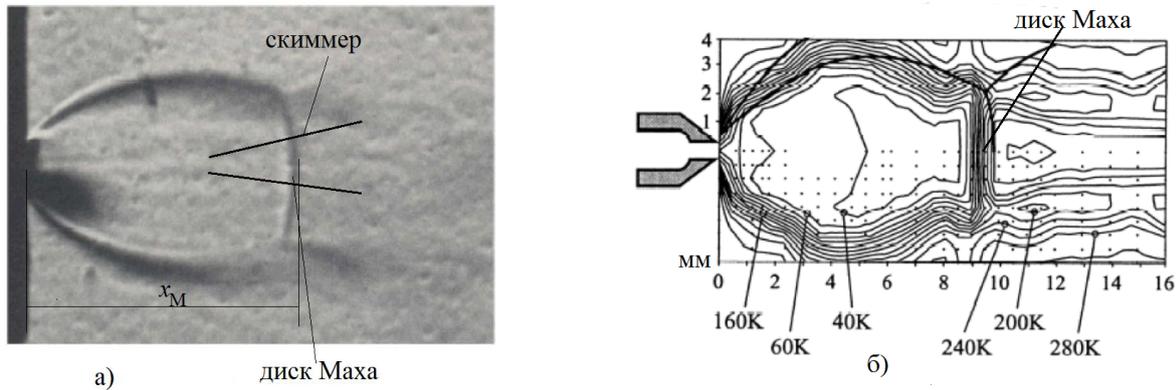


Рис.11. а) зона молчания, образующаяся за соплом при истечении газа ( $\text{CO}_2$ ) в вакуум [10]; б) изотермы в зоне молчания, полученные с помощью Рамановского рассеяния при истечении азота через сопло [11]

На рис. 11, б видно, что температура в зоне молчания достигает низких значений, при которых происходит конденсация газа и образуются кластеры. На диске Маха и боковых стенках температура возрастает до высоких величин и кластеры разрушаются. Для того, чтобы транспортировать кластеры в зону ионизации и ускорения, используется скиммер, который крепится на фланец, разделяющий камеру формирования кластеров и камеру ионизатора. Скиммер представляет собой коническую диафрагму (рис.11, а, изображено схематически), направленную против потока газа и расположенную таким образом, чтобы вершина конуса с отверстием диаметра  $\sim 0,5$  мм находилась внутри зоны молчания. Отсюда следует, что условием появления кластеров в ионном потоке ускоренных частиц является  $x_{cc} < x_M$ , где  $x_{cc}$  и  $x_M$  – расстояние от среза сопла до вершины скиммера и диска Маха, соответственно. Экспериментально установлено [12], что  $x_M = kd \sqrt{p_0/p_1}$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности,  $d$  – диаметр критического сечения сопла,  $p_0$  – давление на входе в сопло (давление торможения) и  $p_1$  давление в камере формирования кластеров вдали от зоны молчания. При ста-

ционарной подаче рабочего газа давления  $p_0$  и  $p_1$  остаются постоянными и поэтому условие  $x_{cc} < x_M$  не меняется. При импульсной подаче ситуация становится совершенно иной. После того, как клапан открывается на короткое время  $\tau_{он}$ , буферный объём между клапаном и входом в сопло заполняется газом, который затем вытекает через сопло в вакуум. Давление  $p_0$  падает и зона молчания меняет свои размеры ( $x_M$  уменьшается) и условие  $x_{cc} < x_M$  в какой-то момент начнёт нарушаться. С этого момента диск Маха становится расположенным по потоку газа выше входа в скиммер и кластеры не смогут проникать в СИУ.

Рассмотрим процесс изменения давления в буферном объёме, предполагая, прежде всего, что равновесное состояние в этом объёме устанавливается достаточно быстро по сравнению с временами открытия и закрытия клапана. Оценить время релаксации можно из следующих соображений. После открытия клапана в объёме со скоростью звука  $c = \sqrt{\gamma RT/M}$  ( $\gamma$  – отношение теплоёмкостей,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – температура и  $M$  – молярная масса газа) начинает распространяться ударная волна. Предположим, что время прохождения этой волной всего объёма может служить масштабом времени установления равновесного давления. Тогда, если длина объёма  $l = 20$  мм, то данный масштаб может быть вычислен по формуле  $\tau_p = l\sqrt{M/\gamma RT} = 0.06$  мс. Поскольку в наших экспериментах время напуска  $\sim 1$  мс, а время закрытия клапана  $\sim 150$  мс, то условие квазиравновесности процессов выполняется с очевидностью. Предполагая процессы, происходящие в струе газа, адиабатическими и считая, что скорость потока в критическом сечении сопла равна локальной скорости звука, получим для времени  $t$  перехода от давления  $p_0$  до давления  $p$ :

$$t = \tau \left[ \left( p_0/p \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} - 1 \right],$$

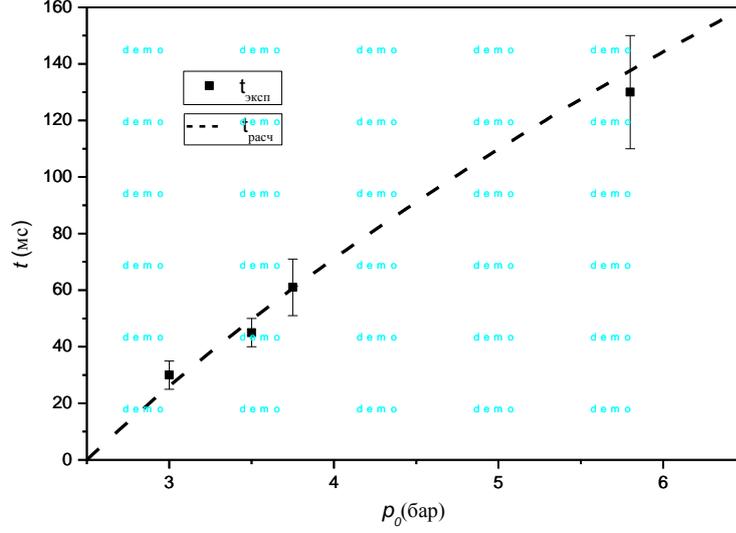


Рис.12. Сравнение  $t(p_0)$  с экспериментом.

где  $\tau = \left[ \frac{2D^2L}{d^2(\gamma-1)} \right] \sqrt{\frac{M}{\gamma RT_0}}$  – характерное время процесса,  $D$  – диаметр буферного объёма,  $L$  – длина буферного объёма,  $d$  – критический диаметр сопла,  $\gamma$  – отношение теплоёмкостей,  $M$  – молярная масса газа,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T_0$  – температура газа вначале процесса. Это уравнение может быть проверено экспериментально. Согласно нашей модели пороговое значение давления над клапаном соответствует тому начальному давлению в буферном объёме, при котором диск Маха сразу после закрытия клапана располагается на вершине скиммера. Если теперь при некотором давлении над клапаном  $p > p_{\text{cr}}$ , измерить по осциллограмме ионного тока момент времени  $t_{\text{эксп}}(p)$ , в котором начинается резкий рост тока, то, очевидно, можно предположить, что эта величина должна быть близка к

$$t_{\text{расч}}(p) = \tau \left[ \left( \frac{p}{p_{\text{cr}}} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} - 1 \right],$$

если наша модель отражает действительность. Сравнение  $t_{\text{эксп}}(p)$  и  $t_{\text{расч}}(p)$  отражено на рис. 12. Ошибка в определении  $t_{\text{эксп}}$  соответствует неопределённости фиксации момента начала роста сигнала. Нетрудно заметить, что совпадение довольно хорошее.

Ещё одна проверка модели заключается в следующем. Из неё следует, что при увеличении расстояния  $r_{\text{cc}}$  между скиммером и соплом, должно уменьшаться при постоянном  $p$ . Рис. 13 показывает, что это действительно так.

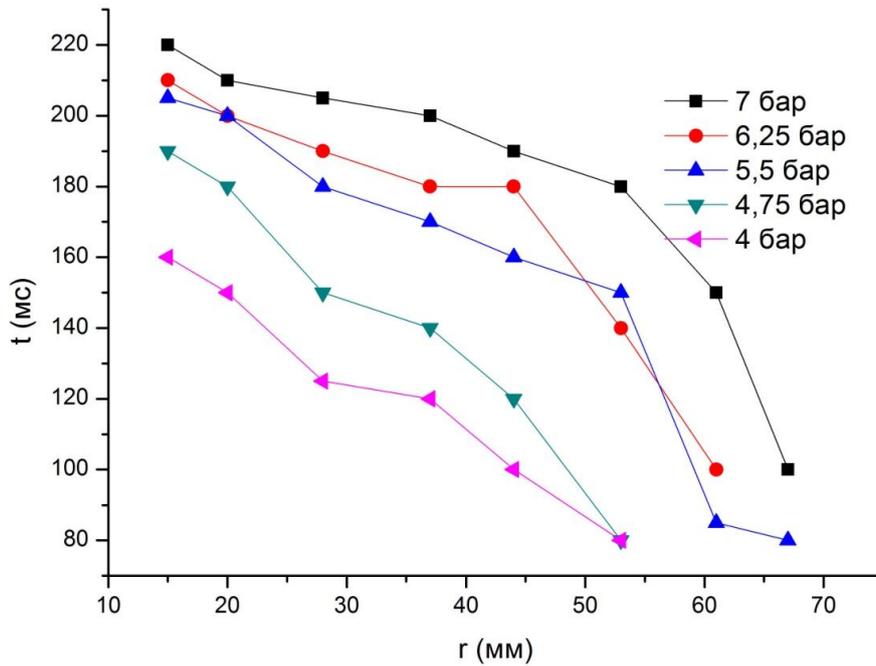


Рис.13. Зависимость времени достижения критического давления в буферном объёме от расстояния между скиммером и соплом.

Предположение о том, что тяжёлые кластеры появляются в пучке только при  $p_0 > p_{cr}$  легко проверяется с помощью СМС.

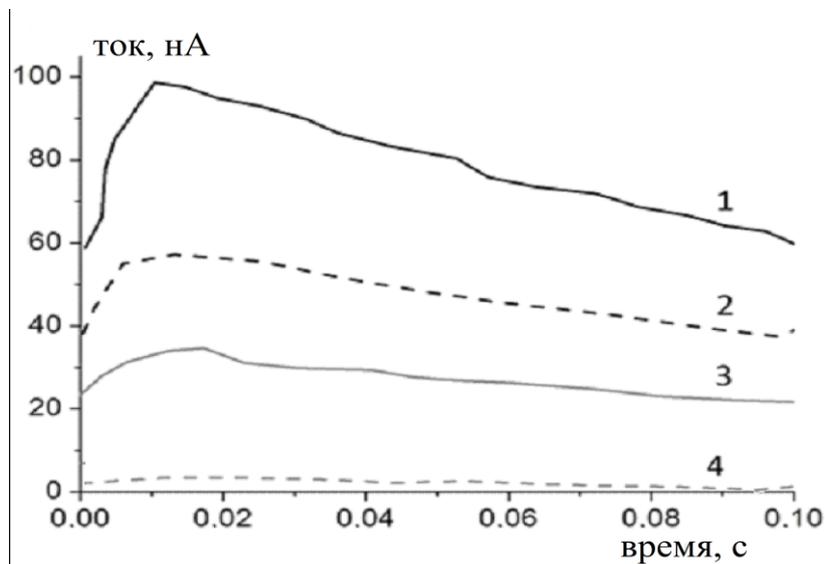


Рис.14. Импульсы тока пучка при различных отклоняющих магнитных полях (давление  $p_0 < p_{cr}$ ): (1) 0 мТл; (2) 17 мТл; (3) 26 мТл; (4) >35 мТл.

На рис 14. показана зависимость сигнала с коллектора, регистрирующего ток пучка в зависимости от величины отклоняющего магнитного поля. Видно, что поле 35 мТл полностью уводит частицы от коллектора. Анализ этой ситуации с учётом размера коллектора и его положения относительно

магнитного поля, приводит к заключению, что в данном пучке отсутствуют частицы, отличные от мономеров.

Аналогичные измерения были проведены при  $p_0 > p_{cr}$ . Результат приведён на рис. 15.

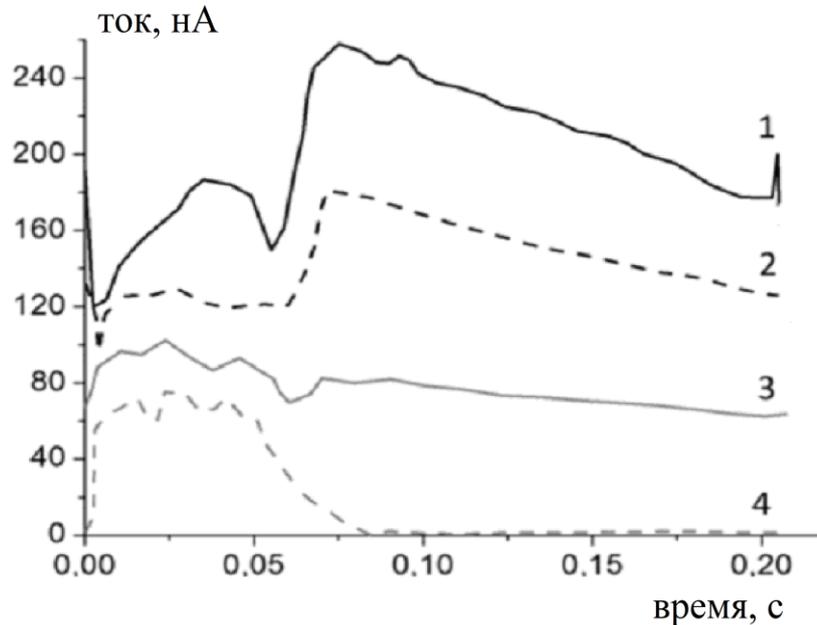


Рис.15. Импульсы тока пучка на коллектор при различных отклоняющих магнитных полях ( $p_0 > p_{cr}$ ): (1) 0 мТл; (2) 17 мТл; (3) 26 мТл; (4) 35 – 260 мТл.

Отсюда видно, что частицы, движущиеся в пучке на начальном этапе развития импульса тока, вообще не отклоняются от коллектора. Однако в этом эксперименте нам не удалось оценить размер кластеров, т.к. нам не была известна ширина пучка в месте расположения коллектора (металлической пластины шириной 50 мм). Поэтому мы изменили коллектор. Новый коллектор состоял из трёх, изолированных друг от друга пластин шириной 5 мм каждая. Расстояние между пластинами составляло 5 мм. При нулевом магнитном поле заметный ток регистрировался только на центральную пластину, т.е. ширина пучка в месте расположения пластин не превышала 15 мм. Вид импульсов тока на центральную пластину в зависимости от магнитного поля показан на рис. 16.

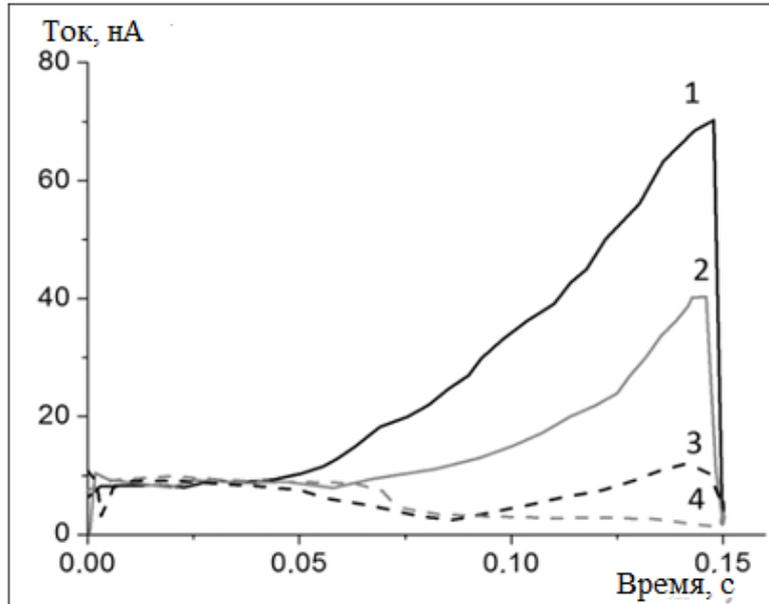


Рис.16. Импульсы тока пучка на центральную секцию коллектора при различных отклоняющих магнитных полях ( $p_0 > p_{cr}$ ): (1) 0 Тл; (2) 4.5 мТл; (3) 8.7 мТл; (4)  $>35$  мТл – 260 мТл.

Вновь мы видим, что частицы, присутствующие в пучке на начальных этапах развития импульса, не отклоняются наибольшим доступным нам полем. Оценка на нижнюю границу относительного размера присутствовавших в пучке кластеров из этих экспериментов была получена как 500 атомов Ar/число элементарных зарядов.

С использованием времяпролётной системы мы определили полные масс-спектры пучков при давлениях  $p_0 > p_{cr}$ . На рис. 17. представлен масс-спектр пучка при  $p_0 = 5,3$  бар в сравнении с результатами работы [13]. Величина  $x = N/n$  представляет собой относительный размер кластера и равна отношению числа мономеров в кластере к числу элементарных зарядов на нём. Видно, что наши результаты вполне согласуются с результатами других авторов.

В диссертации проведён анализ возможных ошибок при измерении масс-спектров. Выше, при описании времяпролётной методики указывалось, что она основывается на измерении времени пролёта частицей определённого базового расстояния. Это время связано с относительным разме-

ром частицы формулой (1). Если пренебречь ошибками при определении фундаментальных постоянных, а также ошибкой при измерении ускоряющего напряжения, полная ошибка при измерении  $x$  состоит из двух слагаемых:

$$\delta x/x = 2(\delta L/L + \delta t/t)$$

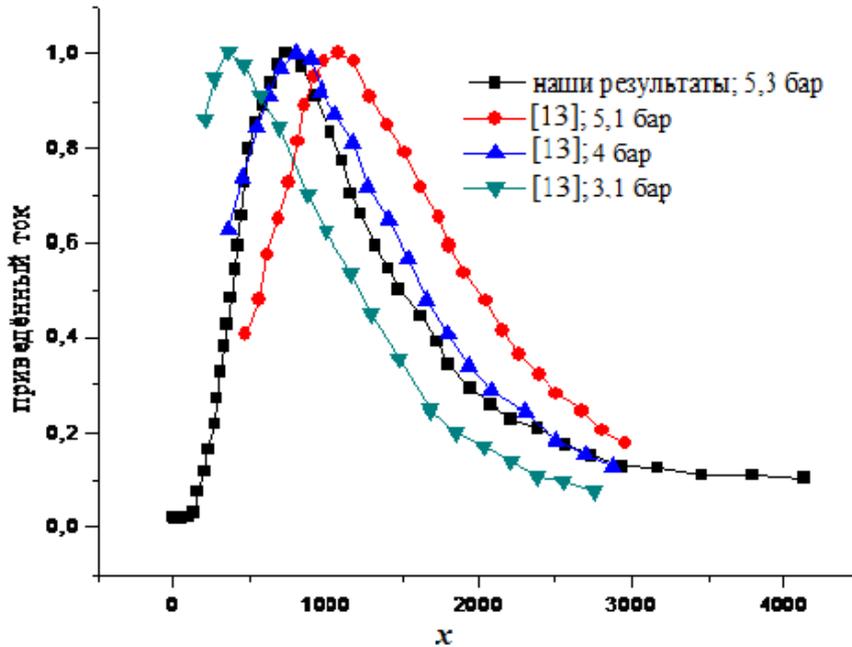


Рис.17. Сравнение масс-спектров, полученных в работе [13] с нашими результатами.

Ошибка  $\delta L$  равна расстоянию между выходом из ускорителя и точкой внутри запирающего конденсатора, в которой скорость частицы, вошедшей в него вблизи положительной обкладки, направлена во внешний край диафрагмы. Такая частица ещё может попасть в поток, формирующий времяпролётный сигнал. Путём решения простой геометрической задачи в диссертации было получено выражение для вычисления  $\delta L/L$ . С помощью этого выражения было определено, что при  $L = 0,64$  мм ошибка  $\delta L/L$  не превышает 2,5 %. Ошибка в определении времени предполагалась равной длине открывающего импульса и в нашем случае равнялась 25 мкс и 35 мкс. Поскольку весь времяпролётный сигнал в наших экспериментах длился около 700 мкс, то эта часть ошибки для наиболее тяжёлых кластеров равня-

лась либо 3,5 %, либо 5 %. Таким образом, полная ошибка при определении размеров кластеров в наших экспериментах была на уровне 7,5 %.

На рис. 18 показаны масс-спектры пучков кластеров аргона, полученных на нашей установке при различных давлениях над импульсным клапаном.

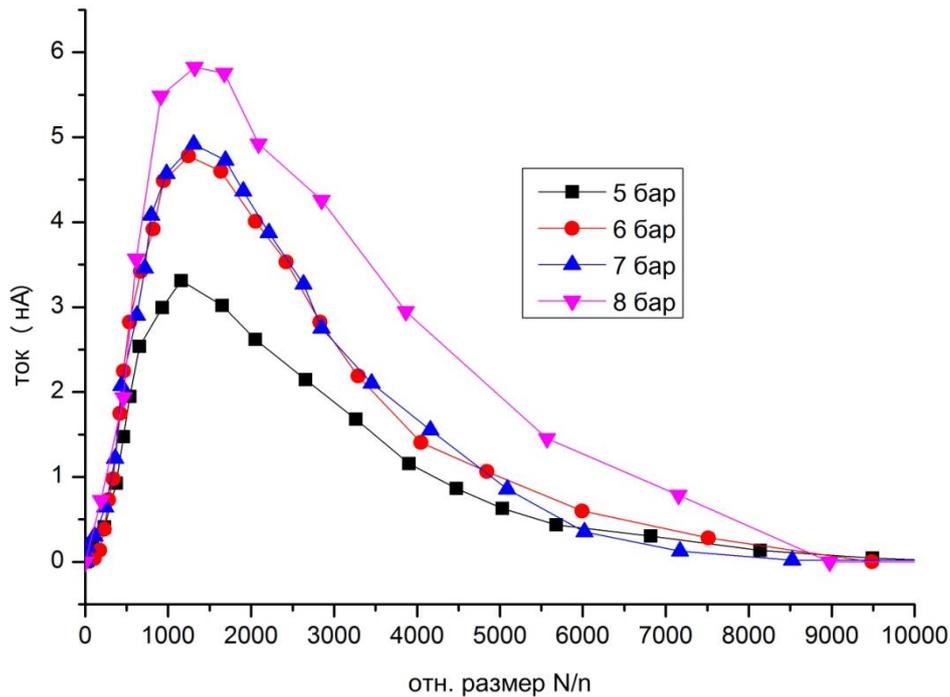


Рис.18. Масс-спектры пучка в зависимости от давления  $p_0$

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

**Основные результаты диссертации** опубликованы в следующих работах :

1. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Патракеев А.С., Черныш В.С. Проект ускорителя газовых кластерных ионов.// Материалы 7-й Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», 2007, Минск, Беларусь, с. 354 – 356.
2. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Черныш В.С. Расплывание пучков кластерных ионов.// Труды XVII Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям, 2008, Обнинск, Россия, с. 187 – 190.

3. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Патракеев А.С., Черныш В.С. Ускоритель кластерных ионов. //Тезисы докладов XLI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 30 мая- 1 июня, 2011, Москва, Россия, с. 87.
4. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Патракеев А.С., Черныш В.С. Времяпролётная масс-спектрометрия для источника газовых кластерных ионов. //Тезисы докладов XLII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 2012, 29-31 мая, Москва, Россия, с. 136
5. Ieshkin A.E., Ermakov Yu.A., Andreev A.A., Chernysh V.S. Gas cluster ion beam accelerator: first results. //Book of abstracts. ICACS-25, October 21-25, 2012, Kyoto, Japan, p. 145.
6. Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Черныш В.С. Топография поверхностей твёрдых тел, обработанных пучком кластерных ионов. // Тезисы докладов XLIII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 28-30 мая, 2013, Москва, Россия, с. 70.
7. Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Черныш В.С. Характеристики пучка кластерных ионов аргона в импульсном режиме подачи газа// Тезисы докладов XLIII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 2013, 28-30 мая, Москва, Россия, с. 70.
8. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Патракеев А.С., Черныш В.С. Применение кластерных ионов в технологии. //Нанотехнологии. Разработка и применение, 2009, т. 1, № 1, с. 23 – 39.
9. Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Иешкин А.Е., Патракеев А.С., Черныш В.С. Ускоритель кластерных ионов. //Нанотехнологии. Разработка и применение, 2011, т. 3, № 3, с. 3 – 11.
10. Andreev A.A., Chernysh V.S., Ermakov Yu.A., Ieshkin A.E. Design and investigation of gas cluster ion accelerator. //Vacuum, 2013, v. 91, p. 47 – 53.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Kantrowitz A., Grey J. A High Intensity Source for the Molecular Beam. Part I. Theoretical. // Rev. Sci. Instrum., 1951, v. 22, p. 328.
- [2]. Kistiakowsky G.B., Slichter W.P. A High Intensity Source for the Molecular Beam. Part II. Experimental. // Rev. Sci. Instrum., 1951, v. 22, p. 333.
- [3]. Becker E.W., Bier K., Henkes W.. Condensed Atomic and Molecular Beam in Highvacuum. // Z. Phys., 1956, v. 146, p. 333.
- [4]. Henkes W., Ionization and Acceleration of Condensed Molecular Beams. // Z. Naturforsch., 1961, v. 16a, p. 842.
- [5]. Bentley P. G. Polymers of Carbon Dioxide. // Nature, 1961, v. 190, p. 432.
- [6]. Hagena O.F., Obert W. Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size, and Test Gas. // J. Chem. Phys., 1972, v. 56, p. 1793.
- [7]. Yamada I. Proceedings of the 14th Symp. on Ion Sources and Ion-Assisted Technology, Tokyo, The Ion Engineering Society of Japan, Tokyo, 1991, p. 227.
- [8]. Toyoda N., Houzumi S., Yamada I. Development of a size-selected gas cluster ion beam system for low-damage processing. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, 2005, v. 241, p. 609.
- [9]. В.С. Авдеевский, Э.А. Ашратов, А.В. Иванов, У.Г. Пирумов. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй // М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
- Усков В.Н., Булат П.В., Продан Н.В. История изучения нерегулярного отражения скачка уплотнения от оси симметрии сверхзвуковой струи с образованием диска Маха. // Фундаментальные исследования, Технические науки, № 9, 2012 (часть 2), с. 414 – 420.
- [10]. Bier K. und Schmidt B. Zur Form der Verdichtungsstöße in frei expandierenden Gasstrahlen. // Zeitschrift für angewandte Physik, 13. Band, 11. Heft, 1961, S. 493 – 500

- [11]. G. Tejeda, B. Maté, J. M. Fernández-Sánchez, and S. Montero // Temperature and Density Mapping of Supersonic Jet Expansions Using Linear Raman Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, V.76, N.1, 1996, P.34 – 37
- [12]. S. Crist, P.M. Sherman, D.R. Glass, Study of the Highly Underexpanded Sonic Jet. // *AIAA J.* 4, 1966, p. 68-71
- [13]. Yamada I., Matsuo J., Insepov Z., Aoki T., Seki T., Toyoda N. Nanoprocessing with gas cluster ion beams. - *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, 2000, v. 164 – 165, p. 944 – 959.