

УДК 533.7:532.546

СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА СКВОЗЬ ПРОВОЛОЧНУЮ ПРЕГРАДУ

М. Ю. Плотников, А. К. Ребров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mails: plotnikov@itp.nsc.ru, rebrov@itp.nsc.ru

Методом прямого статистического моделирования проведено исследование плоскопараллельного сверхзвукового течения газа через решетку, образованную рядом параллельных бесконечных цилиндров. Выявлены характерные особенности формирования ударного возмущения при взаимодействии сверхзвукового потока с проницаемой решеткой, а также влияние возмущения на параметры течения за преградой. Установлены границы области “срыва” сверхзвукового потока перед преградой и закономерности потери полного импульса на преграде, определены кинетические и энергетические характеристики потока за преградой.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток разреженного газа, проницаемая преграда, прямое статистическое моделирование.

Взаимодействие потоков разреженного газа с проницаемой преградой имеет место при обтекании проволочных антенн (высотная аэродинамика) [1], газодинамическом осаждении пленок [2, 3], газодинамическом разделении смесей газов [4]. Исследование особенностей таких течений представляет интерес при анализе акустических возмущений, возникающих при взаимодействии струй с пористыми преградами [5], и течений газов в каналах различной конфигурации, в том числе через преграды [6]. Целью данной работы является изучение преобразования потока при течении сквозь преграду, а также поиск способов оптимизации процесса осаждения пленок из высокоскоростного потока разреженного газа, проходящего сквозь решетку нагретых цилиндров, являющуюся активатором. В этом случае характер течения газов определяется тепловым и силовым воздействием обтекаемых цилиндров на поток. При этом реализуются следующие режимы течения:

- 1) сверхзвуковое течение перед преградой и за ней;
- 2) сверхзвуковое течение перед преградой и дозвуковое течение за ней;
- 3) нестационарное сверхзвуковое течение перед преградой и стационарное дозвуковое или сверхзвуковое течение за ней;
- 4) дозвуковое течение перед преградой и за ней;
- 5) дозвуковое течение перед преградой и сверхзвуковое или дозвуковое течение за ней.

В данной работе рассмотрены только случаи плоскопараллельного сверхзвукового течения перед преградой, соответствующие режимам 1–3. Задача решается методом прямого статистического моделирования (ПСМ) [7]. Преобразование течения на преграде и

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 12-08-00441) и в рамках Федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 гг.” (государственный контракт № 14.518.11.7021).

критические режимы для разных газов имеют сходство. Поэтому достаточно исследовать течение одноатомного газа, не рассматривая другие частные случаи.

В работе [8] метод ПСМ использовался при анализе сверхзвукового течения водяного пара через решетку. В [9] с использованием метода ПСМ исследовано одномерное сверхзвуковое течение газа через бесконечную проницаемую поверхность — преграду нулевой толщины. Выявлены характерные особенности формирования ударного возмущения при взаимодействии плоскопараллельного сверхзвукового потока с проницаемой преградой, а также проведен анализ влияния коэффициента аккомодации импульса и энергии частиц, столкнувшихся с поверхностью преграды, на макропараметры течения за преградой. В работе [10] численно исследовано сверхзвуковое течение разреженного газа сквозь бесконечную периодическую решетку, состоящую из плоских пластин, расположенных поперек потока. Исследовались стационарные режимы в случае ударной волны, присоединенной к решетке, и нестационарные режимы с движущейся вверх по потоку ударной волной. В работе [11] методом ПСМ исследовано влияние проницаемости проволочной преграды на формирование ударного возмущения при взаимодействии сверхзвукового потока с решеткой.

В настоящей работе основное внимание уделяется изучению влияния теплового и силового воздействий преграды на поток за преградой.

1. Постановка задачи и решение методом прямого статистического моделирования. Предполагается, что проницаемая решетка, образованная рядом параллельных бесконечных проволочек цилиндрической формы, расположена перпендикулярно течению. Диаметр цилиндров, составляющих решетку, равен d , расстояние между осями симметрии цилиндров обозначим через h . Используется прямоугольная система координат: газ течет вдоль оси x , а оси y и z перпендикулярны течению, причем ось z совпадает с осью одного из цилиндров.

Рассматривается не возмущенный в начальный момент времени сверхзвуковой поток одноатомного газа с поступательной температурой T_1 , числом Маха M_1 , числовой плотностью n_1 , направленный к проницаемой преграде. Считается, что в сечении $x = x_1$ расположена плоскость источника потока, в сечении $x = 0$ — оси симметрии проволочек, составляющих решетку, а в сечении $x = x_e$ — полностью поглощающая поверхность. Если частица возвращается на плоскость источника, то происходит ее поглощение. В силу геометрии задачи предполагается, что плоскости $y = 0$ и $y = y_e \equiv h/2$ являются зеркально-симметричными. Температура поверхности преграды T_w принята постоянной.

Для описания закона взаимодействия частиц использовалась модель переменных мягких сфер с параметрами, соответствующими гелию [7]. Взаимодействие частиц с поверхностью проволочек описывалось с помощью модели зеркально-диффузного отражения с коэффициентом аккомодации энергии α . Предполагалось, что с вероятностью α частицы диффузно отражаются от поверхности с энергией, соответствующей температуре цилиндра, а с вероятностью $1 - \alpha$ они отражаются зеркально. Для характеристики степени разреженности использовалось число Кнудсена $\text{Kn} = L/d$ (L — длина свободного пробега, определяемая по плотности n_1 и температуре T_1).

Для приведения задачи к безразмерному виду в качестве характерных величин примем температуру T_1 , плотность n_1 , длину свободного пробега L в невозмущенном потоке и наиболее вероятную тепловую скорость частиц при температуре T_1 . Определяющими параметрами задачи являются число Маха M_1 , отношение температур T_w/T_1 , число Кнудсена Kn и коэффициент аккомодации α .

При определенных наборах параметров (M_1 , Kn , T_w/T_1 , α , h/d) происходит “срыв” течения — формирование перед преградой дозвукового или трансзвукового течения с последующим распространением волны вверх по потоку до плоскости источника. Анализ

показал, что начиная с некоторого значения x_1 процесс формирования и распространения этой волны не зависит от расстояния между плоскостью источника и преградой. Именно такие расстояния между плоскостью источника и проницаемой преградой выбирались в расчетах. Исследовалось как стационарное, так и нестационарное решение задачи. Отдельно рассматривались условия “срыва” сверхзвукового течения.

В ходе вычислений определялись макропараметры потока: плотность, скорость, число Маха, температуры в различных направлениях (T_x — вдоль потока, T_y, T_z — перпендикулярно потоку) и общая температура $T = (T_x + T_y + T_z)/3$.

При моделировании на каждом временном шаге использовалось от $5 \cdot 10^5$ до $2,5 \cdot 10^6$ частиц. Точность расчетов контролировалась путем выбора различных шагов сетки и временных интервалов алгоритма ПСМ. Решение считалось точным, если дальнейшее уменьшение шага сетки и временного интервала не приводило к выходящему за пределы статистической погрешности изменению вычисляемых параметров. Параметры алгоритма подбирались таким образом, чтобы стохастическая погрешность вычисления гидродинамических величин не превышала 2 %. При подборе параметров алгоритма использовались рекомендации работы [12], основанные на теории функциональных алгоритмов метода Монте-Карло [13, 14]. Для уменьшения погрешности вычисления скоростей и температуры использовался предложенный в работе [15] модифицированный метод ПСМ, в котором применено двойное суммирование.

2. Результаты численных экспериментов. Численные эксперименты проводились для следующего набора параметров: $0,1 \leq \text{Kn} \leq 10,0$, $T_w/T_0 = 1 \div 15$, $h/d = 15$ (T_0 — температура торможения потока). Значение $T_w/T_0 = 1$ соответствует “холодной” преграде. Основные расчеты выполнены при числе Маха $M_1 = 5$. При этом значении основная доля полного теплосодержания (более 89 %) в струе преобразуется в кинетическую энергию направленного движения, поэтому выводы о характере течения могут быть справедливы и при $M_1 > 5$. Величина h/d (проницаемость решетки) существенно влияет (с учетом других параметров течения) на процесс формирования структуры течения [9, 11]. Малая проницаемость приводит к срыву течения, большая — к формированию сверхзвукового течения (режим 1) в широком диапазоне определяющих параметров. Выбранное в данной работе значение $h/d = 15$ обеспечило получение режимов течения 1–3 в указанных выше диапазонах чисел Маха и Кнудсена и температуры преграды.

2.1. Структура ударных волн и возмущений. Влияние теплового и силового воздействий преграды на поток характеризуется пространственным распределением макропараметров течения в случае наличия плоской ударной волны, течения сквозь преграду бесконечно малой толщины и течения сквозь проволочную преграду. На рис. 1 показаны распределения плотности газа n , числа Маха, поступательных температур T_x, T_y, T_z , а также общей температуры T . Структура классической плоской ударной волны приведена на рис. 1,а. Как указано выше, течение газа через преграду характеризуется большим разнообразием режимов: в зависимости от условий возможно формирование стационарного сверхзвукового или дозвукового течения за преградой. При “срыве” течения также возможно формирование и дозвукового, и сверхзвукового течения за преградой. На рис. 1,б приведено распределение макропараметров течения сквозь преграду бесконечно малой толщины при $\alpha = 0$ [9]. На рис. 1,в,г показаны аналогичные распределения макропараметров ($y = 0$) течения сквозь проволочную преграду при $\text{Kn} = 1$, $T_w/T_0 = 4$ в случаях $\alpha = 0, 1$ соответственно. Из рис. 1 следует, что в данных условиях наличие преграды приводит к увеличению толщин ударной и релаксационной зон, наиболее значительному в случае $\alpha = 0$ (см. рис. 1,б), когда тепловое воздействие отсутствует. При этом градиенты параметров существенно уменьшаются.

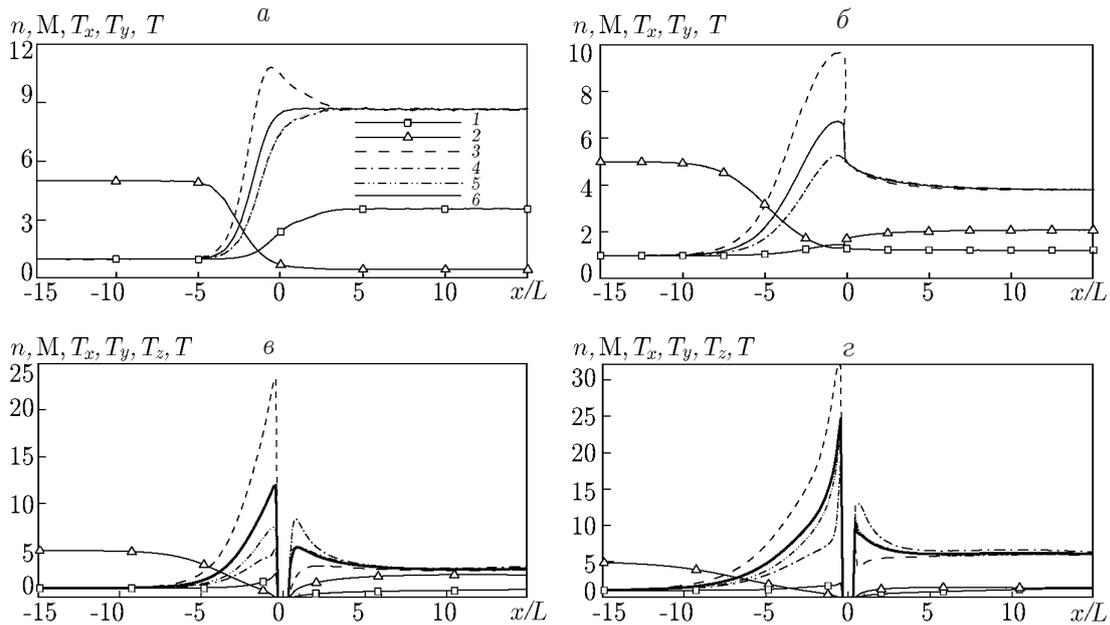


Рис. 1. Распределения плотности (1), числа Маха M (2), температур в различных направлениях T_x (3), T_y (4), T_z (5) и общей температуры T (6) при $M_1 = 5$: a — в случае ударной волны; $б$ — в случае ударного возмущения, обусловленного наличием плоской проницаемой преграды ($\alpha = 0$); $в, г$ — в случае ударного возмущения, обусловленного наличием проволочной решетки ($в$ — $\alpha = 0$, $г$ — $\alpha = 1$)

При взаимодействии течения с проволочной преградой наблюдается увеличение протяженности зоны возмущения (в длинах свободного пробега) при уменьшении числа Кнудсена и более жесткое ударное возмущение при увеличении числа Кнудсена.

При увеличении температурного фактора T_w/T_0 значения параметров за преградой резко меняются. Нагрев потока сопровождается существенным уменьшением числа Маха. Температурные возмущения становятся весьма значительными, а ширина зоны возмущения увеличивается по сравнению со случаем “холодной” преграды.

2.2. *Определение потери полного импульса и условий “срыва” потока.* Проведем сравнение полных импульсов в зонах равновесного течения перед решеткой и за ней. Потерю полного импульса можно представить как разность $(P_1 + \rho_1 u_1^2) - (P_2 + \rho_2 u_2^2)$, а в безразмерном виде — как отношение

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{(P_1 + \rho_1 u_1^2) - (P_2 + \rho_2 u_2^2)}{P_1 + \rho_1 u_1^2}.$$

Здесь P_1, ρ_1, u_1 и P_2, ρ_2, u_2 — осредненные по Y статическое давление, плотность и скорость газа в невозмущенном потоке и за преградой соответственно.

На рис. 2 представлена зависимость относительной потери импульса $\Delta J/J$ от температурного фактора в диапазоне $T_w/T_0 = 1 \div 14$ при $\alpha = 1$ и различных значениях числа Кнудсена. Увеличение относительных потерь импульса при больших числах Кнудсена и низких температурах преграды приводит к формированию более жесткой структуры ударного возмущения. При повышении температуры преграды относительная потеря импульса при различных числах Кнудсена уменьшается вследствие теплового воздействия.

Немонотонный характер зависимости $\Delta J/J$ от T_w/T_0 с четко выраженным максимумом свидетельствует о кризисе течения при определенном тепловом воздействии, т. е. о возникновении перед преградой перехода от сверхзвукового режима к дозвуковому режиму

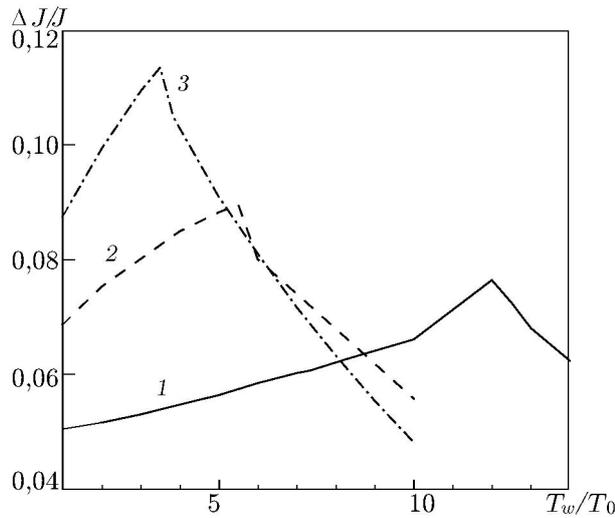


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость $\Delta J/J$ от температурного фактора при $\alpha = 1$, $M_1 = 5$ и различных значениях числа Кнудсена:

1 — $Kn = 0,1$; 2 — $Kn = 1,0$; 3 — $Kn = 10$

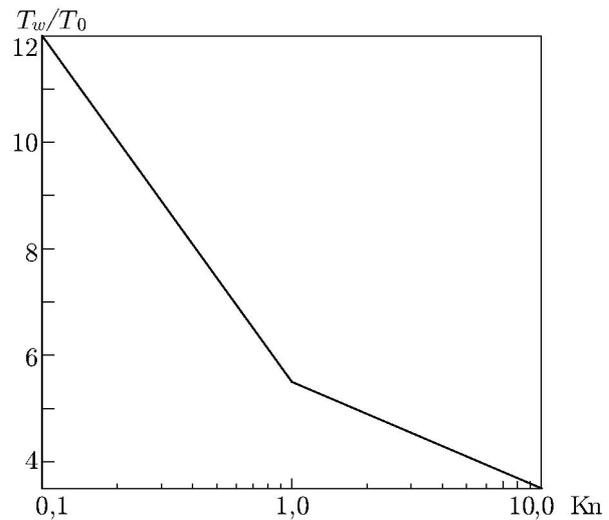


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость критического значения температурного фактора от числа Кнудсена при $\alpha = 1$

течения и формировании вверх по потоку отошедшей прямой ударной волны. На рис. 3 показано изменение температурного фактора, соответствующего критическому значению величины $\Delta J/J$, определяющему границу существования стационарного сверхзвукового режима течения перед преградой, в зависимости от числа Кнудсена ($\alpha = 1$). Следует отметить, что при больших числах Кнудсена ($Kn = 10$) “срыв” потока происходит уже при $T_w/T_0 = 3,5$. При малых числах Кнудсена сверхзвуковой режим течения перед преградой сохраняется при бóльших значениях температурного фактора. Это явление объясняется при анализе потери полного импульса. Действительно, чем меньше число Кнудсена, тем слабее зависимость относительной потери полного импульса от температурного фактора (см. рис. 2), а следовательно, и влияние теплового воздействия преграды на торможение потока.

2.3. *Течение за преградой.* Представляет интерес исследование зависимости осредненной по Y скорости V_2 за решеткой от температурного фактора (рис. 4,а). После “срыва” потока, которому предшествует уменьшение скорости v_x , градиент этой скорости меняет знак: с увеличением T_w/T_0 ускорение практически не меняется при всех значениях числа Кнудсена. Увеличение полной энергии происходит за счет роста скорости, но в большей степени за счет повышения поступательной температуры. На рис. 4,б показано изменение средней поступательной температуры T_2 (осредненной по Y) за решеткой. Характер изменения T_2/T_1 существенно зависит от числа Кнудсена как до “срыва” течения, так и после него.

Для получения оценки влияния коэффициента аккомодации на режим течения за преградой определена степень воздействия возмущения вследствие наличия решетки в адиабатическом режиме при $\alpha = 0$, в частности относительная потеря полного импульса в этом режиме (рис. 5). Оказалось, что в данном случае относительная потеря импульса практически не зависит от числа Маха. Это позволяет сделать вывод о существенном влиянии коэффициента аккомодации на параметры потока за преградой.

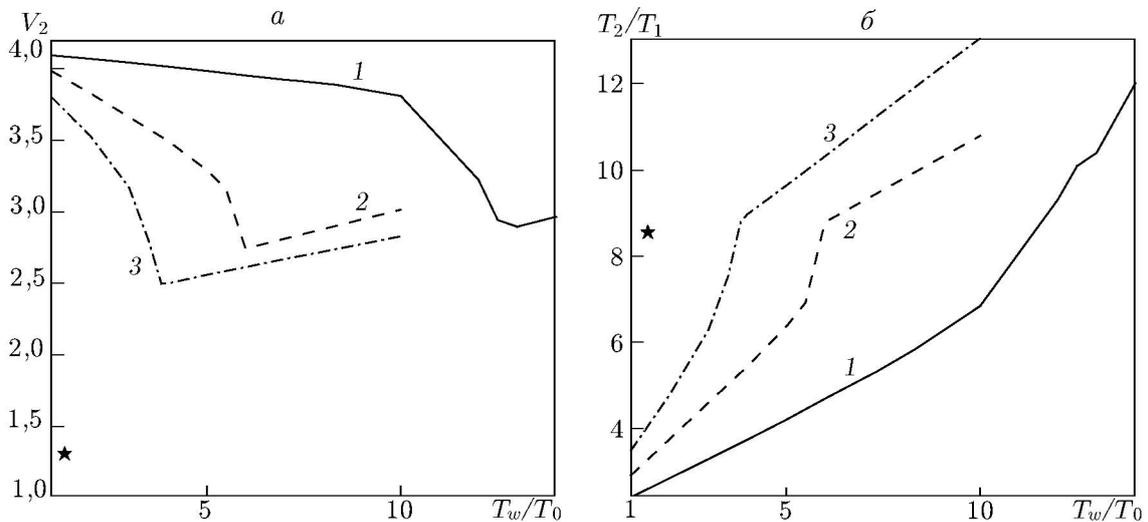


Рис. 4. Зависимости средней скорости (а) и температуры (б) за преградой от температурного фактора при $\alpha = 1$, $M_1 = 5$ и различных значениях числа Кнудсена:

1 — $Kn = 0,1$, 2 — $Kn = 1,0$, 3 — $Kn = 10$; звездочки — скорость и температура за плоской ударной волной в отсутствие преграды

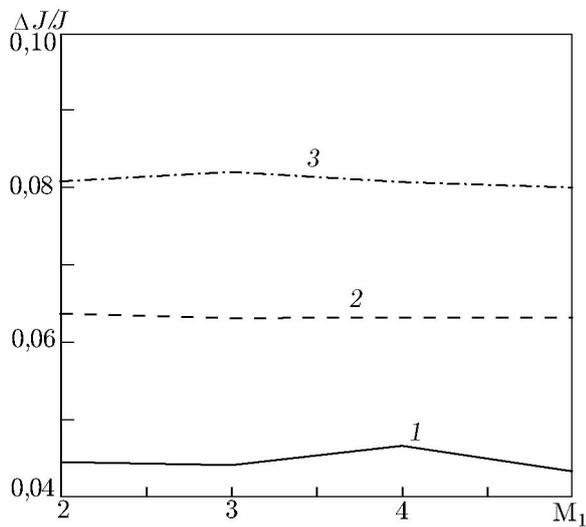


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость $\Delta J/J$ от числа Маха M_1 при $\alpha = 0$ и различных значениях числа Кнудсена:

1 — $Kn = 0,1$; 2 — $Kn = 1,0$; 3 — $Kn = 10$

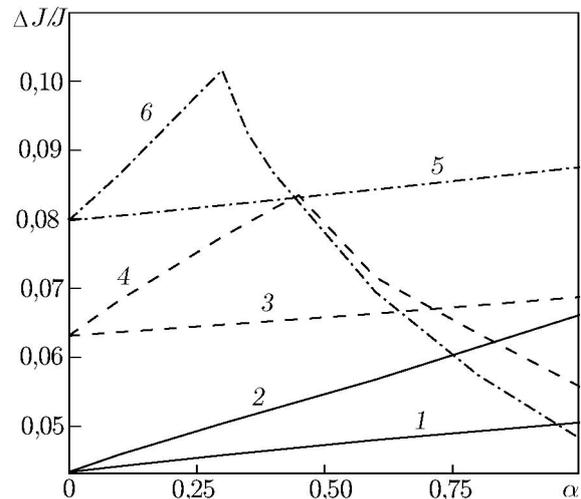


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость $\Delta J/J$ от коэффициента аккомодации α при $M_1 = 5$ и различных значениях числа Кнудсена и температурного фактора:

1, 2 — $Kn = 0,1$, 3, 4 — $Kn = 1,0$, 5, 6 — $Kn = 10$; 1, 3, 5 — $T_w/T_0 = 1$, 2, 4, 6 — $T_w/T_0 = 10$

Доля W “активированных” частиц

α	T_w/T_0	W		
		Kn = 0,1	Kn = 1	Kn = 10
0	—	0,027	0,049	0,065
0,3	1	0,025	0,048	0,065
	10	0,025	0,048	0,074
1,0	1	0,024	0,045	0,064
	10	0,026	0,069	0,102

На рис. 6 приведена зависимость относительной потери импульса от коэффициента аккомодации α при различных значениях числа Кнудсена и температурного фактора. В случае “холодной” преграды с увеличением коэффициента аккомодации значение $\Delta J/J$ меняется практически по линейному закону. При этом течение остается сверхзвуковым (режим 1). Аналогичный характер течения наблюдается в случае “горячей” преграды ($T_w/T_0 = 10$), но только до точки “срыва” течения. При образовании дозвуковой области дальнейшее увеличение α приводит к уменьшению относительной потери импульса. Получается зависимость, аналогичная показанной на рис. 2.

В технологиях осаждения с использованием “горячей” преграды молекулярный энергообмен на поверхности может сопровождаться (в случае молекулярных газов) не только изменением внутренней энергии, но и возникновением каталитических эффектов, обуславливающих диссоциацию. Поэтому необходимо оценить долю частиц, претерпевших столкновения с поверхностью проникаемой преграды (долю “активированных” частиц). Обозначим через W отношение числа “активированных” частиц, вылетевших через сечение $x = x_e$, к общему числу частиц, вылетевших через это сечение. Сечение $x = x_e$ можно трактовать как некоторую поверхность, на которой происходит осаждение. Анализ течений показал, что на расстоянии, равном нескольким десяткам длин пробега, за решеткой происходит стабилизация значений W . Дальнейшее увеличение значений x_e не приводит к существенному изменению W . В работе [11] определен характер изменения числа “активированных” частиц в зависимости от проницаемости преграды. В таблице приведены значения W , полученные при различных значениях числа Кнудсена.

Анализ результатов, приведенных в таблице, позволяет сделать следующие выводы:

- с увеличением числа Кнудсена количество “активированных” частиц увеличивается;
- в случае сохранения сверхзвуковой скорости течения (режим 1) температурный фактор оказывает незначительное влияние на число “активированных” частиц;
- в случае “срыва” течения (формирования дозвуковой зоны в области преграды) количество “активированных” частиц существенно увеличивается.

Заключение. Проведено численное исследование плоскопараллельного течения одноатомного газа через преграду в виде решетки, образованной рядом параллельных бесконечных цилиндров. Выявлены особенности формирования потока за преградой при изменении степени разреженности, температурного фактора и коэффициента аккомодации. Для рассмотренного диапазона параметров течения определены диапазоны значений параметров, при которых происходит “срыв” сверхзвукового потока перед преградой, закономерности потери полного импульса на преграде, взаимосвязь потери полного импульса с процессом формирования течения за преградой, кинетические и энергетические характеристики потока за преградой. Выявлен характер изменения числа “активированных” частиц в зависимости от степени разреженности, температурного фактора и коэффициента аккомодации. Показано, что в случае “срыва” течения (формирования дозвуковой зоны в области преграды) количество “активированных” частиц существенно увеличивается.

Результаты исследования позволяют решать ряд прикладных задач, требующих использования технологий газодинамического осаждения для получения пленок, модификации формы поверхности и создания новых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Erofeev A. I., Freedlender O. G., Perminov V. D., Svishev S. V.** Hypersonic rarefied gas flow over a porous plate // Proc. of the 19th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Oxford, 25–29 July 1994 / Ed. by J. Harvey, G. Lord. Oxford: Univ. Press, 1995. V. 2. P. 1264–1269.
2. **Ребров А. К., Сафонов А. И., Тимошенко Н. И.** Осаждение пленок из сверхзвукового потока тетрафторэтилена, активированного взаимодействием с горячей проволочной преградой // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 9. С. 11–16.
3. **Rebrov A. K., Maltsev R. V., Safonov A. I., Timoshenko N. I.** Activated gas jet deposition // Thin Solid Films. 2011. V. 519. P. 4542–4544.
4. **Pat. 4284418 US, ВО/D 53/00.** Particle separation method and apparatus / R. P. Andres. Publ. 08.18.81.
5. **Запрягаев В. И., Солотчин А. В., Кавун И. Н., Яровский Д. А.** Натекание сверхзвуковой недорасширенной струи на преграды различной проницаемости // ПМТФ. 2011. Т. 52, № 5. С. 60–67.
6. **Чекмарев С. Ф.** Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск: Ин-т теплофизики АН СССР, 1989.
7. **Bird G. A.** Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Clarendon Press, 1994.
8. **Bird G. A.** Simulation of multi-dimensional and chemically reacting flows // Proc. of the 11th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Cannes (France), 3–8 July 1978 / Ed. by R. Campargue. Paris: CEA, 1979. V. 1. P. 365–388.
9. **Плотников М. Ю., Ребров А. К.** Диссипативные процессы в сверхзвуковом одномерном потоке газа через проницаемую преграду // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 4. С. 158–167.
10. **Попов С. П., Черемисин Ф. Г.** Обтекание сверхзвуковым потоком разреженного газа решетки плоских поперечных пластин // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 3. С. 159–168.
11. **Плотников М. Ю.** Сверхзвуковое обтекание проволочной решетки потоком разреженного газа // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 4. С. 16–25.
12. **Plotnikov M. Yu., Shkarupa E. V.** Selection of sampling numerical parameters for the DSMC method // Comput. Fluids. 2012. V. 58. P. 102–111.
13. **Shkarupa E. V., Voytishchek A. V.** Optimization of discretely stochastic procedures for globally estimating the solution of an integral equation of the second kind // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 1997. V. 12, N 6. P. 525–546.
14. **Шкарупа Е. В.** Оценка погрешности и оптимизация в С-метрике метода полигона частот // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 4. С. 612–626.
15. **Rebrov A. K., Skovorodko P. A.** An improved sampling procedure in DSMC method // Proc. of the 20th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Beijing, 19–23 Aug. 1996. Beijing: Peking Univ. Press, 1997. P. 215–220.

*Поступила в редакцию 17/IX 2012 г.,
в окончательном варианте — 28/I 2013 г.*