

**Н. Г. Коробейщиков, А. Е. Зарвин**

Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, 630090, Новосибирск, Россия  
E-mail: zarvin@phys.nsu.ru

## **ИМПУЛЬСНЫЕ СВЕРХЗВУКОВЫЕ СТРУИ: ПРИМЕНЕНИЕ, ПРОБЛЕМЫ, РЕШЕНИЯ \***

Представлены литературный обзор и оригинальные материалы исследований нестационарных сверхзвуковых течений газов. Проанализированы закономерности движения переднего и заднего фронтов в импульсных струях при различных режимах истечения. Определены времена запуска струй, сформированных в виде импульсов конечной длительности. Результаты обобщены в безразмерных параметрах подобия. Описаны конструкции устройств формирования импульсных газовых потоков, приведены рекомендации по выбору клапанной системы. Результаты работы могут быть использованы в учебном процессе и при выполнении научно-исследовательских работ студентами и аспирантами, в том числе проходящими подготовку на базе Научно-образовательного центра в области энергетики и энергосберегающих технологий, созданного НГУ, ИТ СО РАН и ЦТТ СО РАН.

### **Введение**

Возможности перевода сверхзвуковой свободной струи газа в импульсный режим течения и формирования импульсного молекулярного пучка впервые были продемонстрированы в работах О. Хагена [1]. Преимущества импульсных потоков по сравнению со стационарными очевидны:

- возможность получения расходов газа, температур, плотностей и скоростей потоков и пучков, труднодостижимых в стационарных условиях;
- возможность использования откачных вакуумных систем умеренной производительности;
- высокая эффективность использования дорогостоящих рабочих газов.

С тех пор импульсные газовые струи и формируемые из них молекулярные пучки широко используются во многих исследовательских областях: физика плазмы [2–4], столкновительное рассеяние пучков [5–8], релаксационные процессы в свободных струях [9–11], молекулярная спектроскопия [12–18], взаимодействие молекул с поверхностью [19; 20], свойства молекулярных агрегатов с водородными и Ван-дер-Ваальсовыми связями [21–25] и т. д. Импульсные струи идеально подходят для экспериментов с мощными импульсными лазерами [26–27].

Одно из новых перспективных направлений технологического использования им-

пульсных потоков – импульсное напыление тонких пленок различных материалов для современной электроники [28–29]. Таким образом, импульсные газовые течения уже доказали свою практическую ценность во многих областях динамики разреженных газов.

Вопросы, которые обязательно возникают перед пользователем импульсных газоструйных источников, либо касаются работы источника струи – газового клапана, либо связаны с динамикой импульсных потоков. Поэтому ниже рассмотрены литературные данные, а также результаты собственных исследований авторов по разработке источников импульсных струй (клапанов) и газодинамике импульсных потоков.

### **Импульсное сверхзвуковое истечение газа**

Исследовательских работ, в той или иной мере касающихся импульсных течений газа, достаточно много. Поэтому авторами были введены следующие ограничения. Во-первых, в данном обзоре не будут рассматриваться работы, посвященные исследованиям импульсных течений газа внутри каналов и сопел. Подробный анализ экспериментальных результатов в этой области можно найти в монографиях [30; 31]. Во-вторых, детальный обзор теоретических моделей, в том числе приближенных, а также работ

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 62 «Супрамолекулярные фотопроцессы в Ван дер Ваальсовых комплексах молекул. Механизм, фемтосекундная динамика и “когерентный” контроль».

по численному моделированию нестационарных течений приведен в монографии [32]. В настоящем обзоре основное внимание уделено рассмотрению результатов экспериментальных исследований струйного импульсного истечения.

Даже при использовании «идеального» источника, т. е. мгновенно открывающегося источника с постоянным расходом, требуется некоторое время для установления в потоке на фиксированном расстоянии от источника параметров, подобных параметрам стационарного потока – квазистационарных параметров. Поэтому один из основных вопросов импульсного истечения – время запуска сопла. Здесь под временем запуска подразумевается минимальное время после полного открытия сопла, необходимое, чтобы параметры течения достигли своих стационарных значений.

### Литературный обзор

Впервые задача о запуске течения в сверхзвуковых конических соплах в аналитическом виде была рассмотрена в [33]. Исследовалось течение невязкого совершенного газа в вакуум внутри плоского (бесконечная щель) и осесимметричного конических сопел. Предполагалось, что в начальный момент времени  $t_0 = 0$  в критическом сечении сопла мгновенно устанавливаются стационарные значения параметров газа (плотность  $\rho^*$ , температура  $T^*$ , скорость  $v^*$ ).  $C_-$ -характеристика, на которой параметры газа принимают свои стационарные значения, является границей между первой волной разрежения и областью стационарного течения. В момент выключения подачи газа от источника отходит  $C_+$ -характеристика, которая определяет нестационарную волну разрежения, распространяющуюся сверху по потоку, является верхней границей области стационарного течения. Временем существования стационарного течения в фиксированной точке является интервал  $\delta t$  между  $C_-$ - и  $C_+$ -характеристиками. Показано, что вниз по потоку от критического сечения указанные характеристики сближаются. Сравнение течений в клиновидном (бесконечная щель) и коническом (круглое отверстие) соплах показало, что время запуска конического осесимметричного сопла меньше, чем клиновидного. При одинаковом времени включения источника время существования стационарных параметров в заданном сечении сопла больше в случае осевой симметрии

течения. Таким образом, в работе был сделан вывод, что для создания импульсных течений предпочтительнее использование осесимметричных сопел.

Впоследствии тот же подход был развит С. Ф. Чекмаревым для анализа запуска свободных струй [32; 34–36]. Для описания течения автором была предложена модель радиального внезапно включенного стационарного источника (РВВСИ). В рамках данной модели течение газа в центральной области струи рассматривается как радиальное одномерное течение. При этом коническому осесимметричному соплу соответствует сферическая симметрия поля течения в струе, а клиновидному соплу – цилиндрическая симметрия. При использовании модели РВВСИ для описания поля истечения газа в вакуум показано, что траектории движения характерных поверхностей, определяющих структуру течения, будут такими же, как при запуске течения в сверхзвуковом сопле.

На рис. 1 приведена схема и  $r$ - $t$ -диаграмма импульсного истечения газа в вакуум. Граница расширяющегося газа (фронт истекающего газа) определяется траекторией движения первой частицы, вышедшей из источника. Показано, что скорость движения фронта при истечении невязкого газа в вакуум равна предельной скорости нестационарного течения газа от источника  $v_{mn}$  [37]:

$$v_{mn} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} a^*, \quad (1)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты истекающего газа;  $a^*$  – скорость звука в критическом сечении сопла.

Строго говоря, при истечении газа в вакуум передний фронт отсутствует, так как максвелловская функция распределения по скоростям имеет высокоскоростной хвост молекул, которые должны быстро распространяться до бесконечности. Однако, как будет показано ниже, в реальных условиях движение фронта истекающего газа – один из основных параметров, характеризующих импульсные потоки.

Между фронтом истекающего газа и границей стационарного течения располагается волна разрежения. Границей области стационарного течения является  $C_-$ -характеристика, движущаяся с максимальной термодинамической скоростью стационарного расширения  $v_{ms}$ . Известно, что максимальная скорость стационарного расширения

газа в вакуум  $v_{ms}$  определяется полной энтальпией газа  $h_0$ :

$$v_{ms} = \sqrt{2h_0} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} a_* \quad (2)$$

Видно, что эта скорость значительно меньше максимальной скорости нестационарного расширения газа от источника (1), поэтому протяженность волны разрежения с течением времени растет.

При выключении источника в момент времени  $t_k$  формируется волна разрежения, положение которой описывается  $S_+$ -характеристикой. Таким образом, область стационарного течения на любом расстоянии от источника  $T_s$  ограничена снизу по течению  $S_-$ -характеристикой, а сверху по течению  $S_+$ -характеристикой. С увеличением расстояния от источника ширина стационарной области монотонно уменьшается и на некотором расстоянии при пересечении указанных характеристик исчезает вовсе. Показано, что скорость уменьшения стационарной области определяется показателем адиабаты газа  $\gamma$ , симметрией течения и числом Маха потока. При фиксированных параметрах торможения (давление  $P_0$ , температура  $T_0$ ) и времени открытого состояния  $t_0$  на фиксированном расстоянии от источника длительность области стационарного течения уменьшается с увеличением  $\gamma$  и числа Маха потока.

В рассматриваемых работах приведены  $r$ - $t$ -диаграммы течения от сферического и

цилиндрического источников для времени установления стационарного течения на разных расстояниях от источника. В результате сравнения картины течения в осесимметричном и плоском потоках, сделан общий вывод, что для получения стационарных параметров (в частности, числа Маха) осесимметричные источники обладают несомненным преимуществом. Поскольку при осевой симметрии течения газ расширяется более интенсивно, чем при цилиндрической, то при фиксированных параметрах торможения заданное число Маха в «двумерном» сферическом потоке достигается на существенно меньших расстояниях от источника, чем в плоском потоке. Таким образом, время запуска осесимметричных импульсных струй меньше, чем плоских. Осесимметричные течения также обладают существенно большими временами существования стационарных потоков, чем плоские течения.

В [38; 39] рассмотрен вопрос о минимальном времени  $\Delta t_{\min}$ , в течение которого импульсный клапан должен быть открытым для установления стационарных параметров в свободной струе. Все расчеты сделаны для осесимметричного сопла. В [38]  $\Delta t_{\min}$  представлено в виде суммы трех времен:  $\Delta t_1$  – времени разгона покоящегося газа до скорости звука,  $\Delta t_2$ , времени, необходимого для достаточного числа столкновений, и  $\Delta t_3$ , времени распада импульса из-за разброса скоростей. Показано, что минимальное время импульса зависит от показателя адиабаты истекающего газа и параметров источника – температуры  $T_0$ , давления  $P_0$  и диа-

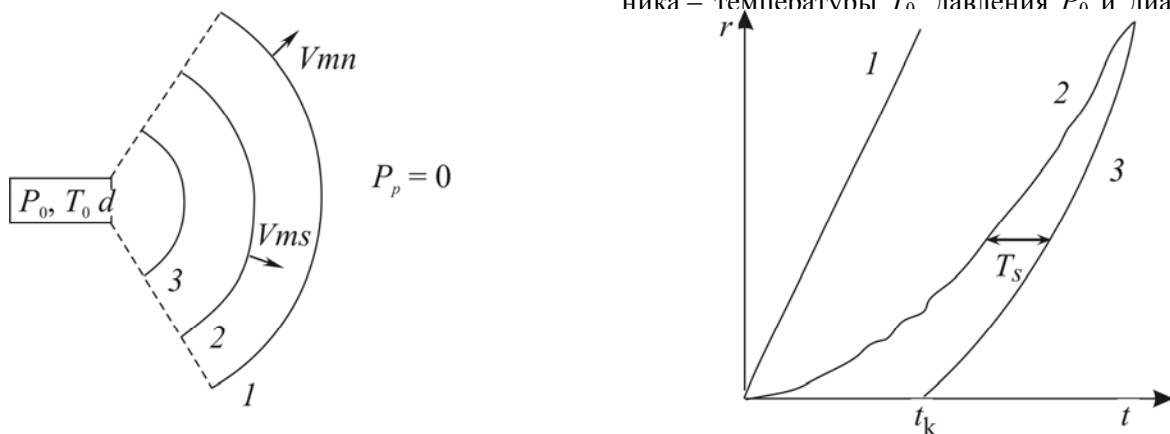


Рис. 1. Схема и  $r$ - $t$ -диаграмма импульсного истечения газа в вакуум: 1 – передний фронт истекающего газа; 2 – граница области стационарного течения; 3 – волна разрежения, возникающая момент выключения источника;  $t_k$  – момент выключения источника;  $T_s$  – длительность стационарного течения

сопла  $d$ . Минимальное время пропорционально молекулярной массе газа  $m^{0,5}$ , и при

фиксированной величине  $P_0 \times d$  увеличивается линейно с увеличением диаметра кла-

пана  $d$ . Оценки показали, что при величине  $P_0 \times d = 1,33 \text{ кПа} \times \text{мм}$  минимальная длительность импульса, необходимая для установления в потоке стационарных параметров, составляет для гелия 4,1 мкс, для аргона 15,1 и для азота 18,1 мкс. В [39] предложено при анализе импульсного течения учитывать эффект двумерности течения. Для области стационарного расширения газа при расчетах числа Маха вместо изэнтропических выражений использованы известные эмпирические зависимости из работы [40]. Кроме этого, авторами предложен способ учитывать конечную скорость открывания клапана. В реальной ситуации это приводит к тому, что формирование установившегося стационарного течения начинается раньше момента полного открывания клапана. Однако эти поправки не меняют общих выводов предыдущих работ.

Одним из перспективных методов исследования молекулярной газовой динамики является метод прямого моделирования Монте-Карло [41]. Естественно, развитие возможностей метода зависит от прогресса вычислительной техники и методов вычислений. В коллективе под руководством Г. А. Лукьянова [42–44] этот метод развивается для исследования импульсного струйного истечения. В работах моделировалось нестационарное осесимметричное течение одноатомного газа в вакуум. Источником струи брался круг диаметром  $d_a$  на плоской стенке, внезапно включившийся в момент времени  $t = 0$ . Через время  $t_s$  источник выключался. Тем самым моделировался процесс лазерной абляции материала. Авторами введены два безразмерных временных параметра (числа Струхалия): степень нестационарности  $\tau_s = t_s v_a / d_a$  и безразмерное время течения  $\tau = t v_a / d_a$ , где  $v_a$  – скорость газа на выходе из источника. Стационарному течению соответствует  $\tau_s = \infty$ . Импульсные течения предложено подразделять на три режима: короткого ( $\tau_s \ll 1$ ), среднего ( $\tau_s \sim 1$ ) и длинного ( $\tau_s \gg 1$ ) импульса. Соответственно времена  $\tau < \tau_s$  принято называть стадией истечения, а  $\tau > \tau_s$  – стадией разлета [42]. Изучена газодинамическая структура течения при разных длительностях импульса и стадиях истечения. Получены поля плотности и температуры, функции распределения скоростей в области стационарного течения и в волнах разрежения. Показано, что в пределах передней волны разрежения наблюдается очень быстрое падение плот-

ности и температуры вдоль линий тока. В этой области функция распределения имеет несимметричный немаксвелловский вид: низкоскоростное крыло очень крутое. Распределение скоростей имеет практически линейный вид, число Маха растет очень быстро. В области квазистационарного течения функция распределения скоростей практически не отличается от равновесной максвелловской. Зафиксировано наличие обратного потока частиц на стенку из потока, что и составляет замыкающую волну разрежения. Изучено влияние разреженности потока на структуру течения. Показано, что увеличение локальной плотности потока приводит к большей осевой направленности течения и, одновременно, к увеличению обратного потока частиц на стенку.

Строго говоря, задача об импульсном истечении газа в вакуум имеет скорее чисто теоретическое значение. В условиях реальных газодинамических экспериментов импульсный поток формируется при истечении в вакуумную камеру, как правило, с малым, но конечным давлением остаточного газа. Лишь при достаточно малых давлениях фонового газа в камере расширения можно сравнивать экспериментальные результаты с теоретическими выкладками для струйного истечения в вакуум.

Подробное экспериментальное исследование запуска импульсных газовых струй в разреженное пространство было выполнено в цикле работ коллектива под руководством И. М. Набоко [45–47]. Исследовалось импульсное истечение азота и аргона из осесимметричного звукового сопла диаметром 0,25 мм при давлении торможения 700–800 кПа в камеру с давлением фона  $2\text{--}2,6 \times 10^{-3} \text{ Па}$ . Соответственно нерасчетность (отношение давления на срезе сопла к давлению фонового газа,  $n = P_a / P_p$ ) составляла  $n \sim 10^8$ . Запуск течения производился диафрагменным способом. В [47] исследовались импульсные струи тех же аргона и азота, но истекающих из сверхзвукового конического сопла с диаметром критического сечения 1,67 мм, диаметром среза 8 мм, углом раскрытия  $43^\circ$ . Для запуска струй использовался электромагнитный клапан. В работах использован метод «поглощения» зондирующего электронного пучка, имевшего энергию 15 кэВ при токе 100 мкА. На фиксированных расстояниях вдоль оси потока и по обе стороны от оси фиксировались осциллограммы изменения тока пучка на коллекторе при про-

хождении газовых импульсов. Измерения проводились на расстояниях от 40 до 1 000 калибров (диаметров сопла) вдоль оси и до 400 калибров по обе стороны от оси струи. Из полученных экспериментальных данных определены скорости движения фронта истекающего газа, последовательность изменения формы импульсной струи во времени, восстанавливались поля плотности в разные моменты времени для разных сечений.

Возникновение сигнала поглощения связывалось с приходом в данную точку пространства переднего фронта истекающего газа. Таким способом были определены скорости движения переднего фронта импульсного потока, построены траектории его движения. Было получено, что скорости движения фронта импульсной струи как в аргоне, так и в азоте существенно превышают предельную скорость стационарного истечения для данного газа. При истечении из звукового сопла скорость движения фронта оказалась выше, чем при течении из сверхзвукового сопла. Авторы, оценив расход газа, предположили, что течение сопровождается конденсацией как в аргоне, так и в азоте. Соответственно было предложено, что большие скорости движения фронта импульсного потока являются результатом выделения тепла конденсации по аналогии с известными результатами для стационарных струй с конденсацией [48]. Позднее в [32] было показано, что в действительности зарегистрированные в данных работах скорости фронта соответствуют предельной ско-

рости нестационарного истечения, определяемой по формуле (1).

После прохождения переднего фронта наблюдается нарастание плотности истекающего газа до стационарных значений. При этом процесс нарастания определяется предельной скоростью стационарного расширения (2), что также хорошо совпадает с теорией РВВСИ. При сравнении распределений плотности для азота и аргона было отмечено, что импульсные струи азота имеют большие поперечные размеры, чем в аргоне, при истечении как из звукового, так и сверхзвукового сопел. Авторы объяснили различия вращательной релаксацией азота.

Часто в реальных условиях давлением фонового газа при импульсном расширении нельзя пренебречь. При этом фоновый газ может оказывать определяющее влияние на динамику струйного истечения. В этом случае говорят об истечении газа в затопленное пространство. Общая картина импульсного струйного истечения газа в затопленное пространство (рис. 2) достаточно подробно описана в работах [32; 34].

В начальный момент времени  $t = 0$  истекающий газ приходит в движение с некоторой конечной скоростью, определяемой скоростью на срезе сопла  $v_a$  (предполагается, что клапан открывается мгновенно и скорость газа на выходе достигает своего постоянного значения тоже мгновенно). Истекающий газ воздействует на окружающий подобно сферическому поршню, формируя в фоновом газе уплотненный слой, ограниченный с внешней стороны ударной волной  $p$ .

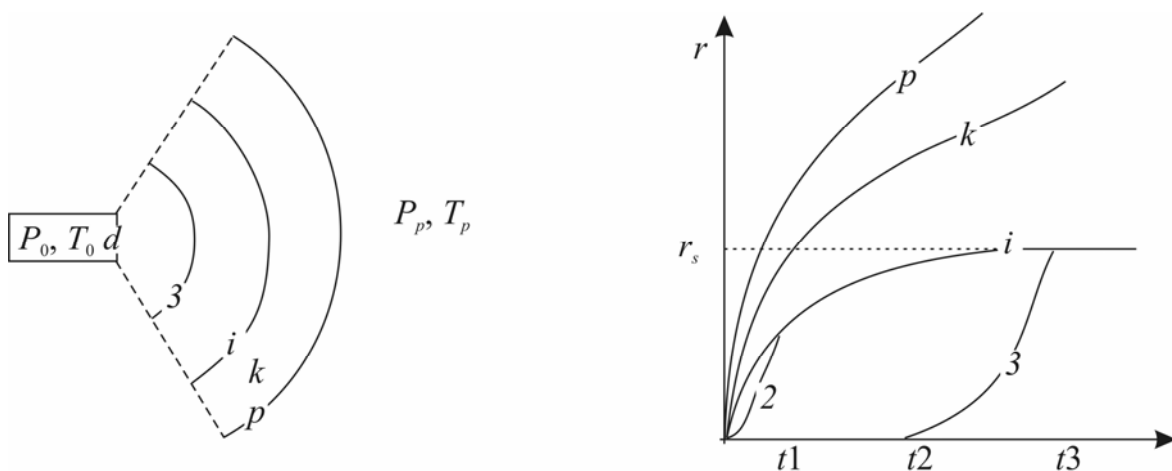


Рис. 2. Схема и  $r$ - $t$ -диаграмма импульсного истечения газа в затопленное пространство:  $p$  – ударная волна в вытесняемом фоновом газе;  $k$  – контактная поверхность, разделяющая истекающий и фоновый газы;  $i$  – ударная волна в истекающем газе;  $t1$  – начальная стадия истечения;  $t2$  – промежуточная стадия истечения;  $t3$  – конечная стадия истечения

Передний фронт истекающего газа определяется как контактная поверхность  $k$ , ко-

торая разделяет истекающий и окружающий газы. По мере продвижения контактной по-

верхности от источника растет масса газа, вытесненного «поршнем» и приводимого им в движение, а также растет противодействие фонового давления. В то же время движущий импульс источника остается неизменным (расход газа постоянный). В результате этого движение контактной поверхности замедляется, истекающий газ тормозится на контактной поверхности, что, в свою очередь, мешает свободному расширению истекающего газа. Это приводит сначала к сжатию вытекающего газа, а затем к появлению в нем ударной волны  $i$ . Течение газа за ударной волной  $i$  не возмущено и подобно истечению в вакуум.

С течением времени противодействие фонового газа становится определяющим. По мере удаления от источника интенсивность ударной волны  $p$  падает, в итоге вырождается в слабое возмущение. Напротив, интенсивность ударной волны  $i$  постоянно увеличивается, в результате она достигает положения  $r_s \sim (P_0/P_p)^{1/2}$ , соответствующего границе струи при стационарном истечении.

Как и в случае истечения в вакуум, границей области стационарного течения снизу является волна разрежения 2 (С<sub>-</sub>-характеристика). С течением времени волна 2 поглощается ударной волной  $i$ .

В некоторый момент времени  $t = t_c$  источник выключается. При этом от источника отходит волна разрежения 3 (С<sub>+</sub>-характеристика), которая ограничивает снизу по течению область квазистационарного истечения.

В зависимости от положения характерных разрывов различают начальный этап истечения  $t1$ , когда положения ударных волн далеки от своего стационарного положения, промежуточный этап  $t2$  и заключительный этап  $t3$ , когда ударная волна в истекающем газе достигает своего стационарного положения.

С использованием метода теории подобия и теории тонкого ударного слоя в [32] были получены законы движения характерных поверхностей при импульсном истечении газа. Полученные соотношения объясняют зависимости скоростей движения характерных поверхностей от определяющих параметров источника (плотность газа  $\rho_*$ , скорость истечения  $v_*$ , размер источника  $r_*$ ), показателя адиабаты  $\gamma$  и условий в окружающем пространстве ( $\rho_p, P_p, T_p$ ).

Экспериментальные результаты исследований плоских и осесимметричных сильно

недорасширенных струй, истекающих в затопленное пространство, представлены в цикле работ [49–52]. Измерения выполнялись как со звуковыми [49; 52], так и со сверхзвуковыми соплами [50; 51]. Следует выделить исследования импульсного истечения ударно-нагретого газа, выполненные на аэродинамических ударных трубах [53–59]. Высокие плотности потоков позволили использовать традиционные методы визуализации течений: теневые фотографии с искровой подсветкой [51–54] и интерференционные методы [55–57].

Полученные экспериментальные результаты позволили проследить временную и пространственную картину импульсного истечения в затопленное пространство. На фотографиях прослеживаются все поверхности сильного разрыва: первичная и вторичная ударные волны, контактная поверхность, боковые висячие ударные волны, а также тонкая структура – вихревые кольца. Интерференционный метод позволил также получить информацию о распределении плотности газа по течению.

В работах [49–56] изучены закономерности движения сильных разрывов (ударных волн  $p$ ,  $i$  и контактной поверхности  $k$ ). Исследовалось истечение ударно нагретых аргона, азота и двуокиси углерода через круглые и щелевые сопла разной геометрии в затопленное пространство. Давление фона поддерживалось на уровне  $1-4 \times 10^3$  Па, степень нерасчетности варьировалась в диапазоне 20–200. Производилось покадровое фотографирование с искровым источником света либо непрерывная развертка с использованием импульсной лампы и фоторегистратора. В результате были получены эмпирические законы движения первичной ударной волны и фронта истекающего газа в виде

$$\frac{x_i}{r_a} = A \left( \frac{t v_*}{r_a} \right)^{n_i}, \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Опытные значения коэффициента  $A$  и показателя степени  $n_i$  определены для разных газов. Сравнение с теорией РВВСИ показало достаточно хорошее согласие.

В работах коллектива В. Г. Масленникова [57–59] также исследовалось истечение ударно-нагретых газов ( $T_0 \sim 2000$  К). При этом использовался более чувствительный способ измерения – поляризационная интерферометрия сдвига. Это позволило с большей точностью отслеживать распре-

ление плотности газа на различных стадиях истечения. Кроме этого, измерения проводились с достаточно широкой вариацией определяющих параметров.

Так, в работе [57] исследовалось истечение аргона из сверхзвукового конического сопла с большой степенью нерасчетности,  $n \sim 10^4$  в пространство с фоновым давлением 10 Па. Показано, что в таких условиях процесс установления течения происходит без образования ударной волны в фоновом газе.

Работа [58] является продолжением предыдущей. В данной работе авторы использовали диафрагменный ударный запуск. В результате удалось выполнить измерения при различных степенях нерасчетности, от 0,7 до 100, а отдельные измерения – при  $n \sim 10^3$ . Вновь было отмечено, что при больших степенях нерасчетности сильных гидродинамических разрывов плотности не наблюдается. Сделан общий вывод, что время установления квазистационарной структуры течения увеличивается с уменьшением нерасчетности.

В [59] исследовался процесс нестационарного струйного истечения при различных физических свойствах истекающего и фонового газов. Исследовалось истечение газов с разным показателем адиабаты ( $1,16 \leq \gamma \leq 1,67$ ), степень нерасчетности изменялась от  $10^1$  до  $10^3$ . Использование ударно-диафрагменного запуска позволило выполнить измерения при изменении фонового газа, в качестве которого использовался либо тот же рабочий газ, либо легкие водород или гелий. Авторами показано, что длительность стартовой фазы при импульсном истечении зависит от физических свойств затопляющей среды. При фиксированной нерасчетности заполнение области течения легким газом приводит к уменьшению давления за первичной (в терминах авторов – стартовой) ударной волной. В работе получены обобщающие пространственно-временные зависимости, позволяющие рассчитывать траектории движения первичной ударной волны и контактной поверхности.

В [60] приведены результаты экспериментального исследования импульсной свободной струи гелия. Измерения выполнялись с помощью синхронного время-пролетного метода. Номинальный диаметр сопла составлял 0,5 мм, длительность импульсов – 650 мкс, частота следования – 20 Гц. Относительно небольшой объем камеры расширения откачивался до давления  $10^{-2}$  Па па-

ромазляным насосом большой производительности (2500 л/с). Использовался скиммер диаметром 1 мм. Все измерения выполнены на фиксированном расстоянии сопло-скиммер 120 калибров. В качестве детектора применен квадрупольный масс-спектрометр с электронной ударной ионизацией.

Измеряя временную задержку запуска клапана относительно опорного сигнала прерывателя, были исследованы времяпролетные импульсы, выделенные из разных временных участков импульсной струи. Обнаружено, что сигналы, регистрируемые на переднем и заднем фронтах полного импульса, имеют несимметричную форму. Импульс, выделяемый из переднего фронта потока, имеет заметно меньшее время пролета, большую ширину, чем центральный импульс, и имеет длинный «хвост». Импульс, сформированный на заднем фронте, тоже заметно шире центрального, и имеет затянутый передний фронт. В то же время форма времяпролетного импульса, вырезанного из центральной части импульсного потока, хорошо совпадает с Максвелловским распределением для соответствующего числа Маха. Авторы этой работы справедливо предположили, что таким образом проявляется неоднородность функций распределения скоростей молекул на переднем и заднем фронтах импульсного потока. При движении газового импульса быстрые атомы продвигаются к переднему фронту полного импульса, а медленные смещаются на задний фронт. В результате несимметричность времяпролетных импульсов отражает избыток быстрых (на переднем фронте) или медленных (на заднем фронте) частиц. Измеренная авторами скорость движения гелия близка к расчетной предельной скорости изэнтропического истечения.

Как отмечалось выше, импульсные потоки используются, в том числе, для изучения формирования и свойств кластеров. Результаты работы [61] получены методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии с использованием квадрупольного масс-спектрометра MS-7303. Измерения проведены с коническим соплом диаметром 0,12 мм. Расстояние между соплом и коническим скиммером диаметром 0,6 мм составляло всего 3,9 мм (32 калибра). Стоит полагать, это должно приводить к сильному скиммерному взаимодействию, вызывающему падение интенсивности импульсов. Об этом свидетельствуют первичные профили импуль-

сов, приведенные авторами. Возможно также влияние давления фонового газа, резко возрастающего при включении клапана, что авторы считают основной причиной ослабления импульсов. Использовался электромагнитный клапан с подвижной частью – стальной пружиной, что потребовало блок управления с мощным электрическим импульсом 300 В, 50 А.

Подытожим приведенные литературные данные. Время запуска свободной струи задается движением передней части нестационарного потока, что, очевидно, определяется взаимодействием истекающего из источника газа и окружающего фонового газа. Можно выделить следующие режимы истечения: в область с очень низким остаточным давлением фонового газа (теоретический предел – истечение в вакуум, область А), в сплошную среду (затопленное пространство, область В) и в пространство с пониженным давлением фона (переходный режим). Условные границы этих областей приведены на рис. 3 в координатах  $P_0/P_b = f(P_b)$ , где  $P_b$  – давление остаточного газа.

Для практических приложений наибольший интерес представляет область, промежуточная между А и В – истечение в пространство с пониженным давлением фона ( $P_b \sim 10^{-2} \div 10^0$  Па) при умеренных степенях

нерасчетности ( $n \sim 10^3 \div 10^6$ ). Именно такие режимы часто реализуются в экспериментальных исследованиях с нестационарными газовыми струями и молекулярными пучками. Допустимый относительно высокий уровень фона позволяет использовать большие мгновенные расходы газа, благодаря чему удается формировать сверхзвуковые струи с развитыми релаксационными процессами.

Большинство имеющихся работ посвящено изучению процессов на переднем фронте нестационарного потока, т. е. запуску стационарного источника. Понятие «импульсность» течения предполагает, что газовый источник работает конечное время, после чего в идеале мгновенно закрывается. В реальных условиях процесс существенно усложнен из-за наличия переходных процессов при включении и выключении газового источника. В момент выключения подачи газа от источника отходит замыкающая (вторичная) волна разрежения, течение в которой нестационарно. Распространение по потоку вторичной волны разрежения определяет заднюю границу стационарной области (см. рис. 1, 3). Таким образом, возникает задача о времени существования (протяженности в пространстве) стационарного течения на данном расстоянии от импульсного источника. Тем самым могут быть определены возможность и условия моделирования стационарных сверхзвуковых потоков истечением из импульсного источника.

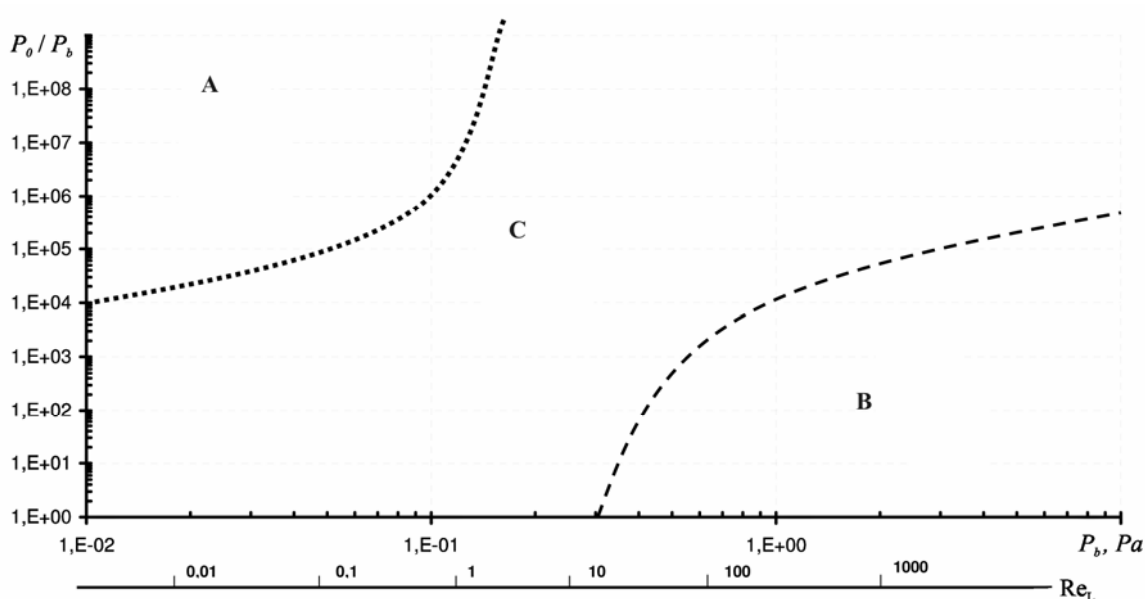


Рис. 3. Режимы истечения и структура импульсных сверхзвуковых газовых струй: А – истечение в вакуум; В – истечение в затопленное пространство; С – истечение в пространство с пониженным давлением



В отделе прикладной физики Новосибирского государственного университета [62] исследования газодинамики импульсных сверхзвуковых потоков ведутся более десяти лет [63–66]. Изучались газодинамика импульсного струйного истечения газа с умеренными степенями нерасчетности при числах Рейнольдса  $Re_L \sim 10^0 \div 10^2$ ; закономерности движения переднего фронта и формирования квазистационарной области течения в этих условиях. Область режимов, в которых проводились измерения, ограничена на рис. 3 штрих-пунктиром (зона С). Работа выполнена на газодинамическом стенде ЛЭМПУС Новосибирского государственного университета [66]. Часть измерений в импульсной струе выполнена методом электронно-пучковой диагностики с регистрацией сигналов в видимой части спектра [67], что позволило работать на малых расстояниях от источника. Измерения производились также в молекулярном пучке при использовании в качестве детектора квадрупольного масс-спектрометра МС 7303 с ионизацией электронным ударом. Газодинамический молекулярный пучок формировался из импульсной струи с помощью скиммера ( $d_s = 0,53$  мм) и коллиматора ( $d_c = 6$  мм). Расстояние от скиммера до ионизатора (пролетная база молекулярного пучка) составляло 690 мм. Управление экспериментом, регистрация и обработка данных измерений осуществлялись с помощью разработанной системы регистрации импульсных сигналов с выводом данных на персональный компьютер [63].

Исследовано истечение гелия, аргона, азота и моносилана из звуковых сопел диаметром  $d = 1$  и  $0,55$  мм при вариации давления торможения  $P_0$  в пределах от  $10^0$  до  $10^3$  кПа на расстояниях от импульсного источника  $10 \div 225$  калибров. Давление фонового газа в камере расширения  $P_b$  поддерживалось на уровне  $0,1 \div 1$  Па. Регистрировались следующие характеристики газовых импульсов: время прихода переднего  $T_{i1}$  и заднего  $T_{i2}$  фронтов истекающего газа (определялись на половине абсолютной высоты импульса) и полуширина газового импульса  $D_i = T_{i1} - T_{i2}$ . Методика проведения измерений и обработки экспериментальных данных подробно описана в [66].

Для всех газов и во всем диапазоне давлений  $P_0$  струи являлись сильно недорасширенными ( $n \gg 1$ ). Для всех режимов число Рейнольдса, рассчитанное по срезу сопла,

$Re_a$ , превышало 100, что соответствует сплошному истечению на выходе из сопла. Согласно оценкам, для всех экспериментальных режимов число Рейнольдса по струе,  $Re_L$ , менее 100. В таких условиях на газодинамическую структуру и параметры стационарных струй начинают влиять эффекты разреженности: размывается характерная бочкообразная ударно-волновая структура, возможна диффузия фонового газа в ядро струи [68]. Таким образом, все исследуемые режимы относятся к переходным режимам течения с заметным влиянием фонового газа. Для характеристики импульсных струй используют критерий гомохронности, или число Струхала,  $Sh$ . В наших условиях при начальной длительности газового импульса  $\sim 1,5$  мс для всех газов  $Sh$  более 100, что соответствует режиму длинных импульсов.

Типичная форма импульсов, полученных в одинаковых условиях истечения и с одной и той же системой накопления сигналов в струе (электронно-пучковая спектроскопия) и в молекулярном пучке (масс-спектрометрия), приведена на рис. 4. Время прихода импульса в область регистрации различно: для электронно-пучковой диагностики это пересечение электронным пучком оси импульсной газовой струи; именно из этой зоны с помощью скиммера отбиралась осевая часть импульса в молекулярно-пучковую систему для доставки на детектор масс-спектрометра.

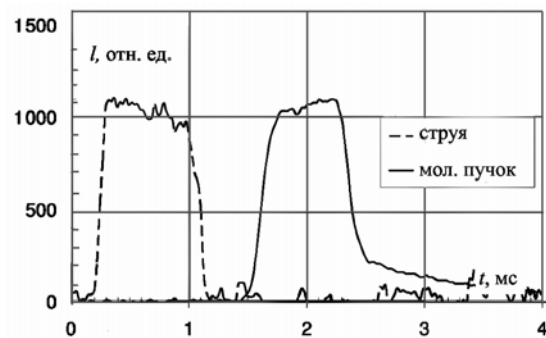


Рис. 4. Форма газовых импульсов, зарегистрированных в струе и в молекулярном пучке

Полуширины импульсов в струях гелия, азота и аргона для нескольких фиксированных давлений торможения и одинаковой начальной длительности импульса на выходе из сопла, полученные с помощью молекулярно-пучковых измерений на разных расстояниях от источника, представлены на рис. 5. Здесь же приведены значения, полученные в азоте с помощью электронно-пучковой ди-

агностики на расстояниях от источника  $x/d = 14 \div 100$ . Видно, что для всех газов вниз по течению полуширина газового импульса (а следовательно, и длительность стационарной области) уменьшается.

Анализ полученных нами экспериментальных результатов позволяет сделать следующие выводы о влиянии определяющих параметров течения на характеристики газовых импульсов:

– длительность стационарной области истечения уменьшается с увеличением расстояния от газового источника;

– при фиксированных давлении торможения, фоновом давлении и расстоянии от источника длительность стационарной области не зависит от показателя адиабаты истекающего газа;

– при увеличении давления торможения скорость переднего фронта вначале возрастает, достигает некоторого максимума и начинает уменьшаться. Причем падение скорости коррелирует с ростом фонового давления;

– скорость движения переднего фронта истекающего газа существенно ниже предельной скорости стационарного течения;

– низкая скорость движения переднего фронта истекающего газа и тот факт, что длительность переднего фронта не зависит от

ствуют, что в импульсном потоке первичная волна разрежения отсутствует. Следовательно, в наших условиях переднюю границу стационарной области определяет положение переднего фронта истекающего газа.

При импульсном сверхзвуковом истечении газа из источника в пространство с остаточным давлением истекающий газ, действуя подобно поршню, вытесняет покоящийся фоновый газ. Энергия истекающего газа затрачивается, в основном, на вовлечение в движение фонового газа, вытесняемого из области течения. Следовательно, закон движения переднего фронта определяется исходя из условия равенства плотности потоков импульса истекающего и фонового газа на контактной поверхности. В [32] в рамках модели РВВСИ показано, что механизм импульсного истечения определяется соотношением масс вытекающего из источника газа  $m_e$  и массы вытесняемого фонового газа  $m_b$ . Условие  $(m_b / m_e)^{1/2} \ll 1$  соответствует истечению в вакуум, а  $(m_b / m_e) \gg 1$  описывает нестационарное истечение газа в затопленное пространство. Оценим это соотношение для наших условий.

Для определения массы вытесняемого газа приняты некоторые допущения. Очевидно, перед измерениями фоновый газ в камере расширения состоял, в основном, из остаточного азота. Однако при измерениях из-за значительных расходов газа из сопла и

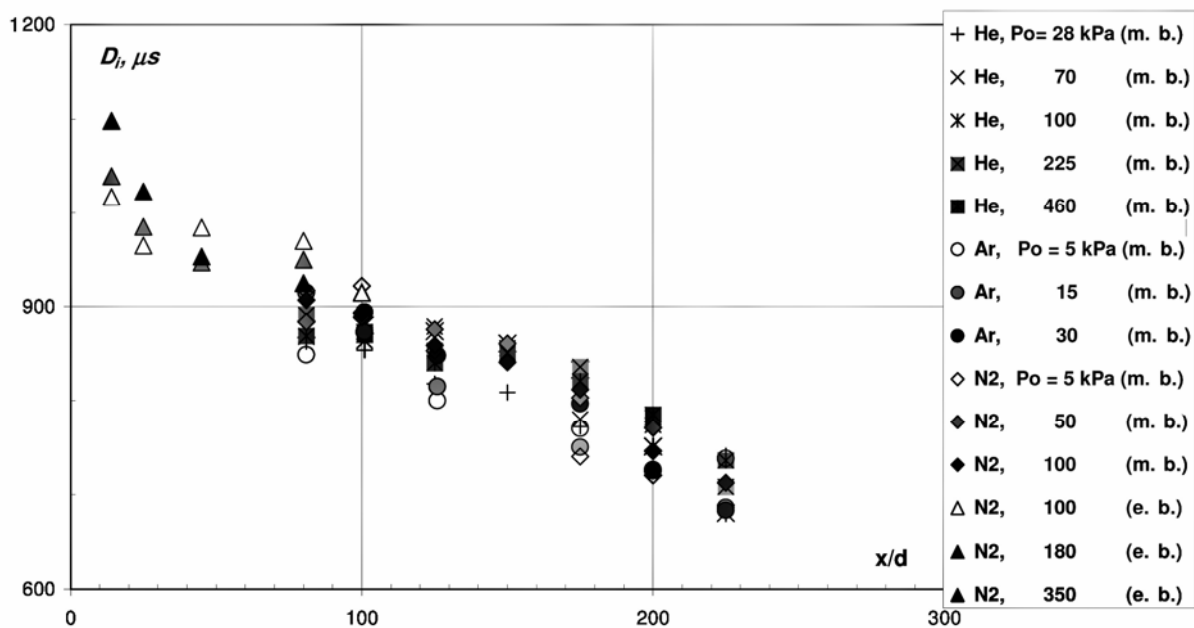


Рис. 5. Зависимость полуширины импульса  $D_i$  от расстояния до точки измерения (электронно-пучковые измерения, e. b.) или до входного сечения скиммера (молекулярно-пучковые измерения, m. b.) в различных газах при фиксированных значениях давления торможения  $P_0$ . Звуковое сопло  $d = 1$  мм

большого количества серийных импульсов состав фона менялся, азот замещался на истекающий газ. Кроме того, на состав фона, возможно, оказывала влияние селективность откачки вакуумных насосов. Поэтому для оценок принято, что истекающий и фоновый газы одинаковые.

Как известно [68], при осесимметричном свободном расширении предельный угол разворота линий тока относительно оси струи  $\theta_m$  определяется показателем адиабаты  $\gamma$  и числом Маха на срезе сопла  $M_a$ . Так, для одноатомного газа, истекающего из звукового сопла ( $M_a = 1$ ) в пустоту, предельный угол разворота  $\theta_m$  составляет  $\approx 85^\circ$ , для двухатомного –  $\theta_m \approx 130^\circ$ , для трехатомного –  $\theta_m \approx 165^\circ$ . Однако, основная масса истекающего газа проходит через приосевую область в пределах угла  $0,5\theta_m$  [68] в струе и в молекулярном пучке.

По-видимому, в импульсной струе многоатомный газ также имеет больший угол разворота, чем одноатомный. Поэтому при оценках масса вытесненного газа определялась как произведение массовой плотности фонового газа  $\rho_b$  при известном давлении фона  $P_b$  на объем конуса с углом на вершине  $0,5\theta_m$ . Оценки сделаны для давления фона  $0,1$  Па, характерного для наших измерений. Как показали оценки, на расстояниях  $x/d > 100$ , т. е. в большинстве режимов настоящей работы, масса вытесняемого фонового газа соизмерима с массой вытекающего газа. Поэтому следует ожидать заметного влияния фонового газа на динамику истечения.

Проведенный анализ позволяет предположить следующий механизм импульсного истечения в пространство с пониженным давлением фонового газа. Так как плотность фонового газа относительно мала, то на начальной стадии истечения скорость частиц истекающего газа может достигать предельной скорости нестационарного потока. В результате взаимодействия импульсной струи с фоновым газом постепенно формируется сплошной передний фронт течения, разделяющий истекающий газ и вытесняемый фоновый. С продвижением переднего фронта вниз по течению от источника масса вытесненного газа нарастает гораздо быстрее, чем истекающего газа. В результате начинается торможение истекающего газа на переднем фронте потока. Тормозящее влияние фонового газа не столь велико, как при истечении в сплошную среду, и не приводит к образованию ударных волн на границах

течения. Однако скорость движения переднего фронта истекающего газа оказывается заметно меньше предельной скорости стационарного потока.

Как результат, первичная волна разрежения, формирующаяся при истечении в вакуум перед областью стационарного течения, в данных условиях отсутствует, а передний фронт определяет нижнюю границу стационарной области. Таким образом, время запуска импульсной струи задается движением переднего фронта истекающего газа. Отметим, что переход от «ударного» режима истечения к «безударному» был отмечен в работе [59] при исследовании нестационарных потоков ударно-нагретых газов в затопленном пространстве при повышении степени нерасчетности до  $n \sim 10^3$ .

На заключительной стадии истечения движение переднего фронта все более замедляется и, наконец, он достигает предельного размера струи  $L$ , определяемого, как и в стационарной струе, соотношением давления торможения и фонового давления.

Истекающий газ, заторможенный на медленно движущемся переднем фронте, формирует вторичную волну разрежения, которая представляет собой обратный поток частиц. Наличие обратного потока частиц к источнику при импульсном истечении газа в вакуум было показано при расчетах методом Монте-Карло [43]. Причем интенсивность этого потока увеличивалась с ростом длительности импульса. В нашем случае наличие медленно движущегося переднего фронта должно приводить к увеличению обратного потока заторможенных частиц.

С ростом давления торможения увеличивается плотность потока импульса от источника, что приводит к более интенсивному вытеснению фонового газа и ускорению движения переднего фронта истекающего газа. В результате этого при фиксированных начальном импульсе и расстоянии от источника длительность стационарной области увеличивается.

По мере продвижения газового импульса от источника все большая доля истекающего газа переходит в замыкающую волну разрежения. В результате при увеличении расстояния от источника длительность (протяженность) области стационарного течения уменьшается. При фиксированной длительности начального импульса и одинаковых истекающем и фоновом газах длительность стационарной области не зависит от показа-

теля адиабаты истекающего газа, а определяется соотношением давления торможения и фонового давления.

Для обобщения экспериментальных пространственно-временных данных необходимы безразмерные параметры подобия, включающие в себя характеристики истекающего газа и режимов истечения. Воспользуемся безразмерными параметрами, предложенными в работе [32]. Для случая осесимметричного течения безразмерные переменные определяются выражениями

$$\tau = \left( \frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{t v_a}{r_a} \quad \text{и} \quad \xi = \left( \frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{r}{r_a}, \quad (4)$$

где  $\rho_a$  и  $\rho_b$  – массовые плотности истекающего газа на срезе сопла и фонового газа, соответственно.

На рис. 6 в безразмерных координатах (4) приведены данные по временам запуска импульсных струй, полученные нами в струях He, Ar, N<sub>2</sub> и SiH<sub>4</sub> с помощью масс-спектрометрических (верхний массив точек) и электронно-пучковых (нижний массив) измерений. При построении экспериментальных данных, полученных при измерениях в молекулярном пучке, сделано следующее предположение. Как отмечалось выше, длина пролетной базы, проходимой импульсным потоком за скиммером, существенно больше расстояния от сопла до скиммера. Однако давление фона на участке молекулярного пучка намного меньше давления в камере расширения: в послескиммерной секции давление поддерживается на уровне  $\sim 10^{-5}$  Па, в детекторной  $\sim 10^{-6}$  Па, тогда как в камере расширения  $\sim 10^{-1}$  Па. Очевидно, давление фонового газа за скиммером настолько мало, что его влиянием на импульсный поток можно пренебречь. Кроме этого, как показали оценки числа Кнудсена по скиммеру,  $Kn_S$ , большая часть измерений выполнена при условии  $Kn_S > 1$ . Следовательно, входное отверстие скиммера являлось поверхностью последних столкновений молекул потока. В таких условиях скорость движения переднего фронта газового импульса на участке молекулярного пучка определяется скоростью переднего фронта на входе в скиммер.

Видно, что в координатах (4) экспериментальные данные обобщаются для разных давлений торможения, давлений фона и для сопел разного диаметра. Однако для газов с разными показателями адиабаты  $\gamma$  результаты расслаиваются: ниже всех лежат данные

для He и Ar, выше – последовательно для N<sub>2</sub> и SiH<sub>4</sub> (для результатов электронно-пучковых измерений менее выражено из-за больших погрешностей).

На рис. 6 нанесены также результаты расчетов движения контактной поверхности для Ar и N<sub>2</sub> согласно модели РВВСИ [32]. Как и в эксперименте, время запуска импульсной струи растет с увеличением показателя адиабаты истекающего газа. Однако теория дает завышенные оценки скоростей движения переднего фронта при малых значениях  $\tau$  и  $\xi$ , что было объяснено автором использованием модели невязкого газа. Там же приведены экспериментальные данные по скоростям движения переднего фронта истекающего газа, полученные в других работах при истечении аргона в вакуум [46], при запуске ударно-нагретой струи азота [56], при истечении гелия [60; 69]. Видно, что эти данные хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

Из приведенного обзора имеющихся экспериментальных и теоретических работ можно сделать следующие выводы.

Сверхзвуковые импульсные течения газа достаточно сложны и определяются большими наборами определяющих параметров. В целом динамика импульсного истечения определяется соотношением между импульсом истекающего газа и массой вытесненного течением фонового газа в камере расширения. Соответственно, основными параметрами следует считать соотношение между массой истекающего  $m_i$  и вытесненного фонового  $m_p$  газа. В зависимости от их соотношения можно выделить следующие случаи.

1.  $m_i \gg m_p$ . В этом случае влияние фонового газа слишком мало, истекающий газ практически не испытывает тормозящего сопротивления фона. В реальных условиях данная ситуация возникает при истечении газа в предварительно откачанный объем с очень малым давлением фона ( $P_p \sim 10^{-3}$  Па и ниже) и больших степенях нерасчетности ( $n \sim 10^{-6} - 10^{-8}$ ). В таких условиях известны систематические экспериментальные исследования, выполненные при истечении разных газов (аргона, азота, гелия) из звуковых и сверхзвуковых сопел. Было показано, что процесс истечения хорошо описывается теоретическими моделями для импульсного истечения газа в вакуум, в том числе моделью РВВСИ. Динамика импульсного потока полностью определяется только параметрами источника и истекающего газа: число

Маха источника  $M_a$ , температура торможения  $T_a$ , показатель адиабаты  $\gamma$ , число Рейнольдса  $Re_a$ , определенное по диаметру источника  $d_a$ .

Границей течения (передним фронтом) является контактная поверхность, разделяющая истекающий и фоновый газы. Скорость движения переднего фронта равна предельной скорости нестационарного истечения, которая определяется согласно (1). Для установления в потоке стационарных параметров требуется некоторое время после полного открывания клапана, при котором источник должен быть постоянно включен. Минимальное время работы источника для установления в потоке стационарных параметров зависит от истекающего газа и параметров источника. В обычных условиях минимальное время запуска, как правило, не превышает 10–20 мкс. Граница области стационарного течения движется с предельной скоростью стационарного истечения, определяемой согласно (2). Фронт истекающего газа и область стационарного течения разделяются волной разрежения. В момент выключения подачи газа от источника отходит волна разрежения, которая ограничивает сверху по потоку область стационарного течения. При продвижении от источника ширина области стационарного

течения уменьшается за счет обратного потока частиц к источнику, формируемого замыкающей волной разрежения.

2.  $m_i \ll m_p$ . В этих условиях динамика импульсного истечения полностью определяется фоновым газом, вытесняемым при расширении из области течения. Движение контактной поверхности резко замедляется. Импульс источника тратится, в основном, на вытеснение фона. На переднем фронте течения формируется характерная структура из сильных разрывов – ударных волн. Волна сжатия, формируемая в вытесняемом фоновом газе, и волна сжатия, возникающая при торможении вытекающего газа, практически сразу переходят в ударные волны, называемые соответственно первичной и вторичной ударными волнами. Граница истекающего газа (контактная поверхность) располагается между ударными волнами.

На практике такие условия обычно выполняются при запуске струй ударно-нагретого газа, истекающих из плоских и осесимметричных сопел. Имеются многочисленные экспериментальные работы, в которых измерялись скорости движения характерных поверхностей, исследовалась тонкая вихревая структура течения, распределение плотности истекающего газа в различные моменты времени и на разных расстояниях от источника.

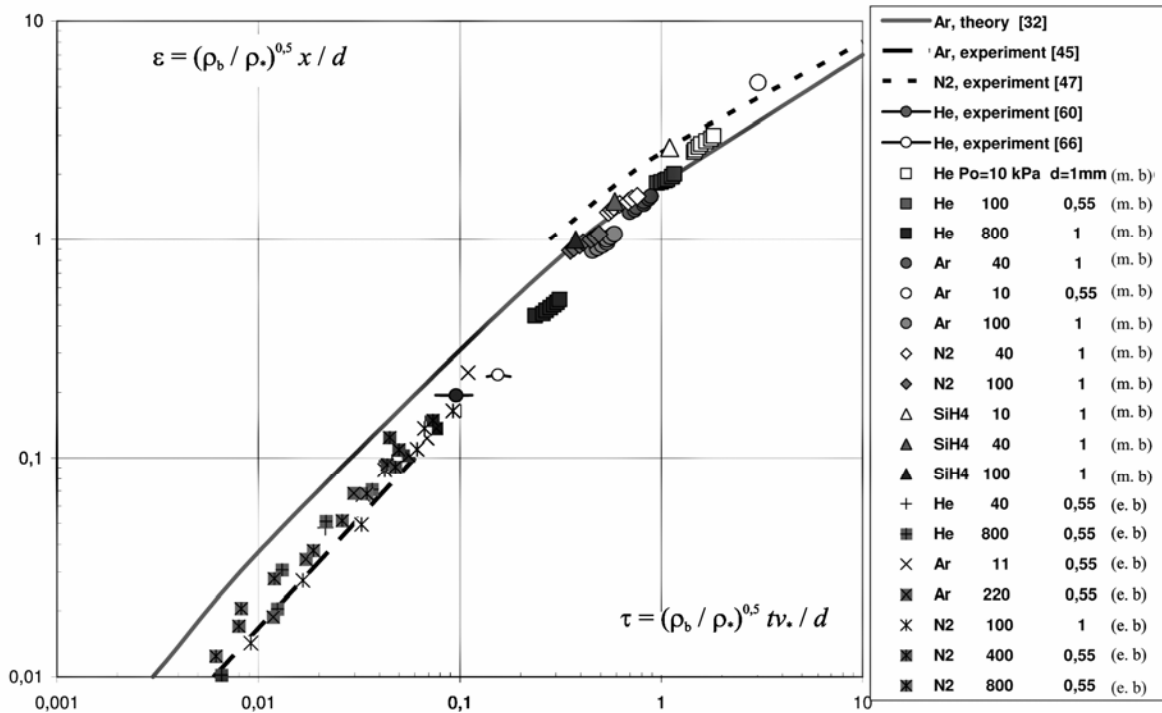


Рис. 6. Времена запуска импульсных струй в безразмерных координатах, измеренные в настоящей работе для нескольких газов в электронно-пучковых и молекулярно-пучковых экспериментах, в сравнении с теоретическими расчетами [32] и экспериментальными данными [45; 47; 60; 69] других исследователей

Среди теоретических моделей можно выделить модель радиального внезапно включенного стационарного источника (РВВСИ), аналитические выражения которой хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными результатами.

3.  $m_i \sim m_p$ . Именно такие режимы чаще всего реализуются при экспериментальных исследованиях с импульсными газовыми струями и молекулярными пучками. Допустимый относительно большой уровень фона позволяет использовать большие мгновенные расходы газа, благодаря чему удается формировать струи с развитыми релаксационными процессами.

При таких переходных условиях, по-видимому, начинает проявляться тормозящее воздействие фона на истекающий из источника газ. Воздействие это еще не столь велико, чтобы вызвать резкое торможение истекающего газа и приводить к образованию ударных волн. Но, очевидно, движение переднего фронта газа заметно замедляется по сравнению с истечением в вакуум. Соответственно заметно изменяется длительность стационарного участка.

### Источники сверхзвуковых импульсных газовых струй

Одновременно с развитием методов диагностики и практических приложений, значительные усилия были направлены на разработку и усовершенствование источников струи – импульсных клапанов и экспериментальных установок на их основе [59; 70–84]. В настоящее время импульсные газовые клапаны разных типоразмеров серийно выпускает ряд фирм: Newport Research Corp., General Valve Corp., Lasertechnics и др. Вместе с тем и сейчас продолжают работу по совершенствованию импульсных источников [85–88].

Основными параметрами импульсного газового источника являются скорость срабатывания клапана, длительность импульса, частота повторения и максимальная интенсивность газового потока. Идеальный импульсный источник должен обладать бесконечно большой скоростью срабатывания, т. е. открываться и закрываться мгновенно. Соответственно мгновенно должен устанавливаться фиксированный расход газа через сопло. Однако в реальных импульсных клапанах, если не применяются особые меры, скорость нарастания (спада) газового импульса составляет обычно десятки или сот-

ни микросекунд. При этом корректный учет аппаратной функции клапана позволяет успешно использовать такие относительно «медленные» источники [39].

Длительность газового импульса в идеальном случае должна быть меньше времени пролета молекул через вакуумную камеру. В этом случае на истекающий газ не будут влиять отраженные от стенок камеры частицы с переднего фронта импульса. Взяв поперечный размер камеры в 1 м и характерную скорость движения газа  $10^3$  м/с, получаем, что длительность импульса должна быть меньше 100 мкс. Как было показано выше, это условие находится в противоречии с минимальным временем работы источника, необходимым для установления квазистационарных параметров в потоке, и при этом накладывает очень жесткие требования к конструкции клапана. Поэтому в большинстве случаев в реальных условиях длительность газовых импульсов не удовлетворяет условию «идеальности», а выбирается исходя из оптимальной нагрузки на откачную систему вакуумной камеры. Очевидно, что максимальная интенсивность струй достигается увеличением рабочего давления торможения и увеличением диаметра выходного сечения. При ограниченной производительности откачной системы это требует увеличения скважности импульсов.

Высокая частота повторения импульсов, если речь не идет о прикладных аспектах импульсных потоков, требующих больших расходов рабочих веществ, важна при измерениях слабых сигналов с целью выделения полезных сигналов из шумов. Частота 10–20 Гц, как правило, достаточна для таких измерений.

Таким образом, импульсный газовый источник должен иметь возможность варьирования в достаточных пределах скважности импульсов и работать в широком диапазоне давлений в форкамере сопла. При этом аппаратная функция клапана (времена задержки, нарастания и спада импульса) не должна меняться.

Несмотря на большое разнообразие конструкций, наиболее популярными остаются электромагнитные клапана, в которых отпирание сопла происходит за счет втягивания уплотнительного сердечника либо отклонения пластины, приводимых в движение электромагнитной силой соленоида [60; 70–73; 77–78]. Параметры импульсов (длительность, частота) у электромагнитных клапанов определяются управляющими сиг-

налами и, как правило, могут плавно варьироваться в широких пределах: длительность – от 100 мкс до сотен мс, частота следования – до 60 Гц. Предельные величины длительности и частоты повторения импульсов у таких источников зависят от механических (инерция запирающего устройства), электрических (сопротивление и индуктивность соленоида) и тепловых (рассеиваемая тепловая мощность) свойств конструкции.

Наибольшего быстродействия удается достигнуть в импульсных клапанах, где открывание сопла происходит за счет расталкивания металлических пластин при пропускании через них токовых импульсов в противоположных направлениях [70; 73]. Так, на основе конструкции [73] получены импульсы водорода и гелия интенсивностью  $10^{21}$  мол·ср<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> при длительности импульса (полуширина на полувысоте) 10 мкс и частоте повторения 1 Гц. Такие сверхкороткие импульсы успешно использовались во времяпрелетных экспериментах по исследованию неупругих столкновений [5–7]. Для управления таким клапаном требовался мощный импульс тока, формируемый с помощью высоковольтного разряда. Очевидно, использование больших напряжений и токов создает заметные электромагнитные помехи, что не всегда является приемлемым. Кроме этого, отсутствует возможность регулировки скважности импульсов.

Существуют импульсные источники, в которых используется пьезоэффект: сопло открывается в результате упругой деформации пьезокристаллической пластинки при подаче на нее напряжения [76; 79]. Наименьшая предельная длительность импульсов у клапанов такого типа – 300 мкс, частота определяется управляющим сигналом. Основное преимущество таких клапанов – не требуется большая электрическая мощность, соответственно практически отсутствуют электромагнитные помехи. Однако при этом встает вопрос о достаточности хода пластинки для полного открывания сопла [81].

Отдельно стоит упомянуть работу [77], где в качестве источника импульсного пучка использовалась стандартная топливная форсунка от автомобильных двигателей. Интерес может вызвать предложенный способ регулирования длительности импульсов – метод газодинамического затвора. В основе способа – рассеяние хвоста импульсного потока на резко возрастающем фоновом давлении в промежуточной камере. Автора-

ми получены импульсы азота максимальной интенсивности более  $10^{20}$  мол·ср<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> при длительности  $\sim 150$  мкс.

Интересный способ регулировки длительности газовых импульсов предложен в [87]. Для укорочения импульсов используется ударная волна, формируемая при взаимодействии импульсного потока с плоской поверхностью.

Как правило, импульсные потоки формируются при помощи сопел кругового сечения, что обеспечивает осевую симметрию расширяющейся газовой струи. Однако существуют импульсные источники и со щелевыми соплами [80; 81; 84]. Усложнение конструкции источника дает определенные преимущества для пользователя. Плотность потока от такого источника убывает с расстоянием от сопла более медленно – пропорционально  $x^{-1}$ , а не  $x^{-2}$ , как при осевой симметрии. Это позволяет проводить лазерную спектроскопию газовых потоков высокого разрешения, в частности измерения ИК-спектров поглощения молекулярных агрегатов с Ван-дер-Ваальсовыми и водородными связями [18]. Однако при равных начальных условиях цилиндрический источник имеет меньшее время существования стационарного течения на заданном расстоянии от клапана по сравнению с осесимметричным сферическим.

При исследованиях динамики импульсных течений важно знать реальную форму газового импульса на выходе из источника и ее зависимость от управляющего сигнала. Таким образом, речь идет об определении истинной аппаратной функции клапана. При использовании электромагнитных клапанов для этого газовый импульс, измеренный вблизи выхода источника тем или иным способом, сравнивают с импульсом тока, протекающего через соленоид [82; 85].

Еще одна проблема, возможная при работе клапана, – его неполное открывание. Основная причина – недостаточный отход запирающего устройства от места уплотнения. В результате этого эффективный размер источника в «полностью открытом» состоянии может быть заметно меньше номинального сечения сопла, а реальные параметры потока – не соответствовать теоретическим оценкам параметров источника (давление торможения  $P_0$ , температура торможения  $T_0$ , критический диаметр  $d_*$ ). В этом случае вводится величина эффективного диаметра сопла  $d_{eff}$ , с использованием

которого и определяются параметры течения [81; 85]. Так, в работе [78] эффективный диаметр сопла определялся для серийного электромагнитного импульсного клапана фирмы «General Valve Corporation». Для этого выполнялись измерения вращательной температуры (методом КАРС) и функции распределения скоростей (временнoлетным методом) в импульсном потоке и сравнивались с результатами других авторов, полученные в стационарных струях. Как оказалось, эффективный диаметр сопла равен 0,4 мм при номинальном диаметре 0,5 мм.



Рис. 7. Импульсный газовый источник

Авторами настоящей работы в качестве источника импульсного газового потока использовался клапан, описанный в [64; 65; 89]. Отличительной особенностью этого электромагнитного клапана является возможность варьирования длительности газового импульса в широких пределах, от 100 мкс до 1–2 мс на выходе из источника. Это обеспечивает формирование квазистационарного ядра сверхзвуковой струи достаточной протяженности на расстояниях до 200 калибров от источника даже при относительно высоких уровнях фонового давления в камере расширения ( $\sim 0,01$  торр). Большая (свыше 100) скважность работы клапана позволяют использовать для откачки камеры расширения бустерные насосы небольшой производительности. Большой мгновенный расход газа формирует сверхзвуковые потоки с развитыми кинетическими и релаксационными процессами. Конструкция клапана и малые размеры позволяют устанавливать его внутри вакуумных камер малого объема. Основные характеристики клапана: длительность газового импульса  $0,15 \div 3$  мс, давление торможения до 30 атм;

мгновенный расход газа до 10 г/с; частота импульсов до 10 Гц. Фотография блока клапана с форкамерой и соплом, а также источника питания к нему приведена на рис. 7 (см.: <http://www.phys.nsu.ru/opf>).

Таким образом, выбор конкретного типа импульсного клапана должен определяться исходя из требуемых параметров газовых импульсов. Корректный учет особенностей клапана позволяет правильно определить аппаратную функцию газового источника и ее возможные искажения.

### Список литературы

1. Bier K., Hagen O. F. Optimum conditions for generating supersonic molecular beams // *Rarefied Gas Dynamics, Adv. Appl. Mech.: Proc. 4<sup>th</sup> Intern. Symp. N. Y.; L.: Acad. Press, 1966. Vol. 11. P. 260–278.*
2. Inoue N., Uchida T. New Type of High Speed Valve // *Rev. Sci. Instrum.* 1968. Vol. 39. No. 10. P. 1461–1464.
3. Kuswa G., Stallings C., Stamm A. Improved fast opening gas puff valve // *Rev. Sci. Instrum.* 1970. Vol. 41. No. 9. P. 1362–1363.
4. Inutake M., Kuriki K. Fast ionization gauge studies of quasisteady gas injection into vacuum // *Rev. Sci. Instrum.* 1972. Vol. 43. No. 11. P. 1670–1674.
5. Gentry W. R., Giese C. F. Resolved single-quantum rotation excitation in HD + He collisions: First results from unique pulsed molecular beam apparatus // *J. Chem. Phys.* 1977. Vol. 67. P. 5389–5391.
6. Hall G., Lin K., McAuliffe M. J. et al. State-to-state vibrational excitation of I<sub>2</sub> in collisions with He // *J. Chem. Phys.* 1984. Vol. 74. No. 12 (1). P. 5577–5585.
7. Gentry W. R. Pulsed molecular beam experiments // *Rarefied Gas Dynamics, Adv. Appl. Mech.: Proc. 14<sup>th</sup> Intern. Symp. Tokyo.* 1984. Vol. 11. P. 793–807.
8. Alagia M., Balucani N., Casavecchia P. et al. Reactive scattering of atoms and radicals // *J. Chem. Soc., Faraday Trans.* 1995. Vol. 91. P. 575–596.
9. Баронов Г. С., Бронников Д. К., Варфоломеев А. Е. и др. Эффект сверхравновесного заселения возбужденных состояний вырожденных колебательных мод CO<sub>2</sub> в условиях колебательно-поступательной неравновесности // *Докл. АН СССР.* 1987. Т. 297. С. 1100–1103.
10. Zacharias H., Loy M. M. T., Roland P. A. et al. Rotational and electronic re-



laxation in pulsed supersonic beams of NO seeded in He and Ar // *J. Chem. Phys.* 1984. Vol. 81. No. 7. P. 3148–3157.

11. *Liverman M. G., Beck S. M., Monts D. L. et al.* Laser characterization of pulsed supersonic molecular jets and beams // *Rarefied Gas Dynamics: Proc. 11<sup>th</sup> Intern. Symp. Paris*. Ed. by R. Campargue. 1979. Vol. 2. P. 1037–1048.

12. *Liverman M. G., Beck S. M., Monts D. L. et al.* Fluorescence excitation spectrum of the  $6^1$  band of benzene in a pulsed supersonic jet // *J. Chem. Phys.* 1979. Vol. 70. No. 1. P. 192.

13. *Levy D. H., Wharton L., Smalley R. E.* Chemical and biochemical applications of lasers / Ed. by C. B. Moore. N. Y.; L.: Acad. Press, 1977. Vol. 11. P. 1–41.

14. *Rettner C. T., Marinero E. E., Zare R. N. et al.* Pulsed free jets: novel nonlinear media for generation of vacuum ultraviolet and extreme ultraviolet radiation // *J. Phys. Chem.* 1984. Vol. 88. No. 20. P. 4459–4465.

15. *Anderson J. B.* *Gasdynamics*. N. Y.: Marcel Dekker, 1974. Vol. 4. P. 1–91.

16. *Lovejoy C. M., Schuder M. D., Nesbitt D. J.* High resolution IR laser spectroscopy of van der Waals complexes in slit supersonic jets: Observation and analysis of  $\nu_1$ ,  $\nu_1 + \nu_2$ , and  $\nu_1 + 2\nu_3$  in ArHF // *J. Chem. Phys.* 1986. Vol. 85. No. 9. P. 4890–4902.

17. *Apatin V. M., Krivitsun V. M., Kuritsyn Yu. A. et al.* Diode laser study of IR multiphoton-induced depletion of rotational sublevels of the ground vibrational state of SF<sub>6</sub> molecules cooled in a pulsed free jet // *Opt. Commun.* 1983. Vol. 47. No. 4. P. 251–256.

18. *Макаров Г. Н., Малиновский Д. Е., Огурок Д. Д.* Селективная инфракрасная многофотонная диссоциация молекул в импульсном газодинамическом потоке малой протяженности // *ЖТФ*. 1999. № 1. С. 35–41.

19. *Eldridge B. N., Yu M. L.* Compact pulsed molecular beam system for real-time reactive scattering from solid surfaces // *Rev. Sci. Instrum.* 1987. Vol. 58. No. 6. P. 1014–1026.

20. *Atomic and molecular beam methods* / Ed. by G. Scoles. N. Y.; Oxford: Oxford University Press, 1988.

21. *Hagena O. F., Obert W.* Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size and test gas // *J. Chem. Phys.* 1972. Vol. 56. No. 5. P. 1793–1802.

22. *Rohlfing E. A., Cox D. M., Kaldor A.* Production and characterization of supersonic carbon cluster beams // *J. Chem. Phys.* 1984. Vol. 81. No. 7. P. 3322–3330.

23. *O'Keefe A., Sherer J. J., Cooksy A. L. et al.* Cavity ring down dye laser spectroscopy of jet-cooled metal clusters: Cu<sub>2</sub> and Cu<sub>3</sub> // *Chem. Phys. Lett.* 1990. Vol. 172. P. 215–218.

24. *Schulz C. P., Haugstatter R., Tittes H.-U. et al.* Free sodium-water clusters: photoionization studies in a pulsed molecular beam source // *Z. Phys. D – Atoms, Molecules and Clusters*. 1988. Vol. 10. No. 1. P. 279–290.

25. *Смирнов Б. М.* Генерация кластерных пучков // *Успехи физических наук*. 2003. Т. 173, № 6. С. 609–648.

26. *Hosokai T., Kinoshita K., Watanabe T. et al.* Supersonic gas jet target for generation of relativistic electrons with 12TW-50fs laser pulse // *Proceedings of EPAC 2002*. P., 2003. P. 981–983.

27. *Semushin S., Malka V.* High density gas jet nozzle design for laser target production // *Rev. Sci. Instrum.* 2001. Vol. 72. No. 7. P. 2961–2965.

28. *Roca i Cabarrocas P., Gay P., Haddadj A.* Experimental evidence for nanoparticle deposition in continuous argon-silane plasmas: Effects of silicon nanoparticles on film properties // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 1996. Vol. 14. No. 2. P. 655–659.

29. *Ходорковский М. А., Мурашов С. В., Артамонова Т. О. и др.* Газодинамические параметры сверхзвукового молекулярного пучка, обогащенного молекулами фуллере́на // *ЖТФ*. 2003. Т. 73, вып. 8. С. 1–4.

30. *Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.

31. *Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Лагутов Ю. П. и др.* Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах. М.: Наука, 1986. 206 с.

32. *Чекмарев С. Ф.* Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск: Изд-во ИТ СО АН, 1990. 342 с.

33. *Гусев В. Н.* К вопросу о запуске сверхзвуковых сопел // *Инж. журн.* 1961. Т. 1, вып. 1. С. 164–168.

34. *Чекмарев С. Ф.* Неустановившееся радиальное расширение газа в затопленное пространство от внезапно включенного стационарного источника // *ПМТФ*. 1975. № 2. С. 70–79.

35. *Chekmarev S. F.* Unsteady supersonic radial gas expansion from a rapidly started source // *Arch. Mech.* 1978. Vol. 40. No. 4–5. P. 383–392.

36. *Чекмарев С. Ф., Станкус Н. В.* Газодинамическая модель и соотношения подобия

для запуска сверхзвуковых сопел и струй // ЖТФ. 1984. Т. 54, вып. 8. С. 1576–1583.

37. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.

38. Saenger K. L. Pulsed molecular beams: A lower limit on pulse duration for fully developed supersonic expansions // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 75. No. 5. P. 2467–2469.

39. Saenger K. L., Fenn J. B. On the time required to reach fully development flow in pulsed supersonic free jets // J. Chem. Phys. 1983. Vol. 79. No. 2. P. 6043–6045.

40. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Rarefied Gas Dynamics: Pros. 4<sup>th</sup> Intern. Symp. N. Y., 1966. Vol. 2. P. 84–105.

41. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Clarendon Press, 1994. P. 451.

42. Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А. Параллельное прямое моделирование Монте-Карло нестационарных течений разреженного газа на суперкомпьютерах массивно-параллельной архитектуры. СПб. Ин-т высокопроизводительных вычислений и баз данных. Препринт № 5-97. 1997. 33 с.

43. Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А. Истечение пара в вакуум от источника умеренной интенсивности в режиме короткого импульса // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 2. С. 247–257.

44. Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А. Газодинамика истечения струй от импульсного источника // XVIII Междунар. семинар «Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах»: Тез. докл. СПб., 2000. С. 77.

45. Еремин А. В., Кочнев В. А., Набоко И. М. Исследование формирования струй газа при истечении в разреженное пространство // ПМТФ. 1975. № 2. С. 53–58.

46. Еремин А. В., Кочнев В. А., Куликовский А. А. и др. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй // ПМТФ. 1978. № 1. С. 34–40.

47. Кочнев В. А., Набоко И. М. Экспериментальное исследование импульсных сверхзвуковых струй низкой плотности // ПМТФ. 1980. № 1. С. 107–113.

48. Шерман П. М. Увеличение скорости сверхзвукового потока вследствие конденсации // РТик. 1971. Т. 9. С. 254–256.

49. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла // ПМТФ. 1976. № 1. С. 41–45.

50. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла // ПМТФ. 1979. № 1. С. 56–65.

51. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Формирование импульсной струи за сверхзвуковым соплом при возможной релаксации газа на входе в сопло // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1980. № 6. С. 129–135.

52. Голуб В. В., Григорьев В. В., Гринь Ю. И. и др. Исследование струйных течений за щелевым и клиновидным соплами на ударной трубе // ПМТФ. 1982. № 6. С. 76–80.

53. Naboko I. M., Bazhenova T. V., Opara A. I. et al. Formation of a jet of shock-heated gas outflowing into evacuated space // Acta. Astronaut. 1972. Vol. 17. P. 653–659.

54. Белавин В. Н., Голуб В. В., Набоко И. М. и др. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа // ПМТФ. 1973. № 5. С. 34–40.

55. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла // ПМТФ. 1976. № 1. С. 41–45.

56. Naboko I. M., Golub V. V., Eremin A. V. et al. Wave structure and density distribution in a nonstationary gas jets // Arch. Mech. 1977. Vol. 29, № 1. P. 69–80.

57. Добрынин Б. М., Кисляков В. Б., Масленников В. Г. Исследование импульсного сверхзвукового истечения аргона из конического сопла // ЖТФ. 1979. Т. 49, вып. 11. С. 2516–2519.

58. Масленников В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях нерасчетности истечения // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 6. С. 1229–1236.

59. Добрынин Б. М., Масленников В. Г., Сахаров В. А. Процесс установления плоского сверхзвукового струйного течения при различных физических свойствах истекающего и затопляющего струю газов // ЖТФ. 1987. Т. 57, вып. 1. С. 118–124.

60. Kay B. D., Raymond T. D., Rice J. K. Time-of-flight characterization of pulsed supersonic helium free-jet expansions // Rev. Sci. Instrum. 1986. Vol. 57. No. 9. P. 2266–2273.

61. Белоцерковец С. М., Бутковская Н. И., Васильев Е. С. и др. Установка для получения молекулярных кластеров в импульсном сверхзвуковом пучке // ПТЭ. 1992. № 5. С. 220–226.

62. Зарвин А. Е., Коробейщиков Н. Г., Мадирбаев В. Ж. и др. Отдел прикладной физики научно-исследовательской части // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2006. Т. 1, вып. 1. С. 117–124.
63. Гартвич Г. Г., Зарвин А. Е., Каляда В. В. и др. Аппаратура для масс-спектрометрического анализа импульсных сверхзвуковых газовых потоков // ПТЭ. 1996. № 5. С. 160–161.
64. Гартвич Г. Г., Дудников В. А., Зарвин А. Е. и др. Пространственно-временные характеристики сверхзвукового потока, формируемого с помощью импульсного электромагнитного клапана // ПТЭ. 1997. № 2. С. 134–136.
65. Коробейщиков Н. Г., Зарвин А. Е., Мадирбаев В. Ж. Газодинамика импульсных сверхзвуковых недорасширенных струй: пространственно-временные характеристики // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 8. С. 21–29.
66. Зарвин А. Е., Коробейщиков Н. Г., Мадирбаев В. Ж. и др. Универсальный малогабаритный вакуумный комплекс для газокINETических исследований // ПТЭ. 2000. № 5. С. 64–70.
67. Мадирбаев В. Ж., Зарвин А. Е., Каляда В. В. и др. Электронно-пучковая диагностика разреженных газов: активация короткими пакетами электронов // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 2. С. 20–24.
68. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.
69. Kang W. K., Kim E. J., Choi C. J. et al. Time resolved molecular beam characteristic in a pulsed supersonic jet // Bull. Korean. Chem. Soc. 1995. Vol. 16. No. 3. P. 238–243.
70. Димов Г. И. Быстродействующие затворы для импульсного напуска газа в вакуумные устройства // ПТЭ. 1968. № 5. С. 168–171.
71. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г., Журавлев П. А. Электромагнитный затвор для импульсного напуска газа // ПТЭ. 1975. № 5. С. 168–169.
72. Александров В. С., Новиков В. Г., Павлов Э. П. и др. Быстродействующий газовый клапан. Дубна, ОИЯИ, 1976. 19 с. / Препринт Р9-10278.
73. Gentry W. R., Giese C. F. 10- $\mu$ sec pulsed molecular beam source and fast ionization gauge // Rev. Sci. Instrum. 1978. Vol. 49. No. 3. P. 595–601.
74. Otis C. E., Johnson P. M. Simple pulsed valve for supersonic nozzle experiments // Rev. Sci. Instrum. 1980. Vol. 51. No. 5. P. 1128–1129.
75. Byer R. L., Dunkan M. D. A 100  $\mu$ sec, reliable, 10 Hz pulsed supersonic molecular beam source // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. No. 4. P. 2174–2179.
76. Auerbach A., McDiarmid R. Modified pulsed valve for supersonic jet experiments // Rev. Sci. Instrum. 1980. Vol. 51. No. 9. P. 2174–2175.
77. Bassi D., Iannotta S., Niccolini S. Pulsed molecular beam source // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. No. 1. P. 8–11.
78. Adams T. E., Torckey B. H., Morrison J. S. et al. Handy fast valve for pulsed molecular beam // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. No. 10. P. 1981–1984.
79. Cross J. B., Valentini J. J. High frequency nozzle molecular beam source // Rev. Sci. Instrum. 1982. Vol. 53. No. 1. P. 38–44.
80. Баронов Г. С., Бронников Д. К., Варфоломеев А. Е. и др. Быстродействующий клапан с щелевым соплом для получения импульсной сверхзвуковой струи большой протяженности // ПТЭ. 1987. № 1. С. 199–201.
81. Lovejoy C. M., Nesbitt D. J. Slit pulsed valve for generation of long-path-length supersonic expansions // Rev. Sci. Instrum. 1987. Vol. 58. No. 5. P. 807–811.
82. Abad L., Bermejo D., Herrero V. J. et al. Performance of a solenoid-driven pulsed molecular-beam source // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66. No. 7. P. 3826–3832.
83. Atkinson D. B., Smith M. A. Design and characterization of pulsed uniform supersonic expansions for chemical applications // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66. No. 9. P. 4434–4446.
84. Бобылев В. Б., Бурдаков А. В., Локонов К. В. Электромагнитный газовый клапан с плоским соплом Лаваля // ПТЭ. 1996. № 1. С. 152–154.
85. Мазуренко М. И., Петухов В. А., Поветайло В. А. и др. Электродинамический импульсный клапан для получения молекулярных пучков // ПТЭ. 2002. № 2. С. 152–155.
86. Slipchenko M. N., Kuma S., Momose T. et al. Intense pulsed helium droplet beams // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. No. 10. P. 3600–3605.
87. Макаров Г. Н. Импульсные молекулярные пучки, управляемые с помощью скачка уплотнения // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 12. С. 9–14.
88. Combs S. K., Foust C. R., Gouge M. J. Fast-opening, high-throughput gas valve and application for inertial fusion energy // Rev. Sci. Instrum. 2004. Vol. 75. No. 1. P. 270–272.