

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

## Кластеры как инструмент для диагностики газовых потоков

М. Ганева, П.В. Каштанов, А.В. Косарим, Б.М. Смирнов, Р. Хипpler

*Продемонстрирована возможность использования кластеров для диагностики газового потока на примере истекания газа в окружающее разреженное пространство через отверстие камеры. Измерение дрейфовой скорости кластеров после прохождения через отверстие при различных расходах газа даёт информацию о параметрах потока внутри камеры при рассматриваемых условиях, когда характерное время релаксации скорости кластеров к скорости газа сравнимо с временем достижения отверстия кластерами в потоке газа. Обсуждаются и другие возможности использования кластеров для диагностики газового потока.*

**Ключевые слова:** кластеры, газовые потоки с кластерами, функция распределения кластеров по размерам, газодинамика газовых потоков, кластерные пучки

PACS numbers: 36.40.-c, 47.15.-x, 47.85.L-

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506d.0619

### Содержание

1. Введение (619).
2. Формирование газодинамического пучка (619).
3. Кластеры в потоке газа (620).
4. Прохождение газового потока через отверстие (621).
5. Дрейфовая скорость кластеров в потоке газа (623).
6. Кинетика движения кластеров в газовом потоке (627).
7. Заключение (628).

Список литературы (628).

### 1. Введение

Переход газа в область пониженного давления сопровождается формированием газовых потоков или газовых пучков, и в таком состоянии газ с различными добавками в виде ионов, возбуждённых атомов и молекул, кластеров, микрочастиц имеет разнообразные приложения (например, [1–3]). Для визуализации ламинарного движения газового потока, когда отдельные элементы газа движутся вдоль определённых линий тока, удобно использовать микрочастицы, находящиеся в потоке. Поскольку частицы захватываются потоком, рассеянный

ими свет позволяет увидеть линии тока газа, когда на пути газа имеются препятствия или газ распространяется в окружающее пространство. Такая методика получила распространение в пылевой плазме, для которой разработаны надёжные оптические методы определения позиций отдельных микрочастиц и их перемещений во времени, что позволяет находить линии тока газа, в частности, при обтекании массивных предметов. В этом случае используется предположение, что микрочастицы захватываются газом и движутся вместе с ним.

Если скорость или направление движения газа меняются, то, для того чтобы частицы двигались вместе с газом, необходимо, чтобы время релаксации для движения частиц в газе было малым по сравнению с характерным временем изменения скорости газа. В лабораторных условиях это часто не выполняется, и тогда рассмотрение характера движения частиц и времени их релаксации в газовом потоке позволяет установить движение газового потока перед областью регистрации кластеров.

В данной статье мы продемонстрируем это для движения кластеров — частиц нанометровых размеров — в потоке газа, который вытекает через отверстие в вакуум или в окружающее разреженное пространство. В этом случае измерение функции распределения заряженных кластеров по скоростям и направлениям движения после прохождения через отверстие позволяет понять характер движения газа перед отверстием и восстановить параметры этого движения.

### 2. Формирование газодинамического пучка

Схематический характер ламинарного движения газа по трубе и выхода из неё в окружающее разреженное пространство представлен на рис. 1. Именно такая схема используется в кластерных экспериментах (например, [4, 5]), основу которых составляет источник класте-

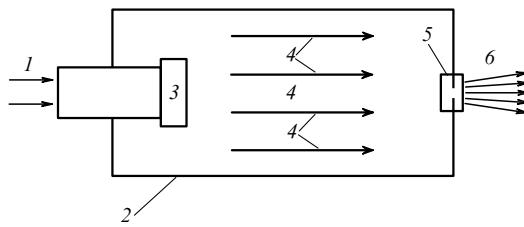
**М. Ганева.** Institute of Physics, University of Greifswald, Felix-Hausdorff-Str. 6, 17489 Greifswald, Germany;  
Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich Centre for Neutron Science, Outstation at MLZ, Lichtenberg Str. 1, 85747 Garching, Germany

**П.В. Каштанов, А.В. Косарим, Б.М. Смирнов.**

Объединённый институт высоких температур РАН,  
ул. Ижорская 13/19, 125412 Москва, Российская Федерация  
E-mail: kashtan@maryno.net, bmsmirnov@gmail.com

**Р. Хипpler.** Institute of Physics, University of Greifswald, Felix-Hausdorff-Str. 6, 17489 Greifswald, Germany

Статья поступила 14 января 2015 г.

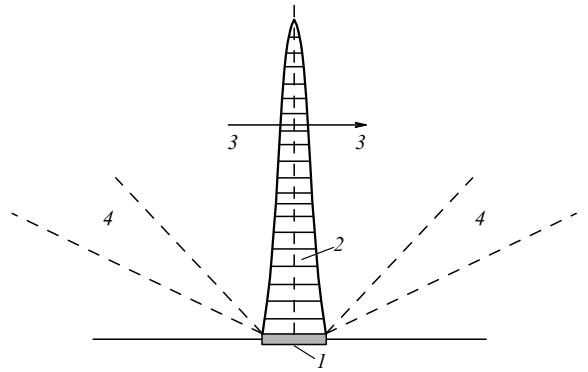


**Рис. 1.** Схема формирования газодинамического пучка с кластерами. 1 — инжекция газа в камеру, 2 — камера, 3 — магнетрон, 4 — течение газа с кластерами в камере, 5 — отверстие, 6 — пучок за пределами камеры.

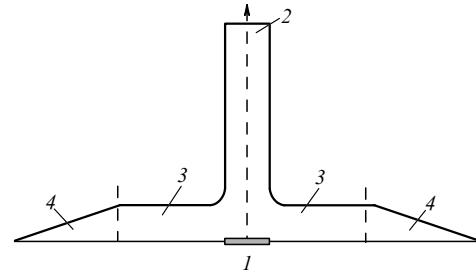
ров NC-200, разработанный в Оксфорде (Великобритания). Газ течёт по широкой трубе — камере; в торце камеры имеется отверстие, радиус которого  $r$  значительно превышает длину свободного пробега атомов в газе  $\lambda$ , так что газ вытекает из камеры в виде газодинамической струи. Поскольку скорость потока вблизи отверстия порядка скорости звука в газе, а вдали от него в камере — трубе большого радиуса — на несколько порядков величины меньше, вблизи отверстия происходит резкое ускорение газа. Находящиеся в газе кластеры в силу своей инерции не успевают за газовым потоком вблизи отверстия, поэтому их направленная скорость на выходе значительно ниже скорости атомов газа. Соответственно измерение функции распределения кластеров по скоростям после выхода из отверстия даёт информацию о характере изменения скорости газа перед отверстием.

Проследим эволюцию газодинамического потока при истечении через отверстие в вакуум или разреженный газ. Поскольку радиус потока велик по сравнению с длиной свободного пробега атомов, внутренние атомы распространяются после прохождения отверстия в виде пучка, который стабилизируется вследствие столкновений с соседними атомами. Для периферийных атомов такая стабилизация отсутствует, так что атомы, находящиеся на расстоянии порядка длины свободного пробега от границы пучка, свободно распространяются в окружающее пространство. Тем самым газодинамический пучок размывается по мере удаления от отверстия, как это показано на рис. 2.

Пространственная функция распределения атомов в пучке и вблизи него при рассматриваемом характере формирования и распространения пучка представлена на рис. 3. В этом случае внутри пучка (область 2) плотность атомов газа постоянна по сечению пучка и определяется давлением и температурой газа в соответствии с уравнением состояния для идеального газа. Плотность резко падает на границе пучка, поскольку атомы из этой области свободно уходят в окружающее пространство (область 3 на рис. 3). Толщина переходного слоя между областями 2 и 3 на рис. 3 порядка длины свободного пробега атомов в пучке. Область 3 соответствует эфузионному пучку, истекающему с поверхности газодинамического пучка в радиальном направлении, так что плотность атомов в этой области по мере удаления от центра пучка падает в соответствии с цилиндрической симметрией пучка. Граница области 3 определяется расстоянием от центра, которое способно преодолеть большинство периферийных атомов после прохождения отверстия газокинетическим пучком атомов. В область 4 попадают только быстрые атомы.



**Рис. 2.** Разрушение пучка по мере его распространения. 1 — отверстие, 2 — область, занятая пучком, 3 — стрелка, указывающая расстояние от отверстия, на котором даётся функция распределения в пучке и около него, представленная на рис. 3, 4 — области за пределами пучка.



**Рис. 3.** Пространственное распределение атомов в пучке и вблизи него на расстоянии, отмеченном на рис. 2 стрелкой. 1 — отверстие, 2 — область пучка, 3, 4 — области за пределами пучка.

В рассматриваемом газодинамическом режиме формирования и распространения пучка длина свободного пробега атомов в пучке  $\lambda$  мала по сравнению с радиусом отверстия  $r$ , что соответствует малым значениям числа Кнудсена  $\text{Kn}$ :

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{r} \ll 1. \quad (2.1)$$

В качестве малого параметра  $1/\delta$  для пучка атомов удобно использовать коэффициент разрежения [6–8]

$$\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \text{Kn}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{r}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Этот параметр будет использован далее при анализе процессов при формировании и распространении газодинамического пучка.

### 3. Кластеры в потоке газа

Представленная на рис. 1 схема формирования газодинамического пучка атомов является одновременно и схемой генерации кластерного пучка в магнетронном разряде [9, 11]. В этом случае в результате бомбардировки поверхности катода быстрыми ионами образуются атомы металла, которые после протекания соответствующей последовательности процессов [10] объединяются в металлические кластеры. Кластеры захватываются медленным потоком газа и остаются в газовом пучке после его формирования и последующей эволюции пучка после прохождения отверстия магнетронной камеры.

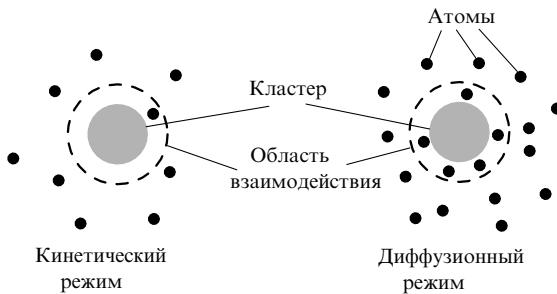


Рис. 4. Взаимодействие кластеров с атомами окружающего газа для кинетического и диффузионного режимов движения кластеров в газе.

Проанализируем характер взаимодействия кластеров с газом в процессе их движения при рассматриваемых условиях. Естественным требованием к данной системе является низкая плотность кластеров, так что взаимодействие между кластерами при анализе движения отдельного кластера можно исключить. При этом взаимодействие атомов газа с кластером имеет простой характер. Действительно, сильное взаимодействие кластера с налетающим атомом имеет место вблизи поверхности кластера на расстоянии порядка атомных размеров, т.е. порядка радиуса Бора  $a_0$ . Ориентируясь на кластеры, содержащие, по крайней мере, больше сотни атомов, можно рассматривать кластеры как сферические частицы некоторого радиуса  $r_0$ , причём  $r_0 \gg a_0$ . Тогда, считая, что угловое рассеяние атома на кластере носит случайный характер, получим для диффузионного сечения рассеяния  $\sigma_0$  атома на кластере соотношение  $\sigma_0 = \pi r_0^2$ .

Далее будем ориентироваться на кинетический режим движения кластера в газе,  $\lambda \gg r_0$ , когда в произвольный момент времени возможно сильное взаимодействие кластера только с одним из атомов. Условия кинетического и диффузионного режимов движения кластеров в газе представлены на рис. 4. В частности, при атмосферном давлении газа это означает, что число связанных атомов в кластере значительно меньше  $10^{10}$ . Таким образом, далее мы ориентируемся на следующую иерархию размеров:

$$r \gg \lambda \gg r_0 \gg a_0. \quad (3.1)$$

Если кластер находится в газе и его средняя скорость  $w$  отличается от средней направленной скорости движения газа  $v_g$ , то в конечном итоге в результате столкновений кластера с атомами газа эти скорости должны выровняться. Характер релаксации скорости кластера определяется временем релаксации  $\tau_{\text{rel}}$ , которое является параметром уравнения движения для кластера:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{v_g - w}{\tau_{\text{rel}}}. \quad (3.2)$$

В кинетическом режиме движения кластера в газе время релаксации кластеров определяется следующей формулой, учитывающей изменение скорости кластера в результате столкновений с атомами газа [12]:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{rel}} &= \frac{3M}{8\sqrt{2\pi m T} N_a r_0^2} = \frac{n^{1/3}}{k_{\text{rel}} N_a}, \\ k_{\text{rel}} &= \frac{8\sqrt{2\pi m T} r_W^2}{3m_a}, \quad r_0 \ll \lambda. \end{aligned} \quad (3.3)$$

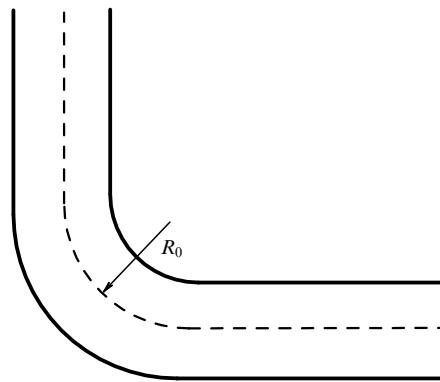


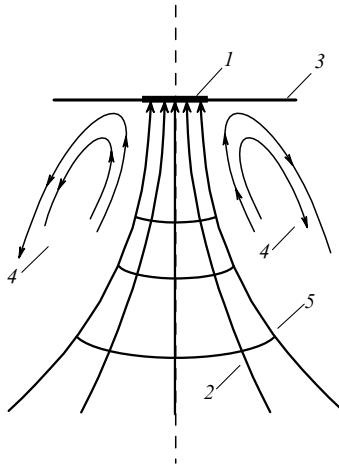
Рис. 5. Прохождение потока через трубу.

Здесь  $M$  — масса кластера,  $m_a$  — масса атома материала кластера,  $m$  — масса атома газа,  $N_a$  — плотность атомов газа,  $r_W$  — радиус Вигнера — Зейтца [13, 14],  $n$  — число атомов в кластере. В частности, для кластеров или капель воды, движущихся в атмосферном воздухе, при температуре  $T = 300$  К формула (3.3) даёт  $k_{\text{rel}} = 2,8 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ . Как видно, согласно формуле (3.3) время релаксации скорости кластеров зависит от числа атомов в кластере как  $\tau_{\text{rel}} \sim n^{1/3}$ , поскольку масса кластера пропорциональна числу атомов в кластере,  $M \sim n$ , а радиус кластера изменяется с числом атомов в кластере как  $r_0 \sim n^{1/3}$ .

Формула (3.3) может быть использована как оценка и для атомов, движущихся в газе. Тогда, как видно, разница между временами релаксации направленных скоростей кластеров и атомов в газе характеризуется фактором  $n^{1/3}$ , если массы атома газа и атома кластера одного порядка. В частности, этот факт используется в импакторах (например, [15–17]), которые предназначены для отбора из газа содержащихся в нём частиц. На рисунке 5 иллюстрируется концепция одного из импакторов. Поток газа движется по изогнутой цилиндрической трубе, так что атомы или молекулы газа изменяют свою скорость из-за изгибов трубы. Нано- и микрочастицы движутся по прямолинейным траекториям, и в результате они прилипают к стенкам или выводятся из потока газа.

#### 4. Прохождение газового потока через отверстие

Рассматривая систему, состоящую из газового потока с находящимися в нём кластерами, будем считать, что плотность кластеров в газе относительно мала, так что кластеры не влияют на газодинамику потока. Если газовый поток меняет свои параметры на малых расстояниях, то находящиеся в нём кластеры не успевают прийти в равновесие с потоком. В частности, если в некоторой области скорость потока изменяется, причём характерное время этого изменения не превышает существенно характерное время релаксации  $\tau_{\text{rel}}$  в соответствии с формулой (3.3), то кластеры не поддерживают равновесие с газовым потоком в процессе изменения скорости потока. Поэтому регистрация кластеров и определение функции распределения кластеров по скоростям в принципе позволяют установить параметры изменения скорости газового потока.



**Рис. 6.** Характер прохождения потока газа через отверстие камеры в окружающее разреженное пространство. 1 — отверстие, 2 — линии тока для выходящего газа, 3 — граница камеры, из которой вытекает газ, 4 — вихри газа, остающегося внутри камеры, 5 — граница для уходящего потока газа.

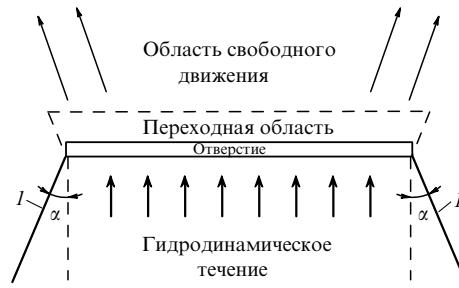
Далее мы рассмотрим эту проблему для прохождения газового потока через отверстие в область низкого давления газа. Сначала проанализируем характер прохождения газодинамического потока через отверстие безотносительно к присутствию кластеров в потоке. Будем считать, что поток газа с находящимися в нём кластерами истекает из камеры через отверстие, радиус которого мал по сравнению с радиусом камеры, но велик по сравнению с длиной свободного пробега атомов газа.

Рисунок 6 показывает характер прохождения газа через отверстие. Мы рассматриваем случай ламинарного движения газа, когда число Рейнольдса невелико и газ движется по определённым линиям тока. Тогда газ, вытекающий из камеры, распространяется по линиям, уходящим в бесконечность, а газ, остающийся внутри камеры, движется по замкнутым линиям, причём на границе этих областей скорости газа одинаковы для обеих областей.

Сначала представим характер прохождения потока газа через отверстие, основываясь на анализе формирования пучка атомов при облучении металлической поверхности сфокусированным пучком лазера [18–20]. Хотя эта задача относится к другому процессу [21], характер формирования пучка атомов аналогичен в обоих случаях. При испарении атомов металла под действием облучения лазерным лучом металлической поверхности, находящейся в вакууме или разреженном газе, вблизи поверхности образуется пар атомов с полумаксвелловской функцией распределения по скоростям, т.е. эти атомы находятся в равновесии с поверхностью и движутся в направлении от поверхности. На расстоянии от поверхности порядка длины свободного пробега формируется пучок испаряющихся атомов с определённой дрейфовой скоростью и температурой, причём эти параметры связаны с параметрами первоначально испарённых атомов законами сохранения импульса и энергии.

В случае протекания через отверстие характер этого перехода представлен на рис. 7. При этом закон сохранения энергии имеет вид

$$\frac{3}{2} T = \frac{1}{2} m c_s^2 (T_b) + \frac{3}{2} T_b , \quad (4.1)$$



**Рис. 7.** Прохождение потока газа через отверстие камеры. 1 — граничная линия тока для потока газа [12].

где  $m$  — масса атома газа,  $T$  — температура газа до отверстия (здесь и далее мы выражаем температуру в энергетических единицах),  $T_b$  — температура газа в пучке,  $c_s$  — скорость звука, которая выражается через температуру атомного газа как  $c_s = (\gamma T/m)^{1/2} = (5T/3m)^{1/2}$ . Поскольку скорость звука соответствует скорости газа в области пучка, температура газа в пучке и в движущемся газе до формирования пучка даётся соотношением

$$T_b = \frac{9}{14} T = 0,64 T . \quad (4.2)$$

Из равенства потоков атомов на границе отверстия и в пучке имеем

$$\left( \frac{2T}{\pi m} \right)^{1/2} N = c_s(T_b) N_b , \quad (4.3)$$

где  $N$  — плотность атомов в газе перед отверстием,  $N_b$  — плотность атомов в пучке. Отсюда следует соотношение между плотностью атомов в газе и в пучке:

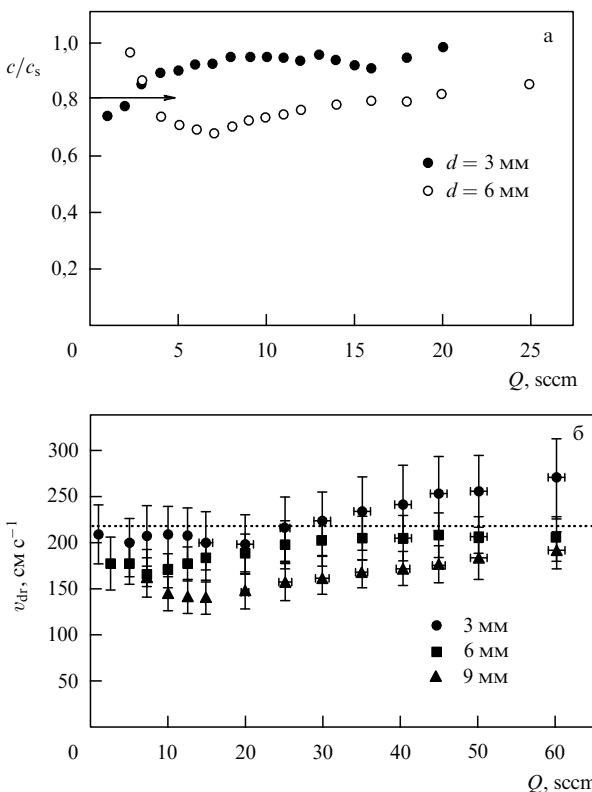
$$N_b = \sqrt{\frac{6T}{5\pi T_b}} N = \sqrt{\frac{28}{15\pi}} N = 0,77 N . \quad (4.4)$$

Отметим, что соотношения (4.2) и (4.4) относятся к пределу бесконечных значений коэффициента разрежения  $\delta$ , определяемого формулой (2.2). В таблице приводятся значения параметров выражения (4.4) при конечных значениях параметра (2.2) [22].

**Таблица.** Отношение параметров пучка и газа, из которого образуется пучок [22]

$\delta$	$T_b/T$	$N_b/N$	Литература
$\infty$	0,64	0,77	формулы (4.2) и (4.4)
6,3	0,7	0,3	[23]
1	0,8	0,6	[24]
1	0,8	0,6	[25]
10	0,85	0,75	[25]
1	0,85	0,75	[26]

Придерживаясь представленной на рис. 1 схемы, можно на основе простых измерений найти дрейфовую скорость атомов газа, истекающего из отверстия. Для этого необходимо определить расход газа, вводимого в камеру (1 на рис. 1), а также давление газа в камере. Тогда расход газа, т.е. число атомов, входящих в камеру в единицу времени (и соответственно проходящих в единицу времени через отверстие), составляет  $Q = \pi r^2 N v_g$ ,



**Рис. 8.** Дрейфовая скорость атомов аргона при истечении газа через отверстие согласно измерениям (а) [4], (б) [22]. Стрелка на рис. а и штриховая линия на рис. б отвечают скорости звука  $c_s(T_b)$  в соответствии с формулами (4.2)–(4.4);  $d$  — диаметр отверстия.

если допустить, что плотность атомов вблизи отверстия совпадает с плотностью атомов в камере, а скорость истечения атомов  $v_g = c_s(T_b)$  из камеры в плоскости отверстия не зависит от расстояния до оси отверстия. Здесь плотность атомов  $N$  следует из уравнения состояния газа  $N = p/T$  ( $p$  — давление газа,  $T$  — температура газа).

Тем самым на основе простых измерений можно определить дрейфовую скорость газа  $v_{dr}$ , истекающего из отверстия, и сравнить её со скоростью звука в пучке. В частности, на рис. 8 представлена дрейфовая скорость потока аргона, истекающего через отверстие в вакуум, которая восстановлена на основе измеренных значений расхода аргона  $Q$  и давления газа в камере  $p$  при сделанных предположениях относительно однородности потока. При этом единица расхода газа 1 sccm соответствует расходу 1 см<sup>3</sup> стандартного газа (т.е. при температуре 0 °C и давлении  $p = 1$  атм) в минуту, так что 1 sccm =  $4,48 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>.

Отметим, что при температуре газа в камере  $T = 300$  К скорость звука равна  $c_s(T) = 3,2 \times 10^4$  см с<sup>-1</sup>. Согласно формуле (4.2), температура газа в пучке  $T = 190$  К, что соответствует скорости звука  $c_s(T_b) = 2,6 \times 10^4$  см с<sup>-1</sup>. Этот результат относится к пределу  $\delta = \infty$  и более или менее соответствует большим значениям расхода аргона и радиуса отверстия. Для предельного случая, показанного на рис. 8б, когда радиус отверстия  $r = 3$  мм, а расход газа составляет  $Q = 60$  sccm при измеренном давлении в камере  $p = 60$  Па получим для плотности атомов аргона в камере  $N = 1,5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, газокинетическое сечение рассеяния при столкновении двух атомов аргона равно [27]  $\sigma_g = 3,7 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, это соответствует длине свободного пробега атомов аргона в газе  $\lambda = 0,2$  мм и значению коэффициента разрежения (2.2)  $\delta = 14$ . Поскольку при этом значении скорость пучка равна скорости звука при температуре газа в пучке, при таких значениях коэффициента разрежения использованные предположения для газодинамического пучка становятся справедливыми.

## 5. Дрейфовая скорость кластеров в потоке газа

На этой стадии введём в газовый поток кластеры в небольшом количестве, так что они не влияют на прохождение газового потока через отверстие, а взаимодействием между кластерами также можно пренебречь, т.е. их поведение в газовом потоке определяется только взаимодействием с атомами газа. Поскольку сильное взаимодействие атомов газа с кластерами проявляется только в области вблизи поверхности кластера, порядка атомных размеров, рассеяние атомов на кластере можно рассматривать в рамках модели твёрдой сферы (см., например, [28]), и диффузионное сечение рассеяния атомов газа на кластере равно  $\sigma_0 = \pi r_0^2$  [29, 30], где  $r_0$  — радиус кластера.

Подходя вместе с газовым потоком к отверстию камеры, где направленная скорость атомов газа изменяется в области размеров, сравнимых с радиусом отверстия, кластеры также изменяют свою скорость, однако если время прохождения кластерами этой области меньше или сравнимо с временем релаксации скорости кластеров  $\tau_{rel}$  (формула (3.3)), то равновесие кластеров с газовым потоком нарушается, т.е. кластеры проходят через отверстие и распространяются после него со скоростью, отличной от скорости газового потока. Поэтому на основе измерения функции распределения кластеров по скоростям после отверстия можно восстановить характер ускорения газового потока перед отверстием.

Теперь рассмотрим этот процесс с точки зрения эксперимента и выясним, какие параметры кластерного пучка могут быть получены с учётом точности проводимых измерений. Эти параметры следуют из измерения функции распределения кластеров по скоростям, проводимого с использованием масс-спектрального фильтра.

Пример такого фильтра QMF-200, производимого, как и генератор металлических кластеров NC-200, исследовательской фирмой Oxford Applied Research (Великобритания), а также принцип действия этого масс-фильтра представлены на рис. 9. Заряженные кластеры тормозятся задерживающим потенциалом  $U$ , и почти остановленные кластерные ионы осциллируют под действием переменного поля, поддерживаемого в щели; таким способом отбираются медленные кластерные ионы. При этом существенно, что кластеры могут заряжаться однократно или оставаться нейтральными [9, 11, 31, 32]. Функция распределения кластерных ионов, обладающих заданной энергией  $eU$  или соответствующей этой энергии скоростью  $v$ , даётся соотношением [33, 34]

$$\frac{e^2}{M} f(v) = \frac{dJ(U)}{dU}. \quad (5.1)$$

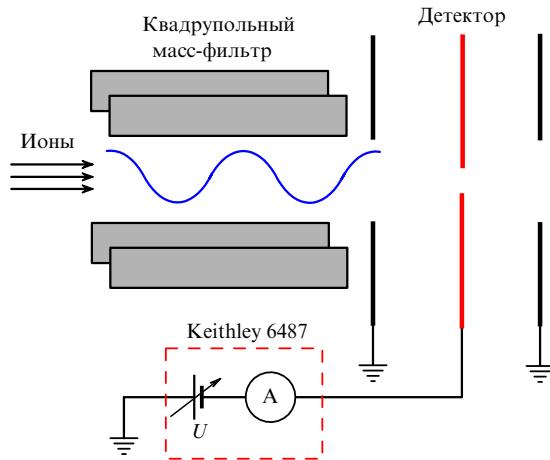


Рис. 9. Схема измерения поперечных скоростей кластерных ионов.

На рисунке 10 даны примеры измерения функции распределения кластеров по скоростям в направлении потока.

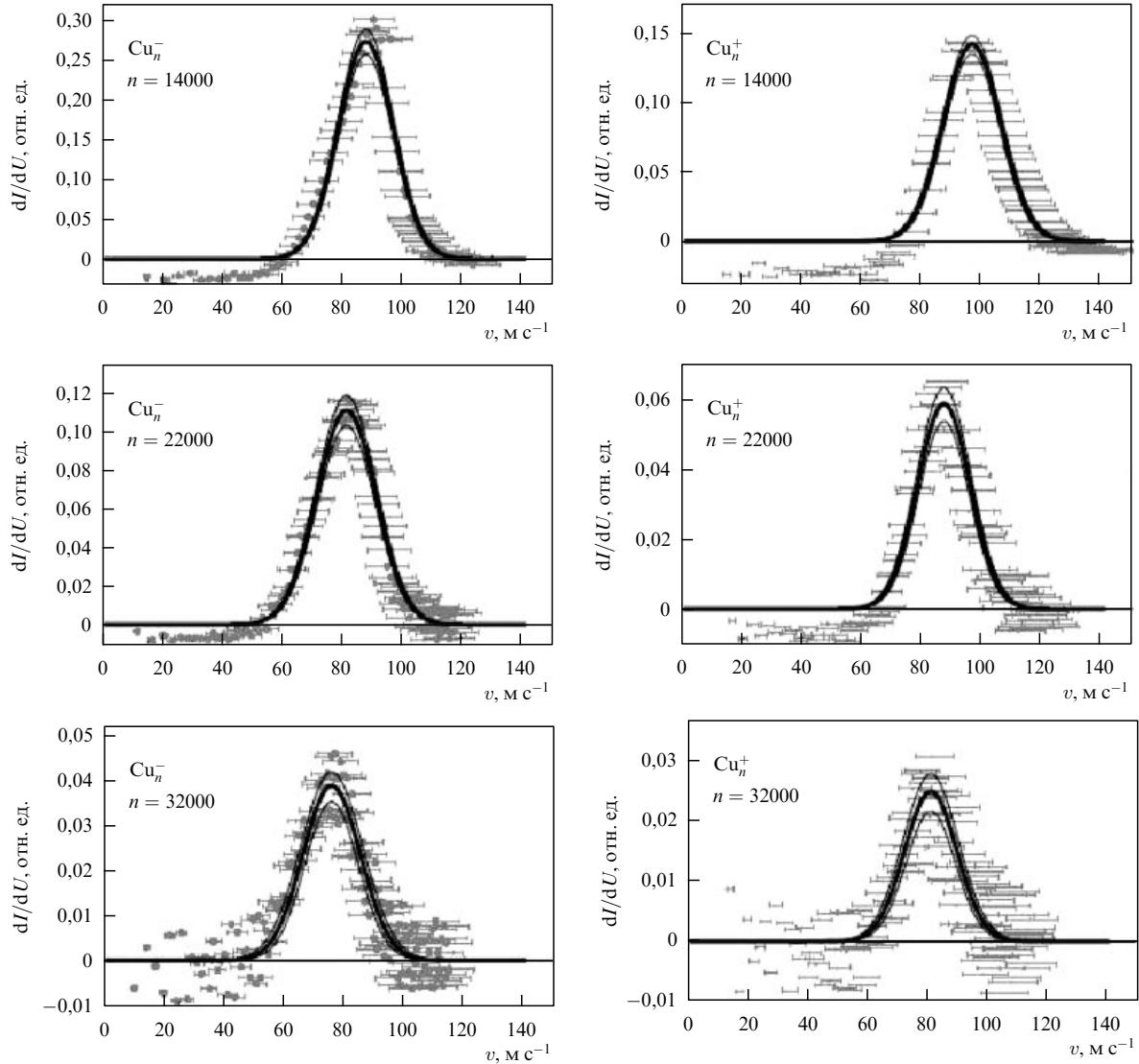


Рис. 10. Функция распределения положительно и отрицательно заряженных кластеров меди разных размеров по скоростям при их захвате потоком аргона для следующих экспериментальных условий: расход аргона  $Q = 15 \text{ sccm}$ , давление аргона  $p = 19 \text{ Па}$ , мощность магнетронного разряда  $P = 120 \text{ Вт}$ , радиус отверстия  $r = 3 \text{ мм}$  [35].

Используя результаты измерений, функцию распределения кластеров после прохождения отверстия удобно представить в виде

$$f(v) = C \exp \left[ -\frac{M(v_{\parallel} - w)^2}{2T_{\parallel}} - \frac{Mv_{\perp}^2}{2T_{\perp}} \right], \quad (5.2)$$

причём параметры этого распределения описывают характер прохождения газового пучка через отверстие. Здесь  $C$  — нормировочный множитель,  $M$  — масса кластера,  $w$  — дрейфовая скорость пучка кластеров,  $v_{\parallel}$ ,  $v_{\perp}$  — скорости кластера при движении вдоль оси и в поперечном направлении соответственно,  $T_{\parallel}$ ,  $T_{\perp}$  — эффективные температуры вдоль оси и перпендикулярно к ней.

Придерживаясь функции распределения кластеров в потоке газа, описываемой формулой (5.2), удобно связать параметры этой формулы с характером столкновения атомов газа и кластеров в потоке газа. Для простоты будем считать, что вблизи отверстия камера имеет коноидальную форму, как это показано на рис. 11. Эта

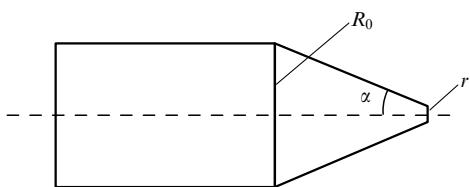


Рис. 11. Геометрия движения газового потока по цилиндрической трубе с коническим окончанием.

простая геометрия камеры перед отверстием может быть рассмотрена как модель потока вблизи отверстия.

Далее нашей задачей является анализ движения газового потока внутри конусообразной трубы [36]. Для этого введём параметр  $\xi$  как

$$\xi = 1 + \frac{z \tan \alpha}{R}, \quad (5.3)$$

где  $z$  — расстояние от отверстия для заданного сечения,  $R = r + z \tan \alpha$  — радиус трубы в этом сечении, причём из закона сохранения массы газа, пересекающего каждое сечение, имеем для скорости потока  $v(z)$  на расстоянии  $z$  от отверстия выражение

$$v(z) = \frac{dz}{dt} = \frac{c_s r^2}{(r + z \tan \alpha)^2} = \frac{c_s}{\xi^2}, \quad (5.4)$$

где  $c_s$  — скорость газового потока при пересечении им плоскости отверстия. Решение уравнения (5.4) даёт следующий закон распространения газового потока:

$$\xi^3(t) = \frac{t_0 - t}{\tau_{\text{or}}}, \quad \tau_{\text{or}} = \frac{r}{3c_s \tan \alpha}. \quad (5.5)$$

Это решение показывает, на каком расстоянии от отверстия находится заданный элемент газового потока, если в начальный момент времени параметр  $\xi$  велик,  $\xi \gg 1$ . Тогда решение вблизи отверстия не зависит от параметра  $t_0$ , или, иначе,  $t_0 \gg \tau_{\text{or}}$ . При этом рассматриваемый элемент газового потока достигает отверстия в момент  $t_0 - \tau_{\text{or}}$ , а его скорость  $v(t)$  в момент времени  $t$  равна

$$v(t) = c_s \left( \frac{\tau_{\text{or}}}{t_0 - t} \right)^{2/3}. \quad (5.6)$$

Теперь определим скорость кластеров  $w$  в рассматриваемом газовом потоке, которая следует из уравнения

$$\frac{dw}{dt} = \frac{v(t) - w}{\tau_{\text{rel}}}. \quad (5.7)$$

В пределе  $w(t) \ll v(t)$ , когда кластеры не успевают подстроиться под скорость газового потока, получаем следующую оценку для скорости кластеров  $w$  при пересечении газовым потоком с кластерами плоскости отверстия:

$$w \sim c_s \left( \frac{\tau_{\text{or}}}{\tau_{\text{rel}}} \right)^{2/3}, \quad (5.8)$$

причём такая зависимость дрейфовой скорости кластеров от параметров задачи имеет место при выполнении

следующего критерия с учётом формулы (5.5):

$$\frac{\tau_{\text{or}}}{\tau_{\text{rel}}} \sim \frac{r}{c_s \tau_{\text{rel}} \tan \alpha} \ll 1. \quad (5.9)$$

Точное решение уравнения (5.7) в этом пределе [36] имеет вид

$$w_0 = c_s (v \tau_{\text{or}})^{2/3} \Gamma \left( \frac{1}{3} \right) = 2,68 c_s \left( \frac{\tau_{\text{or}}}{\tau_{\text{rel}}} \right)^{2/3} = 1,3 c_s \left( \frac{r}{c_s \tan(\alpha) \tau_{\text{rel}}} \right)^{2/3}. \quad (5.10)$$

Полученная дрейфовая скорость отвечает пределу малых значений параметра  $\tau_{\text{or}}/\tau_{\text{rel}}$  в формуле (5.9). Учитывая, что дрейфовая скорость кластеров не может превысить скорость газового потока в плоскости отверстия  $c_s$ , удобно аппроксимировать дрейфовую скорость кластеров  $w$  в широкой области параметров формулой

$$w = \frac{w_0 c_s}{w_0 + c_s}, \quad (5.11)$$

которая переходит в формулу (5.10) в пределе малых дрейфовых скоростей,  $w \ll c_s$ . Дрейфовая скорость также равна скорости газового потока у отверстия  $c_s$  при быстрой релаксации скорости кластера.

Проведём численные оценки, ориентируясь, как и ранее, на параметры кластеров меди в потоке аргона, которые приведены на рис. 10. В этом случае кластеры меди содержат в среднем  $n = 1,4 \times 10^4$  атомов, что соответствует радиусу кластера  $r_0 = 3,5$  нм. При давлении  $p = 60$  Па, которое соответствует расходу газа  $Q = 60$  ссм и плотности атомов аргона  $N = 1,5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, имеем для приведённой константы скорости релаксации в соответствии с формулой (3.3)  $k_{\text{rel}} = 2,2 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>. Время релаксации для скорости кластера составляет в этом случае  $\tau_{\text{rel}} = 70$  мкс. При этом малый параметр в формуле (5.9) равен  $r/(c_s \tau_{\text{rel}}) = 0,2$ . Это подтверждает реальность рассматриваемого режима дрейфа кластеров в газовом потоке. На рисунке 12 приведены экспериментальные значения дрейфовых скоростей кластеров как функции расхода газа.

Учитывая коническую форму течения вблизи отверстия и основываясь на формулах (5.10) и (5.11) для дрейфовой скорости кластеров, восстановим угол конуса  $\alpha$  на основе экспериментальных данных, которые представлены на рис. 12. Зависимость угла конуса от расхода газа приведена на рис. 13. Несмотря на высокую

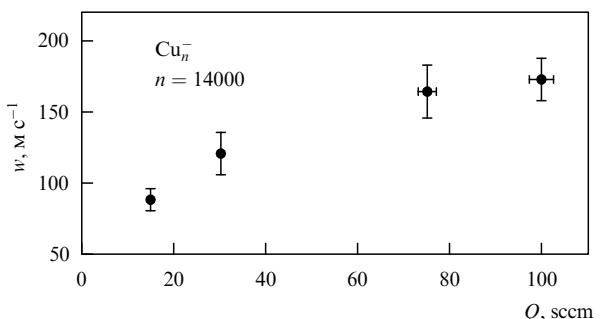
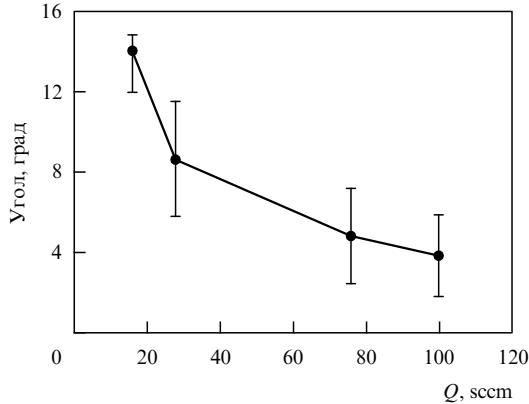


Рис. 12. Дрейфовая скорость отрицательно заряженных кластеров меди, состоящих из  $n = 1,4 \times 10^4$  атомов, в зависимости от расхода аргона при радиусе отверстия  $r = 3,5$  мм [35].



**Рис. 13.** Зависимость угла конуса от расхода газа, полученная на основании данных рис. 12 при моделировании линий тока газа вблизи отверстия конусом, т.е. в предположении прямолинейных линий тока вблизи отверстия.

погрешность при больших значениях расхода, из анализа данных рис. 13 можно прийти к следующему выводу. По мере увеличения расхода газа, которое соответствует увеличению плотности газа, кластеры приобретают дрейфовую скорость в области, более близкой к отверстию. Поскольку эффективный угол, характеризующий движение потока газа, согласно данным рис. 13 уменьшается с увеличением расхода, то вблизи отверстия линии тока для газового потока стремятся стать параллельными осями, т.е. имеют вид, приведённый на рис. 6.

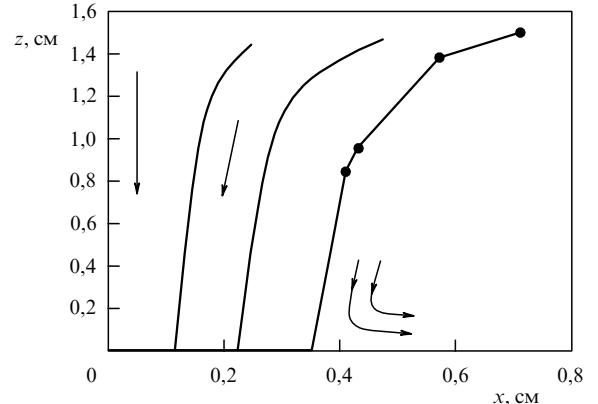
Данные для дрейфовой скорости кластеров, которые представлены на рис. 12, могут быть использованы для определения линий тока для потока газа, проходящего через отверстие при условиях, когда плотность кластеров относительно мала и кластеры не влияют на распространение потока газа вблизи отверстия камеры. Действительно, моделируя движение потока газа в заданном сечении конической формой потока, на основе формул (5.10) и (5.11) для дрейфовой скорости кластеров из экспериментальных данных можно определить подходящий угол конуса  $\alpha$ , значения которого представлены на рис. 13. Далее, уравнение (5.7) даёт в пределе  $w(t) \ll v(t)$ :

$$dz = \tau_{\text{rel}} dw, \quad (5.12)$$

где координата  $z$  направлена перпендикулярно плоскости отверстия. Считая, что угол  $\alpha$  невелик (см. рис. 13), т.е. движение потока направлено практически перпендикулярно плоскости отверстия, находим, что основной вклад в дрейфовую скорость при данной плотности газа вносят расстояния от отверстия, равные  $z \approx w\tau_{\text{rel}}$ . При этом при моделировании движения потока газа в конусной трубе имеем эффективный угол раствора конуса  $\alpha$ , соответствующий представленному на рис. 13.

Сопоставление рассматриваемых параметров  $\alpha$  и  $z$  позволяет определить границу области для потока газа, так что газ, находящийся внутри этой области, проходит через отверстие, тогда как газ вне этой области остаётся внутри камеры. На рисунке 14 показаны линии тока для потока аргона, полученные на основе формул (5.10)–(5.12).

Сформулированный выше алгоритм определения линий тока может быть использован в одном измерении, если давление газа в камере менять путём изменения



**Рис. 14.** Линии тока для правой части потока аргона, проходящего через отверстие радиусом  $r = 3,5$  мм, при условиях рис. 13.

расхода газа и одновременно с заданным значением расхода газа (или его давления в камере) фиксировать дрейфовую скорость кластеров в потоке.

Отметим, что ламинарный характер движения кластеров в газовом потоке определяется числом Стокса Stk, которое выражается как [37]

$$\text{Stk} = \frac{\tau_{\text{rel}} c_s}{r_0}, \quad (5.13)$$

где  $\tau_{\text{rel}}$  — время релаксации скорости кластера к скорости газового потока, в котором он находится, в результате столкновений атомов газа с кластером,  $c_s$  — характеристическая максимальная скорость потока,  $r_0$  — радиус кластера меди. Взяв типичные значения параметров для представленного на рис. 12 случая (радиус кластера  $r_0 = 5$  нм, скорость протекания газа через отверстие  $c_s = 2 \times 10^4$  см  $\text{s}^{-1}$ ), получаем при расходе аргона  $Q = 100$  см/мин время релаксации для движения кластеров  $\tau_{\text{rel}} \approx 50$  мкс, что соответствует значению числа Стокса  $\text{Stk} \approx 2 \times 10^6$ .

Большое значение числа Стокса означает отсутствие возмущения вблизи отверстия [38, 39]. Кроме того, в случае ламинарного движения газа, которое имеет место в рассматриваемом режиме, вязкость газа слабо влияет на его движение [6, 40]. Тем самым движение газа характеризуется малыми значениями числа Рейнольдса [41, 42]:

$$\text{Re} = \frac{vr}{v}, \quad v = \frac{\eta}{\rho}, \quad (5.14)$$

где  $\eta$  — динамическая вязкость газа,  $v$  — кинематическая вязкость газа,  $\rho$  — массовая плотность газа,  $R$  — текущий радиус потока,  $v$  — текущая скорость газового потока. Поскольку стационарность газа требует сохранения массы газа, протекающего через каждое сечение в единицу времени, имеем  $v(R)R^2 = v_g r^2$ , где  $v_g$  — направленная скорость газа у отверстия. Отсюда получаем для текущего значения числа Рейнольдса

$$\text{Re}(R) = \text{Re}(r) \frac{r}{R}, \quad (5.15)$$

т.е. число Рейнольдса достигает максимального значения у отверстия. Для типичных параметров рассматриваемого течения газа  $Q = 60$  см/мин,  $r = 3$  мм имеем для динамической вязкости газа  $\eta = 2,3 \times 10^{-4}$  г  $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1}$  и кинематической вязкости газа  $v = 230$  см $^2$  с $^{-1}$ , так что

число Рейнольдса  $Re \approx 30$ , тогда как ламинарное движение газа нарушается при более высоких значениях числа Рейнольдса,  $Re \sim 10^4$  [43, 44].

## 6. Кинетика движения кластеров в газовом потоке

В разделе 5 было показано, что на основе измеренных дрейфовых скоростей кластеров можно восстановить линии тока для газового потока, проходящего через отверстие. Точность этой операции ограничена, поскольку для этой цели мы моделируем движение газа на границе потока, проходящего через отверстие, конической формой границы, а также заменяем текущее значение расстояния от отверстия его средним значением. Тем не менее измерения дрейфовой скорости кластеров в зависимости от плотности газа (или расхода газа) как от непрерывной переменной позволяют найти линии тока для проходящего через отверстие газового потока с определённой точностью. Можно повысить эту точность, используя дополнительные измеряемые параметры функции распределения кластеров по скоростям на выходе.

Действительно, наряду с дрейфовой скоростью кластеров и функция распределения кластеров по скоростям на выходе (5.2) содержит ещё два параметра — температуру продольного  $T_{\parallel}$  и поперечного  $T_{\perp}$  движений кластеров. Эти параметры могут быть определены с помощью измерения функции распределения кластеров по продольным скоростям, как это показано на рис. 10, а также распределения кластеров по углам разлёта после прохождения отверстия камеры. При этом малая ширина распределения кластеров по скоростям, как это следует из рис. 10, позволяет оперировать с эффективной продольной температурой, т.е. с функцией распределения по скоростям (5.2) для кластеров на выходе из отверстия. Далее мы обсудим возможность получения параметров функции распределения на основе данных по кинетике кластеров в газовом потоке.

Основу рассмотрения составляет анализ кинетического уравнения для функции распределения  $f(\mathbf{v}, t)$  кластеров по скоростям, имеющего вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = I_{\text{col}}(f). \quad (6.1)$$

Считая, что внешние поля и неоднородности отсутствуют, мы включаем эти эффекты в интеграл столкновений  $I_{\text{col}}(f)$  кластеров с атомами газа, где учитывается изменение скорости газового потока по мере приближения к отверстию. При этом интеграл столкновений учитывает упругие столкновения атомов с кластерами:

$$I_{\text{col}}(f) = \int [f(\mathbf{v}') \varphi(\mathbf{v}'_1) - f(\mathbf{v}) \varphi(\mathbf{v}_1)] g d\sigma d\mathbf{v} d\mathbf{v}_1. \quad (6.2)$$

Здесь  $\mathbf{v}, \mathbf{v}'$  — скорости кластеров до и после столкновения,  $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}'_1$  — скорости атомов до и после столкновения. В рассматриваемом случае входящее в интеграл столкновений сечение рассеяния атома на кластере в рамках модели жидкой капли для кластера имеет простой вид  $d\sigma = \pi r_0^2 d\cos \vartheta = \sigma_0 d\cos \vartheta$ , где  $r_0$  — радиус кластера,  $\sigma_0$  — диффузионное сечение рассеяния атома на кластере,  $\vartheta$  — угол рассеяния. Соответственно упрощаются выражения для среднего изменения импульса кластера  $M\mathbf{v}$  и его энергии  $Mv^2/2$  как функции времени, которые даются

5\*

следующими формулами:

$$I_P \equiv \int M\mathbf{v} I_{\text{col}}(f) d\mathbf{v} = \int g\mathbf{g} f(\mathbf{v}) \varphi(\mathbf{v}_1) d\mathbf{v} d\mathbf{v}_1, \quad (6.3)$$

$$I_E \equiv \int \frac{Mv^2}{2} I_{\text{col}}(f) d\mathbf{v} = \int Vg\mathbf{g} f(\mathbf{v}) \varphi(\mathbf{v}_1) d\mathbf{v} d\mathbf{v}_1.$$

Здесь  $\mathbf{g} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}$  — относительная скорость атома и кластера,  $V = (M\mathbf{v} + m\mathbf{v}_1)/M$  — скорость центра масс для сталкивающихся частиц. При этом мы учли, что масса кластера значительно превышает массу атома, т.е. координата кластера является одновременно центром тяжести сталкивающихся атома и кластера, и  $M \gg m$ .

Эти характеристики используются в уравнениях для средних параметров распределения кластеров. Действительно, умножив кинетическое уравнение на импульс ( $M\mathbf{v}$ ) и энергию ( $Mv^2/2$ ) кластеров и усреднив по скоростям кластеров и атомов, получим следующие уравнения для средних величин [45, 46]:

$$M \frac{d\mathbf{w}}{dt} = m\sigma_0 N_a \langle \mathbf{g}\mathbf{g} \rangle, \quad \frac{dE}{dt} = m\sigma_0 N_a \langle Vg\mathbf{g} \rangle, \quad (6.4)$$

а функции распределения кластеров и атомов по скоростям, с которыми производится усреднение в формулах (6.3), (6.4), в первом приближении даются выражениями

$$f(\mathbf{v}) = N_{\text{cl}} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{w}), \quad (6.5)$$

$$\varphi(\mathbf{v}_1) = N_a \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m(\mathbf{v}_1 - \mathbf{w}_a)^2}{2T} \right],$$

где  $N_a, N_{\text{cl}}$  — плотность атомов и кластеров соответственно,  $\mathbf{w}$  — дрейфовая скорость кластеров,  $\mathbf{w}_a$  — направленная скорость атомов. При этом представленный вид функции распределения кластеров с учётом критерия  $M \gg m$  справедлив при условии [47]

$$Mw^2 \gg T. \quad (6.6)$$

В частности, крайняя слева точка на рис. 12, относящаяся к расходу газа  $Q = 16$  sccm, соответствует кинетической энергии кластера  $Mw^2/2 = 24$  эВ, что значительно превышает тепловую энергию атомов, т.е. критерий (6.6) хорошо выполняется. Функция распределения атомов считается максвелловской. Действительно, кластеры не играют роли в установлении равновесия для системы атомов, и если предположить, что расстояние, на котором заметно изменяется дрейфовая скорость атомов, значительно превышает длину свободного пробега атомов, то в каждой точке имеет место локальное термодинамическое равновесие, что ведёт к максвелловской функции распределения по скоростям (6.5), причём далее будем считать, что температура газа не меняется по мере ускорения газового потока вблизи отверстия.

Отметим, что первое из уравнений (6.4) можно рассматривать как уравнение Ньютона, где действующая на кластер сила является силой трения, обусловленной столкновениями с атомами газа [48], причём в данном случае эта сила направлена перпендикулярно отверстию и равна

$$\mathbf{F} = \frac{m}{\lambda} \langle \mathbf{g}\mathbf{g} \rangle, \quad (6.7)$$

где длина свободного пробега атомов  $\lambda = 1/(N_a \sigma_0)$ . Вводя угол  $\vartheta$  между векторами  $\mathbf{w}$  и  $\mathbf{v}_1$ , получаем для правой части первого уравнения (6.4):

$$\langle g_z g \rangle = \left\langle (w - v_1 \cos \vartheta) \sqrt{v_1^2 + w^2 - 2v_1 w \cos \vartheta} \right\rangle. \quad (6.8)$$

Усреднение проведено с функциями распределения по скоростям (6.5) для кластеров и атомов газа. В пределе  $w \ll v_1$  эта величина равна

$$\langle g_z g \rangle = \left\langle (w - v_1 \cos \vartheta)(v_1 - w \cos \vartheta) \right\rangle = \frac{8w}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2T}{m}}. \quad (6.9)$$

В результате первое уравнение (6.4) совпадает с уравнением (3.2), где время релаксации даётся формулой (3.3).

Если критерий (6.6) выполняется, то имеем в первом приближении для скорости центра масс сталкивающихся кластера и атома:

$$\mathbf{V} = \frac{M\mathbf{w} + m\mathbf{v}_1}{M + m} \approx \mathbf{w}. \quad (6.10)$$

С учётом (6.10) второе уравнение (6.4) принимает вид

$$\frac{de}{dt} = \frac{mw}{\lambda} \langle g_z g \rangle. \quad (6.11)$$

Разделив это уравнение на первое уравнение (6.4), получаем

$$\frac{de}{dw} = Mw, \quad (6.12)$$

т.е.  $e = Mw^2/2$ . Как видно, для определения температуры кластеров необходимо приближение, основанное на малости параметра  $w/v_1$  в уравнении (6.8).

Таким образом, определение продольной температуры требует анализа кинетического уравнения с учётом малых отклонений от рассмотренного выше первого приближения. Тогда могут стать существенными небольшие изменения геометрии потока и других условий задачи. Что касается поперечной температуры, то она может быть связана с изменениями направления движения потока газа. На основе этого можно сформулировать общий подход к нахождению линий тока при прохождении газового потока через отверстие. В первом приближении для решения этой задачи используем значения дрейфовой скорости кластеров как функции плотности газа (или расхода газа), как это сделано при получении рис. 15. В приближении, основанном на малости параметра  $w/v_1$  в уравнении (6.8), это решение берётся за основу и поправки к нему следуют из сравнения экспериментальной и теоретической зависимостей от плотности газа для продольной и поперечной температур кластерного потока.

## 7. Заключение

Проведённый анализ экспериментальных и теоретических данных показывает перспективность добавления кластеров в газовый поток для исследования эволюции этого потока в пространстве при определённых условиях. Возможность использования этого метода продемонстрирована для случая прохождения газового потока

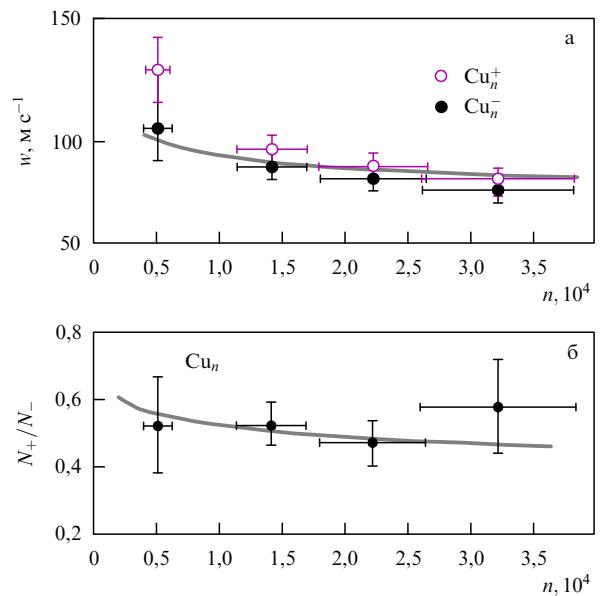


Рис. 15. Дрейфовая скорость для положительно и отрицательно заряженных кластеров меди (а), а также отношение плотностей положительно и отрицательно заряженных кластеров меди (б) как функция числа атомов в кластере [35]. Расход газа в потоке аргона  $Q = 16$  sccm, радиус отверстия  $r = 3,5$  мм. Сплошная линия на рис. а получена по формулам (5.10) и (5.11), а на рис. б отвечает равновесию электронов и ионов при температуре электронов 0,2 эВ.

через отверстие. Показана необходимость совмещения теории и эксперимента, а также то, что точный результат требует одновременного использования эксперимента и теории для анализа различных аспектов исследуемого процесса. Отмечается, что линии тока для газового потока могут быть найдены визуальным способом путём добавления в поток пылевых частиц микрометрового размера, фотографирование которых в последовательные моменты времени позволяет восстановить линии тока. Использование кластеров нанометровых размеров отвечает более высокому разрешению и основано на другом принципе, связанным с неравновесностью процесса движения кластеров в газовом потоке.

ПВК, АВК и БМС выполнили исследование за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00124).

## Список литературы

1. Александров М Л, Куснер Ю С *Газодинамические молекулярные, ионные и кластеризованные пучки* (Л.: Наука, 1989)
2. Pauly H *Atom, Molecule, and Cluster Beams* (Berlin: Springer, 2000)
3. Campargue R (Ed.) *Atomic and Molecular Beams: The State of the Art 2000* (Berlin: Springer, 2001)
4. Shyjumon I et al. *Thin Solid Films* **500** 41 (2006)
5. Ganeva M, Pipa A V, Hippler R *Surf. Coat. Technol.* **213** 41 (2012)
6. Bird G A *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Oxford: Clarendon Press, 1994)
7. Hadacek N, Périn J P, Viarouge F *Vacuum* **60** 85 (2001)
8. Jitschin W *Vacuum* **76** 89 (2004)
9. Haberland H et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **10** 3266 (1992)
10. Каштанов П В, Смирнов Б М, Хипплер Р УФН **177** 473 (2007); Kashtanov P V, Smirnov B M, Hippler R *Phys. Usp.* **50** 455 (2007)
11. Haberland H et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **12** 2925 (1994)
12. Smirnov B M *Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors* (Berlin: De Gruyter, 2012)
13. Wigner E, Seitz F *Phys. Rev.* **46** 509 (1934)
14. Wigner E *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934)

15. Rao R A, Whitby K T *J. Aerosol Sci.* **9** 77 (1978)
16. Licht W *Air Pollution Control Engineering: Basic Calculations for Particulate Collection* (New York: M. Dekker, 1980)
17. Reist P C *Introduction to Aerosol Science* (New York: Macmillan Publ. Co., 1984)
18. Анисимов С И и др. *Действие излучения большой мощности на металлы* (Под ред. А М Бонч-Бруевича, М А Ельяшевича) (М.: Наука, 1970)
19. Бронин С Я, Полищук В П *TBT* **22** 755 (1984)
20. Брыкин М В, Воробьев В С, Шелохов Б П *TBT* **25** 468 (1987)
21. Воробьев В С *УФН* **163** (12) 51 (1993); Vorob'ev V S *Phys. Usp.* **36** 1129 (1993)
22. Ganeva M et al. *Vacuum* **110** 140 (2014)
23. Kousal J et al. *Vacuum* **96** 32 (2013)
24. Varoutis S et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **26** 228 (2008)
25. Sharipov F J. *Fluid Mech.* **518** 35 (2004)
26. Sharipov F J. *Vac. Sci. Technol. A* **30** 021602 (2012)
27. Smirnov B M *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes* (Berlin: Springer, 2008)
28. Smirnov B M *Principles of Statistical Physics: Distributions, Structures, Phenomena, Kinetics of Atomic Systems* (Weinheim: Wiley-VCH, 2006)
29. Smirnov B M *Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas* (New York: Springer, 2000)
30. Smirnov B M *Cluster Processes in Gases and Plasmas* (Weinheim: Wiley-VCH, 2010)
31. Haberland H (Ed.) *Clusters of Atoms and Molecules: Theory, Experiment, and Clusters of Atoms* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
32. Pratontep S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **76** 045103 (2005)
33. Böhm C, Perrin J *Rev. Sci. Instrum.* **64** 31 (1993)
34. Hutchinson I H *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002)
35. Ganeva M et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 045011 (2013)
36. Smirnov B M, Shyjumon I, Hippler R *Phys. Rev. E* **75** 066402 (2007)
37. Stokes number, [http://en.wikipedia.org/wiki/Stokes\\_number](http://en.wikipedia.org/wiki/Stokes_number)
38. Фукс Н А *Механика аэрозолей* (М.: Изд-во АН СССР, 1955); Fuchs N A *The Mechanics of Aerosols* (New York: Dover Publ., 1989)
39. Hinds W C *Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles* (New York: Wiley, 1999)
40. Vincenti W G, Kruger C H *Introduction to Physical Gas Dynamics* (New York: Wiley, 1967)
41. Stokes G *Trans. Cambr. Philos. Soc.* **9** 8 (1851); reprinted in *Mathematical and Physical Papers Vol. 3*, 2nd ed. (New York: Johnson Reprint Corp., 1966) p. 1
42. Reynolds O *Phil. Trans. R. Soc. London* **174** 935 (1883)
43. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986); Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)
44. Крайнов В П *Качественные методы в физической кинетике и гидрогазодинамике* (М.: Высшая школа, 1989); Krainov V P *Qualitative Methods in Physical Kinetics and Hydrodynamics* (New York: American Institute of Physics, 1992)
45. Smirnov B M *Plasma Processes and Plasma Kinetics* (Weinheim: Wiley-VCH, 2007)
46. Smirnov B M *Fundamentals of Ionized Gases: Basic Topics in Plasma Physics* (Berlin: Wiley-VCH, 2012)
47. Смирнов Б М *ДАН СССР* **168** 322 (1966); Smirnov B M *Sov. Phys. Dokl.* **11** 429 (1966)
48. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979); Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)

## Clusters as a diagnostics tool for gas flows

**M. Ganeva**

*Institute of Physics, University of Greifswald,  
Felix-Hausdorff-Str. 6, 17489 Greifswald, Germany;  
Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich Centre for Neutron Science,  
Outstation at MLZ, Lichtenberg Str. 1, 85747 Garching, Germany*

**P.V. Kashtanov, A.V. Kosarim, B.M. Smirnov**

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,  
ul. Izhorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation  
E-mail: kashtan@maryno.net, bmsmirnov@gmail.com*

**R. Hippler**

*Institute of Physics, University of Greifswald,  
Felix-Hausdorff-Str. 6, 17489 Greifswald, Germany*

The example of a gas flowing through an orifice into the rarefied surrounding space is used to demonstrate the possibility of using clusters for diagnosing gas flows. For conditions studied (it takes a cluster about the same time to relax to the gas velocity it does to reach the orifice), information on the flow parameters inside the chamber is obtained from the measurement of the cluster drift velocity after the passage through the orifice for various gas consumptions. Other possible uses of clusters in gas flow diagnostics are discussed as well.

**Keywords:** clusters, gas flows with clusters, size distribution function of clusters, gas-dynamics of gas flows, cluster beams

PACS numbers: **36.40.-c, 47.15.-x, 47.85.L-**

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506d.0619

Bibliography — 48 references

Received 14 January 2015

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **185** (6) 619–629 (2015)

*Physics – Uspekhi* **58** (6) (2015)