

12. Голубовский Ю. Б., Каган Ю. М., Лягуценко Р. И. О распределении по энергиям и подвижности электронов в газах и полупроводниках.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 6 (12), с. 2222.
13. Fensfeld F. C., Schmeltekopf A. L., Goldan P. P., Schiff H. J., Fergusson E. E. Thermal energy ion-neutral reaction rate. I. Some reactions of helium ions.— «J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 1, p. 4687.
14. Ефремкова Л. Я., Радцог А. А., Смирнов Б. М. Параметры слабосвязанных молекулярных ионов.— «Оптика и спектроскопия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 61.
15. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Газовые лазеры. М., Атомиздат, 1971.
16. Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. High-pressure helium afterglow at room temperature.— «Phys. Rev. A: Gen. Phys.», 1976, vol. 13, N 3, p. 1410.

УДК 533.9.082.76

**КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ  
НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ  
ПЛАЗМЫ АРГОНА  
МАГНИТОПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА**

Г. А. Лукьянов, В. В. Сахин

(Ленинград)

Картина течения и параметры в сверхзвуковых струях плазмы существенным образом зависят от типа источника и его характеристик. В работе [1] проведено экспериментальное исследование газодинамической структуры начального участка струй плазмы аргона и гелия при истечении в разреженную среду из магнитоплазмодинамического источника (МПДИ). Значительный самостоятельный интерес представляют данные о полях концентрации и температуры электронов, ионном составе и кинетике электронно-ионных процессов в струях МПДИ.

Результаты измерений электронных параметров в струях плазмы источников без внешнего магнитного поля рассматривались в работах [2, 3]. Данные для струй плазмы источников с внешним магнитным полем приводятся в работах [4, 5]. Следует, однако, отметить, что результаты указанных работ не дают полного представления о полях электронных параметров на начальном участке, а анализ результатов выполнен без должного внимания к газодинамической структуре струй этого типа.

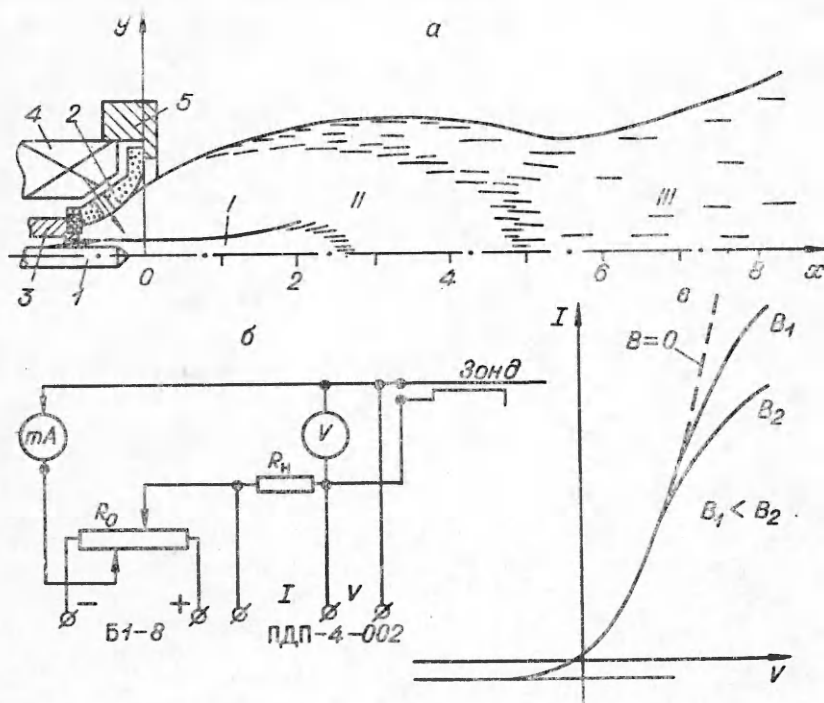
В данной работе делается попытка объяснения закономерностей изменения электронных параметров в струе плазмы аргона МПДИ с внешним магнитным полем с учетом газодинамической структуры начального участка и кинетики электронно-ионных процессов. Конструкция источника плазмы и схема начального участка струи даны на фиг. 1, а. Источник состоит из вольфрамового катода 1, анода-сопла 2, нейтральной вставки 3, магнитной катушки 4 и магнитопровода 5. Минимальный внутренний диаметр анода  $d = 40$  мм. Источник размещался внутри вакуумной камеры объемом около  $10$  м<sup>3</sup> на координатном устройстве с двумя степенями свободы в горизонтальной плоскости. Измерительные приборы были неподвижны относительно вакуумной камеры.

В струе можно выделить несколько характерных областей: *I* — высокоэнтальпийный поток, называемый обычно катодной струей, *II* — зона расширения, *III* — слой смешения струи с окружающей средой. Условия

течения соответствуют распространению свободной струи в затопленном пространстве.

В опытах реализовался переходный режим течения с размытой волновой структурой начального участка. Подробное описание источника и структуры струи дано в работе [1].

Для описываемых экспериментов типичны следующие условия: ток дуги  $I = 250-500$  А, индукция магнитного поля у торца катода  $B = 250-500$  Гс, расход аргона  $G = 0,05$  г/с, давление в вакуумной камере



Фиг. 1

$r_{\infty} = 0,25$  мм рт. ст., среднемассовая энтальпия торможения  $(0,5-1) \times 10^5$  Дж/г. Среда, в которую происходило истечение, состояла по объему из 65% аргона и 35% воздуха. Присутствие воздуха в вакуумной камере связано с неполной ее герметичностью.

**Методы диагностики.** Для получения количественной информации о концентрации  $N_e$  и температуре  $T_e$  электронов использовалась электроннозондовая методика. В качестве электрического зонда применялся одиночный цилиндрический зонд из вольфрамовой проволоочки диаметром 0,3 мм и длиной 5 мм. Роль опорного электрода выполняла охлаждаемая медная державка с развитой собирающей поверхностью. Напряжение на зонде (см. фиг. 1, б) задавалось с помощью механического генератора пилообразного напряжения, питающегося от стабилизированного источника постоянного тока типа Б1-8. Вольт-амперная характеристика зонда регистрировалась двухкоординатным самописцем ПДП-4-002.

Предварительные методические эксперименты обнаружили существенное влияние магнитного поля источника на вид зондовой характеристики, проявляющееся в основном в уменьшении электронного тока на зонд (см. фиг. 1, в). Для определения  $T_e$  использовался неискаженный магнитным полем прямолинейный участок вольт-амперной характеристики,

построенной в полулогарифмическом масштабе [6]. С учетом квазинейтральности плазмы концентрация электронов определялась по формуле Бома [7]

$$N_e = \frac{i}{0,4e [2kT_e/m]^{1/2}},$$

где  $i$  — плотность ионного тока насыщения;  $e$  — заряд электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $m$  — масса иона.

Измерения скорости плазмы  $u$  производились по методике двух плоских зондов с собирающими поверхностями, расположенными параллельно и перпендикулярно к вектору скорости [8]. Значение  $u$  определялось по измеренным плотностям ионных токов насыщения  $i_{\parallel}$  и  $i_{\perp}$  по формуле

$$u = 0,4 \frac{i_{\perp}}{i_{\parallel}} \left( \frac{2kT_e}{m} \right)^{1/2}.$$

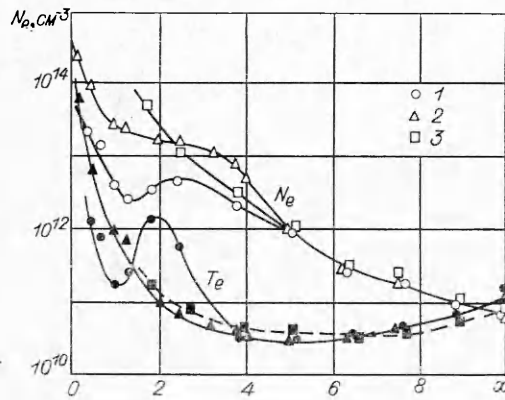
Для получения информации об ионном составе плазмы использованы данные спектроскопических измерений. Спектры излучения регистрировались при помощи двух приборов ИСП-51 с фотографической и фотоэлектрической регистрацией. Методика и результаты спектроскопических измерений подробно описаны в работе [9].

Концентрация однократных ионов аргона  $N_{i1}$  в предположении корональной модели заселения [9] определялась по измеренным заселенностям  $N$  уровня  $4p^2D_{5/2} \text{ Ar}^+$ .

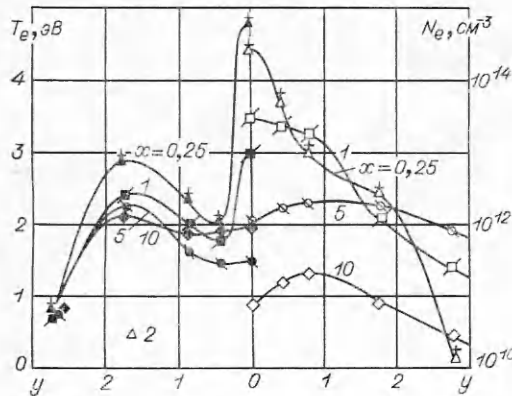
Для расчета использовались графические зависимости  $N(4p^2D_{5/2}) = f(N_e N_{i1}, T_e)$  из работы [10], полученные для  $T_e \geq 2$  эВ. При определении заселенности уровня  $4p^2D_{5/2} \text{ Ar}^+$  на оси струи учитывалась эффективная оптическая толщина плазмы. Концентрация двукратных ионов  $N_{i2}$  определялась по измеренным заселенностям верхних состояний  $\text{Ar}^+$  в предположении, что имеет место равновесие Саха — Больцмана между свободными электронами и электронами в верхних связанных состояниях [11].

Необходимые для расчетов концентраций  $\text{Ar}^+$  и  $\text{Ar}^{++}$  значения  $N_e$  и  $T_e$  брались из результатов зондовых измерений.

**Результаты измерений и их анализ.** Общее представление о полях  $N_e$  и  $T_e$  на начальном участке струи дают приведенные на фиг. 2, 3 результаты, полученные для трех режимов работы источника: 1 —  $I = 250$  А,  $B = 250$  Гс; 2 —  $I = 500$  А,  $B = 250$  Гс; 3 —  $I = 500$  А,  $B = 500$  Гс. Продольные и поперечные размеры отнесены к  $d$ .



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Вблизи среза источника наблюдается сильное влияние  $I$  и  $B$  на осевые распределения электронных параметров. Увеличение  $I$  и  $B$  приводит к росту  $N_e$  и  $T_e$  на срезе МПДИ. За срезом источника в области расширения плазмы происходит уменьшение  $N_e$  и  $T_e$ . Ниже по течению при некоторых режимах МПДИ (например, режим  $I$ ) на осевых профилях электронных параметров наблюдаются местные максимумы, положение которых примерно соответствует концу катодной струи. Повышение  $I$  и  $B$  приводит к сглаживанию продольных распределений  $N_e$  и  $T_e$ . С удалением от среза влияние режима источника на поля электронных параметров быстро уменьшается. В области смещения  $N_e$  монотонно падает вниз по течению до величины порядка  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , соответствующей концентрации электронов в вакуумной камере. В области  $5 < x < 10$  температура электронов на оси слабо возрастает.

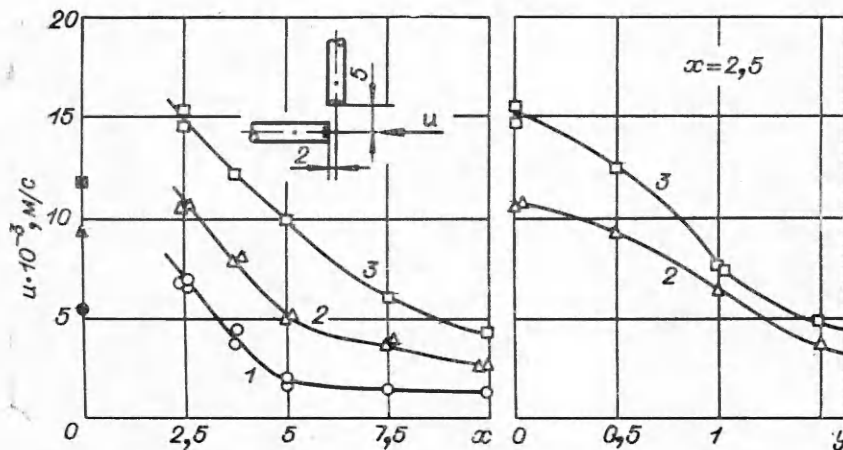
Для поперечных распределений  $N_e$  и  $T_e$  (см. фиг. 3) характерны значительные градиенты. В пределах области  $II$  наблюдаются отчетливые осевые максимумы, соответствующие катодной струе. С увеличением  $I$  и  $B$  поперечные градиенты электронных параметров возрастают. Наряду с осевым максимумом на поперечных профилях  $T_e$  имеется отчетливый периферийный максимум, положение которого соответствует границе светящейся области струи. С удалением от среза источника осевой максимум на поперечных распределениях  $N_e$  и  $T_e$  постепенно уменьшается и в области  $III$  отсутствует. С увеличением  $B$  и  $G$  протяженность зоны существования осевого максимума возрастает.

Результаты измерения скорости ионов вдоль оси струи ( $x \geq 2,5$ ) и в сечении  $x = 2,5$  приведены на фиг. 4. При  $x < 2,5$  измерения не проводились ввиду ограниченной термостойкости зондов.

В области  $III$  скорость монотонно уменьшается с ростом  $x$  и  $y$ . Увеличение  $I$  и  $B$  приводит к повышению  $u$ . Как и в случае полей  $N_e$  и  $T_e$ , влияние параметров источника существенно вблизи от среза МПДИ и ослабляется с удалением от него.

На срезе сопла указаны результаты оценки скорости  $u$ , выполненные при условии полной однократной ионизации аргона по экспериментальным значениям среднemasсовой энтальпии, расхода газа и профилю  $N_e$  в выходном сечении источника.

Наблюдаемые закономерности изменения электронных параметров и скорости ионов могут быть объяснены в рамках качественной картины



Фиг. 4

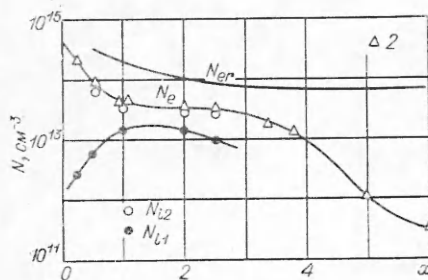
течения на начальном участке струй МПДИ, изложенной в работе [1]. Вид продольных и поперечных распределений  $N_e$ ,  $T_e$  и  $u$  связан с существованием характерных областей газодинамической структуры — катодной струи, областей расширения и смешения. Основной причиной перестройки профилей электронных параметров с удалением от среза источника является уменьшение роли электромагнитного сжатия, формирующего катодную струю, и возрастание роли продольного ускорения и азимутальной закрутки. Увеличение  $N_e$  и  $T_e$  в приосевой области за срезом источника при повышении  $I$  и  $B$  — следствие увеличения сил сжатия, возникающих при взаимодействии азимутального холловского тока с осевой составляющей внешнего магнитного поля и осевой составляющей тока разряда с собственным азимутальным магнитным полем. Наличие бокового максимума  $T_e$  в зоне смешения может быть объяснено нагревом плазмы при ее торможении. Появление бокового максимума на поперечных профилях  $N_e$  при удалении от среза источника связано с закруткой плазмы и соответствующим уменьшением давления на оси струи [1].

На фиг. 5 приведены данные об изменении концентрации одно- и двукратных ионов аргона вдоль оси струи. Результаты получены для  $x \leq 2,5$ . Возможности получения данных для больших  $x$  ограничивались методическими затруднениями. За срезом источника концентрации двукратных ионов значительно выше концентрации однократных ионов. Повышение  $N_{i1}$  вблизи среза, по-видимому, объясняется ионизацией атомов аргона, поступающих в приосевую зону струи из окружающего пространства.

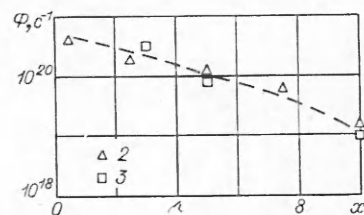
Наблюдаемые значения  $N_e$  существенно ниже равновесных  $N_{e,r}$ , определяемых формулой Саха при известном давлении плазмы [4] и температуре электронов.

Равновесная концентрация электронов соответствует в условиях экспериментов полной двукратной ионизации. Слабое изменение  $N_{e,r}$  вдоль оси струи связано с незначительным изменением давления плазмы и температуры электронов. С удалением от среза источника различие между экспериментальными и равновесными значениями  $N_e$  возрастает.

Совокупность газодинамических [1], спектроскопических [9] и зондовых измерений позволяет дать приближенную картину хода электронно-ионных процессов на начальном участке струи плазмы МПДИ. Согласно спектроскопическим данным [9], в дуговой камере источника при  $T_e = 5-10$  эВ и  $N_e \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup> имеет место полная однократная и существенная вторичная ионизация аргона. Оценка характерных времен первой и второй ионизации  $\tau_{i1}$  и  $\tau_{i2}$  с использованием водородоподобной модели [12] показывает, что на срезе источника времена первой ионизации  $\tau_{i1}$  меньше, а второй  $\tau_{i2}$  сравнимы с характерным газодинамическим временем  $\tau_r = d/u$ . С удалением от среза источника скорости ионизации резко падают, процесс



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ионизации «замораживается». Времена первой и второй столкновительно-излучательной рекомбинации  $\tau_{p1}$  и  $\tau_{p2}$  на всем начальном участке на несколько порядков превышают  $\tau_r$ . Например, на режиме 2 МПДИ с параметрами на срезе источника  $N_e \simeq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \simeq 5 \text{ эВ}$  и  $u = 5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  характерные времена ионизации и рекомбинации соответственно равны  $\tau_{и1} \simeq 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\tau_{и2} \simeq 10^{-5} \text{ с}$ ;  $\tau_{p1} \simeq 10^{-3} \text{ с}$ ,  $\tau_{p2} \simeq 10^{-4} \text{ с}$  при  $\tau_r \simeq 10^{-5} \text{ с}$ .

За срезом источника состав плазмы быстро изменяется вследствие смешения с нейтральной окружающей средой. С целью выяснения степени «замороженности» процессов ионизации и рекомбинации по данным измерений  $N_e$  и  $u$  были вычислены потоки электронов  $\Phi = \int N_e u dS$ , проходящие через поперечные сечения струи  $S$  (фиг 6). Наблюдается монотонное уменьшение  $\Phi$  вниз по течению. Согласно приведенным выше оценкам, механизм столкновительно-излучательной рекомбинации не может объяснить наблюдаемого изменения  $\Phi$ . Существует какой-то другой (более эффективный) канал рекомбинации. При исследовании полей концентрации и температуры электронов в струях плазмы аргона электротермических источников [13] в сходных условиях обнаружено определяющее влияние на ход электронно-ионной рекомбинации доли воздуха в среде, окружающей струю. Было высказано предположение, что уменьшение потока электронов связано с диссоциативной рекомбинацией  $N_2^+ + e \rightarrow N + N$ . Образование ионов  $N_2^+$  возможно в процессе перезарядки от ионов аргона. В спектрах исследованных струй наблюдаются молекулярные полосы  $N_2$  (первая и вторая положительная) и  $N_2^+$  (первая отрицательная). Приближенная оценка концентрации  $N_2^+$  по измеренным значениям заселенности возбужденного состояния  $B^2 \sum_u^+ (v=0)$ , сделанная в предположении существования коронального равновесия, дает в сечении  $x = 1,5$  величину порядка  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

При коэффициенте диссоциативной рекомбинации, равном  $10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  [14], полученная концентрация  $N_2^+$  достаточна для объяснения наблюдаемого уменьшения потока электронов вдоль струи. Для получения окончательных выводов о механизме рекомбинации необходимо проведение дополнительных исследований.

Поступила 10 II 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов Г. А., Сахин В. В. Газодинамическая структура начального участка сверхзвуковых струй плазмы магнитоплазодинамического источника.— ПМТФ, 1975, № 6.
2. Kelly A. J., Nerheim N. M., Gardner J. A. Electron density and temperature measurements in the exhaust of an MPD-source.— «AIAA J.», 1966, vol. 4, N 2. Рус. пер. Измерение концентрации и температуры электронов плазмы, истекающей из магнитоплазодинамического источника.— «Ракет. техника и космонавтика», 1966, т. 4, № 2.
3. Maisenholder F., Mayerhofer W. Jet-diagnostics of a self — field accelerator with Langmuir probes.— «AIAA J.», 1974, vol. 12, N 9. Рус. пер. Диагностика струи ускорителя с собственным магнитным полем с помощью зондов Ленгмюра.— «Ракет. техника и космонавтика», 1974, т. 12, № 9.
4. Бугрова А. И., Версоцкий В. С., Красенков М. А. Зондовые измерения в канале магнитной кольцевой дуги.— ПМТФ, 1973, № 5.
5. Бугрова А. И., Версоцкий В. С., Какихман Л. Е., Красенков М. А., Кубарев Ю. В. Исследование локальных параметров плазмы газового разряда в магнитном поле.— ТВТ, 1976, т. 14, № 2.
6. Шотт Л. Электрические зонды.— В кн.: Методы исследования плазмы. М., «Мир», 1971.
7. Bohm D., Burhop E. H. S., Massey H. S. W. The use of probes for plasma exploration in strong magnetic fields.— In: The characteristics of electrical discharges in magne-



- tic fields. Ed. by A. Guthrie and R. K. Wakerling. New—York — Toronto — London, McGraw — Hill, 1949.
8. Burlock I., Brockman P., Hess R., Brooks D. Measurement of velocities and acceleration mechanism for coaxial Hall accelerators.— «AIAA J.», 1967, vol. 5, N 3. Рус. пер. Измерение скорости и механизм ускорения в коаксиальных ускорителях на токах Холла.— «Ракет. техника и космонавтика», 1967, т. 5, № 3.
  9. Гольдфарб В. М., Ильина Е. В., Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Павлова Н. О., Сахин В. В. Излучение сверхзвуковых струй плазмы аргона и гелия магнито-плазмодинамического источника.— ТВТ, 1976, т. 14, № 1.
  10. Рубин П. Л., Соболев Н. Н. Элементарные процессы и механизм заселения рабочих в ионном аргоновом лазере непрерывного действия. Препринт № 82 ФИ АН СССР, 1974.
  11. Гольдфарб В. М., Ильина Е. В., Костыгова И. Е., Лукьянов Г. А. Спектроскопическое исследование сверхзвуковых плазменных струй.— «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, вып. 2.
  12. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.
  13. Лукьянов Г. А. Релаксация электронной температуры и концентрации в сверхзвуковой разреженной струе плазмы.— В кн.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск, «Наука и техника», 1970.
  14. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Диссоциативная рекомбинация электронов и молекулярных ионов.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М., «Наука», 1974.

УДК 536.423.4 : 539.198 : 533.011.8 : 533.581

## О ЗАКОНЕ ПОДОБИЯ ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В СВОБОДНЫХ СТРУЯХ CO<sub>2</sub>

А. А. Востриков, Н. В. Гайский, Ю. С. Куснер,  
А. К. Ребров, Б. Е. Семячкин, П. А. Сковородко

(Новосибирск)

**Введение.** Физические процессы, происходящие в струе данного газа, расширяющейся в вакуум из звукового сопла, полностью определяются, как известно, тремя параметрами: давлением  $p_0$ , температурой  $T_0$  в форкамере и диаметром критического сечения сопла  $d_*$ . В данной работе изучается закон подобия для конденсации CO<sub>2</sub> в свободной струе за звуковыми соплами различных диаметров при постоянной температуре  $T_0 = 300$  К (кроме случаев, где это особо оговаривается).

При расширении газа в вакуум число столкновений молекул после достижения газом состояния насыщения, определяющее процесс образования новой фазы, может быть недостаточным для образования критического зародыша. Поэтому возможность описания процесса конденсации при таком «быстром» расширении газа в рамках классической теории конденсации неочевидна. Вопрос о применимости классической теории возник при исследованиях гомогенной конденсации в струях.

В ряде работ экспериментально показано, что комплекс  $p_0 d_*^\beta |_{T_0} = \text{const}$  (где  $0,5 < \beta < 1$ ) является обобщающим для положения максимума ионного сигнала димеров [1], мольной доли димеров [2], заданного среднего размера кластеров [3].

В классической теории гомогенной нуклеации лимитирующим процессом является образование критического зародыша путем бинарных соударений. Физические процессы, происходящие в струе и определяемые