

УДК 533.6.011

СИЛЬНОЕ ИСПАРЕНИЕ ГАЗА С ДВУМЕРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

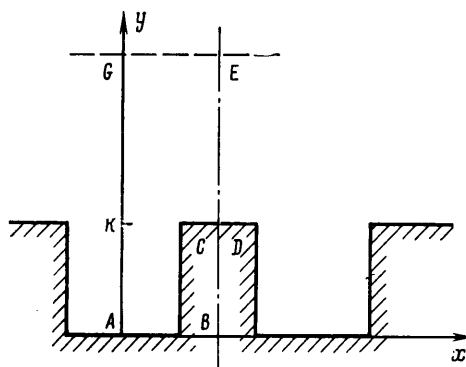
АБРАМОВ А. А.

Испарение (конденсация) газа называется сильным, когда нормальная составляющая скорости газа в кнудсеновском слое имеет величину порядка тепловой скорости молекул $c_T = (2kT/m)^{1/2}$. В этом случае функция распределения молекул по скоростям в кнудсеновском слое отличается от равновесной (максвелловской) на свою величину. Вследствие этого на толщине кнудсеновского слоя макропараметры меняются также на свою величину. Поэтому с целью получения правильных граничных условий для уравнений газодинамики Эйлера необходимо решать нелинейное уравнение Больцмана в кнудсеновском слое. Задача получения таких граничных условий для случая плоской поверхности рассматривалась в [1–11]. В данной работе эта задача решается для двумерной периодической поверхности в случае, когда размеры неоднородностей порядка длины свободного пробега молекул и неоднородности имеют прямоугольную форму. Течение в кнудсеновском слое становится двумерным, что приводит к значительному усложнению решения задачи.

1. Рассмотрим двумерную испаряющуюся периодическую поверхность (фиг. 1). Предположим, что свойства поверхности — ее температура T_w , коэффициент прилипания падающих на нее молекул a_w , плотность насыщенного пара материала поверхности n_{sv} — постоянные величины. Наложим также условия на размеры неоднородностей поверхности

$$h \sim H \sim d \sim l \quad (1.1)$$

где l — длина свободного пробега молекулы; размеры $x_{AB} = h$, $x_{KD} = H$, $y_{BC} = d$ приведены на фиг. 1. Характерный размер внешней области тече-



Фиг. 1

ния $L \gg l$. Течение во внешней области в главном приближении описывается уравнениями Эйлера. Для получения граничных условий на стенке (в L -масштабе) для уравнений Эйлера при выполнении условий (1.1), в кнудсеновском слое (l -масштаб) необходимо решить стационарное

уравнение Больцмана (1.2) с граничными условиями (1.3)–(1.5)

$$\xi_x \frac{\partial f}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial f}{\partial y} = J(f, f) \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} f(0 \leq x \leq h, y=0, \xi_x, \xi_y > 0, \xi_z) &= n_{01} F_w(\xi) \\ f(x=h, 0 \leq y \leq d, \xi_x < 0, \xi_y, \xi_z) &= n_{02} F_w(\xi) \\ f(h \leq x \leq H, y=d, \xi_x, \xi_y > 0, \xi_z) &= n_{03} F_w(\xi). \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$f(0 \leq x \leq H, y \rightarrow \infty, \xi) = n_\infty (h_\infty/\pi)^{3/2} \exp[-h_\infty (\xi - \mathbf{u}_\infty)^2] \quad (1.4)$$

$$f(x=0, y \geq 0, \xi_x, \xi_y, \xi_z) = f(x=0, y \geq 0, -\xi_x, \xi_y, \xi_z) \quad (1.5)$$

$$f(x=H, y \geq d, \xi_x, \xi_y, \xi_z) = f(x=H, y \geq d, -\xi_x, \xi_y, \xi_z)$$

$$F_w(\xi) = (h_w/\pi)^{3/2} \exp(-h_w \xi^2)$$

$$n_{0i} = a_w n_{ev} + n_{ri}, \quad i=1, 2, 3$$

$$n_{r1} = n_r(0 \leq x \leq h, y=0), \quad n_{r2} = n_r(x=h, 0 \leq y \leq d)$$

$$n_{r3} = n_r(h \leq x \leq H, y=d); \quad h_s = m/2kT_s, \quad s=w, \infty$$

Здесь n_r — плотность молекул, отраженных поверхностью, остальные обозначения общеприняты. Условия (1.3)–(1.5) записаны с учетом периодичности течения в кнудсеновском слое, что позволяет решить задачу в области *ABCDEF*. Пунктирная линия *GE* условно обозначает «внешнюю» границу кнудсеновского слоя. При численном решении линия *GE* выбирается из условия выхода макровеличин на постоянные значения.

В граничное условие (1.4) входит пять величин: n_∞ , T_∞ и три компоненты вектора скорости \mathbf{u}_∞ . Рассмотрим вопрос о том, сколько из них надо задавать независимо, чтобы полностью построить решение задачи (1.2)–(1.5).

2. В масштабе внешнего эйлеровского течения кнудсеновский слой сильного испарения (конденсации) представляет собой линию, на которой макровеличины терпят разрыв. Исследуем эволюционность этого разрыва, т. е. необходимые условия на разрыве, когда по заданным амплитудам малых возмущений, приходящих к разрыву, можно однозначно определить амплитуды отраженных волн [12]. Физически это означает возможность перехода от одного режима сильного испарения (конденсации) к другому, близкому режиму испарения (конденсации) вследствие изменения условий в эйлеровской области течения.

В дальнейшем вместо величин n_∞ и T_∞ будем использовать величины $\rho_\infty = m n_\infty$ и $P_\infty = n_\infty k T_\infty$. Вопрос, сформулированный в конце предыдущего параграфа, состоит в определении числа функциональных связей, существующих между параметрами ρ_∞ , P_∞ , \mathbf{u}_∞ . Исследуем сначала условия эволюционности разрыва для сильного испарения.

Известно, что в случае $u_{y\infty} > 0$, $M_\infty < 1$ по газу к поверхности может идти слабая ударная волна сжатия или разрежения C_- . Параметры газа ρ_1 , P_1 , u_{y1} , $\mathbf{u}_{\tau 1} = \mathbf{u}_{\tau\infty}$, где \mathbf{u}_τ — вектор скорости, лежащий в плоскости, перпендикулярной оси y , после прохождения волны C_- полностью определяются заданием одного параметра, например амплитуды волны ΔP_1 . По этому течению от стенки может пойти слабая ударная волна C_+ , параметры газа за которой ρ_2 , P_2 , u_{y2} , $\mathbf{u}_{\tau 2} = \mathbf{u}_{\tau\infty}$ определяются амплитудой ΔP_2 . За волной C_+ следует поверхность контактного разрыва S_0 , на которой $P_2 = P_3$, $u_{y3} = u_{y2}$, а величины $\Delta \rho_3$, Δu_{x3} , Δu_{z3} должны быть найдены. После прохождения всех волн состояние газа (ρ_3 , P_3 , \mathbf{u}_3) будет новым режимом сильного испарения. Таким образом, для нахождения амплитуд ΔP_2 , $\Delta \rho_3$, Δu_{x3} , Δu_{z3} необходимо, чтобы между пятью величинами ρ_∞ , P_∞ , \mathbf{u}_∞ на внешней границе кнудсеновского слоя существовало четыре функциональ-

ные связи:

$$Q_i(n_0, T_w, \rho_\infty, P_\infty, u_{x\infty}, u_{y\infty}, u_{z\infty})=0, \quad i=1-4 \quad (2.1)$$

Действительно, подставляя $\rho_3, P_3=P_2, u_{x3}, u_{y3}=u_{y2}, u_{z3}$ в (2.1), можно найти амплитуды $\Delta\rho_3, \Delta P_2, \Delta u_{x3}, \Delta u_{z3}$ как функции амплитуды падающей волны ΔP_1 только в том случае, если число неизвестных амплитуд совпадает с числом уравнений.

Из симметрии течения следует, что Q_i — четные функции скоростей $u_{x\infty}$ и $u_{z\infty}$. Поэтому соотношения (2.1) можно записать в виде

$$Q_i(n_0, T_w, \rho_\infty, P_\infty, |u_{x\infty}|, u_{y\infty}, |u_{z\infty}|)=0, \quad i=1-4 \quad (2.2)$$

Исследуем некоторые свойства этих связей. Покажем, что из условия эволюционности следует $u_{\tau\infty}=0$. Докажем сначала, что если имеется эволюционный разрыв сильного испарения с параметрами $u_{\tau\infty}=0$, то после прохождения всех волн $u_{\tau 3}=0$, т. е. не может появиться касательной составляющей скорости. Предположим противное: $u_{\tau 3}=\Delta u_{\tau 3}\neq 0$. Тогда из (2.2) следует, что вектор $\Delta u_{\tau 3}'=-\Delta u_{\tau 3}$ тоже является решением (2.2). Последнее обстоятельство противоречит единственности определения амплитуд отраженных волн, т. е. эволюционности разрыва сильного испарения.

Из (2.1) следует, что решение задачи (1.2)–(1.5) в случае сильного испарения однопараметрическое, если свойства стенки a_w, T_w, n_{ev} заданы. Для ее решения необходимо задать, например, P_∞ . Остальные величины ρ_∞, u_∞ получаются после решения задачи (1.2)–(1.5) в кнудсеновском слое. Поэтому можно написать

$$\begin{aligned} \rho_\infty &= F_1(P_\infty), & u_{x\infty} &= F_2(P_\infty) \\ u_{y\infty} &= F_3(P_\infty), & u_{z\infty} &= F_4(P_\infty) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Система (2.3), записанная для приращений макровеличин после прохождения всех волн, имеет вид (2.4)

$$\begin{aligned} \Delta\rho_\infty &= F_1'\Delta P_\infty, & \Delta u_{x\infty} &= F_2'\Delta P_\infty \\ \Delta u_{y\infty} &= F_3'\Delta P_\infty, & \Delta u_{z\infty} &= F_4'\Delta P_\infty \end{aligned} \quad (2.4)$$

где штрихами помечены производные функций по P_∞ . Из условия эволюционности разрыва сильного испарения следует, что по заданной амплитуде падающей волны ΔP_1 можно однозначно определить амплитуды $\Delta\rho_\infty, \Delta P_\infty, \Delta u_{x\infty}, \Delta u_{y\infty}, \Delta u_{z\infty}$. В силу (2.4) это утверждение эквивалентно тому, что по заданному ΔP_∞ можно определить величины $\Delta\rho_\infty, \Delta u_{x\infty}, \Delta u_{y\infty}, \Delta u_{z\infty}$.

Отметим одно обстоятельство, являющееся следствием (2.4). Если с разрывом сильного испарения взаимодействует сначала слабая ударная волна с амплитудой ΔP_1 , а затем с изменившимся разрывом сильного испарения взаимодействует слабая ударная волна с амплитудой противоположного знака $-\Delta P_1$, то в результате получится (с точностью до квадратичных членов, которыми пренебрежем) первоначальное состояние. Следовательно, с точностью до квадратичных членов течение обратимо.

Предположим, что разрыв сильного испарения является эволюционным при изменении P_∞ от некоторой величины P_* до $P_{ev}=n_{ev}kT_w$. Будем изменять P_∞ от P_* до P_{ev} с помощью последовательности слабых волн сжатия C_+ . После того, как достигнуто значение $P_\infty=P_{ev}$, начнем изменять P_∞ в обратном направлении с помощью слабых ударных волн разрежения C_- .

Согласно только что отмеченному свойству обратимости, величина скорости $u_{\tau\infty}$ будет меняться при сжатии от величины $u_{\tau*}$, соответствующей давлению P_* , до 0 (строго говоря, до членов $O(l/L)$, которые в данной

постановке не учитываются), так как при $P_\infty = P_{ev}$ имеет место равновесие газа со стенкой, и от 0 до u_{t*} — при его разрежении. Если при этом $u_{t*} \neq 0$, то приходим к противоречию, так как если первоначально $u_{t\infty} = 0 \times X (P_\infty = P_{ev})$, то, как показано выше, после процессов взаимодействия всех волн с разрывом сильного испарения не может возникнуть течение, имеющее касательную составляющую скорости. Это значит, что $u_{t\infty} = 0$ и в силу только что высказанного утверждения $u_{t\infty} \equiv 0$ при $P_\infty \in (P_*, P_{ev})$.

Итак, показано, что для эволюционности разрыва сильного испарения необходимо существование между тремя величинами ρ_∞ , P_∞ , $u_{y\infty}$ двух связей и отсутствие касательной составляющей скорости

$$Q_i(n_0, T_v, \rho_\infty, P_\infty, u_{y\infty}) = 0, \quad i=1, 2 \quad (2.5)$$

$$u_{t\infty} = 0$$

Условия (2.5) образуют четыре связи (2.1), налагаемые на решение задачи о сильном испарении как с плоской, так и с периодической структурой испаряющейся поверхности.

Рассмотрим теперь случай сильной конденсации. При дозвуковой конденсации ($u_{y\infty} < 0$, $M_\infty < 1$) к поверхности могут приходиться слабая ударная волна C_+ и поверхность контактного разрыва C_0 . Как известно, на них можно задавать четыре амплитуды: ΔP_1 на C_+ и $\Delta \rho_2$, Δu_{x2} , Δu_{z2} на C_0 . После отражения от поверхности волн C_+ и C_0 от нее пойдут две волны: C_-' и C_-'' (так как C_+ и C_0 могут приходиться на поверхность разрыва не одновременно). В силу линейности задачи волны C_-' и C_-'' эквивалентны одной волне C_- , в которой амплитуды возмущений равны суммам амплитуд возмущений в волнах C_-' и C_-'' . Для нахождения амплитуд отраженных волн достаточно определить, например, величину перепада давления ΔP_3 в волне C_- . Для нахождения ΔP_3 необходимо, чтобы между пятью гидродинамическими величинами на внешней границе Кнудсеновского слоя существовала всего одна связь, т. е. задача о дозвуковой конденсации является четырехпараметрической. При этом в силу непрерывности касательной составляющей скорости на волне C_- для решения задачи (1.2)–(1.5) необходимо задавать обе компоненты вектора касательной составляющей скорости $u_{t\infty} = (u_{x\infty}, u_{z\infty})$ и любые две из трех величин ρ_∞ , P_∞ , $u_{y\infty}$.

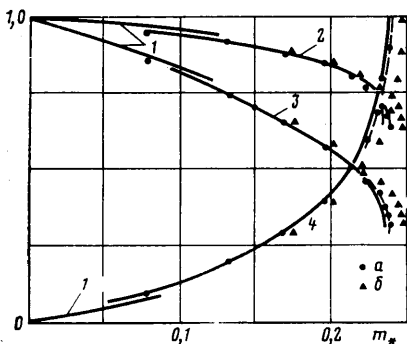
В случае сверхзвуковой конденсации ($u_{y\infty} < 0$, $M_\infty > 1$) от стенки не могут идти волны. Поэтому для решения задачи (если оно существует) необходимо задавать все пять макровеличин, входящих в (1.4). В связи с этим отметим, что неправильная постановка задачи о сверхзвуковой конденсации в работе [13] привела к потере большей части решений [14].

3. Задача (1.2)–(1.5) решалась численно для модели молекул «твердые шары» методом прямого статистического моделирования Монте-Карло. Область $ABCDEG$ заполняется N моделирующими течение молекулами с сечением взаимодействия $\sigma = \text{const}$, скорости которых после столкновения находятся по формулам (3.1)

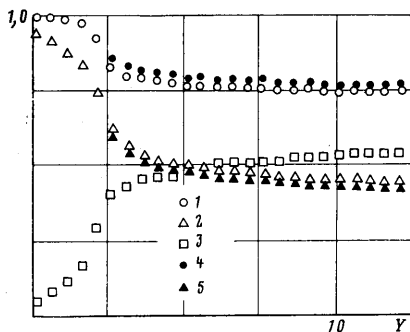
$$\xi' = 0,5(\xi + \xi_1 + g_n), \quad \xi_1' = 0,5(\xi + \xi_1 - g_n) \quad (3.1)$$

где \mathbf{n} — случайный вектор, равномерно распределенный по поверхности единичной сферы. Область $KDEG$ разбивается на $M_x \times M_y$ ячеек, $ABCD$ — на $M_{ix} \times M_{iy}$ ячеек с размерами соответственно H_x , H_y и H_{ix} , H_{iy} , где $H_x = H/M_x$, $H_y = (L-d)/M_y$, $H_{ix} = h/M_{ix}$, $H_{iy} = d/M_{iy}$. Длина L отрезка AG выбирается из условия выхода гидродинамических величин на постоянные значения, соответствующие параметрам течения на внешней границе слоя Кнудсена. Внутри ячеек макропараметры считаются постоянными, причем размер ячеек выбирается меньше средней длины свободного пробега молекулы.

Процесс моделирования осуществляется двумя этапами. На первом этапе молекулы свободно перемещаются в пространстве в течение промежутка времени Δt , меньшего среднего времени столкновения между молекулами. На втором этапе осуществляется процесс столкновений молекул в ячейках [15]. Для этого просматриваются все возможные пары молекул в данной ячейке и разыгрывается процесс столкновения данной пары молекул (i, j) за время Δt с вероятностью столкновения $P_{ij} = g_{ij} \sigma (g_{ij}) \Delta t / V_H$, где V_H — объем ячейки $g_{ij} = |\xi_i - \xi_j|$. Если молекулы сталкиваются, то после столкновения их скорости находятся по формулам (3.1). Макропа-



Фиг. 2



Фиг. 3

параметры в ячейках определялись путем вычисления средних по времени вдоль траекторий молекул, пересекающих рассматриваемую ячейку [16]. Подчеркнем, что использование в задаче о сильном испарении непрерывного усреднения по времени дает существенно лучшие результаты по сравнению с вычислением макровеличин обычным способом, когда статистические суммы набираются дискретно, после осуществления процессов перелет — столкновение за время Δt .

Задача (1.2) — (1.5) решалась аналогично задаче об одномерном испарении с плоской поверхности [11]. Считалось, что параметры n_{ev} , T_∞ , $u_{y\infty}$ заданы. Величины n_∞/n_{ev} , T_∞/T_w находились из условий сохранения потоков массы и энергии на стенке $ABCD$ и линии GE . В данном подходе параметром, от которого зависит решение, является число Маха на внешней границе кнудсеновского слоя M_∞ . При заданном значении M_∞ функция распределения, по которой происходит розыгрыш скоростей молекул, влетающих в объем с внешней границы кнудсеновского слоя GE , фиксирована в процессе вычислений. Поэтому в кнудсеновский слой не приходят возмущения, связанные с процессом формирования течения в эйлеровской области, в которой, как известно, возмущения не затухают. В результате процесс установления течения в кнудсеновском слое происходит гораздо быстрее. Возмущения, идущие со стенки и связанные с изменением ее температуры T_w , затухают быстро, поскольку вблизи стенки отклонение от равновесия максимально. Расчеты подтвердили приведенные соображения.

4. Некоторые результаты численного решения задачи при различных значениях определяющих параметров представлены ниже.

На фиг. 2 дано сравнение результатов расчета параметров течения на внешней границе слоя Кнудсена в зависимости от величины безразмерного расхода испаряемого материала $m_* = n_\infty u_{y\infty} / n_{ev} c T_w$ со случаем испарения плоской поверхности. Штриховые и сплошные линии соответствуют данным, полученным на основе решения модельного кинетического уравнения БГК для плоской испаряющейся поверхности в работах [6, 10] (кривая 2 — T_∞/T_w , 3 — n_∞/n_{ev} , 4 — M_∞). Точками a даны результаты решения этой задачи для плоской поверхности методом прямого статистического моделирования для моделей молекул «твердые сферы» и «псевдомаксвелловские сферы» [11], а точками b — результаты решения задачи (1.2) — (1.5) для случая $d = 2,5 l_w$; $H = l_w$; $h = 0,6 H$, где $l_w = (\sqrt{2} n_{ev} \sigma)^{-1}$. Расчеты проведены в предположении $a_w = 1$. Вычисления показали, что дальнейшее увеличение глубины отверстий d при фиксированных h и H не приводит к изменению параметров на внешней границе кнудсеновского слоя. Предельное ($M_\infty = 1$) значение величины безразмерного расхода m_* в плоском случае составляет 0,238, а в приведенном примере — 0,247. Кривые 1 соответствуют решению задачи о слабом испарении плоской поверхности, полученному на основе модельного кинетического уравнения БГК в рамках линейной (по величине расхода) постановки [3].

Различие между плоской и двумерной поверхностями становится существенным при уменьшении коэффициента прилипания молекул к поверхности a_w . Сказанное иллюстрируется таблицей, где представлены результаты расчета безразмерных параметров n_∞/n_{ev} , T_∞/T_w , m_* в зависимости от величины коэффициента прилипания a_w при $M_\infty = 0,7$ для случая, когда $H = l_w$; $h = 0,6 H$; $d = 2,5 l_w$ (a), и для плоской поверхности (z). В слу-

a_w	1,0	0,5	0,25	0,1
<i>a</i>				
m_*	0,240	0,175	0,123	0,069
n_∞/n_{ev}	0,432	0,314	0,221	0,122
T_∞/T_w	0,756	0,761	0,765	0,774
<i>б</i>				
m_*	0,240	0,130	0,068	0,028
n_∞/n_{ev}	0,432	0,233	0,122	0,050
T_∞/T_w	0,756	0,756	0,756	0,756
<i>в</i>				
m_*	0,240	0,179	0,119	0,059
n_∞/n_{ev}	0,432	0,322	0,214	0,106
T_∞/T_w	0,756	0,756	0,756	0,756
<i>г</i>				
m_*	0,231	0,127	0,067	0,028
n_∞/n_{ev}	0,416	0,229	0,120	0,050
T_∞/T_w	0,754	0,754	0,754	0,754

чае сильного испарения плоской поверхности можно провести пересчет по величине a_w , если известно, например, решение при $a_w=1$ [2]. При заданном числе Маха на внешней границе кнудсеновского слоя пересчет осуществляется по формулам (4.1)

$$\begin{aligned}
 m_*(a_w) &= m_*|_{a_w=1} \gamma^{-1}; & T_\infty(a_w) &= T_\infty|_{a_w=1} \\
 n_\infty(a_w) &= n_\infty|_{a_w=1} \gamma^{-1} \\
 \gamma = \gamma_1 &= 1 + \frac{2\sqrt{\pi}(1-a_w)}{a_w} m_*|_{a_w=1}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Непосредственное применение формул (4.1) к нашей задаче при $\gamma=\gamma_1$ приводит к неправильным результатам (таблица, б). Оказывается, что в данном случае при достаточно больших d ($d \geq 2,5 l_w$) можно пользоваться приближенными формулами пересчета (4.1) с $\gamma=\gamma_2=1+2\sqrt{\pi}(1-h/H)(1-a_w)a_w^{-1}m_*|_{a_w=1}$. Пересчитанные по (4.1) с $\gamma=\gamma_2$ параметры газа на внешней границе слоя Кнудсена приведены в таблице (в), откуда следует, что указанным способом в пределах $0,1 \leq a_w < 1,0$ можно приближенно осуществлять простой пересчет на другие значения коэффициента прилипания.

Результаты исследования влияния размера ячеек испаряющейся поверхности h на макроскопические параметры приведены ниже ($M_\infty=0,7$; $a_w=1,0$; $d=2,5 l_w$; $H=l_w$).

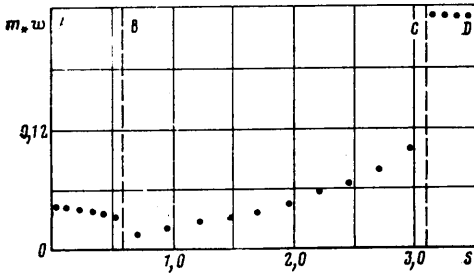
H/l_w	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2	0
m_*	0,250	0,245	0,240	0,235	0,232	0,231
n_∞/n_{ev}	0,448	0,438	0,432	0,425	0,419	0,416
T_∞/T_w	0,764	0,763	0,756	0,751	0,753	0,754

Немонотонное поведение отношения T_∞/T_w обусловлено, по-видимому, погрешностями вычислений. При $h/H=1,0$ рассматривается испарение поверхности с испаряющимися ребрами нулевой толщины.

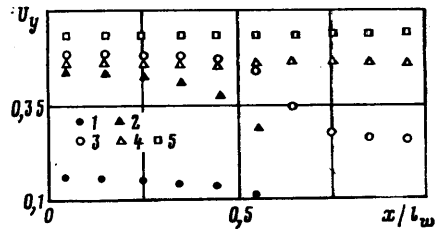
Влияние периода испаряющейся поверхности иллюстрируется ниже, данными, полученными при $M_\infty=0,4$; $h=0,6 H$; $d=2,5 l_w$; $a_w=1,0$.

H/l_w	1,0	2,0	4,0
m_*	0,201	0,206	0,212
n_∞/n_{ev}	0,592	0,604	0,619
T_∞/T_w	0,863	0,868	0,879

На фиг. 3 приведены результаты расчета распределения макровеличин в кнудсеновском слое на оси симметрии AG для параметров $M_\infty=0,7$; $d=2,5 l_w$; $h=0,6 H$; $H=l_w$. Точки 1, 2, 3 — соответственно безразмерные температура T_∞/T_w , плотность n_∞/n_{ev} и скорость $U_{y\infty}=u_{y\infty}/c_{T_w}$. Точки 4 и 5 — безразмерные температура и плотность газа для плоской испаряющейся поверхности, расположенной на линии $y=d$. Штриховые и сплошные линии соответствуют параметрам, реализующимся на внешней границе кнудсеновского слоя.



Фиг. 4



Фиг. 5

Важной характеристикой является унос вещества в единицу времени с единицы площади испаряемой поверхности m_w . На фиг. 4 представлены результаты расчета величины $m_{*w}=m_w/n_{ev}c_{T_w}$ вдоль испаряемой поверхности. Координата s — длина вдоль поверхности $ABCD$, отсчитываемая от начала координат (точки A), $S=s/l_w$. Результаты получены для параметров, соответствующих фиг. 3. Из приведенных данных следует, что наиболее быстро испаряются выпуклые части поверхности (при постоянных n_{ev} , a_w , T_w вдоль поверхности).

На фиг. 5 представлены результаты расчета безразмерного профиля нормальной скорости $U_y=u_y/c_{T_w}$ в различных сечениях $Y=y/l_w=\text{const}$ при коэффициенте прилипания $a_w=0,1$. Остальные параметры соответствуют параметрам фиг. 3. Точки 1 соответствуют $Y=1,125$; 2 — $Y=2,375$; 3 — $Y=2,625$; 4 — $Y=5,125$; 5 — $Y=9,875$. Приведенные расчеты показывают, что вблизи среза отверстия KC профиль скорости U_y существенно неравномерный. По мере удаления от отверстия происходит выравнивание скорости U_y по сечению $Y=\text{const}$. Дальнейшее увеличение скорости U_y происходит с выровненным профилем. Расчеты показывают, что в случае $a_w=1,0$ вне отверстий профили скорости U_y по сечениям $Y=\text{const}$ можно с большой точностью считать равномерными, и поэтому течение, как это видно из фиг. 3, близко к одномерному течению для испарения плоской поверхности. Существенное отклонение от одномерного случая возникает при уменьшении коэффициента прилипания a_w .

В заключение автор выражает благодарность В. А. Жарову за ценные советы, а также В. С. Галкину, М. Н. Когану и Н. К. Макашеву за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. Коган М. Н., Макашев Н. К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 6, с. 3—11.
3. Макашев Н. К. Испарение, конденсация и гетерогенные химические реакции при малых значениях числа Кнудсена. — Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 3, с. 49—62.
4. Ytrehus T. Theory and experiments on gas kinetics in evaporation. — In: Rarefied Gas Dyn. Techn. Pap., 10th Int. Symp., 1976. V. 2, N. Y., 1977, p. 1197—1211.
5. Soga T. Quasisteady one-dimensional evaporation problem using entropy-balance relation. — In: Rarefied Gas Dyn. Techn. Pap. 10th Int. Symp., 1976. V. 2. N. Y., 1977, p. 1185—1196.

6. *Soga T.* On the arbitrary strong one-dimensional evaporation problem.— Trans. Jap. Soc. Aeronaut. and Space Sci., 1978, V. 21, № 52, p. 87–97.
7. *Hatakeyama M., Oguchi H.* Kinetic approach to non-linear condensation of flowing vapor.— In: Rarefied Gas Dyn., Pap. 11th Int. Symp., Cannes, 1978. V. 2. Paris, 1979, p. 1293–1303.
8. *Ytrehus T., Alvestad J.* A Mott-Smith solution for nonlinear condensation.— In: Rarefied Gas Dyn. V. 1. N. Y., 1981, p. 330–345.
9. *Yen S. M.* Numerical solutions of the Boltzmann and Krook equations for a condensation problem.— In: Rarefied Gas Dyn. V. 1. N. Y., 1981, p. 356.
10. *Абрамов А. А., Коган Н. М., Макашев Н. К.* Численное исследование процессов в сильно неравновесных слоях Кнудсена.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3, с. 72–81.
11. *Абрамов А. А.* Решение задачи о сильном испарении одноатомного газа методом Монте-Карло.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 1, с. 185–188.
12. *Гельфанд И. М.* Некоторые задачи теории квазилинейных уравнений.— Усп. матем. наук, 1959, т. 14, № 2, с. 87–158.
13. *Oguchi H., Hatakeyama M.* One-dimensional steady supersonic condensation.— In: Rarefied Gas Dyn. V. 1. N. Y., 1981, p. 321–329.
14. *Абрамов А. А., Коган Н. М.* О режиме сверхзвуковой конденсации газа.— Докл. АН СССР, 1984, т. 278, № 5, с. 1078–1081.
15. *Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е.* Статистический метод частиц в ячейках для решения задач динамики разреженного газа.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1975, т. 15, № 5, с. 1195–1208.
16. *Абрамов А. А.* О вычислении макропараметров в методе прямого статистического моделирования Монте-Карло.— Докл. АН СССР, 1983, т. 271, № 2, с. 315–318.

Москва

Поступила в редакцию
11.IV.1984