

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ КРИПТОНА В СВЕРХЗВУКОВОМ СОПЛЕ

КОРЕПАНОВ М. А., МОРАР Г., АЛЬБЕС М. Ю.

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН,
426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

АННОТАЦИЯ. Рассмотрено течение инертного газа (криптона) в коническом сопле. Для определения температуры в точке начала процесса конденсации – точке Вильсона проведено численное моделирование процесса для сопел различных размеров. Показано, что процесс гомогенной конденсации в рассматриваемых соплах идет, но практически не влияет на скорость падения температуры из-за малых размеров сопел, т.к. не успевает завершиться в сопле. Полученные значения температуры в точке Вильсона (точке начала конденсации) составляют 58-59 К, что значительно ниже точки фазового перехода 119.78 К.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: гомогенная конденсация, коническое сопло, точка Вильсона, криптон.

Повышающиеся требования к миниатюризации и снижению энергопотребления радиоэлектронными устройствами вынуждают производителей совершенствовать технологические процессы создания микроэлектроники. Центральное место в технологии изготовления микроэлектроники занимает фотолитография, представляющая собой процесс избирательного травления поверхностного слоя с использованием защитной фотомаски. Наименьшие размеры деталей рисунка, достижимые в фотолитографии, определяются длиной волны используемого излучения.

В настоящее время в качестве основных рассматриваются источники излучения с длиной волны около 13,5 нм, относящиеся к экстремальному ультрафиолетовому (ЭУФ) диапазону. Как один из вариантов источника ЭУФ излучения рассматривается газоплазменный лазер на инертных газах (криптон, ксенон), один из вариантов такой установки описан в [1]. Установка представляет собой вакуумную камеру, давление в которой поддерживается на уровне не выше 10^{-2} Па. Газоструйная мишень создается вдувом в объем вакуумной камеры инертного газа через коническое сопло диаметром в несколько сот микрометров. В качестве примера исследования свойств газоструйной мишени в зависимости от начальных свойств газа (параметров торможения) и геометрии сопла можно привести работу [2]. Основными особенностями течения газа в данной установке является высокая степень расширения сопла, истечение в глубокий вакуум и, как следствие, очень низкие температуры на выходе из сопла в ядре потока (существенно ниже 100 К). При таких температурах в потоке должна иметь место гомогенная конденсация, т.к. температуры фазового перехода (конденсации) в нормальных условиях для Хе – 166.1 К, а для Кг – 119.78 К [3]. Однако, в [2] конденсация газа в ядре потока не учитывается, и отмечается, "что в конденсированном состоянии может находиться только доля вещества струи $\sim 10^{-4}$, поэтому роль конденсации здесь пренебрежимо мала". С другой стороны, например в [4 – 6], отмечается, что в потоках инертных газов Аг, Кг, Хе на выходе из сопел наблюдаются кластеры размером "не менее чем 500 атомов аргона" [5], до $8.5 \cdot 10^3$ атомов ксенона [6] и до 100 Å для ксенона и криптона [4].

Следует отметить, однако, что для начала процесса гомогенной конденсации недостаточно достижения точки фазового перехода и необходимо некоторое переохлаждение газа [7], и точка начала конденсации носит название точки Вильсона [8]. В [8] также показано, что параметры в точке Вильсона зависят от начальных параметров газа и геометрических размеров сопла. Однако, в литературе по исследованию конденсации инертных газов, в частности [4 – 6], данные по точке Вильсона отсутствуют, что связано, очевидно, с очень малыми размерами сопел (диаметр критического сечения несколько сот

микрометров) и техникой измерений, а размеры кластеров измеряются уже на выходе из сопла.

Вместе с тем, известно [7, 8], что при конденсации в потоке газа выделяется тепло, что приводит к увеличению температуры и давления в потоке, что и позволяет определять точку Вильсона при экспериментальных исследованиях гомогенной конденсации, например для паров воды [9, 10].

В связи с этим представляется интересным провести математическое моделирование процесса расширения инертного газа (криптона) в сверхзвуковом сопле с целью определения параметров процесса конденсации. Ограничениями при описании процесса могут быть чрезвычайно низкие температуры при расширении в вакуум, а также очень малое время пребывания газа при термодинамических условиях необходимых для гомогенной конденсации из-за очень малых размеров сопел, использованных при экспериментальных исследованиях [4 – 6].

Для моделирования процесса конденсации необходимо было получить данные по термодинамическим свойствам ксенона Кг в газообразном и конденсированном состоянии. Кроме того, в связи с узким диапазоном существования Кг в жидком состоянии (161 – 165 К) и крайне малой вероятностью конденсации в этом диапазоне температур, для рассмотрения процесса конденсации был принят Кг в твердом состоянии. Был проведен поиск и анализ литературы по термодинамическим свойствам Кг в газообразном и конденсированном состоянии [11 – 16]. В результате были построены функции для термодинамических свойств (энтальпия, энтропия, теплоемкость) Кг в диапазоне температур ниже 298 К. Для газовой фазы была использована база данных по термодинамическим свойствам веществ ИВТАН ТЕРМО [12], что оказалось возможно из-за свойств Кг как инертного газа, в работе [14] показано постоянство теплоемкости инертных газов при температурах выше 24 К. Для определения свойств конденсированной (твердой) фазы были использованы данные [13], а также данные по теплоте сублимации Кг [15]. В результате были построены зависимости термодинамических свойств Кг и получена расчетная зависимость давления насыщенных паров от давления :

$$\ln p_1 = \frac{S^0 - S_z^0}{R_0} - \frac{I^0 - I_z^0}{R_0 T} = \frac{S^0 - S_z^0}{R_0} - \frac{\Delta H_{cond}}{R_0 T}, \quad (1)$$

где S^0 – энтропия газовой фазы [12], S_z^0 – энтропия твердой фазы [13], ΔH_{cond} – теплота сублимации [15].

В таблице приведено сравнение экспериментальных данных по давлению насыщенного пара Кг [13, 16] в сравнении с результатами расчетов по формуле (1).

Из таблицы видно, что погрешность расчетных данных по сравнению с экспериментом в области температур от 80 К до точки кипения при нормальных условиях (119.78 К) составляет не более 3 – 5 %, и погрешность возникает только в нижней части температурного диапазона, что связано также с отсутствием экспериментальных данных по давлению насыщенных паров и, как следствие, невозможностью верификации модели. Однако, следует отметить, что с точки зрения расчета процесса конденсации значение имеет разница между давлением газа в потоке и давлением насыщения, поэтому полученные значения можно считать удовлетворительным приближением.

Моделирование течения криптона по сверхзвуковому соплу проводилось в одномерной постановке в переменных плотность-энергия (температура) [17]. Система уравнений рассматривается со следующими допущениями:

– до появления необходимого числа сверхкритических кластеров ($N = 10^{15} \text{ м}^{-3}$) [18] их ростом пренебрегается, а после их образования процесс нуклеации считается прекратившимся и рассматривается только рост сверхкритических зародышей. Это допущение считается общепринятым [8];

– используется модель односкоростного и однотемпературного потока в связи с малым размером зарождающейся фазы, вследствие чего теплота конденсации отнесена к плотности всего потока, и теплоемкость среды принята постоянной.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных

T, К	Ps экс, бар	Ps (1), бар
119.78	1.00000	0.99674
117.03	0.80500	0.80797
115.96	0.73000	0.73801
115.00	0.67594	0.67774
110.00	0.40263	0.39219
105	0.22585	0.21815
100	0.11892	0.11359
95	0.05333	0.05563
90	0.02466	0.02546
85	0.01053	0.01073
80	0.00413	0.00407
75	0.00134	0.00151
70	-	0.000377
65	-	0.000085
60	-	0.000015
55	-	0,000002
50	-	0

Система уравнений [18] для определения параметров потока до начала роста частиц (до появления необходимого количества сверхкритических кластеров) содержит уравнения для числа (концентрации) сверхкритических кластеров, массы сверхкритических кластеров, плотности газовой фазы, температуры потока, скорости потока, текущей координаты сопла:

$$\frac{dN}{dt} = I_g, \quad (2)$$

$$\frac{dm}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{M^2}{M^2-1} \cdot \frac{\rho}{F(x)} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot V - I_g \cdot g_{cr} \cdot m_1, \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{(k-1)M^2}{M^2-1} \cdot \frac{T}{F(x)} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot V + I_g \cdot g_{cr} \cdot m_1 \cdot \frac{\Delta H_{cond}}{\rho_0 C_V} \cdot \frac{k_{sv}}{z}, \quad (5)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{M^2-1} \cdot \frac{V}{F(x)} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot V, \quad (6)$$

$$\frac{dx}{dt} = V, \quad (7)$$

где $I_g = K_k \cdot n_{g-1} \cdot n_{g-2}$ – скорость образования сверхкритических кластеров [18], n_{g-1} , n_{g-2} – концентрации докритических кластеров, при коагуляции которых образуется сверхкритический кластер, K_k – постоянная скорости коагуляции, g_{cr} – число частиц в

сверхкритическом кластере, m – масса кластера, которая после образования достаточного количества сверхкритических кластеров и при начале их роста может быть принята равной массе сверхкритического кластера $m_0 = m_1 \cdot g_{cr}$, или при постепенном накоплении сверхкритических кластеров разных размеров, например, при быстром охлаждении (течения в сверхзвуковых соплах) – $m_0 = (\rho_0 - \rho)/N$, $m_1 = \frac{\mu_1}{1000 \cdot N_A}$ – масса моночастицы газа, кг,

μ_1 – мольная масса газа, г/моль. Как показывают расчеты, при течениях в соплах скорость конденсации увеличивается очень быстро [8, 18, 19], так что большую часть начальных зародышей новой фазы составляют критические кластеры, соответствующие термодинамическим условиям в момент перехода расчета к их росту.

В уравнении для плотности (4) учитывается отвод массы при образовании сверхкритических кластеров, который очень мал практически до самого начала конденсации из-за очень низких значений скорости конденсации I_g . В уравнении для температуры добавлено слагаемое, учитывающее выделение тепла при образовании сверхкритических кластеров, при этом в связи с тем, что в малых кластерах ($g < 300$), число связей между частицами намного меньше их числа в жидкости, в выражении учитывается множитель k_{sv}/z [18].

На втором этапе производится расчет роста частиц новой фазы, при этом образование новых сверхкритических кластеров прекращается из-за снижения пересыщения в связи с переходом вещества из газовой фазы в конденсированную. В этом случае система уравнений будет выглядеть следующим образом:

– уравнение концентрации сверхкритических кластеров

$$\frac{dN}{dt} = 0, \quad (8)$$

– уравнение для массы сверхкритических кластеров (рост в условиях свободномолекулярного режима)

$$\frac{dm}{dt} = \alpha_{ак} \cdot 4\pi \cdot r_{cr}^2 \cdot \frac{p_1 - p_s}{\sqrt{2\pi \frac{R_0}{\mu_1} T}}, \quad r_{cr} = r_1 \cdot \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{m}{m_1}}, \quad (9)$$

где $\alpha_{ак} = 0.6$ – коэффициент аккомодации,

– уравнение плотности газовой фазы

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{M^2}{M^2 - 1} \cdot \frac{\rho}{F(x)} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot V - N \cdot \frac{dm}{dt}, \quad (10)$$

– уравнение температуры потока

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{(k-1)M^2}{M^2 - 1} \cdot \frac{T}{F(x)} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot V + N \frac{dm}{dt} \cdot \frac{\Delta H_{cond}}{\rho_0 C_V}. \quad (11)$$

Уравнения для скорости (6) и текущей координаты сопла (7) остаются неизменными.

Во всех уравнениях $F(x)$ – площадь поперечного сечения сверхкритической части сопла (для конического сопла представляет собой линейную функцию от x), $\frac{dF}{dx}$ – производная, для простоты расчетов определяемая аналитически.

На каждом шаге интегрирования по времени по известным параметрам состояния ρ , T производится расчет состава смеси с учетом докритических кластеров (сверхкритические при этом из расчета исключаются) [18].

На рис. 1 приведены результаты расчета (температура потока и размер частиц конденсированной фазы от точки Вильсона) для сопла, рассмотренного в работе [2], радиус критического сечения 0.1 мм, длина сопла 13 мм, угол полураскрытия конуса 2 градуса, давление торможения 5 бар, температура торможения 293 К, газ – криптон. Для этого сопла и параметров торможения газа температура в точке Вильсона равна 57.9 К.

Следует отметить, что в работе [2] в качестве рабочего тела рассматривался ксенон, а его температура конденсации существенно выше, чем у криптона, поэтому допущение о том, что "роль конденсации здесь пренебрежимо мала" кажется достаточно грубым.

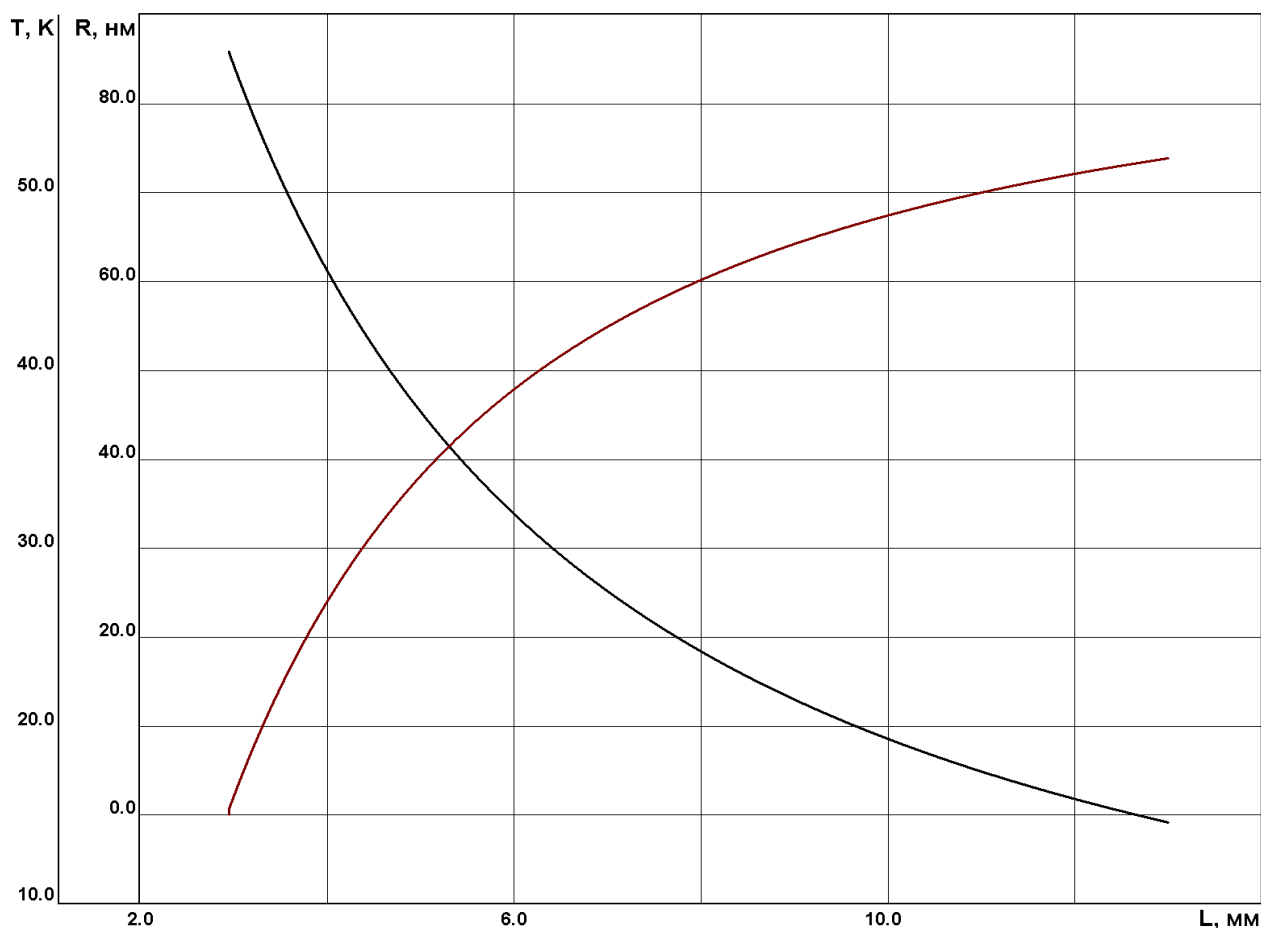


Рис. 1. Параметры потока после точки Вильсона для сопла из [2]

На рис. 2 приведены результаты расчета (температура потока и размер частиц конденсированной фазы от точки Вильсона) для сопла, рассмотренного в работе [4], радиус критического сечения 0.17 мм, длина сопла 11.42 мм, угол полураскрытия конуса 4.3 градуса, давление торможения 3 бар, температура торможения 200 К, газ – криптон. Для этого сопла и параметров торможения газа температура в точке Вильсона равна 58.4 К. Расчетный размер конденсированных частиц на выходе из сопла составляет около 64 нм, а согласно экспериментальным данным [4] размер частиц криптона на выходе из сопла составил около 100 Å (10 нм). Такое существенное различие расчетных и экспериментальных данных можно объяснить тем, что в расчете принимается течение идеального газа, т.е. не учитывается вязкое трение, которое для таких малых сопел будет оказывать существенное влияние на параметры потока и приводить в первую очередь к повышению температуры потока. Этот эффект может привести к более медленному расширению потока в сопле [20] и, соответственно, к замедлению снижения температуры в

потоке, а, как следствие, к смещению точки Вильсона вниз по потоку и замедлению роста конденсированной фазы. Но для уточнения этого эффекта необходимо проведение численных исследований в двумерной осесимметричной постановке для течения вязкого теплопроводного сжимаемого газа, что не являлось задачей данного исследования.

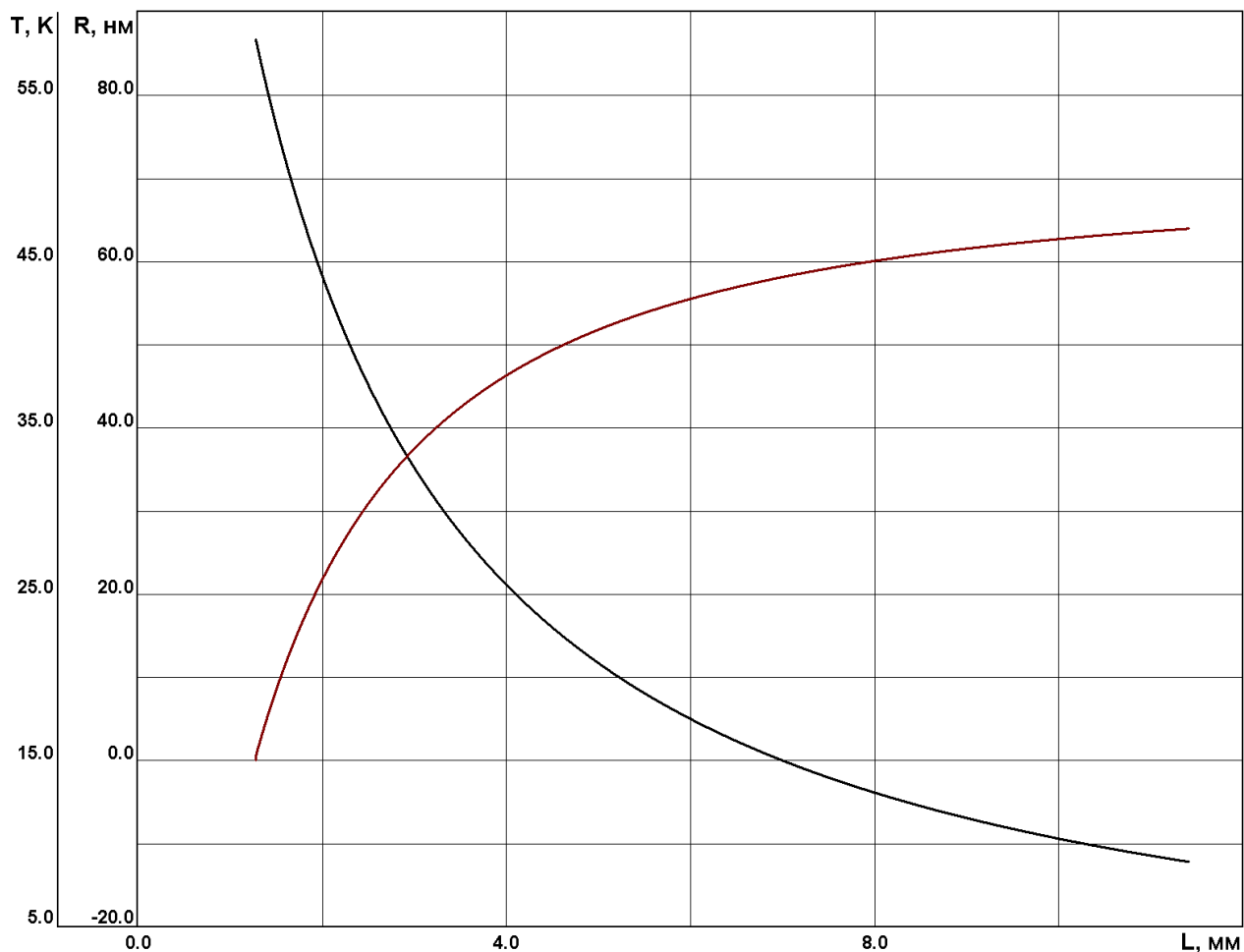


Рис. 2. Параметры потока после точки Вильсона для сопла из [4]

Как отмечено выше, при конденсации в потоке газа выделяется тепло, что приводит к увеличению температуры и давления в потоке, однако на рис. 1, 2 видимого отклонения кривой температуры от условий адиабатного расширения не видно. Это может быть связано с малым размером сопла, из-за которого процесс конденсации не успевает протекать полностью. Для проверки этой гипотезы проведено моделирование течения криптона в сопле с радиусом критического сечения 0.5 мм, длиной сопла 50 мм, углом полураскрытия конуса 2 градуса, давлением торможения 5 бар, температура торможения 293 К. Результаты расчета (температура потока и размер частиц конденсированной фазы от точки Вильсона) представлены на рис. 3.

На рис. 3 четко виден перегиб на кривой падения температуры по длине сопла, что связано с выделением тепла при конденсации. Радиус образующихся частиц достигает 300 нм, а температура в точке Вильсона равна 58.7 К.

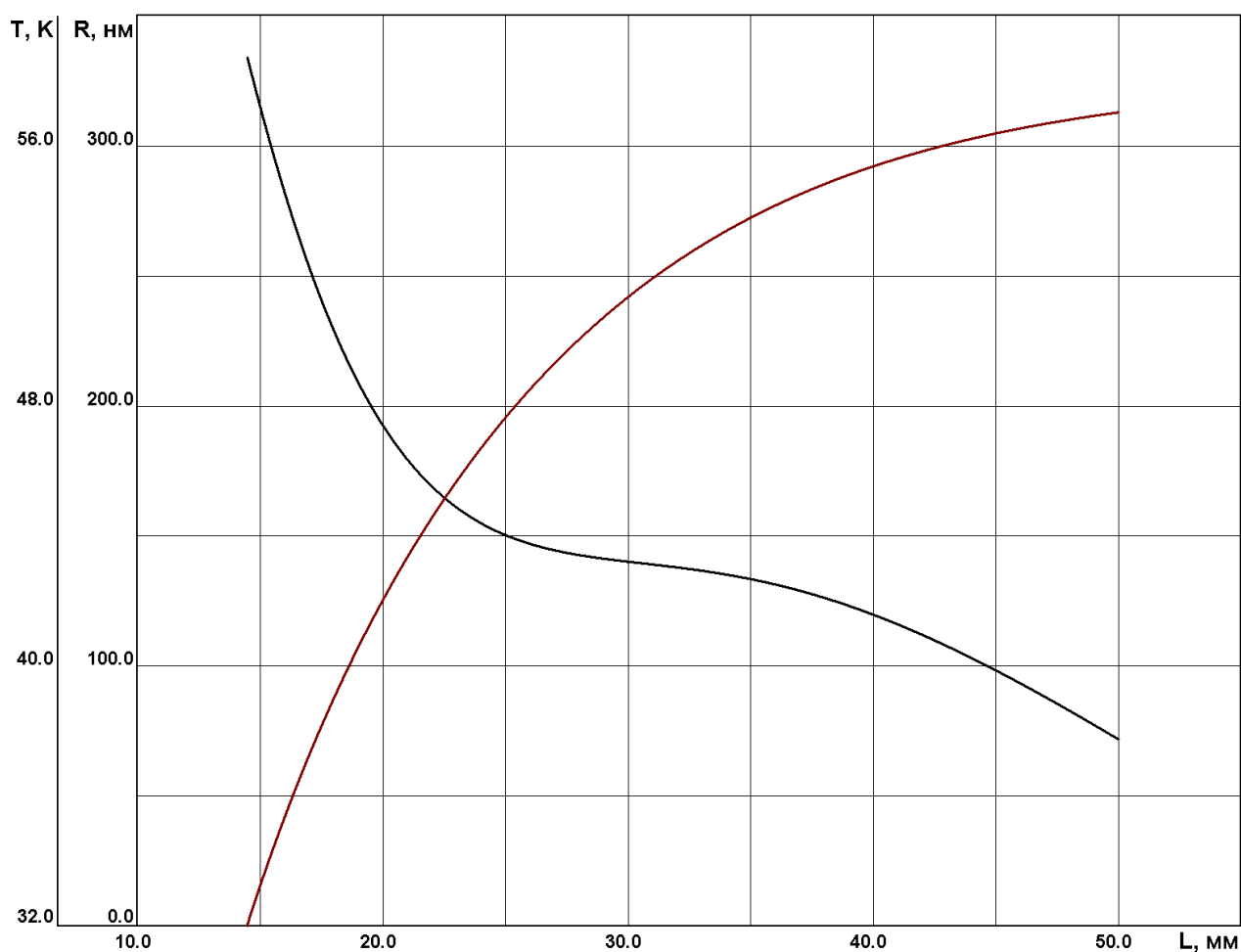


Рис. 3. Параметры потока после точки Вильсона для сопла с радиусом критики 0.5 мм

Таким образом, в результате моделирования конденсации криптона в сверхзвуковом сопле при допущении невязкого течения, были получены значения температуры в точке Вильсона (точке начала конденсации) около 58 – 59 К, что значительно ниже точки фазового перехода 119.78 К. Однако, следует отметить, что в данном случае речь идет о соплах очень малого размера с диаметром критического сечения не более 1 мм, и процесс конденсации может быть незавершенным. Отличие полученных результатов по размерам конденсированной фазы от экспериментальных можно объяснить также малым размером сопла и необходимостью учета вязких эффектов, что является темой для дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект № 20-08-00481_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vodopyanov A. V., Sidorov A. V., Razin S. V., Sidorov D. S., Luchinin A. G., Fokin A. P., Tsvetkov A. I., Veselov A. P., Glyavin M. Yu., Golubev S. V. A point-like plasma, sustained by powerful radiation of terahertz gyrotrons, as a source of ultraviolet light // 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2017, pp. 1-2.
2. Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. Расчетное оптимизационное исследование газоструйной мишени в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 6. С. 20-29.
3. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

4. Данильченко А. Г., Коваленко С. И., Самоваров В. Н. Экспериментальная проверка соотношения Хагены для больших кластеров, сформировавшихся в коническом сопле // Письма в Журнал технической физики. 2008. Т. 34, № 23. С. 87-94.
5. Иешкин А. Е., Ермаков Ю. А., Черныш В. С. Формирование кластерных ионов различных газов в режиме импульсной подачи газа // Письма в Журнал технической физики. 2015. Т. 41, № 22. С. 8-14.
6. Gnatchenko E. V., Nechay A. N., Samovarov V. N., Tkachenko A. A. Polarization bremsstrahlung from xenon atoms and clusters: A cooperative effect contribution // Physical Review A, 2010, vol. 82, iss. 1, pp. 012702(1-6).
7. Анисимов М. П. Нуклеация: теория и эксперимент // Успехи химии. 2003. Т. 72, № 7. С. 664-705.
8. Гидаспов В. Ю., Пирумов У. Г., Иванов И. Э., Северина Н. С. Модели образования наночастиц в потоках газа: Учебно-методический комплекс. Калуга, Москва: Изд-во «Эйдос», 2011. 214 с.
9. Bakhtar F., Zidi K. Nucleation phenomena in flowing high-pressure steam: experimental results // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, 1989, vol. 203, no. 3, pp. 195-200.
10. Dykas S., Majkut M., Strozik M., Smolka K. Experimental research on coarse water formation in steam condensing flow on a transition through the shock wave // Journal of Physics: Conference Series, 2014, vol. 530, pp. 012023.
11. Jacobsen R. T., Penoncello S. G., Lemmon E. W. Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids // In: Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids. The International Cryogenics Monograph Series. Springer, Boston, MA, 1997, Chapter 5, pp. 31-287.
12. Электронный справочник "Термодинамические свойства индивидуальных веществ" в 6 томах. М.: Наука, 1978-2004 гг. URL: <http://tw.mpei.ac.ru/TTHB/2/OIVT/IVTANTHERMO/Rus/index.htm> (дата обращения: 11.03.2020).
13. Рабинович В. А., Вассерман А. А., Недоступ В. И., Векслер Л. С. Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона. М.: Издательство стандартов, 1976. 636 с.
14. Fenichel H., Serin B. Low-temperature specific heats of solid neon and solid xenon // Physical Review, 1966, vol. 142, no. 2, pp. 490-495.
15. Ferreira A. G. M., Lobo L. Q. The sublimation of argon, krypton, and xenon // The Journal of Chemical Thermodynamics, 2008, vol. 40, iss. 2, pp. 1621-1626.
16. Свойства вещества: криптон. URL: <http://chemister.ru/Database/properties.php?dbid=1&id=246> (дата обращения 10.09.2018).
17. Корепанов М. А. Математическое моделирование химически реагирующих течений // Химическая физика и мезоскопия. 2008. Т. 10, № 3. С. 268-279.
18. Корепанов М. А., Груздь С. А. Моделирование течений с гомогенной конденсацией // Химическая физика и мезоскопия. 2015. Т. 17, № 1. С. 55-63.
19. Корепанов М. А., Груздь С. А. Математическое моделирование турбулентных течений с гомогенной конденсацией в сверхзвуковых соплах // Химическая физика и мезоскопия. 2016. Т. 18, № 3. С. 370-380.
20. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1970. 904 с.

Modeling of Homogeneous Condensation of Krypton in the Supersonic Nozzle

Korepanov M. A., Morar G., Alies M. Yu.

Udmurt Federal Research Center, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Izhevsk, Russia

SUMMARY. The flow of an inert gas (krypton) in a conical nozzle is considered. To determine the temperature at the start point of the condensation process - the Wilson point, a numerical simulation of the process was carried out for nozzles of various sizes. It is shown that the process of homogeneous condensation in the considered nozzles proceeds, but practically does not affect the rate of temperature drop due to the small size of the nozzles, since does not have time to complete the condensation process in the nozzle. The obtained temperature values at the Wilson point (the point of the onset of condensation) are 58-59 K, which is significantly lower than the phase transition temperature - 119.78 K.

KEYWORD: homogeneous condensation, conical nozzle, Wilson point, krypton.

REFERENCES

1. Vodopyanov A. V., Sidorov A. V., Razin S. V., Sidorov D. S., Luchinin A. G., Fokin A. P., Tsvetkov A. I., Veselov A. P., Glyavin M. Yu., Golubev S. V. A point-like plasma, sustained by powerful radiation of terahertz gyrotrons, as a source of ultraviolet light. *42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, pp. 1-2. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8067071>

2. Garbaruk A. V., Demidov D. A., Kalmykov S. G., Sasin M. E. Computational optimization analysis of a gas-jet target in a laser-plasma short-wave radiation source. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2011, vol. 56, no. 6, pp. 766-775. <https://doi.org/10.1134/S1063784211060053>
3. Vargaftik N. B. *Spravochnik po teplofizicheskim svoystvam gazov i zhidkostey* [Handbook of Thermophysical Properties of Gases and Liquids]. Moscow: Nauka Publ., 1972. 720 p.
4. Danylchenko O. G., Kovalenko S. I., Samovarov V. N. Experimental verification of the Hagen relation for large clusters formed in a conical nozzle. *Technical Physics Letters*, 2008, vol. 34, no. 12, pp. 1037-1040. <https://doi.org/10.1134/S1063785008120146>
5. Ieshkin A. E., Ermakov Y. A., Chernysh V. S. Gas cluster ion formation under pulsed supply of various working gases. *Technical Physics Letters*, 2015, vol. 41, no. 11, pp. 1072-1074. <https://doi.org/10.1134/S106378501511019X>
6. Gnatchenko E. V., Nechay A. N., Samovarov V. N., Tkachenko A. A. Polarization bremsstrahlung from xenon atoms and clusters: A cooperative effect contribution. *Physical Review A*, 2010, vol. 82, iss. 1, pp. 012702(1-6). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.012702>
7. Anisimov M. P. Nucleation: theory and experiment. *Russian Chemical Reviews*, 2003, vol. 72, no. 7, pp. 591-628. <https://doi.org/10.1070/RC2003v072n07ABEH000761>
8. Gidasov V. Yu., Pirumov U. G., Ivanov I. E., Severina N. S. *Modeli obrazovaniya nanochastits v potokakh gaza: Uchebno-metodicheskiy kompleks* [Models of nanoparticle formation in gas streams: Educational and methodical complex]. Kaluga, Moscow: Eydos Publ., 2011. 214 p.
9. Bakhtar F., Zidi K. Nucleation phenomena in flowing high-pressure steam: experimental results. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 1989, vol. 203, no. 3, pp. 195-200. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1989_203_027_02
10. Dykas S., Majkut M., Stozik M., Smolka K. Experimental research on coarse water formation in steam condensing flow on a transition through the shock wave. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 530, pp. 012023. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/530/1/012023>
11. Jacobsen R. T., Penoncello S. G., Lemmon E. W. Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids. In: *Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids*. The International Cryogenics Monograph Series. Springer, Boston, MA, 1997, Chapter 5, pp. 31-287. https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1798-0_5
12. *Elektronnyy spravochnik "Termodinamicheskie svoystva individual'nykh veshchestv" v 6 tomakh* [The electronic reference book "Thermodynamic properties of individual substances" in 6 volumes]. Moscow: Nauka Publ., 1978-2004 gg. URL: <http://twf.mpei.ac.ru/TTHB/2/OIVT/IVTANThermo/Rus/index.htm> (accessed March 11, 2020).
13. Rabinovich V. A., Vasserman A. A., Nedostup V. I., Veksler L. S. *Teplofizicheskie svoystva neona, argona, kriptona i ksenona* [Thermophysical properties of neon, argon, krypton and xenon]. Moscow: Izdatel'stvo standartov Publ., 1976. 636 p.
14. Fenichel H., Serin B. Low-temperature specific heats of solid neon and solid xenon. *Physical Review*, 1966, vol. 142, no. 2, pp. 490-495. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.142.490>
15. Ferreira A. G. M., Lobo L. Q. The sublimation of argon, krypton, and xenon. *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 2008, vol. 40, iss. 2, pp. 1621-1626. <https://doi.org/10.1016/j.jct.2008.07.023>
16. *Svoystva veshchestva: krypton* [Properties of the substance: krypton]. URL: <http://chemister.ru/Database/properties.php?dbid=1&id=246> (accessed September 10, 2018).
17. Korepanov M. A. Matematicheskoe modelirovanie khimicheskikh reagiruyushchikh techeniy [Mathematical modeling of chemically reacting flows] *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya* [Chemical Physics and Mesoscopy], 2008, vol. 10, no. 3, pp. 268-279.
18. Korepanov M. A., Gruz'd' S. A. Modelirovanie techeniy s gomogennoy kondensatsiyey [Mathematical modeling of flow with homogeneous condensation]. *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya* [Chemical Physics and Mesoscopy], 2015, vol. 17, no. 1, pp. 55-63.
19. Korepanov M. A., Gruz'd' S. A. Matematicheskoe modelirovanie turbulentnykh techeniy s gomogennoy kondensatsiyey v sverkhzvukovykh soplakh [Mathematical modeling of turbulent flows with homogeneous condensation in supersonic nozzles]. *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya* [Chemical Physics and Mesoscopy], 2016, vol. 18, no. 3, pp. 370-380.
20. Loytsyanskiy L. G. *Mekhanika zhidkosti i gaza* [Fluid and gas mechanics]. 3-e izd., pererab. i dop. Moscow: Nauka Publ., 1970. 904 p.

Корепанов Михаил Александрович, доктор технических наук, ведущий научный сотрудник УдмФИЦ УрО РАН, e-mail: kma@udman.ru

Морар Габриела, младший научный сотрудник УдмФИЦ УрО РАН, e-mail: morarga19@gmail.com

Альес Михаил Юрьевич, доктор физико-математических наук, профессор, директор УдмФИЦ УрО РАН, e-mail: aliesmy@mail.ru