

На фиг. 4 показано изменение по времени величины подъемной силы пластинки для различных значений K .

Поступило 13 XI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубинский А. И. Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 2, стр. 26—30.

УДК 533.6.011.8

ДВИЖЕНИЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА МЕЖДУ БЕСКОНЕЧНЫМИ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ЭМИТИРУЮЩЕЙ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Ф. Г. ЧЕРЕМИСИН

(Москва)

Задача о движении разреженного газа, заключенного между бесконечными плоскопараллельными эмитирующей и поглощающей поверхностями, решается численно на основе кинетического уравнения Больцмана.

Исследование ведется как на уровне гидродинамических величин (плотность, средняя скорость и температура), так и на уровне функции распределения молекулярных скоростей.

Пусть при $x = 0$ расположена плоская бесконечная поверхность, эмитирующая молекулы газа с плотностью n_1 , температурой T_1 и с максвелловским распределением по скоростям (продольной ξ и поперечным η и ζ)

$$f(\xi, \rho, 0) = \frac{n_1}{(2\pi T_1)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \rho^2}{2T_1}\right) \quad (1)$$

$$\rho = \sqrt{\eta^2 + \zeta^2}$$

При $X = L$ находится бесконечная параллельная поверхность с температурой T_2 , полностью или частично поглощающая падающий на нее поток молекул. Отраженные молекулы также имеют максвелловское распределение по скоростям и температуре стенки T_2

$$f(\xi, \rho, L) = \frac{n_2}{(2\pi T_2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \rho^2}{2T_2}\right) \quad (2)$$

Плотность n_2 в отраженном потоке определяется падающим на стенку потоком j_+ и коэффициентом адсорбции β

$$j_r = \beta j_+ \quad (3)$$

$$j_r = \int_{\xi < 0} \xi f(\xi, \rho, L) d\xi = n_2 \sqrt{T_2} / \sqrt{2\pi}$$

$$j_+ = \int_{\xi > 0} \xi f(\xi, \rho, L) d\xi$$

Значению $\beta = 0$ соответствует полная адсорбция газа. Подобная постановка задачи о движении испаряемого и конденсирующегося газа содержится в работе [1].

Газ предполагается состоящим из абсолютно упругих жестких сферических молекул постоянного диаметра σ .

Исследуется стационарный режим движения газа, уравнение Больцмана записывается в виде

$$\xi \partial f / \partial x = -v f + N \quad (4)$$

$$v \equiv \frac{\sigma^2}{2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^\infty f_1 g \sin \theta \cos \theta \, d\theta \, d\varepsilon \, d\xi_1 \quad (5)$$

$$N \equiv \frac{\sigma^2}{2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^\infty f' f_1' g \sin \theta \cos \theta \, d\theta \, d\varepsilon \, d\xi_1$$

Здесь обозначения общепринятые [2, 3].

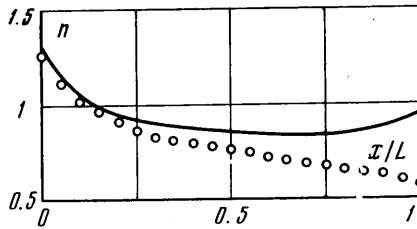
Метод численного решения уравнения (4) подробно описан в работах [4, 5] и состоит в проведении последовательных интегральных итераций, причем вычисление интегралов столкновений (5) в узлах фиксированной сетки (ξ_i, ρ_j, x_k) фазового пространства ведется методом Монте-Карло.

Определяющими безразмерными параметрами задачи являются число Кнудсена $K = \lambda/L$, где $\lambda = (\sqrt{2} n_1 \sigma^2)^{-1}$ есть длина свободного пробега молекул в эмиттированном потоке, отношение температур T_1/T_2 и коэффициент адсорбции β . В случае $\beta = 0$ температура поглощающей стенки не играет роли и остается единственным определяющим параметр K .

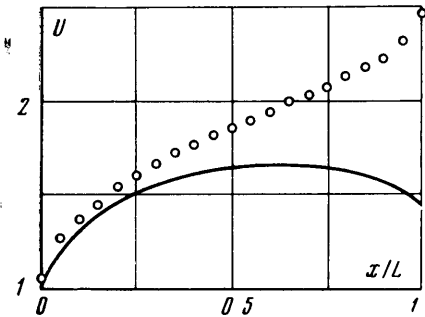
Далее приводятся некоторые результаты расчетов для $T_1/T_2 = 4$, $K = 0.125$ и для двух значений коэффициента адсорбции $\beta = 0$ и $\beta = 0.1$. Расчеты выполнялись также для других значений K и β , но картина движения качественно мало отличалась от приводимой.

Значения плотности и температуры отнесены к плотности n_1 в эмиттированном пучке и температуре T_2 холодной стенки соответственно; за единицу скорости принята величина $\xi_0 = \sqrt{T_2/m}$, где m — масса молекулы.

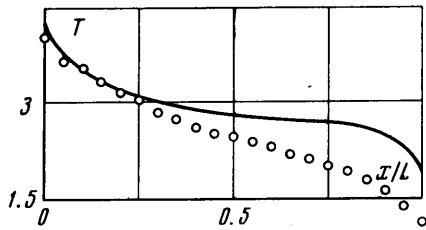
На фиг. 1 и 2 приводится сравнение профилей плотности и скорости для двух значений коэффициента адсорбции β . Плотность падает, а средняя скорость газа



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

возрастает от горячей (эмиттирующей) стенки к холодной. У холодной стенки для $\beta = 0$ локальное число M достигает значения 1.25.

Для случая $\beta = 0.1$ интересно отметить немонотонное изменение плотности и скорости в зависимости от координаты.

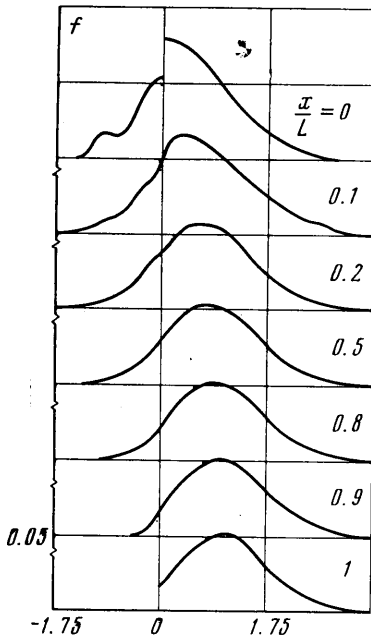
Из фиг. 3 видно, что температура газа вблизи холодной стенки для $\beta = 0.1$, т. е. при наличии отраженного потока «холодного» газа, выше, чем при полном поглощении. Явление объясняется тем, что отраженный поток молекул увеличивает статистический разброс молекулярных скоростей относительно средней скорости, уширяет функцию распределения в направлении ξ . Подробная картина изменения профиля функции распределения молекулярных скоростей $f(\xi, 0, x)$ в зависимости от координаты x изображена на фиг. 4 для $\beta = 0$ и на фиг. 5 для $\beta = 0.1$. Сравнение этих фигур для значений x , близких к поглощающей стенке, объясняет эффект повышения температуры при наличии отраженного потока.

Если двигаться от горячей эмиттирующей стенки к холодной поглощающей, то профиль функции распределения вначале становится более гладким, приближаясь

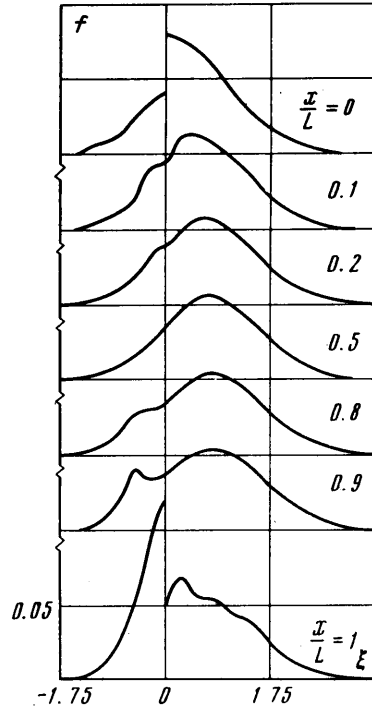
к максвелловскому распределению с некоторым значением средней скорости, а затем вблизи поглощающей стенки вновь искажается. Вполне понятно, что искажающее влияние холодной стенки на функцию распределения значительно больше при наличии отраженного потока.

Формирование потока с приблизительно максвелловским распределением по скоростям происходит на расстоянии $3 \div 4$ длин свободного пробега от эмиттирующей поверхности.

Профили функции распределения по переменной ρ при различных значениях ξ и x довольно близки к максвелловской кривой.



Фиг. 4



Фиг. 5

Приведенные результаты численного решения имеют статистическую ошибку не выше 1.5% по значениям гидродинамических величин и не выше 3% по профилям функции распределения.

Для контроля счета использовалось совпадение, с точностью до статистической ошибки, графиков n , u и T , вычисленных в нескольких итерациях, которые выполнены при различном числе розыгрышей для вычисления интервалов столкновений. Кроме того, проверялось постоянство потоков массы j и продольной составляющей импульса π_{xx} при различных значениях координаты x .

При этом величина π_{xx} вычислялась независимо, так же как n , u и T . Постоянство потоков j и π_{xx} выполнялось с точностью 1.5%.

Поступило 10 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Yen S. M. Kinetic theory approach to a one-dimensional condensation-evaporation problem. Seventh Internat. Sympos. on Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, Pisa, 1970.
2. Чепмен С. Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
3. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
4. Черемисин Ф. Г. Численное решение кинетического уравнения Больцмана для одномерных стационарных движений газа. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1970, № 3.
5. Черемисин Ф. Г. Решение кинетического уравнения Больцмана в задаче о теплопередаче между параллельными бесконечными стенками в разреженном газе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.