

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕ ГАЗОВОГО ПОТОКА

ПАКЛИН Б. Л., РЕБРОВ А. К.

В некоторых практически важных случаях представляет большой интерес процесс внедрения (захвата) молекул окружающего газа на границе потока. Этот процесс является в значительной степени определяющим для откачки газа высоковакуумными паромасляными [1] и холодными диффузионными насосами [2, 3], а также для работы струйных вакуумных затворов [4]. Он важен также для понимания процессов газодинамического разделения с инжекцией [5, 6] и в процессах формирования свободных струй при истечении газа в объем с низким давлением [7, 8].

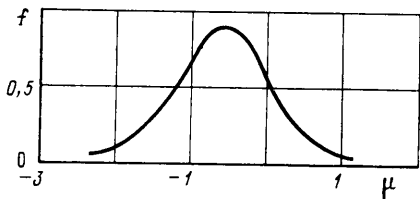
До настоящего времени специального рассмотрения процесса захвата молекул на границе газового потока не проводилось, хотя уже появились работы, которые можно отнести к этому направлению [2, 9]. В практике оптимизации диффузионных вакуумных насосов коэффициент захвата молекул струей варьировался произвольно [10].

Ниже предлагается подход к рассмотрению неравновесных явлений на границе двух газов с существенно различающимися плотностями. На основе предложенной упрощенной модели с помощью метода Монте-Карло для пробных частиц [11] исследуется поведение основной количественной характеристики — вероятности захвата молекул одного газа потоком другого газа — в зависимости от величины определяющих параметров. С помощью диффузионного приближения получены общие соотношения и определены границы их применимости для различных отношений молекулярных масс. Детально исследовалось изменение функции распределения по скоростям молекул, захваченных другим газом. Как показал проведенное исследование, применение полученных зависимостей к более широкому классу физических явлений, выходящих за рамки предложенной простой модели, может быть существенно расширено.

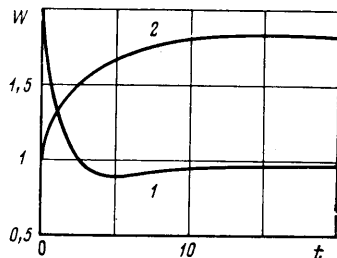
Пусть за некоторым газодинамическим источником формируется струя газа, расширяющегося в покоящийся или движущийся разреженный фоновый газ. Границы струи можно условно определить, например, предельной линией расширения Прандтля — Майера, поскольку при больших числах Маха на срезе сопла разлет молекул может не оказывать существенного влияния на процесс внедрения фонового газа в струю. Ограничиваясь рассмотрением процесса на участках с малым изменением скорости потока, приходим к модели плоскопараллельного течения газа со свободной границей с разреженным фоновым газом. В таком представлении плоская граница раздела между полупространством 1, где находится фоновый газ 1, и полупространством 2, в котором движется газ 2, считается проницаемой для газа 1 и непроницаемой для газа 2. Предполагается, что соотношения плотностей таковы, что газ 1, проникающий в газ 2, не меняет его состояния, а молекулы газа 1, побывавшие в области 2 и вылетевшие из нее, не возмущают собственный газ, т. е. имеет место бесстолкновительный разлет.

Процесс проникновения одного газа в другой существенным образом определяется вероятностью P , с которой молекула газа 1, попадающая на границу раздела газов (т. е. имеющая составляющую скорости в направлении нормали к границе), находится в полупространстве 2 в течение некоторого времени. Процессы первых столкновений, дальнейшей аккомодации и вылета молекул через границу определяют преобразование функции распределения скоростей газа 1, т. е. переход от эффузионной функции распределения скоростей падающих на границу молекул к максвелловской функции распределения скоростей молекул 1 в газе 2.

Представляется целесообразным решать эту задачу методом Монте-Карло в линейной постановке, когда функция распределения скоростей молекул газа 2 не меняется со временем. Алгоритм метода Монте-Карло для этой задачи не имеет каких-либо принципиальных особенностей, его детальное описание дано в [11]. В данном случае использовался потенциал взаимодействия твердых сфер. Моделирование движения пробной частицы, имитирующей молекулу газа 1, заканчивалось, когда время слежения за ее траекторией превышало максимальное время наблюдения либо при возвращении частицы обратно в полупространство 1. Повторив процесс моделирования для большого числа частиц (в расчете — порядка 2 тыс.), определим долю молекул газа 1, оставшихся в области 2, в зависимости от времени наблюдения t , т. е. величину P . В качестве единицы времени была выбрана величина $\tau_0 = \lambda/V_2$, где $\lambda = 1/n_2\sigma$, n_2 — числовая плотность молекул газа 2, $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$, r_1 и r_2 — радиусы сферических молекул 1 и 2 соответственно, а V_2 — наиболее вероятная скорость молекулы газа 2. Параметрами задачи являются: отношение молекулярных масс $m = m_1/m_2$, отношение температур газов (равновесных) T_1/T_2 , в дальнейшем $T_1/T_2 = 1$, величина относительной скорости потоков газа u , отнесенная к наиболее вероятной скорости потоков газа 2. В результате анализа численных расчетов было получено соотношение $P \sim t^{-1/2}$ ($t = \tau/\tau_0$), справедливое для больших значений t . В зависимости от величины параметра m следует различать два случая.



Фиг. 1



Фиг. 2

При $m \leq 1$ для рассмотрения движения молекулы 1 в газе 2 справедливо диффузионное приближение. Для другого случая, $m \gg 1$, ситуация изменяется, так как молекулам 1 необходимо претерпеть достаточно большое число столкновений, чтобы прийти в равновесное состояние с газом 2. Вероятность обнаружения молекулы 1 в некоторой области полупространства 2 для равновесного состояния молекул 1 порядка $1/\sqrt{Dt}$, где D — коэффициент диффузии молекулы 1 в газе 2 [12]. По порядку величины $D \sim V_1 \lambda_{12}$, где V_1 — средняя тепловая скорость молекул 1, $\lambda_{12} \sim \lambda V_1/V_r$, V_r — относительная скорость молекул 1 и 2.

При $m \leq 1$ имеем $V_r \sim V_1$, тогда $P \sim m^{1/2} t^{-1/2}$. Из условия $P < 1$ можно определить границы применимости диффузионного приближения для этого случая: $t > m^{1/2}$. Поскольку за величину относительной скорости при этом можно принять тепловую скорость легких молекул, наличие сдвиговой скорости между газами не приведет к изменению полученных соотношений.

Для случая $m \gg 1$ имеем $\lambda_{12} \sim \lambda m^{-1/2}$ (за величину относительной скорости принята скорость легких молекул 2) и потому $P \sim m^{1/2} t^{-1/2}$. Это соотношение справедливо при $t \gg m$. Наличие сдвиговой скорости газов существенно влияет на величину P , что проявляется, в частности, в зависимости эффекта разделения смеси близких по массе тяжелых молекул от скорости потока легкого газа, в который она инжектируется [6].

Неравновесный процесс преобразования функции распределения скоростей молекул газа 1 достаточно легко проследить по результатам статистического моделирования столкновительного процесса на начальном отрезке времени. В результате моделирования траекторий движения 20 тыс. частиц было построено распределение f молекул, оставшихся в газе 2 к моменту $t=1$ после запуска, по скоростям $\mu = V_n/V_2$ в направлении нормали к границе между газами для случая $m=1$, $T_1=T_2$ (фиг. 1). Это распределение отличается от первоначального эффузионного распределения, описываемого произведением скорости молекул в направлении нормали на значение максвелловской функции, но еще отличается от максвелловского в области 2. Неравновесность в рассматриваемый момент характеризуется наличием направленной скорости. Функция распределения по скоростям потока молекул 1, вылетевших из области 2 к контрольному моменту времени $t=1$, очень близка к эффузионному потоку.

На фиг. 2 демонстрируется изменение $W = \langle E_n \rangle / (kT_2/2)$ — средней энергии поступательного движения молекул 1 в направлении нормали к границе, оставшихся ко времени t в газе (кривая 1), и средней энергии молекул 1, покинувших полупространство 2 к этому моменту (кривая 2) ($m=1$), k — постоянная Больцмана. Эволюция энергии молекул такова, что для движения вдоль нормальной координаты молекулы 1, оставшиеся в области 2, принимают энергию газа 2, а покинувшие ее асимптотически приобретают энергию эффузионного истечения из плоской поверхности. Однако для направлений, параллельных граничной плоскости, никаких отклонений от максвелловского распределения не наблюдалось.

В качестве практического применения полученных соотношений рассмотрим процесс захвата молекул на свободной границе струи диффузионного насоса ($m \ll 1$). Пусть за газодинамическим источником сформирован конический сверхзвуковой поток расширяющегося газа 2 с углом полураствора φ , полностью вымораживаемый на некоторой удаленной поверхности. Физическое время пребывания молекул 1 в струе оценим как $\tau = L/u$, где L — характерный размер струи, u — средняя скорость потока. Из соотношения $P \sim t^{-1/2}$, справедливого при $m \ll 1$ для произвольной величины u , следует, что $P \sim Kn^{1/2}$, где Kn — число Кнудсена, определенное по длине λ в области вымораживающей поверхности. Для расчета методом Монте-Карло коэффициента захвата молекул фоновго газа струей использовалась модель течения от радиального сферического источника.

Для угла полураствора $\varphi = \pi/4$, числа Маха (для радиуса, начиная с которого молекулы окружающего газа могли проникать в струю) $M=5$, отношения расстояния, где находится вымораживающая поверхность, к начальному радиусу — 20 и $m=0,005$ соотношение $P \sim Kn^{1/2}$ справедливо в диапазоне чисел Кнудсена 0–0,1. Мож-

но также предположить, что найденное выше соотношение $P \sim m^{1/4}$ будет справедливо, если характерное время пребывания молекул 1 в струе газа 2 удовлетворяет условию $t \gg m^{1/2}$. Это условие для рассматриваемого случая соответствует малым значениям числа Кн. Из расчетов установлена справедливость соотношения $P \sim m^{1/4}$ вплоть до $m \sim 1$ в диапазоне изменения числа Кнудсена 0–0,1.

Результаты, полученные для конкретной ситуации в модели откачивающего устройства, указывают на возможность работы как в диффузионном режиме, так и в кинетически неравновесном – все зависит от режимных параметров.

Предложенная модель позволила определить общие закономерности процесса перехода молекул через границу газового потока, установить качественные и количественные эффекты неравновесности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л.: Энергия, 1965. 399 с.
2. Ребров А. К. Вопросы теории, моделирования и расчета вакуумных насосов с высоконапорными струями.— В кн.: Расчет тепломассообмена в энергохимических процессах. Новосибирск, 1981, с. 127–139.
3. Фалалеев Л. В., Цейтлин А. Б. Холодный диффузионный насос.— В кн.: Физика и техника сверхвысокого вакуума. Л.: Машиностроение, 1968, с. 73–80.
4. Крылов А. И., Кузнецов В. В. Сверхзвуковая паровая струя как вакуумный затвор. Препринт № 330. М.: Ин-т атом. энергии. М., 1980.
5. Campargue R., Anderson J. B., Fenn J. B., Hamel B. B., Muntz E. P., White J. R. Sur les méthodes aérodynamiques de séparation des gaz et isotopes.— Entropie, Janvier—Février, 1976, № 67, p. 11–33.
6. Kusner Yu. S., Paklin B. L., Rebrov A. K. On limiting situations of gasdynamic separation.— In: 13th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn. Novosibirsk, July 5–9, 1982. Book abstr. V. 2. Novosibirsk, 1982, p. 511–512.
7. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сузнев В. А., Шарфугдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2, с. 64–73.
8. Muntz E. P., Hamel B. B., Maquire B. L. Some characteristics of exhaust plume rarefaction.— AIAA Journal, 1970, v. 8, № 9, p. 1651–1658.
9. Лукьянов Г. А. Рассеяние гиперзвукового потока на сверхзвуковой струе газа при свободномолекулярном режиме взаимодействия.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 1, с. 176–179.
10. Chubb J. N. Monte Carlo analysis of pumping speed test dome performance for several vapour diffusion pump geometries.— Vacuum, v. 16, № 11, p. 591–596.
11. Перлмуттер М. Решение задач о течении Куэтта и о теплопередаче между параллельными пластинами в разреженном газе методом Монте-Карло.— В кн.: Вычислительные методы в динамике разреженных газов. М.: Мир, 1969, с. 116–139.
12. Хир К. Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы. М.: Мир, 1976. 600 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
17.XII.1984