

03

Формирование кластерных ионов различных газов в режиме импульсной подачи газа

© А.Е. Иешкин¹, Ю.А. Ермаков², В.С. Черныш¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

² НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: ieshkin@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 22 мая 2015 г.

Описано формирование газовых кластеров при расширении газа через сверхзвуковое сопло в присутствии скиммера. Показана роль буферного объема между импульсным клапаном и соплом в режиме импульсной подачи газа. Исследовано влияние вида газа на параметры импульса кластерных ионов.

Пучки газовых кластерных ионов находят широкое применение для высокоточной полировки поверхности, имплантации на сверхмалые глубины, ассистирования при осаждении тонких пленок, в качестве анализирующего пучка в методике ВИМС [1–5]. В исследовательских и промышленных ускорителях пучки газовых кластеров формируются при адиабатическом расширении рабочего газа, находящегося под высоким давлением, через сверхзвуковое сопло в вакуумную камеру. Большой поток газа обуславливает значительную нагрузку на откачную систему. Способом уменьшения этой нагрузки является использование импульсной подачи рабочего газа.

Задача работы состояла в исследовании влияния параметров импульса подачи газа, а также давления и вида газа на свойства формируемого пучка кластерных ионов. Эксперименты проводились на ускорителе газовых кластерных ионов МГУ им. М.В. Ломоносова, подробно описанном в [5]. Схема экспериментов представлена на рис. 1. Подача газа в сверхзвуковое коническое сопло 3 с диаметром критического сечения $130\ \mu\text{m}$ осуществлялась с помощью импульсного клапана 1. Давление газа составляло от 1 до 7 atm. При этом между клапаном и соплом существовал буферный объем 2.

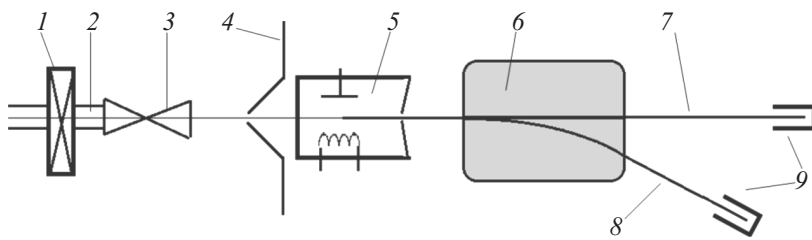


Рис. 1. Схема экспериментов.

Как известно, вытекая из сопла, газ формирует бочкообразную структуру, ограниченную нормальным скачком — так называемым диском Маха. Расстояние между соплом и диском Маха x_M определяется следующей формулой [6]:

$$\frac{x_M}{d} = 0.67 \sqrt{\frac{p}{p_\infty}}, \quad (1)$$

где p и p_∞ — давление газа на входе в сопло и в объеме вакуумной камеры соответственно, d — критический диаметр сопла. Кластеры, образующиеся при расширении газа, существуют только внутри бочки Маха и разрушаются при прохождении через нормальный скачок. Для экстракции кластеров используется конический скиммер 4, проникающий сквозь диск Маха и вырезающий часть кластерного потока, позволяя ему проходить в следующую вакуумную камеру.

Частицы, прошедшие сквозь скиммер, ионизировались электронным ударом и ускорялись до энергии 2 keV в блоке ионизации и ускорения 5. Для массового анализа пучка ионизированных частиц в систему был установлен электрический магнит 6. При этом один из цилиндров Фарадея 9 был расположен на оси пучка, а второй — на некотором расстоянии от оси. В отсутствие магнитного поля на центральный цилиндр Фарадея попадал пучок частиц, содержащих и атомарные, и кластерные ионы. При включенном магнитном поле на центральный цилиндр Фарадея попадали только тяжелые кластерные частицы 7.

На рис. 2 представлены осциллограммы тока кластеров аргона на каждый из цилиндров в отсутствие магнитного поля и при величине поля, соответствующей попаданию на второй цилиндр Фарадея мономеров 8 данного газа. Хорошо видно, что в пучке присутствуют кластерные ионы. При максимально достижимом в системе магнитном поле

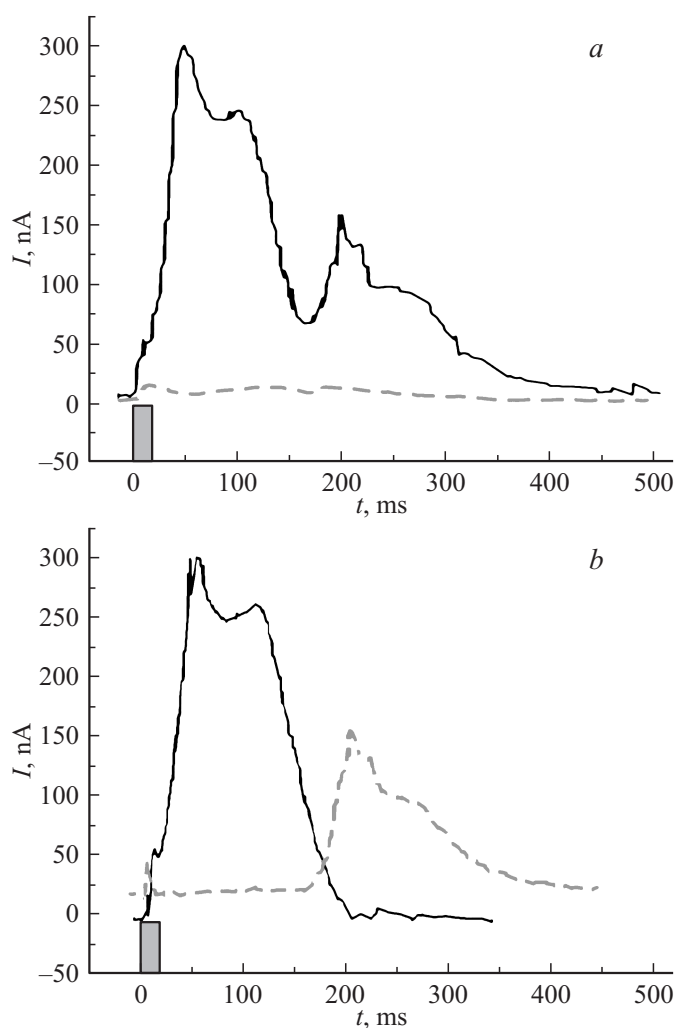


Рис. 2. Осциллограммы тока кластеров (Ar)N: *a* — в отсутствие магнитного поля, *b* — магнитное поле соответствует попаданию мономеров на второй цилиндр Фарадея. Сплошная линия — ток на оси, пунктирная — ток на боковом цилиндре Фарадея. Отмечена продолжительность открытого состояния импульсного клапана.

Параметр конденсации [8] и параметр Хагены для различных газов

Параметры	Xe	Ar	N ₂	Ne
Конденсации k	5500	1650	528	185
Хагены Γ^*	17957.5	5387.25	1723.92	604.025

Давление газа 5 bar при комнатной температуре; сопло диаметром 130 μm с углом полураствора 6°.

300 мТ сигнал кластерной составляющей практически не менялся, что говорит о том, что кластеры состоят из не менее чем 500 атомов аргона. Подчеркнем, что продолжительность импульса тока (350 ms) значительно превышает время открытого состояния клапана, в течение которого поступал рабочий газ, равное 20 ms (отмечено на рисунке). Такое значение открытого состояния клапана соответствует экспериментальной оценке времени, необходимого для заполнения буферного объема газом.

Аналогичные эксперименты проведены для ксенона, азота и неона. Продолжительность открытого состояния клапана во всех случаях составляла 20 ms. Для ксенона и аргона существование кластеров наиболее выражено, в случае азота кластеры составляют небольшую долю тока мономеров, а кластеры неона в пучке не обнаружены.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с рассчитанными значениями параметра Хагены Γ^* , применяемого для оценки среднего размера кластеров в сопловом источнике [7]

$$\Gamma = \frac{k(d_{ef}[\mu\text{m}])^{0.85} p[\text{mbar}]}{(T_0[\text{K}])^{2.29}}, \quad d_{eq} = 0.74 \frac{d}{\text{tg } \alpha}, \quad (2)$$

где k — параметр конденсации, T_0 — температура рабочего газа на входе в сопло, d_{eq} — эквивалентный диаметр сопла, α — угол полураствора сверхзвукового сопла. Известно, что образование димеров и тримеров начинается при достижении параметром Хагены значения 200, а эффективное образование больших кластеров — при $\Gamma^* > 1000$. Значение параметра является оценочным и может понижаться или повышаться в зависимости от конкретной геометрии сопла и условий эксперимента.

Параметры конденсации, приведенные в таблице, уменьшаются от ксенона к неону. Значение параметра Хагены, рассчитанное для различных газов в условия эксперимента, также приведено в таблице. Как было

отмечено, формирование кластеров азота в условиях эксперимента затруднено, а кластеры неона практически отсутствуют.

Характер сигналов на оба цилиндра Фарадея объясняется следующим образом. Как указано выше, кластеры существуют только в зоне молчания внутри бочки Маха, и для предотвращения разрушения кластеров служит скиммер, острие которого проникает в ядро струи. Если же острие скиммера перестает проникать внутрь зоны молчания, кластеры не могут преодолеть нормальный скачок, и в пучке частиц преобладают мономеры.

Давление перед соплом задается давлением газа, поступающего в систему. В момент открывания импульсного клапана в буферный объем между клапаном и соплом начинает поступать газ. Поскольку диаметр отверстия клапана значительно превышает диаметр критического сечения сопла, газ натекает достаточно быстро, и в объеме устанавливается давление, равное заданному давлению газа. После того как клапан закрывается и поступление газа в объем прекращается, давление в нем понижается за счет относительно медленного вытекания через сопло.

В момент, когда давление в буферном объеме падает настолько, что в соответствии с формулой (1) расстояние от среза сопла до нормального скачка становится меньше, чем расстояние от среза до скиммера, скиммер перестает проникать в бочку Маха. Кластеры разрушаются, проходя через нормальный скачок, и газ попадает в скиммер уже в виде отдельных мономеров.

Таким образом, начальная, мономерная стадия развития импульса тока соответствует быстрому росту давления перед соплом, увеличению размера бочки Маха и началу проникновения в нее скиммера. Промежуточная стадия соответствует существованию в ионизированном пучке кластеров. Завершающая стадия, снова связанная с мономерами, соответствует выходу скиммера из зоны существования кластеров.

Для оценки времени вытекания газа с молярной массой M и показателем адиабаты γ из цилиндрического буферного объема длиной l и диаметром D и падения в нем давления от значения p_0 до значения p , т. е. продолжительности кластерного импульса, была получена следующая формула [5]:

$$t = \tau \left[\left(\frac{p_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{p} - 1 \right) \right], \quad \tau = \frac{2Dl}{d^2(\gamma-1)} \sqrt{\frac{(\gamma+1)M}{2\gamma RT_0}}, \quad (3)$$

где R — универсальная газовая постоянная. Формула была получена в предположении адиабатичности процесса.

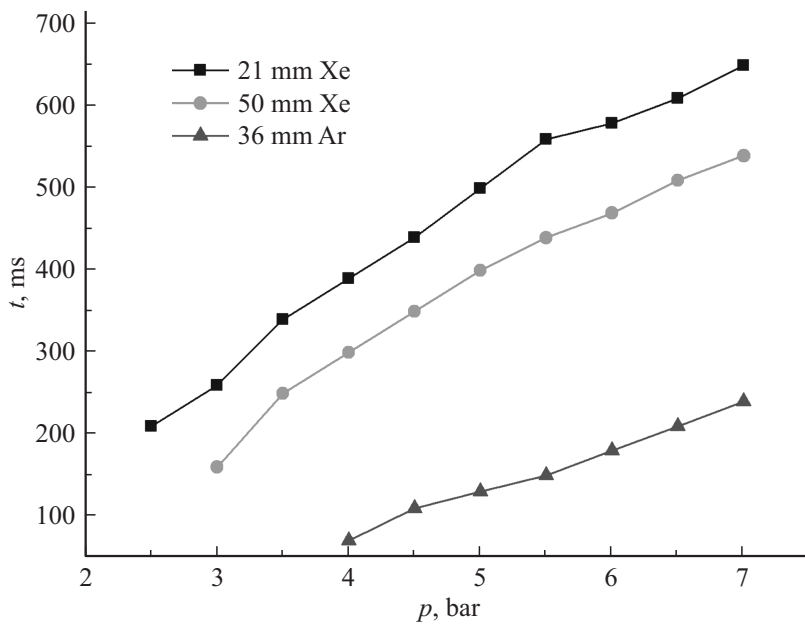


Рис. 3. Продолжительность кластерного импульса для ксенона и аргона в зависимости от давления рабочего газа при различных расстояниях между срезом сопла и скиммером.

Для аргона время τ составляет 300 мс. Значение τ пропорционально корню из молярной массы газа, т.е. более тяжелые газы вытекают из буферного объема медленнее. Следовательно, давление в нем падает медленнее, и продолжительность кластерного импульса при прочих равных параметрах для таких газов увеличивается. Кроме того, на нее влияет также расстояние между срезом сопла и скиммером. На рис. 3 показаны экспериментально полученные значения продолжительности кластерного импульса аргона и ксенона для различных давлений и расстояний сопло–скиммер. Действительно, продолжительность увеличивается при росте давления стагнации, при уменьшении расстояния сопло–скиммер, а также при переходе к более тяжелому газу.

Следует отметить, что в формулу (1) для расстояния до диска Маха входит давление в камере формирования кластеров. В импульсном

режиме работы источника это давление меняется с периодичностью действия клапана. Прямое его измерение затруднено в связи с конечным временем установления равновесия в камере и инерционностью вакуумметров. Тем не менее оно оказывает влияние на значение продолжительности кластерного импульса. Так, в случае большого времени открытого состояния клапана давление в камере успевает значительно увеличиться, уменьшая размер бочки Маха и сокращая продолжительность кластерного импульса.

Таким образом, было показано, что определяющую роль в формировании импульса газовых кластеров играет буферный объем между импульсным клапаном и соплом. Продолжительность импульса кластеров намного превосходит продолжительность открытого состояния клапана. При этом продолжительность импульса кластерных ионов определяется видом рабочего газа и его давлением, а также расстоянием между соплом и скиммером. В частности, она увеличивается при увеличении молярной массы газа за счет увеличения времени его вытекания из буферного объема. Полученные результаты хорошо согласуются с разработанной ранее моделью.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение № 14.607.21.0072.

Список литературы

- [1] *Yamada I., Matsuo J., Toyoda N., Aoki T., Seki T.* // *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* 2015. V. 19 P. 12–18.
- [2] *Popok V.N.* // *Mater. Sci. Eng. R.* 2011. V. 72 P. 137–157.
- [3] *Андреев А.А., Ермаков Ю.А., Патракеев А.С., Черныш В.С.* // *Нанотехнологии: разработка, применение.* 2009. Т. 1. С. 23–38.
- [4] *Andreev A.A., Chernysh V.S., Ermakov Yu.A., Ieshkin A.E.* // *Vacuum.* 2013. V. 91. P. 47–53.
- [5] *Коробейщиков Н.Г., Каляда В.В., Шмаков А.А., Шultzженко Г.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2014. Т. 40. С. 50–57.
- [6] *Crist S., Sherman P.M., Glass D.R.* // *AIAA J.* 1966. V. 4. P. 68–71.
- [7] *Hagena O.F.* // *Rev. Sci. Instr.* 1992. V. 63. P. 2374–2379.
- [8] *Wörmer J., Guzielski V., Stapelfeldt J., Zimmerer G., Möller T.* // *Phys. Scr.* 1990. V. 40 P. 490–494.