

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Н.Н. Кудрявцев, О.А. Мазяр, А.М. Сухов

(Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.)

(Статья поступила 27.10.92 г., после доработки 16.03.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (75).
 2. Традиционные методы получения молекулярных пучков (76).
 - 2.1. Эффузионные источники.
 - 2.2. Газодинамические источники.
 3. Импульсные газодинамические источники (80).
 - 3.1. Импульсные газодинамические источники с электромагнитными клапанами.
 - 3.2. Импульсные газодинамические источники с пьезоэлектрическими клапанами.
 - 3.3. Импульсные газодинамические источники с клапанами типа "петля тока".
 4. Способы получения высокоэнергетических газодинамических молекулярных пучков (83).
 5. Источники на основе перезарядки ускоренных ионов (85).
 6. Механический источник (87).
 7. Генерации пучков атомарного кислорода (87).
 - 7.1. Термическая диссоциация кислорода.
 - 7.2. Диссоциация кислорода в ВЧ и СВЧ разрядах.
 - 7.3. Диссоциация кислорода в электрической дуге постоянного тока.
 - 7.4. Диссоциация кислорода в непрерывном оптическом разряде.
 - 7.5. Получение атомов кислорода нейтрализацией периферийной плазмы токамака.
 - 7.6. Распылительный источник атомов кислорода.
 - 7.7. Диссоциация кислорода за интенсивной ударной волной.
 - 7.8. Источник пучков атомов кислорода, основанный на нейтрализации ионов $O^-(^2P)$ посредством фотоотрыва электронов.
 8. Заключение (91).
- Список литературы (91).

1. Введение. Метод молекулярных пучков — направленных пучков атомов и молекул — широко применяется в ходе исследований в различных областях физики и химии. Использование техники молекулярных пучков, с одной стороны, позволяет изучать свойства отдельных частиц в отсутствие столкновений частиц друг с другом. При помощи метода молекулярных пучков получены такие классические физические результаты, как экспериментальные подтверждения наличия у атомов магнитных моментов и их квантования (Штерн, Герлах, 1922 г.), формулы для длины волны де Бройля (Штерн, Фишер и Истерман, 1931 г.). С другой стороны, этот метод эффективно применяется в исследованиях процессов, обусловленных столкновениями частиц. Традиционными областями применения метода атомных и

молекулярных пучков стали эксперименты по изучению процессов рассеяния частиц, выявлению механизмов элементарных химических реакций в газовой фазе. Метод молекулярных пучков в применении к химическим задачам подразумевает осуществление лишь одного столкновения между двумя реагирующими частицами, что позволяет избежать усреднений характеристик процессов, возникающих в ходе исследований в условиях многократных столкновений. Метод позволяет получать подробную информацию о влиянии скоростей движения частиц, квантовых состояний реагентов на вероятность образования продуктов и их распределение по внутренним состояниям, скоростям. Возможность поляризации и ориентации молекул в молекулярных пучках позволяет изучать роль стерических факторов в химических реакциях [1]. Метод молекулярных пучков занимает ведущее место в исследованиях элементарных химических реакций в газовой фазе. В 1986 г. Д. Хершбаху и Ю. Ли за развитие метода молекулярных пучков была присуждена Нобелевская премия по химии.

В последние годы метод молекулярных пучков стал широко применяться для исследований динамики взаимодействия газ — поверхность. Молекулярные пучки обладают рядом свойств, упрощающих изучение кинетики реакций, протекающих на поверхности твердых тел. Молекулярные пучки обеспечивают высокий поток реагирующих частиц на поверхность при низком давлении фонового газа. Так как столкновения в газовой фазе отсутствуют, можно наблюдать только те реакции, которые протекают на поверхности твердого тела, причем их скорость не ограничивается диффузией частиц газа к поверхности и от нее [2].

Молекулярно-пучковые эксперименты позволяют детально изучать процессы адсорбции газов на

поверхностях твердых тел, являющиеся первым шагом технологически важных процессов, таких, как эпитаксиальный рост полупроводниковых структур, гетерогенные каталитические реакции, влияние на них различных факторов: состояния, скорости, угла падения частиц, температуры поверхности и т.д. [3, 4]. Исследования рассеяния молекулярных пучков на поверхностях твердых тел являются источником информации о механизме переноса энергии в процессах столкновений, о потенциале взаимодействия газ — поверхность [5, 6], что важно для создания теории рассеяния молекул на поверхностях, применимой для описания химических реакций, протекающих с участием поверхности твердого тела [7].

При движении космических летательных аппаратов, выполняющих полет на околоземной орбите, пучки атомов и молекул окружающей атмосферы на поверхность аппаратов создают свечение, влияющее на работу оптических приемников, снижающее точность оптических измерений в ИК, УФ и видимой областях спектра [8]. Кроме того, различные материалы, взаимодействуя с окружающей атмосферой космических летательных аппаратов, разрушаются, изменяют свои свойства.

Установлено [9, 10], что это вызвано воздействием химически активных атомов кислорода на материалы покрытий космических кораблей. Космический летательный аппарат, движущийся со скоростью ~ 8 км/с в диапазоне высот 230—310 км, подвергается воздействию потока атомов кислорода интенсивностью $4 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [9]. Эти эффекты требуют лабораторного изучения.

Интенсивные пучки атомов кислорода применяются для изучения механизма окисления поверхности кремния [11]. Несмотря на тот факт, что атомарный кислород играет ключевую роль в плазменном окислении кремния, создании структур Si—SiO₂, занимающих важное место в микроэлектронике, процесс взаимодействия атомарного кислорода с поверхностью кремния изучен недостаточно [11, 12].

С конца 1960-х годов интенсивно развивается молекулярно-пучковая эпитаксия — метод изготовления полупроводниковых структур, применяющихся в микроэлектронике (транзисторы, интегральные схемы, светодиоды), квантовой электронике (многослойные полупроводниковые гетероструктуры, инжекционные лазеры), вычислительной технике (элементы памяти с цилиндрическими магнитными доменами), основанный на осуществлении взаимодействия атомных и молекулярных пучков с поверхностью подложки в условиях сверхвысокого вакуума. По сравнению с другими методиками эпитаксиального роста структур молекулярно-пучковая эпитаксия имеет существенное преимущество: осуществ-

ляемый в условиях вакуума процесс может контролироваться методами эллипсометрии, оже-спектроскопии, что позволяет выращивать структуры исключительно высокого качества, обладающие заданными свойствами [13].

Успешное развитие вышеупомянутых сфер науки и техники, в которых используется метод молекулярных пучков (общепринятое обобщенное название атомных, молекулярных, кластерных пучков), во многом определяется достижениями самого метода, в частности состоянием источников пучков. В настоящей работе дан обзор методов генерации молекулярных пучков, описаны их характеристики и направления их развития. Основное внимание сконцентрировано на интенсивных пучках атомов и молекул с кинетическими энергиями 1—5 эВ.

Особое внимание уделяется методам получения интенсивных быстрых пучков атомарного кислорода. В обзоре обобщен опыт многих исследовательских групп и представлены результаты, полученные в последние годы.

2. Традиционные методы получения молекулярных пучков.

2.1. Эффузионные источники. Впервые молекулярный пучок был получен в 1911 г. эффузионным методом [14, 15]. Схема формирования эффузионного молекулярного пучка показана на рис. 1. Молекулы покоящегося газа 1, длина свободного пробега которых λ превышает размеры отверстия 2, через это отверстие попадают в вакуумную камеру, в которой практически не испытывают соударений друг с другом (автор [16] показал, что средняя длина свободного пробега молекул в какой-либо точке эффузионного молекулярного пучка при распределении скоростей частиц по закону Максвелла почти в три раза превышает длину свободного пробега в газе такой же плотности) и движутся по прямолинейным траекториям. Диафрагма 3 выделяет пучок молекул 4, движущихся практически параллельно.

Если n — число молекул в 1 см^3 в источнике, $c = (8RT/\pi M)^{1/2}$ — средняя скорость молекул, T — температура источника, R — универсальная газовая постоянная, M — молекулярная масса, то интенсивность пучка на расстоянии r от источника равна [23]

$$I = \frac{1}{4} n c a \frac{\cos \theta}{\pi r^2} [\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}], \quad (2.1)$$

где a — площадь отверстия в пренебрежимо тонкой стенке, θ — угол между r и нормалью к отверстию. Если n выразить через давление P газа в источнике в мм рт. ст., то выражение примет вид

$$I = 1,11 \cdot 10^{22} \frac{aP}{r^2 (MT)^{1/2}} \times \cos \theta [\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}]. \quad (2.2)$$

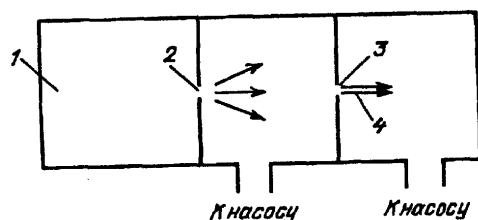


Рис. 1. Эффузионный источник. 1 — покоящийся газ, 2 — отверстие, 3 — диафрагма, 4 — молекулярный пучок

Рассмотрим пример величины интенсивности пучка. Пусть ширина щели 0,01 мм. Для того чтобы избежать столкновений частиц в отверстии, давление в источнике должно быть меньше 1 мм рт. ст. Пусть высота отверстия 1 мм, $r = 50$ см, $T = 1000$ К, $M = 29$ г/моль, тогда $I = 2,6 \cdot 10^{12}$ см⁻²с⁻¹ при $\theta = 0$.

Применение канала вместо отверстия 2 (см. рис. 1) улучшает угловое распределение скоростей молекул, при этом также уменьшается число молекул, исходящих из источника в единицу времени, по сравнению с эффузионным истечением газа через отверстие в тонкой стенке [24]. Для увеличения интенсивности эффузионных пучков применяются источники с несколькими отверстиями, или каналами, расстояния между которыми должны быть больше их диаметра [25].

Существует большое количество различных конструкций эффузионных источников. Рассмотрим некоторые из них. Схема типичного источника пучка атомов алюминия представлена на рис. 2 [17].

Для получения пучка атомов алюминия использовалась нагреваемая печь. Тигель из окиси алюминия 2, с внешней стороны покрытый танталовой фольгой 3, помещался в тонкостенный графитовый цилиндр 1 (внутренний диаметр 0,63 см, внешний 0,83 см). Нагрев печи осуществлялся путем пропускания переменного тока непосредственно через графитовый цилиндр. Для того чтобы получить в области щели 4 рабочую температуру 1670 К (окись алюминия начинает разлагаться при температуре 1700 К), затрачивалась мощность 800 Вт. Алюминий, предназначенный для испарения, в виде проволоки 5 помещался в тигель. 0,17 г алюминия испарялось в течение 6 часов работы.

Печь с локальным нагревом различных ее частей пучками электронов, полученных с помощью автоэлектронных эмиттеров из углеродных волокон [18], описана в работе [19]. Печь представляла собой цилиндрическую трубку (длина 22 мм, диаметр 3 мм), изготовленную из танталовой фольги толщиной 20 мкм, свернутой в два слоя, либо выполнялась

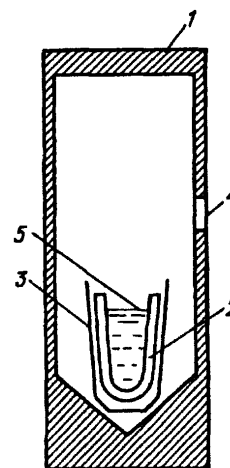


Рис. 2. Источник атомов алюминия [17]. 1 — графитовый цилиндр, 2 — тигель из окиси алюминия, 3 — танталовая фольга, 4 — эффузионная щель, 5 — алюминиевый образец

из спектрально чистого графита (внутренний диаметр печи 2 мм). Нагрев осуществлялся потоком электронов, эмиттируемых двумя кольцевыми катодами, размещенными вблизи испаряемого вещества и выходного отверстия печи, в электрическом поле, создаваемом высоковольтным (до 8 кВ) источником питания. Печь помещалась в кварцевую камеру, в которой поддерживалось давление газа 0,01 Па. Максимальная температура печи (2400 — 2600 °С) ограничивалась процессом разрушения материала трубок.

Для получения атомов водорода авторы [20] применяли разрядную трубку Вуда. Поскольку наличие металла в трубке сильно уменьшает выход атомарного водорода, электроды должны находиться вдали от области эффузии атомарного водорода. Авторы [20] изготовили трубку длиной ~ 5 м с эффузионной щелью шириной 0,025 мм, размещенной в середине трубки. При напряжении на электродах ~ 10 кВ, давлении водорода в трубке 1 мм рт. ст. содержание атомов водорода в пучке составляло 80 %.

Атомы кислорода, водорода, галогенов чаще всего получают с помощью ВЧ и СВЧ диссоциаторов. Источник, описанный в работах [21, 22], представлял собой безэлектродную стеклянную разрядную трубку диаметром 7 мм со щелью высотой 0,45 см и шириной 0,076 мм в одном из ее концов. Трубка помещалась в микроволновый резонатор, возбуждавший газовый разряд на расстоянии ~ 1 см от щели. Источник генерировал пучки с 60 %-ным содержанием атомов при мощности СВЧ разряда частотой 3 ГГц, достигавшей 50 Вт. Давление газа в трубке при этом составляло 0,25 мм рт. ст.

Пучки атомов, источником которых служит твердое тело, наиболее предпочтительно получать при

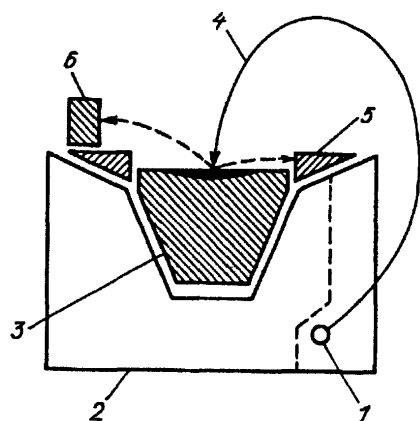


Рис. 3. Источник с нагревом испаряемого вещества электронным пучком [26, 27]. 1 — вольфрамовая нить, 2 — медный тигель, 3 — кремниевый образец, 4 — электронный пучок, 5 — кремниевое кольцо, 6 — кремниевая дуга

помощи прямого нагрева испаряемого вещества электронным пучком или лазерным излучением, так как в этом случае взаимодействие испаряемого вещества со стенками печи сводится к минимуму. Фокусировка электронного пучка или лазерного излучения непосредственно на испаряемом веществе приводит к нагреву лишь ограниченного объема вещества, что позволяет поддерживать низкую температуру стенок источника. Такой способ формирования пучков частиц имеет еще одно важное преимущество: модуляция интенсивности электронного пучка (лазерного излучения) приводит к модуляции интенсивности пучка частиц, что важно для проведения экспериментальных исследований, а также для управления процессами эпитаксиального роста полупроводниковых структур.

В источниках с нагревом электронным пучком поток электронов, ускоренный разностью потенциалов 5—10 кВ, попадает в магнитное поле, изгибающее их траекторию и фокусирующее поток на испаряемое вещество. В момент столкновения электрона с твердым телом большая часть его кинетической энергии превращается в теплоту. Таким образом, при помощи электронной бомбардировки можно достичь высоких температур (свыше 3000 °С) испаряемых веществ. В качестве примера рассмотрим источник кремниевого пучка (рис. 3), описанный автором [26, 27]. В устройстве [26, 27] применялась электронная пушка, в которой источник электронов — вольфрамовая нить 1 — размещалась за стенкой охлаждаемого водой медного тигля 2 с испаряемым веществом 3, что исключало возможность загрязнения вольфрамом испаряемого кремния. Электронный пучок 4 отклонялся на 270° и фокусировался на поверхность кремния с помощью магнитного поля. Образец испаряемого вещества (Si) 3 представлял собой

срезанный конус. Зона плавления кремния находилась в центре основания конуса. Кремниевое кольцо 5 защищало поверхность медного тигля 2 от рассеянных электронов и таким образом предотвращало загрязнение зоны плавления медью. Кремниевая дуга 6, расположенная вблизи испаряемого вещества со стороны, противоположной электронному пучку, устраняла еще один возможный источник загрязнения — распыление частей установки, выполненных из нержавеющей стали, под воздействием электронов, отраженных от кремниевого образца 3.

В работах [28, 29] для выращивания эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, CdTe и суперрешеток HgTe—CdTe был применен источник с нагревом поликристаллической CdTe-мишени импульсным излучением лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом ($\lambda = 1,06$ мкм). При воздействии лазерного излучения резко повышается температура поверхности мишени, что приводит к ее испарению. Время-пролетный анализ показал, что распределение скоростей испаренных частиц согласуется с законом Максвелла — Больцмана. Это означает, что процесс испарения был равновесным. Температура поверхности составляла 1400—3200 °С (при средней мощности лазера 0,6—4,8 Вт). Из-за низкой теплопроводности CdTe время охлаждения мишени составляло ~ 1 мс и превышало время между последовательными импульсами лазера. Таким образом, последовательные импульсы могли вызывать дополнительный нагрев испаряемой мишени, а значит, и увеличение интенсивности молекулярного пучка.

Эффузионные источники позволяют генерировать пучки известной интенсивности с известным угловым распределением. Кроме того, состояние частиц в пучке тождественно состоянию частиц в объеме источника, что существенно облегчает проведение диагностики пучков. Эти качества источников эффузионных пучков позволяют эффективно использовать их во многих экспериментах. В технологии изготовления полупроводниковых структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии в основном применяются эффузионные источники пучков.

2.2. Газодинамические источники. В 1951 г. в работе [30] было предложено заменить эффузионное истечение обычного источника сверхзвуковой струей с последующим выделением молекулярного пучка из струи. Авторы работы [31] по схеме [30] получили газодинамический молекулярный пучок NH_3 и добились увеличения его интенсивности в 20 раз по сравнению с эффузионным. Однако существенной трудностью в эксперименте являлась откачка газа, попадающего в систему даже в случае малых сопел. Эффективность применения сверхзву-

ковой струи в качестве источника молекулярного пучка была показана в 1954 г. [32].

При газодинамическом способе формирования молекулярного пучка (рис. 4) газ 1, истекая из сопла 2, образует сверхзвуковой, адиабатически расширяющийся поток — свободную струю. Ускоренные в свободной струе молекулы попадают в скиммер 4. При помощи коллиматора 5 из молекул, прошедших через скиммер, выделяются практически параллельно движущиеся молекулы — газодинамический молекулярный пучок.

Существуют два основных типа источников газодинамических молекулярных пучков. В источнике Фена пучок образуется из недорасширенной струи, в источнике Кампарги пучок формируется из перерасширенной струи в зоне "тишины", не подвергающейся влиянию фонового газа, расположенной непосредственно перед диском Маха [119].

В работе [34] проведена оценка отношения интенсивностей газодинамического и эффузионного молекулярных пучков при одинаковых числах Кнудсена отверстия эффузионного источника и скиммера газодинамического источника:

$$\frac{I_{\text{гд}}}{I_{\text{эф}}} \approx \gamma M^2 \left(\frac{2\pi}{\gamma - 1} \right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где $\gamma = c_p/c_v$, M — число Маха свободной струи у входа скиммера. При $\gamma = 1,4$, $M = 10$ выигрыш в интенсивности составляет 554.

В работе [35] проведена оценка интенсивности газодинамического пучка на основании модели, в которой течение газа является изэнтропическим до некоторой сферической поверхности перехода, а за этой поверхностью — свободномолекулярным. Возмущающее влияние скиммера не учитывалось. Если l_s — расстояние между соплом и скиммером, l_1 — расстояние от сопла до сферической поверхности перехода от изэнтропического течения газа к свободномолекулярному, причем $l_s > l_1$, n_s — плотность молекул в скиммере, r_s — радиус отверстия скиммера, M_1 — число Маха газа на поверхности перехода, $M_1 > 4$, то интенсивность газодинамического пучка на оси сопла

$$I \approx n_s \pi r_s^2 u_1 \frac{1}{\pi x^2} \left(\frac{l_s}{l_1} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \gamma M_1^2 + \frac{3}{2} \right), \quad (2.4)$$

где u_1 — скорость газа на поверхности перехода. В том случае, если $l_1 > l_s$, соответственно u_1 , l_1 , M_1 равны u_s , l_s , M_s .

Авторы [35] сравнили интенсивности газодинамического и эффузионного пучков, считая температуры газов в эффузионном источнике и в камере сопла одинаковыми, плотности газов в скиммере и в

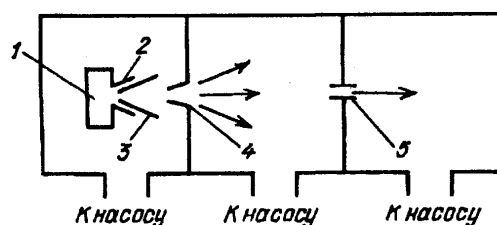


Рис. 4. Газодинамический источник. 1 — покоящийся газ, 2 — сопло, 3 — струя, 4 — скиммер, 5 — коллиматор

эффузионном источнике равными.

$$\frac{I_{\text{гд}}}{I_{\text{эф}}} \approx \left(m \frac{c_p}{k} \right)^{1/2} \gamma \left(\frac{l_s}{l_1} M_1 \right)^2, \quad (2.5)$$

где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении. Для двухатомного газа при $l_s M_1 / l_1 = 10$ интенсивность газодинамического пучка в 470 раз превышает интенсивность эффузионного пучка.

Для получения высокой интенсивности газодинамического пучка необходимо создать поток, в котором перед скиммером реализуется достаточно высокое число Маха. Для достижения высоких чисел Маха нужно обеспечить достаточную скорость откачки газа из области между соплом и скиммером. В работе [34] проведена оценка отношения давления в камере сопла P_0 к давлению фонового газа перед скиммером P_Φ , которое необходимо достичь для получения потока с числом Маха M :

$$\frac{P_0}{P_\Phi} \approx M^2 / (\gamma - 1). \quad (2.6)$$

При $\gamma = 1,4$ и $M = 10$ отношение $P_0/P_\Phi \approx 10^5$. Именно по причине малой скорости откачки в первых экспериментальных работах не удавалось достичь высоких интенсивностей газодинамических пучков. Камера, в которую истекает газ из сопла, должна откачиваться с высокой скоростью для удаления практически всего газа, за исключением лишь небольшой части, выходящей за скиммер. Роль скорости откачки камеры установлена в работах [36—38]. В настоящее время проблема высокой скорости откачки эффективно решается благодаря применению криогенных и турбомолекулярных насосов.

В газодинамических источниках молекулярных пучков используются сопла как сходящегося, так и сходящегося-расходящегося типов. Однако в расходящихся частях сопел, рассчитанных на получение потоков с большими числами Маха и малыми плотностями, образуются толстые пограничные слои, в результате чего изэнтропический поток на срезе сопла часто вообще исчезает. Такие сопла не работали в расчетном режиме [32]. Авторы работы [32] обнаружили также, что при удалении расходящейся части сопла, используемого ими, не изменялась интен-

сивность пучка. В то же время, влияние вязкостных эффектов на истечение из сходящегося сопла легко учитывается путем подбора эффективного диаметра горловины сопла, при котором теоретические выражения для невязкого течения точно описывают реальную ситуацию [39].

Скиммер обычно имеет форму конуса, внешний угол раствора которого составляет менее 60° , диаметр входного отверстия — порядка средней длины свободного пробега в набегающем потоке. Проблема взаимодействия "свободная струя — скиммер" является очень важной, поскольку результаты этого взаимодействия могут привести к резкому падению интенсивности молекулярного пучка [35, 40]. Геометрическая форма скиммера, ее влияние на формирование молекулярного пучка обсуждаются в работах [41—44].

По мнению авторов работы [35] скиммер в виде щели должен обеспечивать большие интенсивности пучка, чем конический. Такой скиммер допускает более экономное использование мощностей откачки. Предварительные эксперименты, проведенные авторами работы [35] с таким скиммером, подтвердили их соображения. В работе [45] приводятся выражения для плотности молекулярного пучка за щелевым скиммером. Пусть l_s — расстояние от сопла до скиммера, l_d — расстояние от скиммера до области наблюдения, l_1 — радиус сферы перехода от изэнтропического течения газа к свободномолекулярному, S_1 — отношение скорости потока к средней тепловой скорости на сфере перехода к свободномолекулярному течению газа, n_1 — концентрация молекул газа в области сферы перехода, y, z — координаты точки плоскости наблюдения, $a = y/l_d$, $b = z/l_d$, d_{sa} , d_{sb} — размеры отверстия скиммера в соответствующих направлениях. Скиммер считается "узким" в отличие от "широкого", если расходимость пучка за скиммером определяется отношением скорости пучка к средней тепловой скорости молекул в пучке, а не размером отверстия скиммера. Условие "узости" скиммера имеет вид

$$\frac{d_s}{2l_1} \ll \frac{1}{S_1}. \quad (2.7)$$

При больших расстояниях от скиммера до области анализа ($l_d \gg l_s$) концентрация молекул в пучке n_d в случае "узкого" скиммера описывается выражением

$$n_d \approx n_1 \frac{d_{sa} d_{sb}}{l_d^2} \times \times \frac{S_1^2}{\pi} \exp \left[-S_1^2 \frac{l_s^2}{l_1^2} (a^2 + b^2) \right]. \quad (2.8)$$

Для "широкого" скиммера

$$n_d \approx \frac{l_1^2}{(l_s + l_d)^2} n_1, \quad (2.9)$$

если и $|a| \ll d_{sa}/2l_s$, и $|b| \ll d_{sb}/2l_s$, и

$$n_d = 0, \quad (2.10)$$

если $|a| \gg d_{sa}/2l_s$ или $|b| \gg d_{sb}/2l_s$. Если скиммер "узкий" в направлении y и "широкий" в направлении z , то при $|b| \ll d_{sb}/2l_s$

$$n_d \approx n_1 \frac{d_{sa} l_1}{l_d (l_s + l_d)} \times \times \frac{S_1}{\sqrt{\pi}} \exp \left(-S_1^2 \frac{l_s^2}{l_1^2} a^2 \right). \quad (2.11)$$

Отношение величин концентраций молекул на осях пучков, полученных при помощи "узкого" щелевого скиммера ($d_{sa} = d_{sb} = d$) и "широкого" в направлении z скиммера с размером входного отверстия $d_{sa} = d$, на расстояниях l_d от скиммеров при $l_d \gg l_s$, рассчитанное по формулам (2.11) и (2.8), равно $\sqrt{\pi} l_1 / d S_1$. Если $d = 1$ мм, $S_1 = 10$, $l_1 = 100$ мм, то выигрыш в концентрации пучка в случае применения "широкого" в направлении z щелевого скиммера составляет ~ 18 .

В струях газодинамических установок, применяемых для формирования молекулярных пучков, возможно образование малых агрегатов молекул — кластеров. Впервые наблюдали образование центров конденсации и конденсацию в установках с газодинамическими источниками пучков авторы [46, 47]. Они определили критическую температуру, при которой происходило резкое возрастание интенсивности молекулярного пучка, которое связывалось ими с появлением в пучке кластеров. В работах [48, 49] доказано существование кластеров в струях углекислого газа, истекающих из малых сопел. Авторам удалось измерить концентрации сгустков частиц различных размеров путем масс-спектрометрического анализа кластерных ионов, получающихся в результате бомбардировки электронным пучком пучка, сформированного из струи CO_2 . Изучению кластеризованных пучков посвящено много работ. Более подробно ознакомиться с этой проблемой можно в обзорах [34, 40].

3. Импульсные газодинамические источники.

Как отмечалось выше, газодинамические источники требуют значительных мощностей откачки как камеры сопла, так и других частей установки. Эффективно решить эту проблему можно при использовании источников газодинамического типа с прерывистым циклом работы. Импульсные газодинамические источники успешно применяли авторы работ

[50, 51]. В настоящее время разработаны быстродействующие клапаны для управления потоком через сопло, которые позволяют применять сопла больших диаметров при высоких давлениях рабочего газа в камере сопла. Это позволяет получать молекулярные пучки с низким уровнем конденсации [52], интенсивность которых на два-три порядка превышает интенсивность молекулярных пучков, полученных при помощи непрерывно действующих источников молекулярного пучка газодинамического типа. При этом требования к производительности системы откачки газодинамического источника существенно снижаются. В работе [53] указано, что на импульсном газодинамическом источнике, дающем импульсодлительностью 100 мкс с частотой 10 Гц, достигается мгновенная интенсивность, в 100 раз превышающая интенсивность непрерывно действующего источника. Время установления стационарного потока во много раз меньше длительности импульса, что позволяло применять импульсный источник для тех же задач, что и непрерывно действующие источники, при этом скорость откачки могла быть снижена в 10 раз.

3.1. Импульсные газодинамические источники с электромагнитными клапанами. Схема импульсного источника газодинамического пучка с электромагнитным клапаном показана на рис. 5. При прохождении импульса тока через катушку возбуждения 1 игла 2 поднимается по направлению к катушке, открывая сопло 4. По прекращении тока возбуждения пружина 3 возвращает иглу в исходное положение. В работе [54] такой клапан работал с частотой 10–50 Гц, выдерживая избыточное давление до 10 МПа. Диаметр сопла составлял 335 мкм. Длительность газового импульса составляла ~ 600 мкс. Авторы работы [55] применили электромагнитный клапан, время пребывания которого в открытом состоянии составляло 0,3 — 300 мс, для создания источника атомов галогенов. Для подавления прилипания атомов галогенов к стенкам клапана и каталитической рекомбинации их на стенках все детали клапана были покрыты тефлоном. Диссоциация галогенов осуществлялась в СВЧ разряде. Типичный мгновенный поток атомов хлора в реактор составлял $\sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$. В работе [56] описан клапан, обеспечивающий надежное уплотнение при температуре жидкого азота при давлении гелия в напорном резервуаре перед клапаном 8–10 атмосфер. Игла в данном клапане выполнена из тефлона и закреплена в железном сердечнике. Клапан создает импульсы потока гелия длительностью ~ 450 мкс с частотой повторения 10 Гц. В работе [57] описана конструкция быстродействующего импульсного электромагнитного клапана, который может рабо-

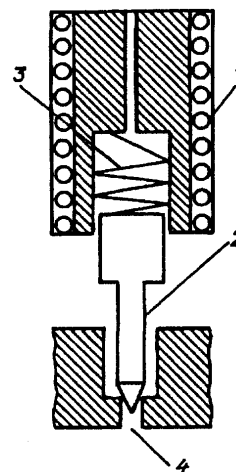


Рис. 5. Электромагнитный клапан. 1 — катушка возбуждения, 2 — игла, 3 — возвратная пружина, 4 — сопло

тать с частотой повторения импульсов до 100 Гц, формируя газовые импульсы длительностью на уровне полумаксимума ~ 100 мкс. Клапан способен работать при давлениях рабочего газа до 20 атм. Для того чтобы обеспечить быстродействие клапана, авторы работы [57] применили легкую пластинчатую пружину Бельвилля вместо традиционно применяемых винтовых пружин, более тяжелых при такой же жесткости.

3.2. Импульсные газодинамические источники с пьезоэлектрическими клапанами. Пьезоэлектрические клапаны открываются и закрываются за счет прогиба пластинки из пьезоматериала, прикрепленной к металлической мембране. Благодаря высоким частотам собственных колебаний пластинки (несколько килогерц) и малой потребляемой мощности подобные клапаны могут работать при высоких частотах повторения импульсов, недостижимых для клапанов других конструкций. Недостатки пьезоэлектрических клапанов связаны с малым прогибом пьезопластинки (несколько десятков микрон) и с ее недостаточной прочностью. Обычно пьезоэлектрические клапаны ограничивают расход газа уже при диаметре сопла, превышающем 0,1 мм [58]. В работе [58] описан клапан, формирующий молекулярные пучки, интенсивность которых полностью определяется соплом при диаметрах сопла вплоть до 1 мм. В клапане применена пьезопластинка, которая прогибается на 100 мкм при напряжении 1000 В. Проводились испытания клапана с соплом диаметром 0,2 мм при давлениях газа, достигавших 3 МПа, и с соплом диаметром 1 мм при давлении 0,6 МПа. Клапан работал при частотах повторения импульсов, превышающих 150 Гц. Типичные длительности газового импульса составляли 170 — 250 мкс и зависели от диаметра сопла. В работе

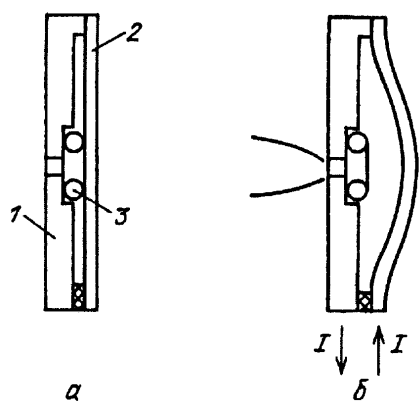


Рис. 6. Схема (а) и принцип (б) действия импульсного газодинамического источника типа "петля тока". 1 — корпус, 2 — металлическая пластинка, 3 — тороидальная прокладка

[59] предложен клапан, который позволяет получать высокую локальную плотность газа в области его ввода в вакуумную камеру при минимизации общего количества вводимого в камеру газа. В качестве выходного патрубка клапана использовался капилляр с внутренним диаметром 0,18 мм. Однако полученные при помощи такого клапана импульсы газа имеют большую длительность в связи с рассеянием газа на стенках капилляра. Пьезоэлектрический клапан применен в импульсном газодинамическом источнике холодного пучка атомарного водорода [60]. Диссоциация водорода на атомы осуществлялась в ВЧ разряде. Из сопла диссоциатора атомы направлялись по короткой тефлоновой переходной трубке в аккомодатор, имеющий температуру жидкого гелия. Охлажденный газ истекал в вакуум, образуя интенсивный молекулярный пучок. Пучок регистрировался калиброванным анализатором остаточного газа, расположенным на расстоянии ~ 70 см от аккомодатора. В рекордном импульсе при температуре аккомодатора 5,8 К достигнута интенсивность пучка атомов водорода $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при скорости пучка 680 м/с. В этом случае поток атомарного водорода через аккомодатор составлял $9,4 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

3.3. Импульсные газодинамические источники с клапанами типа "петля тока". Получение импульсных газодинамических пучков малой длительности (менее 100 мкс) представляет интерес для времяпролетных исследований с высокой степенью разрешения по времени. В 1968 г. автор работы [61] предложил импульсное сопло типа магнитной "петли тока". Авторы работы [62] применили импульсное сопло в качестве источника газодинамического молекулярного пучка и получили импульсы длительностью 10 мкс. Схема источника показана на рис. 6. Уплотнение клапана обеспечивается металлической пластинкой 2, зажатой на обоих

концах, а в центре опирающейся на тороидальную прокладку 3. Корпус источника жесткий, пластинка 2 легко изгибается, частота ее собственных колебаний 10 мкс. При прохождении импульса тока так, как показано на рис. 6, пластинка отклоняется, что приводит к нарушению уплотнения и прохождению газа через центр прокладки, действующей как сопло. В работе [63] сообщается, что при помощи данного клапана, работающего при частоте повторения импульсов ~ 20 Гц, получены импульсы газа длительностью 7 мкс. Импульсные сопла типа "петля тока" успешно применялись в работах [64, 65] для получения интенсивных сверхзвуковых пучков кластеров металлов. В работе [64] отмечается, что для обеспечения временной воспроизводимости работы клапана необходимо не допускать перегрева и перенагрузки пружины.

Источник [52], упоминавшийся выше, при помощи которого формировались пучки атомов гелия с интенсивностью $10^{23} \text{ с}^{-1} \text{ с}^{-1}$, что на два-три порядка превышает интенсивность пучков, генерируемых источником непрерывного действия Кампарги [33], также принадлежит к этому классу. С помощью устройства [52] формировались пучки, время нарастания и спада плотности которых составляло 50 мкс при длительности периода постоянной плотности 150 мкс. При этом давление торможения газа составляло 20 атм. Источник работал с частотой 5 Гц.

В работе [66] обсуждается вопрос о нижнем пределе длительности импульса газодинамического источника молекулярного пучка τ , при котором гиперзвуковая свободная струя будет сравнительно более "холодной", чем струя источника непрерывного действия, τ состоит из промежутков времени Δt_1 , Δt_2 , Δt_3 . За время Δt_1 газ ускоряется до скорости звука в критическом сечении сопла,

$$\Delta t_1 = \frac{2D}{(2kT_0/m)^{1/2}} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

где D — диаметр сопла, T_0 — температура газа в камере сопла, $\gamma = c_p/c_v$. Время Δt_2 необходимо для формирования буферной зоны, содержащей молекулы-партнеры в актах соударения во время расширения:

$$\Delta t_2 = \frac{2Nl}{u}, \quad (3.2)$$

где

$$u = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} (2kT_0/m)^{1/2}$$

— скорость потока, установившаяся в процессе расширения на расстоянии x от критического сечения сопла, l — средняя длина свободного пробега молекул, N — количество столкновений, необходимое для установления равновесия поступательных, вра-

щательных, колебательных энергий молекул в потоке. Δt_3 — время, необходимое для образования предбуферной зоны, из которой поставляются молекулы в буферную зону по мере выбывания из нее частиц из-за наличия составляющей скорости, перпендикулярной к оси пучка

$$\Delta t_3 = \frac{Cx}{u}, \quad (3.3)$$

где C — константа, $0,05 < C < 0,5$.

Условию $\Delta t > \tau$, где Δt — длительность импульса газодинамического источника, как отмечает автор [66], удовлетворяют все известные источники газодинамических молекулярных пучков, кроме устройства, описанного в [62].

Таким образом, существующая импульсная техника и набор применяемых экспериментальных методов обеспечивают высокие пиковые потоки молекулярных пучков, которые используются далее для разных измерений.

4. Способы получения высокоэнергетических газодинамических молекулярных пучков. Максимально достижимые энергии частиц в газодинамических пучках определяются температурой газа в камере сопла [35]. Так как процесс расширения сопровождается преобразованием энтальпии газа в энергию направленного движения молекулярного пучка, то для чисел Маха больше 4 конечные энергии частиц в пучке оказываются выше средних тепловых энергий молекул газа в камере сопла примерно в $2\gamma/3(\gamma - 1)$ раз. При температуре газа в камере сопла 3000 К энергии частиц достигают 0,5 эВ. Для дальнейшего повышения энергии частиц в пучке необходимо применять такие методы нагрева газа, при которых не происходила бы деструкция материалов элементов источника. Эффектов, связанных с деструкцией, можно избежать, если применить импульсный нагрев газа. В 1961 г. создан газодинамический источник с нагревом газа в ударной трубе [67]. На этой установке методом баллистического маятника исследовалась передача импульса молекул поверхности твердого тела для пучков аргона с энергиями около 1,2 эВ [68]. Авторы работы [69] на установке такого типа достигли скорости пучков неона 1,77 км/с при температуре газа в камере сопла 3100 К и давлении 1660 торр. Этот показатель не является предельным, так как на ударной трубе [69] можно достичь температуры газа 10 000 К.

Иной подход для получения пучков частиц с более высокими энергиями состоит в применении охлаждаемых сопел и нагревания исходного газа в электрической дуге. Автор работы [70] создал такую установку и провел эксперименты с аргоном, получив пучки с

энергиями частиц более 1 эВ. Автор отмечает основной недостаток установки такого типа: расширяющийся газ загрязнен веществом электродов. В работе [71] авторы сообщили о создании ими устройства для дугового нагрева газа с низкой скоростью эрозии электродов и улучшенной стабильностью дуги за счет наложения аксиального магнитного поля. На установке с дуговым нагревом газа авторы работы [72] получили пучок атомов аргона с энергией 1,52 эВ.

Авторы работы [73] дуговой источник применили для создания пучков атомов дейтерия. Источник состоял из охлаждаемого сопла, представлявшего собой анод, катода, выполненного из торированного вольфрама, закреплявшегося в подвижном охлаждаемом держателе, позволявшем изменять расстояние между анодом и катодом, от которого существенно зависят степень диссоциации дейтерия D_2 и энергия атомов D. При диаметре критического сечения сопла 1,5 мм оптимальным расстоянием анод — катод оказалось 0,5 мм. Как и в источнике [71], стабилизация дуги осуществлялась при помощи магнитного поля напряженностью 0,1 Тл, приложенного вдоль оси сопла. При напряжении 18—30 В ток дуги составлял 130 А. Зажигание дуги проводилось с использованием аргона, который затем вытеснялся дейтерием. Время работы сопла составляло ~ 50 часов. Данное устройство позволяло генерировать пучки атомов дейтерия с энергией 0,8—2,5 эВ.

Дуговые источники часто используются для создания метастабильных атомов, радикалов. В работе [74] предложено простое устройство, в котором импульсный газодинамический источник комбинируется с техникой дугового электрического разряда. В момент открытия клапана смесь газов, содержащая H_2O , NH_3 , CH_3CN , C_2N_2 , под давлением 3—4 атм. сферически поступает в тefлоновую камеру с смонтированными металлическими электродами, на которых поддерживается напряжение 1000 В. В поступившей смеси зажигается электрическая дуга постоянного тока, что приводит к образованию пучков радикалов OH, NH, CN, C_2 .

Газодинамические источники с нагревом рабочего газа в электрической дуге являются перспективным средством формирования пучков атомов, радикалов, метастабильных атомов и радикалов. Их существенный недостаток — эрозия электродов, приводящая к загрязнению пучков.

В работе [75] описан газодинамический источник, формирующий атомные пучки ксенона с интенсивностью более $10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при энергии атомов свыше 1 эВ. Нагрев газа осуществлялся в непрерывном оптическом разряде, поддерживаемом в области критического сечения сопла сфокусированным излу-

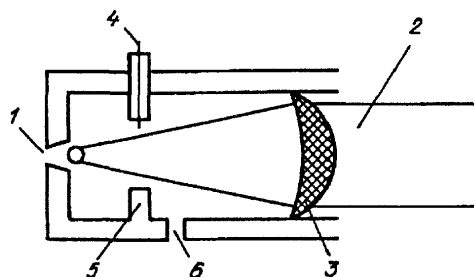


Рис. 7. Газодинамический источник с применением нагрева газа в оптическом разряде. 1 — сопло, 2 — лазерный луч, 3 — линза, 4 — высоковольтный электрод, 5 — заземленный электрод, 6 — магистраль подачи газа

чением непрерывного CO_2 -лазера мощностью 70 Вт ($\lambda = 10,6$ мкм). По расчетам авторов работы этот источник позволит получить пучки атомов гелия со скоростью до 10 км/с, однако в этом случае потребуются лазер с высокой мощностью 1,3 кВт. Схема источника показана на рис. 7.

В работе [35] обсуждается газодинамический способ получения молекулярных пучков из смесей газов. Если смесь состоит из легкой и тяжелой компонент, причем относительное содержание тяжелой компоненты мало, то в получаемом газодинамическом пучке тяжелые частицы движутся со средне-массовой скоростью. Это позволяет достичь более высоких энергий тяжелых частиц, чем в случае пучка, состоящего только из чистого тяжелого газа. Кроме того, поскольку тяжелые частицы на входе скиммера имеют большие числа Маха, они фокусируются на оси газодинамического источника, при этом интенсивность пучка тяжелых частиц превышает интенсивность эффузионного пучка в 10—100 раз. Так, измерения авторов работы [76] показали, что скорость атомов аргона в пучке, образованном из аргоно-водородной смеси, была порядка средне-массовой скорости. В работе [77] при использовании в качестве рабочей смеси водорода с добавкой 1 % аргона при комнатной температуре обнаружено, что скорость атомов Ar достигала величины 2100 м/с, соответствующей энергии ~ 1 эВ. При этом измеренное содержание аргона вблизи оси пучка составляло 40 %. В работе [78] использовался водород с добавкой азота и было установлено, что увеличение концентрации азота вблизи оси пучка имеет место в том случае, если перед скиммером устанавливается отошедшая ударная волна. Если ударная волна становится присоединенной или "проглатывается", то состав пучка соответствует составу смеси в камере сопла. В работе [79] сообщается о том, что на газодинамическом источнике при использовании водорода с добавкой 0,15 % ксенона получены пучки ксенона с поступательной энергией 7,2—13 эВ при температурах смеси в каме-

ре 460—1100 К. В работе [33] аналогичным образом получен пучок ксенона, поступательная энергия которого достигает 37,5 эВ при температуре в камере сопла 3000 К.

При помощи газодинамического метода можно формировать пучки из жидкой [34] и твердой фаз. В работе [80] описана конструкция газодинамического источника пучков галлия. Источник [80] имеет двухнитевую электронную пушку, с помощью которой осуществляется контролируемый прогрев графитового тигля, содержащего рабочий материал (Ga). Многосетчатая электродная ловушка обеспечивает очистку пучка от примесных ионов и электронного фона. Пучок, создаваемый этим источником, наряду с атомами Ga, содержит ускоренные кластеры. Источник пучков атомов и кластеров другого типа, основанный на испарении вещества излучением лазера, был разработан авторами работы [81]. Пучок излучения высокой интенсивности от импульсного лазера фокусировался на стержень из исследуемого вещества. При воздействии лазерного излучения небольшое количество исследуемого вещества испаряется в поток инертного газа-носителя, в котором пары частично конденсируются в кластеры. Образованная таким образом смесь затем расширяется в вакуум. Область нагрева ограничивается небольшим участком мишени, так что для нормального функционирования источника не требуется теплозащиты и охлаждения. Использование импульсного источника пучка газа-носителя позволяет применять насос умеренной производительности. Авторы работы [82] усовершенствовали лазерный испарительный источник, предусмотрев в нем полость испарения, размеры которой выбраны так, чтобы минимизировать взаимодействие облака плазмы со стенками и уменьшить отложение на них вещества, оптимизировать перенос тепла инертным газом к стенкам полости. Применение в аналогичной установке быстродействующего клапана типа "петля тока" позволило авторам работы [64] достигать высокого давления газа-носителя в момент лазерного испарения для ускорения кластеров до полной конечной скорости сверхзвукового пучка. По мнению авторов работы источник можно использовать для исследования больших биомолекул методами лазерного испарения [83—85].

В устройстве для формирования пучков димера алюминия методом лазерного испарения [86] также применялась полость испарения. Авторы отмечают, что резкое расширение канала в области испарения способствует обогащению пучка димером алюминия. Для того чтобы улучшить стабильность характеристик пучков, испаряемый образец, выполненный в

виде стержня, вращался, так что каждый импульс лазерного излучения взаимодействовал со свежей поверхностью алюминия.

Метод лазерного испарения — перспективное средство получения пучков атомов и кластеров тугоплавких металлов. Очевидно, что в связи с резким ростом интереса к строению кластеров (например, [87]) устройства, подобные описанным выше, будут интенсивно развиваться.

После обсуждения эффузионных и газодинамических источников молекулярных пучков следует провести их сравнительный анализ:

1. Эффузионные источники формируют молекулярные пучки низкой интенсивности ($\sim 10^{16}$ $\text{ср}^{-1}\text{с}^{-1}$), в то время как непрерывные газодинамические пучки достигают интенсивности $\sim 10^{21}$ $\text{ср}^{-1}\text{с}^{-1}$ [33], а импульсные — 10^{23} $\text{ср}^{-1}\text{с}^{-1}$ [52].

2. Энергия частиц эффузионного пучка в среднем составляет величину $kT/2$. Это приводит к тому, что при температуре источника 3000 К при помощи селекторов скоростей можно выделить частицы из "хвоста" распределения Максвелла — Больцмана, максимальные полезные энергии которых составляют 0,5 эВ [35]. Интенсивности, соответствующие более высоким энергиям частиц, крайне малы. Энергии частиц газодинамических пучков, как указывалось выше, могут существенно превышать 1 эВ.

3. При одинаковых состояниях газов в камерах газодинамического и эффузионного источников ширина диапазона кинетических энергий частиц газодинамического пучка уже. Это является следствием адиабатического охлаждения газа в газодинамических источниках. Так, например, в эффузионном пучке лишь около 11 % числа частиц имеют скорости вблизи средней, заключенные в 5 %-ный интервал. В газодинамическом пучке при числе Маха, равном 10, около 47 % молекул имеют скорости, заключенные в 5 %-ном интервале вблизи средней [35].

4. В эффузионных пучках состояние частиц тождественно их состоянию в камере источника и равновесно по всем степеням свободы. В газодинамических пучках функция распределения энергии внутренних

степеней свободы частиц и состав пучка, вообще говоря, неравновесны и должны быть в каждом случае измерены [34].

5. Газодинамические источники молекулярных пучков требуют применения гораздо более мощных систем откачки, чем эффузионные. Это приводит к сложной конструкции газодинамических источников, их высокой стоимости.

5. Источники на основе перезарядки ускоренных ионов. В последнее время возрос интерес к исследованиям атомно-молекулярных столкновений методом рассеяния пучков частиц высоких энергий (порядка 100 эВ и выше) на малые углы, в ходе которых изучаются короткодействующие силы взаимодействия частиц. Исследования такого рода обеспечивают информацию для описания поведения вещества в экстремальных условиях [88]. Традиционные газодинамические источники не могут использоваться в экспериментах по высокоэнергетическому рассеянию, так как не обеспечивают пучков частиц с энергией в нужном диапазоне.

Существует совершенно иной подход к решению проблемы получения пучков частиц высоких энергий, в котором для получения нейтрального пучка производится перезарядка электростатически ускоренных ионов. Этот метод подробно описан в работе [89]. Блок-схема метода изображена на рис. 8.

В статье [90] описан источник молекулярного пучка такого вида. Основная часть источника показана на рис. 9. Горение низковольтной дуги между заземленной нитью 1 с оксидным покрытием и медным анодом 2 происходит при давлении — 0,1 мм рт.ст. Медный катод 3, находящийся под отрицательным потенциалом от 0 до 100 В, вытягивает ионы из разряда. Ионы, дрейфующие в направлении отверстия в нижней части катода, фокусируются с помощью полусферической сетки на алюминиевый ускоряющий электрод 4, отрицательный потенциал которого можно изменять от 150 до 2000 В. Часть положительных ионов проходит через отверстие диаметром 0,5 мм в этом электроде и в результате пе-

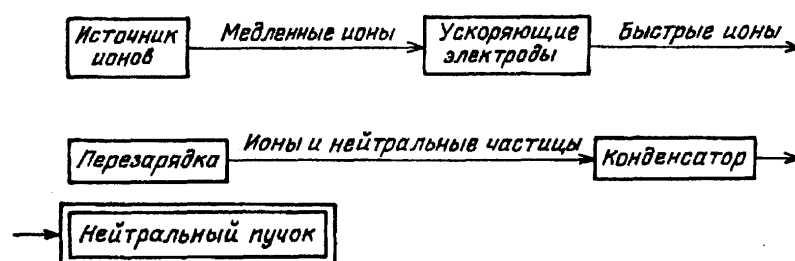


Рис. 8. Блок-схема установки для получения высокоэнергетического пучка нейтральных частиц

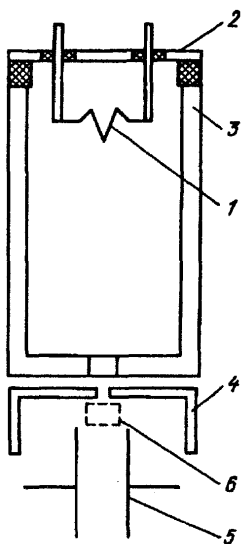


Рис. 9. Установка для получения высокоэнергетического пучка нейтральных частиц. 1 — заземленная нить, 2 — медный анод, 3 — медный катод, 4 — ускоряющий электрод, 5 — конденсатор, 6 — область перезарядки быстрого пучка ионов

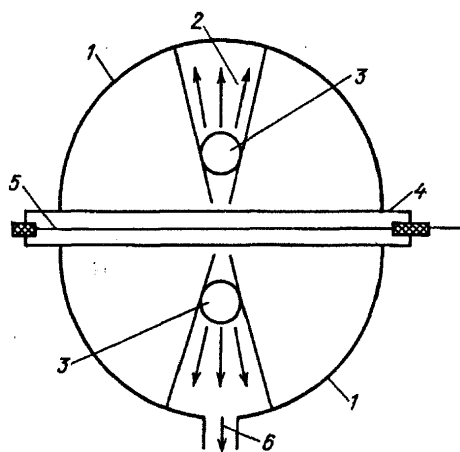


Рис. 10. Схема источника с седловидным полем. 1 — катод, 2 — ионы, 3 — осциллирующие электроны, 4 — экранирующий электрод, 5 — анод, 6 — пучок ионов и атомов

резарядки превращается в быстрые нейтральные частицы. Ионы отклоняются электрическим полем конденсатора 5, на пластинах которого поддерживается разность потенциалов около 1000 В.

В работе [91] описана усовершенствованная установка с иным ионным источником. В этом ионном источнике газ при давлении $\sim 10^{-3}$ торр поступает в медный цилиндр диаметром 12,7 мм и длиной 76 мм, вдоль оси которого приложено магнитное поле в несколько сот гаусс. Электроны, эмиттируемые вольфрамовой нитью, движутся вдоль оси цилиндра по спиральным траекториям под действием этого поля, отражаясь от торцов цилиндра, так как к ним приложен отрицательный потенциал, в результате чего длина пробега электронов, а следовательно, и вероятность ионизации возрастают. Таким способом удается поддерживать разряд при значительно меньших

давлениях, чем без магнитного поля. Образующиеся ионы через один из торцов цилиндра вытягиваются из разряда при помощи электрода, который используется для отражения электронов, и ускоряются до необходимой энергии в области с низким давлением газа.

Метод, основанный на перезарядке быстрых ионов, позволяет в принципе довести конечную энергию частиц пучка до любой желаемой величины. Однако из-за эффекта распыливания пучка под действием пространственного заряда достижимые интенсивности пучка быстро падают при уменьшении энергии пучка. Поэтому в большинстве работ энергии частиц в пучках превышали 100 эВ.

В работах [92,93] сообщается о разработке прибора для получения молекулярного пучка азота, энергия частиц которого может варьироваться в пределах 5—1000 эВ. Ионизация молекул азота в установке осуществлялась электронным ударом, полученные ионы ускорялись и фокусировались в пучок. Нейтрализация пучка осуществлялась в процессе перезарядки. Интенсивность пучка, генерируемого прибором, находилась в пределах от 10^8 с^{-1} при низких энергиях до 10^{11} с^{-1} при высоких. Ширина диапазона энергий частиц пучка составляла менее 0,5 эВ. Однако столь низкая интенсивность молекулярного пучка недостаточна для проведения большинства экспериментов, так как требует очень высокой чувствительности регистрирующей аппаратуры.

В работах [94,95] сообщается о разработке источника пучков нейтральных частиц с седловидным электрическим полем. В этом источнике электроны принуждаются к осцилляции между двумя секторами катода действием постоянного электрического поля. Схема варианта такого источника показана на рис. 10. Электроны, рождающиеся в секторе катода, проходят область анода в направлении противоположного сектора катода, тормозятся, разворачиваются и продолжают осциллировать в потенциальном поле вокруг центральной седловой точки. Поэтому до захвата анодом электроны описывают длинные траектории. Если вводится газ, то из-за большой длины пробега электронов велика вероятность его ионизации. Образующиеся в разряде положительные ионы движутся радиально в направлении катода и выходят через отверстие в нем из объема источника по прямолинейным траекториям. Источник [94] генерирует пучки частиц с энергией 2,5—8,5 эВ при потенциале анода 3—10 кВ.

Механизм образования пучка в источниках с седловидным полем сам по себе дает возможность получения практически нейтральных пучков без нейтрализации пучка вне объема источника каким-либо

способом. В отличие от описанных выше источников, в которых ионы образуются в плазме и экстрагируются внешним полем, в источнике с седловидным полем внутреннее электрическое поле как сообщает энергию ионизирующим электронам, так и направляет ионы по прямолинейным траекториям. В этом случае любой из механизмов нейтрализации ускоренных ионов, действующий в объеме источника, приведет к образованию пучка нейтральных частиц. Анализ полученного аргонового пучка [94] показал содержание в нем ионов и атомов. При наличии в двух сантиметрах от катода электрода с потенциалом +300 В содержание атомов в пучке уменьшалось до 5 %, и наоборот, при тщательном экранировании области катода для уменьшения внутреннего поля у катода, ионная составляющая может быть снижена до уровня менее 1 %. Нейтрализация может происходить как за счет перезарядки, так и за счет захвата ионом электрона. Автор работы [94] считает, что нейтрализация вызывается главным образом процессом захвата электрона, так как при наличии электрического поля, достаточного для удаления электронов из окрестности катода, пучок может стать почти полностью ионным.

К достоинствам метода следует отнести его универсальность с точки зрения получения пучков различных частиц (атомов, молекул, радикалов), широкий диапазон энергий частиц. Существенным недостатком такого способа генерации пучков является низкая интенсивность пучков при энергиях частиц ниже 100 эВ. Однако возможность применения серийно выпускаемой техники делает этот метод достаточно распространенным [88].

6. Механический источник. В 1948 г. авторы [96] предложили простой метод формирования молекулярных пучков, основанный на ускорении молекул газа при столкновениях с лопастями быстро вращающегося ротора. Для того чтобы приобретенная молекулами скорость была как можно более высокой, нужно достичь высоких скоростей вращения ротора. Быстро вращающиеся тела подвергаются разрушению, причем максимальная скорость вращения тела зависит только от формы тела и от материала, из которого оно изготовлено. В работе [96] показано, что оптимальная форма тела — относительно тонкий ротор, поперечное сечение лопастей которого с увеличением расстояния от оси вращения r изменяется как $\exp(-ar^2)$. Скорость концов лопастей металлического ротора, примененного авторами [97] для ускорения пучка CCl_4 , составляла 700 м/с. Применение пластических материалов, усиленных углеродными волокнами, в изготовлении ротора диаметром

15 см позволило достичь скорости концов лопастей 2 км/с [98]. Скорость молекулярных пучков, создаваемых таким ротором, превышала 2 км/с, что соответствует энергиям атомов Ne — 0,42 эВ, Ar — 0,84 эВ. В работе [99] указано, что для ротора диаметром 15 см длительность импульса, регистрируемого на расстоянии 30 см, составляет ~ 20 мкс. При давлении в камере ротора 10^{-4} торр каждый импульс состоит из 10^9 — 10^{10} молекул. Авторы работы [99] считают, что увеличение концентрации газа в области лопастей ротора при помощи многоканального источника эффузионного молекулярного пучка повысит интенсивность молекулярного пучка, полученного при помощи механического источника, в 1000 раз.

В работе [1] отмечается, что такой источник может быть усовершенствован следующим образом: во-первых, рабочее вещество укрепляется на лопастях ротора, и по мере роста температуры ротора испаряемые частицы рабочего вещества формируют молекулярный пучок; во-вторых, рабочий газ, введенный через отверстие в ступице ротора, подводит к вершинам лопастей через специальные отверстия.

Несмотря на сложность изготовления прибора, этот метод генерации молекулярных пучков, по-видимому, получит дальнейшее развитие, поскольку обладает рядом достоинств: широкий диапазон скоростей молекул пучка, высокая частота импульсов газа [1]. Однако вызывает сомнение возможность получения пучков химически активных частиц при помощи механического источника.

7. Генерация пучков атомарного кислорода.

Описанные выше методы являются универсальными: с их помощью можно получать пучки, состоящие из разных атомов и молекул. Существуют и некоторые специальные методы, позволяющие получать пучки молекул (атомов) определенного вида. Так, автор работы [100] получил пучки быстрых атомов фтора (1—10 эВ) при облучении тонких пленок BiF_3 (толщина ~ 1 мкм) сфокусированным излучением импульсного рубинового лазера. Как отмечается в работе [100], пучок атомов F характеризуется широким диапазоном энергий частиц (вплоть до 14 эВ). На расстоянии 0,6 м от фокуса интенсивность потока атомов F с энергией — 5 эВ составляет $\sim 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Энергию атомов в пучке можно регулировать, меняя плотность энергии излучения лазера в фокусе линзы.

Авторы работы [101] предложили использовать явление распыления образцов твердых тел под воздействием быстрых частиц для получения пучков атомов калия. При воздействии на образец калия сфокусированного пучка (площадь поперечного се-

чения пучка $\sim 0,2$ мм) ионов аргона Ar^+ с энергией 6 кэВ генерировался пучок атомов калия с энергиями 0,2—45 эВ. Максимальная скорость распыления наблюдалась при угле падения пучка ионов 70° . С помощью селектора скорости из потока атомов калия выделялись пучки с интенсивностью $4,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при скорости атомов калия 1660 м/с, $9,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при скорости 3700 м/с, $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при скорости атомов калия 9660 м/с.

Особый интерес для физико-химических исследований (в том числе при изучении взаимодействия газ — поверхность) представляют интенсивные пучки атомов кислорода с энергией от долей электрон-вольта до нескольких электрон-вольт. Ниже описаны методы получения таких пучков.

7.1. Термическая диссоциация кислорода. Авторы работы [102] получали атомарный кислород путем термической диссоциации чистого кислорода O_2 , находящегося под давлением ~ 1 торр в иридиевой печи, нагретой до температуры 2100 К. На источнике [102] была достигнута степень диссоциации кислорода 6—8 %, скорость атомов О — до 1,5 км/с. В работе [103] предложена печь для диссоциации кислорода нового типа, с помощью которой достигнута плотность пучка частиц — 10^{11} см^{-3} при степени диссоциации O_2 , превышающей 70 %. Печь [103] представляла собой узкую иридиевую трубку, один конец которой нагревался до температуры 2150 К потоком электронов, эмиттированных иридиевыми катодами, покрытыми окисью тория. Помещенная в резервуар с кислородом трубка малого диаметра позволяла получить направленный пучок атомов в том случае, если длина свободного пробега частиц вблизи нагреваемого конца превышала ее диаметр. Для того чтобы предотвратить попадание молекул кислорода в пучок атомов, исходящий из нагретой части трубки, ее центральная часть экранировалась лепестком металла. Авторы [103] отмечают, что такая конструкция печи отличается долговечностью, что важно для источников пучков химически активных частиц.

7.2. Диссоциация кислорода в ВЧ и СВЧ разрядах. Авторы работы [104] разработали газодинамический источник пучков атомарного кислорода, в котором диссоциация молекул O_2 осуществлялась в ВЧ разряде в камере сопла. С помощью источника [104] получены пучки атомов кислорода, поступательная энергия которых 0,14—0,5 эВ, интенсивностью свыше $10^{18} \text{ ср}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Авторы работы [104] отмечают, что в случае использования рабочей смеси, содержащей гелий и кислород, в пучке присутствуют атомы кислорода $\text{O}(^3\text{P})$ и $\text{O}(^1\text{D})$, а в случае смеси кислорода с аргоном пучок содержит только атомы $\text{O}(^3\text{P})$. Авторы работы [105] подавали в источ-

ник смесь кислорода и гелия (1:9), причем давление в камере сопла составляло 110 торр, мощность разряда 130 Вт. Скорость атомов кислорода в пучке достигала 1,95 км/с, что соответствует поступательной энергии кислорода 0,3 эВ. Авторы работы [106] применили установку [104] для получения пучка возбужденных атомов кислорода, скорость которых составляла 2,37 км/с (энергия 0,44). На аналогичной установке в работе [11] получен пучок атомов кислорода с поступательной энергией 0,7 эВ.

Авторы работы [108] в СВЧ разряде мощностью 100 Вт достигли степени диссоциации кислорода 35 %. В опытах использовалась смесь кислорода и гелия (15 % O_2). При давлении в камере сопла 80 торр скорость атомов О в пучке составляла 2,2 км/с (энергия 0,38 эВ).

На газодинамической установке "Серфатрон" с поверхностным СВЧ разрядом в кислороде достигнуты интенсивности пучка атомарного кислорода $10^{17}—10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, причем энергия атомов О в пучке составляла 1,5—5 эВ [109]. Однако поток содержал значительную долю возбужденных атомов и продуктов эрозии сопла.

7.3. Диссоциация кислорода в электрической дуге постоянного тока. Авторы работы [110] описали источник атомарного кислорода, в котором диссоциация O_2 осуществляется при впрыскивании струи кислорода в поток гелия (аргона), нагретый в плазмотроне постоянного тока. Степень диссоциации кислорода в смеси аргона и кислорода (2 % O_2) при мощности, потребляемой дугой 9 кВт, близка к единице. При давлении в камере сопла, близком к атмосферному, интенсивность пучка кислорода составляла $3 \cdot 10^{17} \text{ ср}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Скорость атомов кислорода в пучке 1,5—4 км/с, что соответствует энергиям 0,2—1,3 эВ. Мощность дуги постоянного тока, которую можно было изменять в пределах 4—12 кВт, а также доля кислорода в смеси с газом-носителем, существенно влияли на степень диссоциации кислорода. При использовании смеси, состоящей из аргона с 2 %-ной добавкой кислорода, и мощности дуги 9 кВт степень диссоциации кислорода была близка к единице. Высокая степень диссоциации достигалась тем, что время пребывания кислорода в камере сопла (0,15—0,5 мс) было достаточным для диссоциации молекул O_2 , но малым для рекомбинации атомов О.

7.4. Диссоциация кислорода в непрерывном оптическом разряде. В работе [111] газодинамический источник пучков с нагревом газа в непрерывном оптическом разряде [75] применен для создания пучков атомарного кислорода. В качестве рабочей использовалась смесь кислорода и аргона (1:1). Непрерывный оптический разряд в об-

ласти критического сечения сопла поддерживался с помощью сфокусированного излучения CO_2 -лазера мощностью 500 Вт, что обеспечивало высокую степень диссоциации кислорода и нагрев кислородных атомов до $T = 8000$ К. На выходе из сопла достигнуты интенсивности пучков атомов кислорода от 10^{16} до $10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при скорости атомов 3–4 км/с.

Авторами [9] для изучения процессов разрушения различных материалов при воздействии на них атомарного кислорода разработан импульсный источник быстрого атомарного пучка кислорода, основанный на воздействии излучения импульсного CO_2 -лазера на кислород, поступающий в расширяющуюся часть сопла. В ходе экспериментов, описанных в работе [9], через импульсный клапан (100 мкс) в расширяющуюся часть сопла вводилось 10^{-4} г кислорода. Поступающий в сопло газ ионизовался воздействием импульса лазера ($\lambda = 10,6$ мкм, энергия в импульсе 5 Дж, длительность импульса 2,5 мкс). Образованная плазма высокого давления расширялась, что сопровождалось возникновением ударной волны, распространявшейся по направлению к выходному срезу сопла и разогревавшей газ, находившийся в сопле, образуя высокотемпературную плазму. Благодаря специально подобранной конструкции сопла в плазме происходили электронно-ионные рекомбинации. Рекомбинация атомов кислорода с образованием O_2 практически исключалась. По мере расширения газа возрастала кинетическая энергия атомов кислорода. По оценкам авторов работы [9] за один импульс образовалось свыше 10^{18} атомов кислорода с кинетической энергией 5 эВ.

7.5. Получение атомов кислорода нейтрализацией периферийной плазмы токамака. Для моделирования условий, возникающих при воздействии встречного ионосферного потока на поверхность космического летательного аппарата, выполняющего орбитальный полет на высотах 150–300 км, авторы работы [112] предложили способ, в котором используется отражение и нейтрализация периферийной плазмы токамаков при ее взаимодействии с поверхностью металлического лимитера. На рис. 11 показана схема эксперимента, выполненного на токамаке АСТ-1 [112]. Отраженный от поверхности охлаждаемого лимитера, представляющего собой золотую пластину с потенциалом 0–150 В относительно плазмы, поток нейтрализованных атомов кислорода попадал в дифференциально откачиваемую камеру (10^{-4} Па) и бомбардировал установленную там мишень. Изменением потенциала лимитера можно было управлять энергией нейтрализованных атомов. Интенсивность потока атомов кислорода с энергией 5 эВ, бомбардирующих

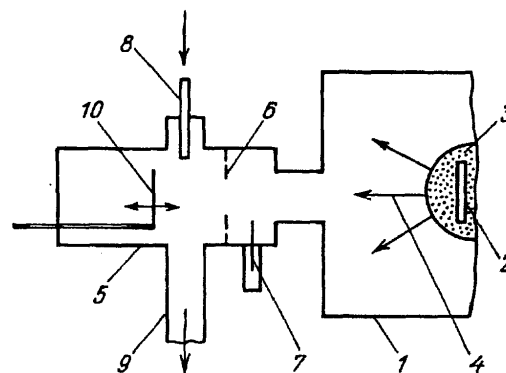


Рис. 11. Получение пучка атомов кислорода из периферийной плазмы токамака АСТ-1. 1 — камера токамака АСТ-1, 2 — лимитер, 3 — периферийная плазма, 4 — пучок атомов кислорода, 5 — камера дрейфа, 6 — диафрагма, 7 — клапан, 8 — магистраль подачи газа, 9 — магистраль откачки, 10 — подвижная мишень

мишень, расположенную на расстоянии 1 м составляла $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В камеру дрейфа можно было вводить газовые добавки NO, CO, N_2 , He. Авторам удалось наблюдать приповерхностное свечение у мишени, однако его спектр отличался от спектра свечения у поверхностей космических аппаратов "Спейс Шаттл" [8] и соответствовал газоразрядному свечению кислорода с соответствующими добавками.

7.6. Распылительный источник атомов кислорода. Авторы работы [113] описали оригинальный метод получения атомарного кислорода ионным распылением мишеней из Ta_2O_5 . Пучок ионов аргона с энергией 40 кэВ при токе 15 мкА падал на поверхность мишени под углом 30° относительно нормали к поверхности. При помощи квадрупольного анализатора остаточных газов исследовалось распределение кинетических энергий атомов кислорода, вылетающих под углами $+60^\circ$ и -60° относительно нормали. Эти распределения близки по форме и характеризуются максимумом при ~ 7 эВ, но простираются и за 20 эВ. Выход атомарного кислорода при распылении (число атомов на падающий ион) был количественно определен по выходу воды как продукта реакции O с n-бутаном при помощи газовой хроматографии с детектированием продуктов теплопроводности. Результаты измерений показали, что в случае свежих оксидов Ta_2O_5 выход атомарного кислорода достигал 72 атомов на ион, что обеспечивало поток атомов $\sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ с 1 см^2 поверхности мишени. Возможно, что путем увеличения массы и энергии ионов падающего пучка или использования других оксидов можно будет достичь более высоких плотностей потока атомарного кислорода.

7.7. Диссоциация кислорода за интенсивной ударной волной. В работах [114, 115] описан источник атомарного пучка кислорода импульсно-периодического действия на основе элект-

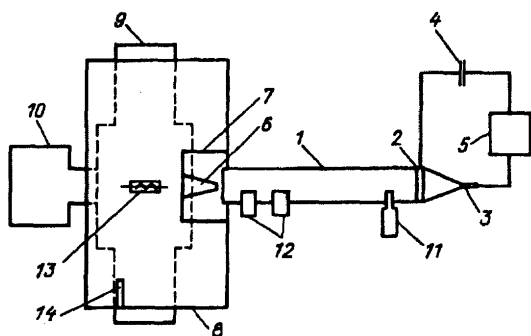


Рис. 12. Схема источника интенсивного пучка атомов кислорода. 1 — электромагнитная ударная труба, 2 — кольцевой электрод, 3 — центральный электрод, 4 — батарея конденсаторов, 5 — ионитронный разрядник, 6 — скиммер, 7 — демпферный объем, 8 — вакуумная камера, 9 — турбомолекулярный насос, 10 — форвакуумный насос, 11 — мехатрон, 12 — пьезодатчики давления, 13 — ионизационный датчик плотности, 14 — ионизационный датчик вакуумметра

ромагнитной ударной трубы со скиммером в торце. Электромагнитная ударная труба применена как средство создания газодинамического потока с высокой энтальпией и выполнена в соответствии с рекомендациями [116].

Схема установки показана на рис. 12. Ударная труба представляет собой коническую разрядную камеру, состыкованную с цилиндрической рабочей секцией. В разрядной камере производится искровой микросекундный разряд между кольцевыми и центральными электродами (энергия разряда ~ 1 кДж), в результате чего формируется сильная ударная волна в газе, заполняющем рабочую секцию. Рабочая секция ударной трубы состыкована с демпферным цилиндром, в торце которого установлен скиммер. Скиммер имеет вид полого конуса с углом раствора 60° и диаметром входного отверстия 1 мм, сравнимым с длиной свободного пробега частиц в спутном потоке за ударной волной. Кромка при вершине скиммера заострена, что позволяет выделить молекулярный пучок из спутного потока без частичного торможения потока. Расширение потока в демпферном цилиндре позволяет ослабить газодинамические возмущения, связанные с отражением ударной волны от торца, и избежать прихода газодинамических возмущений к входному отверстию скиммера в течение времени существования стационарных условий за падающей ударной волной. Молекулярный пучок распространяется в вакуумной камере, непрерывно откачиваемой с помощью турбомолекулярного насоса. Импульсно-периодический режим работы ударной трубы обеспечивается за счет стационарной подачи газа в рабочую секцию с помощью игольчатого накателя. Необходимый перепад давления между рабочей секцией и вакуумной камерой осуществляется на входном отверстии скиммера. Электрическая

и вакуумно-газовая схемы установки рассчитаны на частоту следования импульсов вплоть до 5 Гц. При использовании воздуха в качестве рабочего газа получен молекулярный пучок с интенсивностью вплоть до $10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и поступательной энергией атомов кислорода, достигающей 5 эВ. Содержание атомарного кислорода в пучке, полученном из воздуха, достигает 30 %, поэтому представляет интерес применение источника для изучения механизмов химических реакций с участием быстрых атомов кислорода [10]. При работе в импульсно-периодическом режиме источник позволит набрать характерную дозу облучения образцов поверхностей 10^{18} см^{-2} за время порядка 1 часа. Представляет интерес применение источника для лабораторного моделирования процессов взаимодействия встречного ионосферного потока с поверхностями космических летательных аппаратов [8].

7.8. Источник пучков атомов кислорода, основанный на нейтрализации ионов $\text{O}^-(^2\text{P})$ посредством фотоотрыва электронов. В работе [107] описан источник пучков атомов кислорода, основанный на нейтрализации предварительно ускоренных ионов $\text{O}^-(^2\text{P})$ посредством фотоотрыва электрона. Ионы O^- образовывались в ходе диссоциативного прилипания электронов, эмиттируемых вольфрамовой нитью, к молекулам NO. Далее ионы и электроны ускорялись до необходимой энергии (5 эВ) при помощи электрического поля. Чтобы предотвратить распыление пучка заряженных частиц под воздействием кулоновских сил отталкивания, применялось однородное магнитное поле (6 Тл), направленное вдоль оси пучка. Разделение ионов и электронов осуществлялось с помощью электрического поля, направленного перпендикулярно оси пучка. Излучение аргон-ионного лазера, отражаемое системой зеркал, многократно пересекало траекторию пучка ионов, взаимодействуя с ионами $\text{O}^-(^2\text{P})$ с образованием атомов кислорода в основном состоянии. При мощности лазера 20 Вт, 100-кратном пересечении пучка с лазерным лучом и кинетической энергии ионов 5 эВ эффективность отрыва электронов составляла 15 %. Для получения пучка атомов кислорода можно было применять перпендикулярно направленное электрическое поле, отклоняющее ионы O^- , либо мишень, заряженную отрицательно, отражающую ионы. Источник [107] позволял формировать пучок атомов кислорода с угловой расходимостью 20° при энергии атомов 5 эВ. Ионный ток при этом составлял — 5 мкА, эффективность отрыва электронов — 15 %. Приведенные данные позволяют оценить интенсивность пучка, полученного с помощью устройства [107]. Легко пока-

зять, что интенсивность пучка составляла $2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что на четыре порядка превышает интенсивность пучков атомов с такой же кинетической энергией, полученных с помощью источника, основанного на перезарядке ионов [92, 93].

8. Заключение. Изобретенный в 1911 г. Дюнуайе [14, 15] метод молекулярных пучков оказался чрезвычайно плодотворным в сфере науки и техники. Метод позволил осуществить прецизионные измерения характеристик ядер, атомов и молекул [24]. Возникновение газодинамических источников [30], формирующих пучки, интенсивность которых существенно превышает интенсивность эффузионных, стало важным этапом развития метода. Низкие температуры, сравнительно легко достигаемые в газодинамических молекулярных пучках, позволили осуществить тонкие эксперименты в области молекулярной спектроскопии [117, 118]. Широкий диапазон кинетических энергий частиц газодинамических пучков, узкая форма функции распределения скоростей атомов и молекул в пучках в сочетании с их высокой интенсивностью делают газодинамические пучки важным средством изучения процессов рассеяния частиц на поверхностях твердых тел [117], механизма элементарных химических реакций в газовой фазе [1].

Источники молекулярных пучков, основанные на перезарядке быстро движущихся ионов, широко применяются в исследованиях атомно-молекулярных столкновений методом рассеяния пучков частиц на малые углы, в ходе которых изучаются короткодействующие силы взаимодействия частиц, неупругие молекулярные переходы, неадиабатические электронные переходы. Информация, получаемая в ходе экспериментов по высокоэнергетическому рассеянию, является основой описания поведения вещества в условиях высоких температур, сверхсильных сжатий [88].

Наряду с традиционными источниками молекулярных пучков появились новые: механический источник [96], метод распыления мишеней [101], метод лазерного испарения [100]. Не имеющий пока широкого распространения метод механического ускорения пучка молекул, по-видимому, будет совершенствоваться и применяться в лабораторных экспериментах, поскольку обладает важным преимуществом — простотой управления скоростью частиц. Представляет интерес предложение авторов [99] использовать многоканальный эффузионный источник для повышения концентрации газа вблизи вершины лопастей ротора с целью увеличения интенсивности пучков механически ускоренных частиц.

Применение источников, основанных на распылении образцов твердых тел пучками быстрых ионов, затруднительно, поскольку пучки такого рода характеризуются широкой угловой расходимостью и широким диапазоном энергий частиц. Однако представляет интерес их применение как метода нанесения покрытий и создания эпитаксиальных пленок. Метод лазерного испарения уже сейчас широко используется в лабораториях как средство формирования пучков кластеров и атомов тугоплавких металлов, а также как метод получения пучков макромолекул, биомолекул.

В связи с резко возросшим интересом к взаимодействию быстрых химически активных частиц, энергия которых сравнима с энергией химических связей, с поверхностями твердых тел следует ожидать роста количества работ, посвященных разработке новых и совершенствованию имеющихся источников пучков таких частиц. В частности, необходимость исследований, касающихся окислительной деградации материалов, подвергающихся воздействию быстрых пучков атомов кислорода, возникшая в результате обнаружения разрушения материалов покрытий космических летательных аппаратов, выполнявших полет на низких околоземных орбитах, стимулирует интерес ученых к разработке эффективных источников быстрых пучков атомарного кислорода. Как показано в обзоре, уже на сегодняшний день существует множество разнообразных весьма перспективных подходов к решению этой проблемы.

По мнению авторов настоящий обзор в основном отражает как исторические аспекты развития методов генерации молекулярных пучков, так и их современное состояние. Особое внимание уделено методам формирования быстрых интенсивных пучков атомарного кислорода, интерес к которым возрос в последние годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русин Л. Ю. // Кинетика и катализ. Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР. 1988. Т. 18. С. 109.
2. Padowitz D. F., Sibener S. J. // J. Vac. Sci. and Technol. A. Second Series. 1991. V. 9, No. 4. P. 2289.
3. Arumainayagam C. R., McMaster M. C., Madix R. J. // J. Vac. Sci. and Technol. A. Second Series. 1991. V. 9, No. 3. P. 1581.
4. D'Evelyn M. P., Hamza A. V., Gdowski G. E., Madix R. J. // Surf. Sci. 1986. V. 167, No. 2/3. P. 451.
5. Boschetti A., Cagol A., Corragi C., Jacobs R., Mazzola M., Iannotta S. // Chem. Phys. 1992. V. 163, No. 2. P. 179.
6. Vach H., Hager J., Walter H. // Chem. Phys. Lett. 1987. V. 133, No. 4. P. 279.
7. Billing G. D. // Computer Phys. Rept. 1990. V. 12, No. 6.
8. Гаррет Х. Б., Чатджян А., Гэбриел С. Б. // Аэрокосм, техника. 1989. № 10. С. 64.
9. Каледония Дж. Э., Креч Р. Х., Грин Б. Д. // Аэрокосм, техника. 1987. № 11. С. 102.
10. Бойценя В. С., Гужова С. К., Титов В. И. // Воздействие низ-

- котемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы. М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. *Engstrom J.R., Bonser D.J., Nelson M.M., Engel T.* // *Surf. Sci.* 1991. V. 256, No. 3. P. 317.
 12. *Madix R.J., Susu A.A.* // *Surf. Sci.* 1970. V. 20. P. 377.
 13. *Herman M.A., Sitter H.* *Molecular Beam Epitaxy. Fundamentals and Current Status* // *Springer Series in Materials Science.* 1989. V. 7.
 14. *Dunoyer L.* // *C. R. Ac. Sci., Paris.* 1911. T. 152. P. 594.
 15. *Dunoyer L.* // *Le Radium.* 1911. T. 8. P. 142.
 16. *Троцкий В.С.* // *ЖЭТФ.* 1961. Т. 41. С. 389.
 17. *Lew H.* // *Phys. Rev.* 1949. V. 76. P. 1086.
 18. *Осипов Н.И.* // *П Т Э.* 1984. № 5. С. 199.
 19. *Прибытков В.А., Матвеев О.И., Диброва Л.К.* // *П Т Э.* 1987. № 3. С. 218.
 20. *Kellogg J.M.B., Rabi L.L., Zacharias J.R.* // *Phys. Rev.* 1936. V. 50. P. 472.
 21. *Davis L., Feld B.T., Zabel C.W., Zacharias J.R.* // *Phys. Rev.* 1949. V. 76. P. 1076.
 22. *Nagle D.E., Julian R.S., Zacharias J.R.* // *Phys. Rev.* 1947. V. 72. P. 971.
 23. *Смит К.Ф.* Молекулярные пучки. М.: Физматгиз, 1959.
 24. *Рамзэй Н.* Молекулярные пучки. М.: ИИЛ, 1960.
 25. *King J.G., Zacharias J.R.* // *Adv. Electron and Electron Phys.* 1956. V. 8. P. 1.
 26. *Ota Y.* // *Thin Sol. Films.* 1983. V. 106. P. 3.
 27. *Ota Y.* // *J. Electrochem. Soc.* 1977. V. 124. P. 1795.
 28. *Cheung J.T., Madden J.* // *J. Vac. Sci. and Technol. B.* 1987. V. 5. P. 705.
 29. *Cheung J.T., Niizawa G., Moyle J., Ong N.P., Paine B.M., Vreeland T., Jr.* // *J. Vac. Sci. and Technol. A.* 1986. V. 4. P. 2086.
 30. *Kantromtz A., Grey I.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1951. V. 22. No. 3. P. 328.
 31. *Kistiakomsky G.B., Slichter W.P.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1951. V. 22. P. 333.
 32. *Becker K.W., Bier K.* // *Zs. Naturforsch.* 1954. Bd. 9a. S. 975.
 33. *Campanque R., Lebehot A., Lemonnier J.C., Marette D., Pebay J.* // *Proceedings of the 5th International Symposium on Molecular Beams, April 7—11, 1975. Nice, France, 1975.*
 34. *Александров М.Л., Куснер Ю.С.* Газодинамические молекулярные, ионные и кластеризованные пучки. Л.: Наука, 1989.
 35. *Андерсон Дж., Андрее Р., Фенн Дж.* Молекулярные пучки, получаемые с помощью сверхзвукового сопла // *Исследования с молекулярными пучками.* М.: Мир, 1969. С. 299—345.
 36. *Bier K., Hagena O.* // *J.A. Laurmann, ed., Rarefied Gas Dynamics.* New York: Academic Press, 1963. V. 1. P. 478.
 37. *Fenn J.B., Anderson J.B.* // *Rarefied Gas Dynamics* / Ed. J.H. de Leeuw. New York: Academic Press, 1966.
 38. *Anderson J.B., Andres R.P., Fenn J.B., Maise G.* // *Ibidem.*
 39. *Reis V.H., Fenn J.B.* // *J. Chem. Phys.* 1963. V. 39. P. 3240.
 40. *Molecular Beams and Low Density Gasdynamics V. 4* / Ed. P.P. Wegener. New York: Dekker, 1974.
 41. *Bossel U.* // *Entropie.* 1971. No. 42. P. 12.
 42. *Bossel U.* // *Report No. AS-63-6. Aeronaut. Sci. Division.* Berkeley: Univ. of California, 1968.
 43. *Bird G.A.* // *Phys. Fluid.* 1976. V. 19, No. 10. P. 1486
 44. *Bossel U.* // *Deutsche Luft- und Raumfahrt Forschungsbericht* 1974. Nr. 74-28.
 45. *Козлов Б.Н., Щебелин В.Г.* // *ЖТФ.* 1992. Т. 62, вып. 1. С. 197.
 46. *Becker K.W., Bier K., Henkes W.* // *Zs. Phys.* 1956. Bd. 146. S. 333.
 47. *Becker E. W., Klingelhofer R., Lohze P.* // *Zs. Naturforsch.* 1962. Bd. 17a. S. 432.
 48. *Bentley P.G.* // *Nature.* 1961. V. 190. P. 432.
 49. *Henkes W.* // *Zs. Naturforsch.* 1961. Bd. 16a. S. 842.
 50. *Hagena O.* // *Zs. angew. Phys.* 1963. Bd. 16. S. 183.
 51. *Bier K., Hagena O.* // *Rarefied Gas Dynamics* / Ed. J.H. de Leeuw, New York: Academic Press, 1966.
 52. *Liverman M.G., Beck S.M., Montis D.L., Smalley R.E.* // *J. Chem. Phys.* 1979. V. 70, No. 1. P. 192.
 53. *Byer R.L., Duncan M.D.* // *J. Chem. Phys.* 1981. V. 74, No. 4. P. 2174.
 54. *Otis Ch.E., Johnson Ph.M.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1980. V. 51, No. 8. P. 1128.
 55. *Muller-Markgraf W., Rossi M.J.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 4. P. 1217.
 56. *Bucher J.P., Douglass D.C., Xia P., Bloomfield L.A.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 9. P. 2374.
 57. *Corat E.J., Trava-Airoldi V.J.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 3. P. 1068.
 58. *Proch D., Trickl T.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1989. V. 60, No. 4. P. 713.
 59. *Marinescu D.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 6. P. 1749.
 60. *Hershcovitch A., Kponou A., Niinikoski T.O.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1987. V. 58, No. 4. P. 547.
 61. *Димов Г.И.* // *ПТЭ.* 1968. № 5. С. 168.
 62. *Gentry W.R., Giese C.F.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1978. V. 49. P. 595.
 63. *Gentry W.R.* *Atomic and Molecular Beam Methods* // Ed. G. Scoles. Oxford, UK: Oxford University Press, 1988. P. 64—66.
 64. *Maruyama S., Anderson L.R., Smalley R.E.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 12. P. 3686.
 65. *Cheshnovsky O., Taylor K.J., Conceicao J., Smalley R.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 1785.
 66. *Saenger K.L.* // *J. Chem. Phys.* 1981. V. 75, No. 5. P. 2467.
 67. *Skinner G.T.* // *Phys. Fluids.* 1961. V. 4. P. 1172.
 68. *Skinner G.T., Fetz B.H.* // *Rarefied Gas Dynamics* / Ed. J.H. de Leeuw. New York: Academic Press, 1966.
 69. *Takahashi N., Teshima K.* // *Thirteenth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Novosibirsk, July 5—9, 1982. Book of abstracts.* V. 1 P. 261.
 70. *Knuth E.L.* // *Report No. 63-30. Department of Engineering* University of California at Los Angeles, 1963.
 71. *Young W.S., Rodgers W.E., Knuth E.L.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1969. V. 40, No. 10. P. 1346.
 72. *Winicour D.H., Knuth K.L.* // *J. Chem. Phys.* 1967. V. 46, No. 11. P. 4318.
 73. *Gottling R., Mayne H.R., Toennies J.P.* // *J. Chem. Phys.* 1986. V. 85. P. 6396.
 74. *Schlachta R., Lask G., Tsay S.H., Bondybey V.E.* // *Chem. Phys.* 1991. V. 155, No. 2. P. 267.
 75. *Cross J.B., Cremers D.A.* // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Beam Interaction with Materials and Atoms,* 1986. V. 13, No. 1—3. P. 658—662.
 76. *Becker E.W., Henkes W.* // *Zs. Phys.* 1956. Bd. 146. S. 320.
 77. *Klingelhofer R., Lohse P.* // *Phys. Fluids.* 1964. V. 7. P. 379.
 78. *Reis V.H., Fenn J.B.* // *J. Chem. Phys.* 1963. V. 39. P. 3240.
 79. *Акимов В.М., Русин Л.Ю., Цыганов Ф.А.* // *ПТЭ.* 1991. № 1. С. 164.
 80. *Sosnowski M., Krommenhoek S., Sheen J., Comely R.H.* // *J. Vac. Sci. and Technol. A.* 1990. V. 8, No. 3. Pt. 1. P. 1458.
 81. *Smalley R.E.* // *Laser Chem.* 1983. V. 2. P. 167.
 82. *Milani P., de Heer W.A.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61, No. 7. P. 1835.
 83. *Tembreull R., Lubman D.M.* // *Anal. Chem.* 1987. V. 59. P. 1003.
 84. *Cable J.R., Tubergen M.J., Levy D.H.* // *J. Am. Chem. Soc.* 1988. V. 110. P. 7349.
 85. *Karas M., Ingendoh A., Bahr U., Hillenkamp F.* // *Biomed. Environ. Mass Spectrosc.* 1989. V. 18. P. 841.
 86. *Cai M.F., Dzugas T.P., Bondybey V.E.* // *Chem. Phys. Lett.* 1989. V. 155, No. 4/5. P. 430.
 87. *Cai M.F., Carter C.C., Miller T.A., Bondybey V.E.* // *Chem. Phys.* 1991. V. 155, No. 2. P. 233.
 88. *Леонас В.Б., Родионов И.Д.* // *УФН.* 1985. Т. 146. С. 7.
 89. *Амдур И., Джордан Дж.* Упругое рассеяние пучков высоких энергий // *Исследования с молекулярными пучками.* М.: Мир, 1969. С. 39.
 90. *Amdur I., Jordan J.E., Colgate S.O.* // *J. Chem. Phys.* 1961. V. 34. P. 1525.
 91. *Amdur I., Jordan J.E.* // *J. Chem. Phys.* 1967. V. 46. P. 653.
 92. *Utterback N.G., Miller G.H.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1961. V. 32. P. 1101.
 93. *Utterback N.G., Miller G.H.* // *Phys. Rev.* 1961. V. 124, No. 5. P. 1477.
 94. *Franks J.* // *J. Vac. Sci. and Technol.* 1979. V. 16, No. 2. P. 181.

95. *Franks J.* // *Vacuum*. 1984. V. 34, No. 1—2. P. 259.
96. *Marshall D.G., Moon P.B., Robinson J.E.S., Stringer J.T.* // *J. Sci. Instrum.* 1948. V. 25. P. 348.
97. *Bull T.H., Moon P.B.* // *Disc. Faraday Soc.* 1954. V. 17. P. 54.
98. *Moon P.B., Ralls M.P.* // *Proc. Roy. Soc. London. A.* 1989. V. 423. No. 1865. P. 361.
99. *Nutt C.W., Bale T.J., Cosgrove P., Kirby M.J.* // *Proceedings of the 5th International Symposium on Molecular Beams*. April 7—11, 1975. Nice, France, 1975.
100. *Friichtenicht J.F.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1974. V. 45, No. 1. P. 51.
101. *Полутук, Роль, Лос, Икелаар* // *ПНИ*. 1968. № 8. С. 66.
102. *Geddes J., Clough P.N., Moore P.L.* // *J. Chem. Phys.* 1974. V. 61, No. 5. P. 2145.
103. *Van Zyl B., Gealy M.W.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1986. V. 57. No. 3. P. 359.
104. *Sibener S.J., Buss R.J., Ng C.Y., Lee Y.T.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1980. V. 51, No. 2. P. 167.
105. *Sibener S.J., Buss R.J., Casavecchia P., Hirooka T., Lee Y.T.* // *J. Chem. Phys.* 1980. V. 72, No. 8. P. 4341.
106. *Buss R.J., Casavecchia P., Hirooka T., Sibener S.J., Lee Y.T.* // *Chem. Phys. Lett.* 1981. V. 82, No. 3. P. 386.
107. *Orient O.J., Chutjian A., Murad E.* // *Phys. Rev. A.* 1990. V. 41, No. 7. P. 4106.
108. *Gorry P.A., Nowikow C.V., Grice R.* // *Chem. Phys. Lett.* 1977. V. 49, No. 1. P. 116.
109. *Morrison D., Tennyson R.C., French J.B.* // *Fourth European Symposium on Spacecraft Materials in Space Environment*. CERT, Sept. 6—9, 1988. Toulouse, France, 1988. P. 435—452.
110. *Silver J.A., Freedman A., Kolb C.E., Rahbee A., Dolan C.P.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1982. V. 53, No. 11. P. 1714.
111. *Gross J.B., Cremers D.A., Tucker D.F.* // *AIAA paper No. 85-1068*. 1985. P. 1.
112. *Longer W.D., Cohen S.A., Manos D.M. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 1986. V. 13, No. 4. P. 337.
113. *Ferrieri R.A., Chu Y.Y.* // *Rev. Sci. Instr.* 1988. V. 59, No. 10. P. 2177.
114. *Дорошенко В.М., Кудрявцев Н.Н., Сухов А.М.* // *XI Всесоюзная конференция по динамике разреженных газов*. 8—13 июля 1991 г. Тезисы докладов. Л., 1991. С. 116.
115. *Дорошенко В.М., Кудрявцев Н.Н., Мазяр О.А., Сухов А.М., Яценко О.В.* Препринт ИВТАН № 8-340. Москва, 1992.
116. *Ziener R.W.* // *ARS J.* 1959. V. 29, No. 9. P. 642.
117. *Fenn J.B.* // *Thirteenth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Novosibirsk, July 5—9, 1982. Book of abstracts. V. 1. P. 214.
118. *Svanberg S.* *Atomic and Molecular Spectroscopy. Basic Aspects and Practical Applications* // *Springer Series on Atoms and Plasmas*. 1991. V. 6.
119. *Campargue R.* // *J. Phys. Chem.* 1984. V. 88, No. 20. P. 4466.