

01;03

Ударные эффекты при деградации молекулярного пучка

© А.А. Морозов, М.Ю. Плотников, А.К. Ребров

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 26 марта 1997 г.

На основе численного моделирования методом Монте–Карло проведено детальное исследование зоны релаксации молекулярного пучка малой интенсивности в покое газе. Установлено, что деградация таких пучков сопровождается сильными ударными эффектами, реализующимися в формировании зон с температурой, существенно превосходящей температуру фонового газа.

Рассеяние (деградация) молекулярного пучка является типичным процессом поступательной релаксации, характеризующимся неизотропностью функции распределения скоростей, энергии молекулярного движения и температур. При полной деградации пучка происходит переход от начального пучкового движения молекул до радиальной диффузии от некоторого фиктивного источника [1].

В литературе неизвестны систематические исследования процесса деградации пучка. В данной работе была предпринята попытка получить сведения о структуре всей релаксационной зоны при полной деградации пучка малой интенсивности, когда справедливо допущение о релаксации энергии пучковых молекул в тепловой бане с постоянной температурой в пространстве и во времени. Для большей определенности анализа особенностей релаксационных процессов в исходных данных использовалось задание инъекции одноатомных молекул с одинаковой скоростью.

Эффективным инструментом для решения сформулированной задачи является метод прямого статистического моделирования [2]. Процедура использования этого метода модифицирована для случая заданной максвелловской функции распределения скоростей молекул фонового газа. Для потенциала взаимодействия молекул принята модель твердых сфер. Численные эксперименты проводились в широком диапазоне масс инжектируемых легких ($m_1/m_2 < 1$) и тяжелых ($m_1/m_2 > 1$) молекул. Здесь m_1 и m_2 — массы молекул инжектируемого и фонового газов. Параметрами задачи являлись отношение масс m_1/m_2 и скоростное

отношение $S = u_1/V$, где u_1 — начальная скорость инжектируемого газа, $V = \sqrt{2kT_2/m_2}$ — наиболее вероятная тепловая скорость фонового газа. Пространственное движение молекул прослеживалось в цилиндрическом объеме, на границе которого происходило полное поглощение инжектируемых молекул. Инжекция осуществлялась вдоль оси цилиндра. Размеры объема выбирались таким образом, чтобы не было существенного влияния границ объема на область релаксации инжектируемых молекул. С учетом геометрии задачи были введены цилиндрические координаты: ось z совпадает с направлением инжекции; r — расстояние до оси. В качестве единицы длины была выбрана длина свободного пробега молекулы фонового газа $l = 1/(n\sigma\sqrt{2})$ (n — числовая плотность, σ — сечение столкновений молекул фонового газа), а в качестве единиц скорости и температуры — наиболее вероятная тепловая скорость и температура фонового газа. В зависимости от конкретной постановки численного эксперимента прослеживались траектории от 10^6 до 10^7 инжектируемых молекул. По накопленной информации о состоянии молекул в ячейках для инжектируемых молекул определялись плотность, среднемассовая скорость, энергия и общая температура, а также компонента температуры T_z (энергии E_z), параллельная оси цилиндра и перпендикулярная ей T_r (E_r). Это позволило провести анализ релаксации импульса, энергии и температуры по направлениям. Систематическим анализом пространственного распределения температур по направлениям (энергий движения молекул относительно осредненной макроскопической скорости) удалось установить, что температуры по направлениям в зоне релаксации могут существенно превосходить температуру фонового газа и зависят от параметров задачи m_1/m_2 и S . Расчеты проводились для значений $m_1/m_2 = 0.1-20$ и $S = 0.5-10$.

Для иллюстрации структуры релаксационной зоны на рис. 1 показаны изохоры инжектируемого газа для случая $m_1/m_2 = 1$; $S = 1$. Существенное отличие от сферической симметрии имеет место в полости изохоры 0.08. К границе этой области по линии инжекции, как показывают расчеты, исчезает след начальной дельта-функции распределения скоростей инжектируемых молекул. Температура молекул в окрестности линии инжекции при $S = 1$ имеет особенность: ее значение по направлению инжекции T_z , приближаясь к температуре фонового газа на расстоянии 5–10 длин свободного пробега, проходит через слабовыраженный максимум, превышающий температуру фоно-

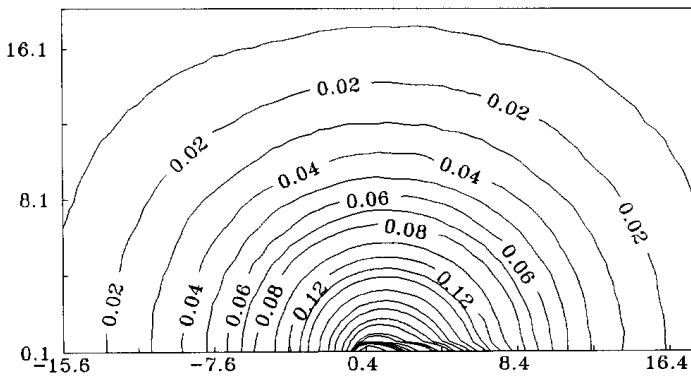


Рис. 1.

вого газа на 3–4%. Температура T_r по направлению, нормальному к линии инъекции, монотонно повышается до температуры фонового газа. Рассмотренный случай относится к энергии инжектируемых молекул, составляющей $2/3$ средней энергии фоновых молекул. Если энергия инжектируемых молекул больше энергии фоновых молекул, то в релаксационной зоне возникает область с температурой, превышающей фоновую, причем температура по направлению инъекции существенно превышает общую температуру $T = (T_z + 2T_r)/3$. На рис. 2, а это хорошо видно по результатам расчетов для $m_1/m_2 = 1$ и $S = \sqrt{10}$, что соответствует увеличению энергии инжектируемых молекул по сравнению с предыдущим случаем в 10 раз. Максимальное значение $T_z \sim 4.2$. Воспользовавшись известными газодинамическими соотношениями для адиабатного потока, сравним эту величину с температурой за плоской бесконечно сильной ударной волной ($M = \infty$). Число Маха и температура за такой волной имеет значение соответственно $M = \sqrt{(\gamma - 1)/(2\gamma)}$ и $T = T_0/(1 + M^2(\gamma - 1)/2)$. Из соотношения $5/2kT_0 = m_1 S^2 V^2/2$ температура торможения $T_0 = 0.4S^2 T_2 m_1/m_2$. В этом случае величина T определяется выражением $T = 0.375S^2 T_2 m_1/m_2$. При $S = \sqrt{10}$ и $m_1/m_2 = 1$ получаем $T = 3.75T_2$, а $T_0 = 4T_2$. Эти значения близки к величине, полученной в результате численных экспериментов. Используемая модель торможения в бесконечно сильной ударной волне содержит общие черты релаксационного процесса

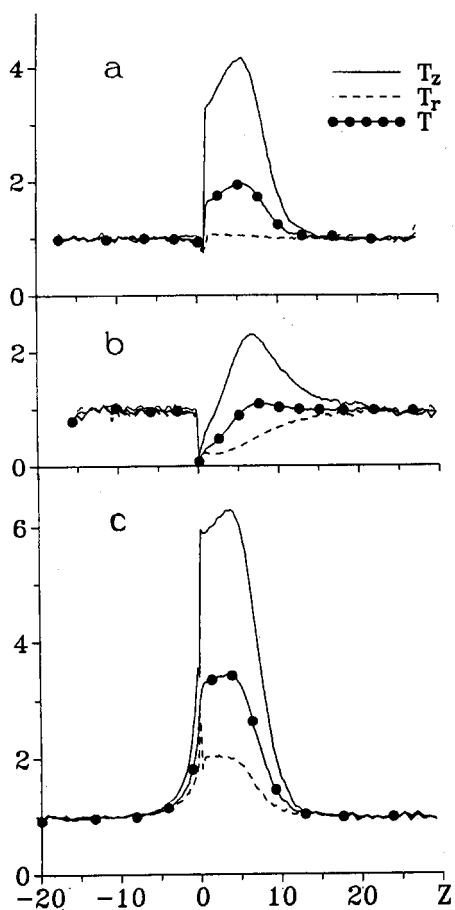


Рис. 2.

с рассматриваемым в расчетах случаем, но не может претендовать на реальное моделирование. Поэтому количественное согласие температур можно трактовать лишь качественно, как соответствующее ударному характеру деградации пучка и плоскопараллельного молекулярного потока с $M = \infty$ в ударной волне.

Температура по направлению нормали к линии инъекции достаточно быстро релаксирует к значению температуры фонового газа. Поэтому превышение общей температуры инжектируемого газа над фоновой, наблюдаемое на расстоянии около 10 длин свободного пробега происходит за счет энергии по направлению инъекции.

При сохранении энергии инжектируемого газа в соответствии с выражением $T = 0.375S^2 T_2 m_1/m_2$ температура за бесконечно сильной ударной волной не изменяется. Однако при инъекции частиц с $m_1 \neq m_2$ максимальное значение температур существенно различно для различных значений m_1/m_2 . На рис. 2, *b* приведены результаты расчета для случая $S = 1$ и $m_1/m_2 = 10$. В этом случае зона релаксации становится более протяженной, а максимальная температура по линии инъекции существенно снижается (2,3 вместо 4,2), максимальная общая температура незначительно превышает фоновую.

Если при энергии, соответствующей обоим последним случаям инжектировать молекулы с массой в 10 раз меньшей, чем у фоновых молекул (рис. 2, *c*), наблюдается аналогичный ударный эффект и значение максимальной температуры T_z даже выше, чем в случае $m_1 = m_2$: $(T_z)_{\max} \sim 6$. Таким образом, существенный ударный эффект имеет место во всех трех случаях в диапазоне двух порядков отношения масс при сохранении энергии молекул.

Результаты расчетов позволяют сделать нетривиальные выводы:

1) при энергии инжектируемых молекул, превосходящей энергию фоновых молекул, ударный эффект повышения температуры инжектируемого газа усиливается с уменьшением массы инжектируемых молекул при сохранении их энергии;

2) если $m_1/m_2 > 1$, то $(T_z)_{\max}$ меньше соответствующего значения для $m_1/m_2 = 1$, и наоборот, если $m_1/m_2 < 1$, то $(T_z)_{\max}$ больше чем в случае для $m_1/m_2 = 1$.

Иными словами, при рассеянии тяжелого газа в легком его температура не достигает температуры за бесконечно сильной ударной волной; при рассеянии легкого газа в тяжелом максимальная температура легкого газа по направлению инъекции может существенно превосходить температуру за ударной волной при $M = \infty$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-1371).

Список литературы

- [1] *Паклин Б.Л., Ребров А.К.* // ПМТФ. 1995. Т. 36. N 5. С. 3–6.
- [2] *Bird G.A.* Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994. 458 p.