

УДК 532.5.013.4:536.24

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЫ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАЛЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ С УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

М. Е. Гридчина, А. И. Осипов, А. В. Уваров

(кафедра молекулярной физики)

E-mail: gridchina@rambler.ru

Рассмотрено взаимодействие малых гидродинамических возмущений (звуковых, тепловых и вихревых) с сильной ударной волной с учетом релаксационной зоны при произвольном соотношении длины волны возмущений и ширины релаксационной зоны. Основными релаксационными процессами, определяющими ширину зоны, считались ионизация и установление равновесного излучения. Показано, что при определенных значениях параметров гидродинамических возмущений взаимодействие носит резонансный характер.

Введение

Взаимодействие звуковых и ударных волн (УВ) впервые рассмотрено в работе [1] и изучается уже более полувека. Однако в работах [1–3] показатель адиабаты слева и справа от ударного разрыва считался одинаковым, т. е. пренебрегалось возбуждением внутренних степеней свободы молекул, а в сильных УВ — ионизацией и излучением. Учет этих процессов требует рассмотрения релаксационной зоны, в которой возможно усиление возмущений, что предшествует возникновению неустойчивости УВ. Влияние релаксационной зоны было рассмотрено в [4] для предельных случаев $\omega\tau \ll 1$ и $\omega\tau \gg 1$ (ω — частота периодического возмущения, τ — время релаксации, например, энергии внутренних степеней свободы, диссоциации, ионизации и т. д.). В предельных случаях возможно аналитическое решение задачи. Однако наибольший интерес представляет область частот, которой соответствуют длины волн возмущений порядка ширины релаксационной зоны, так как именно в этой области наблюдалась неустойчивость УВ в экспериментах [5]. Аналитическое решение такой задачи связано с большими трудностями, так как в релаксационной зоне соответствующие уравнения имеют переменные коэффициенты. Численное решение задачи о встречном взаимодействии звуковой и излучающей УВ при произвольной величине $\omega\tau$ приведено в работе [6].

Цель работы состоит в том, чтобы на основе сформулированного ранее общего метода гидродинамических мод [6] проследить влияние релаксационной зоны на взаимодействие сильных УВ со звуковыми, вихревыми и тепловыми возмущениями.

В сильных УВ рассматриваются два релаксационных процесса — установление равновесной ионизации и установление равновесной плотности излучения. В условиях, когда преобладает процесс установления равновесного излучения, ионизация также присутствует. Однако она протекает настолько быстро, что может быть включена в состав процессов,

происходящих в ударном фронте, то есть можно считать характерную длину ионизации и ширину ударного фронта много меньшими длинами волны возмущений.

Гидродинамическая модель и методика расчета

Описание взаимодействия УВ с возмущениями проводится в рамках релаксационной гидродинамики, включающей помимо стандартного уравнения непрерывности, законов сохранения импульса и энергии одно или несколько релаксационных уравнений. Приближение малых возмущений позволяет линеаризовать уравнения релаксационной гидродинамики. При этом, как и в обычной гидродинамике, линеаризованная система распадается на ряд независимых уравнений, описывающих отдельные виды гидродинамических возмущений (их называют модами). Число мод равно числу уравнений. При взаимодействии УВ со звуковыми, вихревыми или тепловыми возмущениями, падающими со стороны холодного или горячего газа, генерируется весь набор мод, и задача сводится к нахождению их амплитуд. Используется следующая схема расчета. В равновесном газе за фронтом УВ известен состав мод и соотношение между параметрами в каждой моде. Далее каждая мода может быть проинтегрирована с произвольной амплитудой по релаксационной зоне в направлении ударного фронта.

Основная трудность при этом состоит в том, что в релаксационной зоне невозможно стандартное разделение на моды. В области с градиентами параметров коэффициенты в уравнениях становятся переменными, поэтому уже в линейном приближении происходит перемешивание различных мод. Решение задачи упрощается за счет того, что ширина ударного фронта значительно меньше ширины релаксационной зоны для наиболее медленных процессов, поэтому ударный фронт может рассматриваться как поверхность разрыва. Параметры потока и их возмущенные величины справа и слева от разрыва

связаны законами сохранения. Условия сшивания на поверхности разрыва позволяют определить амплитуды всех генерируемых мод (амплитуда падающего возмущения считается известной). Например, можно вычислить коэффициент отражения звуковой волны от ударной.

Проанализированы два случая взаимодействия ударной и звуковой волн: при встречном распространении и при набегании звуковой волны на ударную со стороны горячего газа. В обоих случаях существуют следующие моды: звуковая (падающая, прошедшая или отраженная), тепловая, релаксационная и вихревая. Схематически набор мод изображен на рис. 1 для догоняющей звуковой волны. При встречном взаимодействии звуковая волна распространяется со стороны холодного газа, а вместо отраженной звуковой волны появляется прошедшая. При высоких температурах необходимо учитывать также излучательную моду перед фронтом УВ.

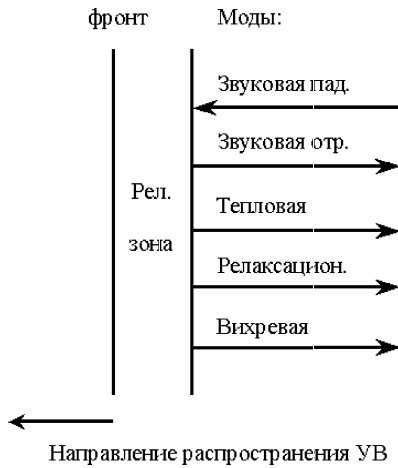


Рис. 1. Набор мод при взаимодействии догоняющей звуковой волны с ударной

В зависимости от числа Маха следует различать два разных процесса в релаксационной зоне: ионизация или установление равновесного излучения. Первый процесс, например в аргоне, соответствует числам Маха 11–15, второй становится существенным при $M > 16$. В первом случае стандартная система гидродинамических уравнений дополняется релаксационными уравнениями, описывающими кинетику ионизации [7]

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \mathbf{v} \text{grad} N_e = \alpha_e N_a N_e - \beta_e N_e^3 + \alpha_a N_a^2 - \beta_a N_a N_e^2, \quad (1)$$

$$h = \frac{A\gamma}{\gamma - 1} T + \frac{N_e}{N} J A.$$

Здесь \mathbf{v} , h — скорость УВ и энтальпия, N_e , N_a , N — плотности числа электронов, атомов и всех тяжелых частиц соответственно, α_e — константа скорости ионизации, β_e — константа скорости рекомбинации, J — потенциал ионизации атома, $A = R/\mu$, R — универсальная газовая постоянная, μ — молярная

масса, γ — показатель адиабаты. Первые два члена в (1) учитывают ионизацию за счет электрон-атомных, а вторые два за счет атом-атомных столкновений.

Для излучения в диффузионном приближении [7]

$$\text{div} \mathbf{S} = \frac{c}{l} (U - U_p), \quad \text{grad} U = -\frac{3}{cl} \mathbf{S}, \quad (2)$$

$$h = \frac{A\gamma}{\gamma - 1} T + \alpha J A.$$

Здесь \mathbf{S} , U — поток и плотность энергии излучения, U_p — равновесное значение U , l — средняя длина пробега квантов излучения (росселандов пробег), c — скорость света, α — степень ионизации атома.

Непосредственная схема расчета такова. Линеаризованная система гидродинамических уравнений (для случая излучения она приведена в [6]) решается в предположении, что возмущения гидродинамических параметров можно представить в виде $a' = a'(x) \exp(i\omega t + ik_y y)$ (k_y — волновое число, соответствующее распространению вдоль оси y , ось x направлена вдоль движения УВ, ось y — вдоль плоскости фронта вертикально вверх). Линеаризованная система интегрируется методом Рунге–Кутты вдоль релаксационной зоны до фронта УВ. На фронте ударной волны должны выполняться условия совместности для возмущений

$$v_0 \rho'_0 + \rho_0 (v'_0 - \xi') = v \rho' + \rho (v' - \xi'),$$

$$p'_0 + \rho'_0 v_0^2 + 2\rho_0 v_0 (v'_0 - \xi') = p' + \rho' v^2 + 2\rho v (v' - \xi'),$$

$$h'_0 + v_0 (v'_0 - \xi') = h' + v (v' - \xi'), \quad (3)$$

$$v'_y = -\xi' \frac{k_y}{\omega} (v_0 - v),$$

дополненные условиями непрерывности $N'_e = -\frac{\xi'}{\omega} \frac{\partial N_e}{\partial x}$ и $S' = -\frac{c}{\sqrt{3}} U'$ слева и справа от фронта соответственно для ионизации и излучения [7]. Здесь ρ , p — плотность и давление, ξ' — скорость колебаний фронта. Индексом «0» обозначены параметры перед фронтом волны, величины с тильдой — возмущения соответствующих параметров. Для догоняющей звуковой волны возмущения перед фронтом отсутствуют. Соотношения (3) получаются путем линеаризации стандартных уравнений гидродинамики для ионизирующих или излучающих УВ.

Результаты численных расчетов

Для ионизирующей УВ на рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения K_1 (отношение амплитуды отраженной звуковой волны, к амплитуде падающей) как функция угла падения звуковой волны на ударную со стороны горячего газа при $\tilde{\omega} = 1.4$, $M = 15$, в аргоне. Угол падения характеризуется величиной k_y или безразмерной величиной $k_y L$, L — параметр длины ($L \sim v\tau$), $\tilde{\omega}$ — безразмерная частота падающего возмущения ($\tilde{\omega} = \omega L/c_s$, c_s — скорость звука). Кривая 1 соответствует механизму

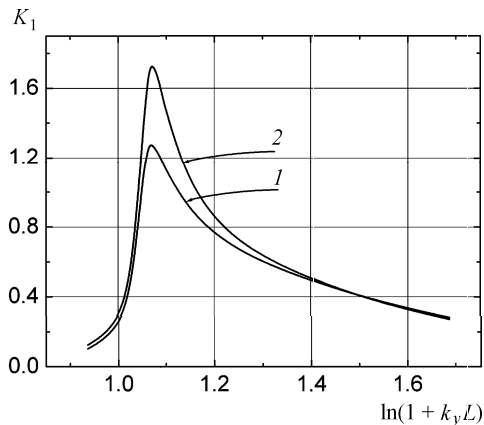


Рис. 2. Коэффициент отражения звуковой волны от ионизирующей ударной K_1 в зависимости от угла падения, характеризующегося волновыми числами k_y . Кривая 1 соответствует механизму ионизации за счет электронного удара, затравочная концентрация электронов задана. Кривая 2 — механизму ионизации за счет атом-атомных и электрон-атомных столкновений

ионизации за счет электронного удара (в предположении, что затравочная ионизация в газе уже есть), кривая 2 наряду с ионизацией электронным ударом учитывает на первой стадии затравочную ионизацию за счет атомных столкновений. Как видно из графика, влияние кинетической схемы ионизации существенно.

Аналогично можно рассмотреть и задачу о взаимодействии ионизирующей УВ с тепловыми и вихревыми возмущениями. В отличие от звуковых волн они заморожены в поток. Поэтому можно обсуждать только прохождение УВ через область с тепловыми и вихревыми возмущениями. В результате этого взаимодействия генерируются звуковые волны, которые уносят энергию.

Рассмотрение взаимодействия гидродинамических возмущений с излучающими УВ, в релаксационной зоне которых происходит процесс установления равновесной плотности излучения, приводит к следующим результатам.

На рис. 3 приведены значения коэффициентов отражения K_2 догоняющей звуковой волны от УВ в зависимости от величины $k_y l$ для нескольких фиксированных значений частоты. Из графика видно, что в области, где длина волны сравнима с шириной релаксационной зоны, наблюдаются максимумы коэффициента отражения. Таким образом, релаксационная зона выступает как своеобразный резонатор, усиливающий отражение. Механизм усиления заключается в дополнительном отражении звуковых волн от неоднородной среды в релаксационной зоне и их интерференцией.

На рис. 4 представлены зависимости коэффициентов прохождения D_{heat} — отношение амплитуды генерируемой звуковой волны к амплитуде падающей тепловой (кривая 1) и D_{rot} — отношение амплитуды генерируемой звуковой волны к амплитуде падающей вихревой (кривая 2) как функции волнового вектора k_y соответственно теплового и вихревого

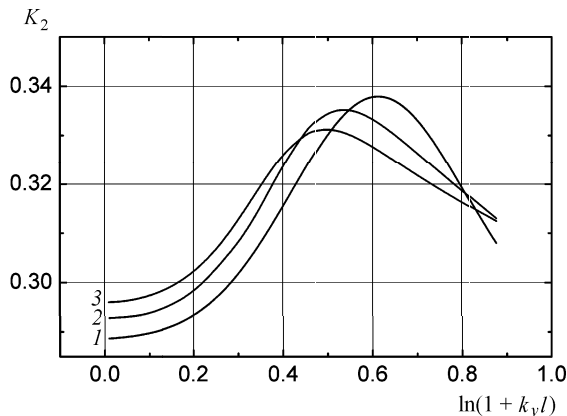


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения звуковой волны от излучающей ударной K_2 от параметра $k_y l$ для излучающей УВ: $p_0 = 0.1$ атм, $M = 28$; $\tilde{\omega} = 3$ (1), 4 (2), 5 (3)

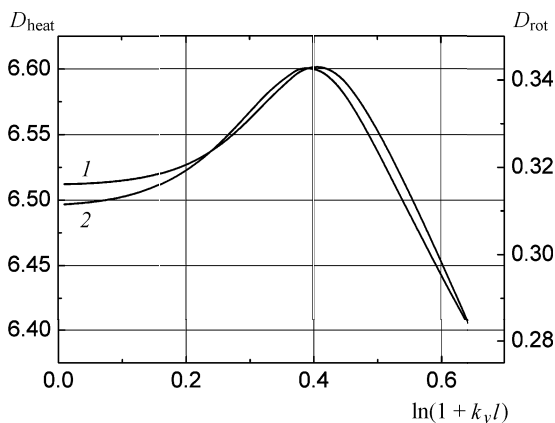


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения теплового D_{heat} (кривая 1) и вихревого D_{rot} (кривая 2) возмущений от параметра $k_y l$ для излучающей УВ

возмущений. Величина k_y для вихревой и звуковой мод при фиксированной величине $\tilde{\omega}$ характеризует геометрию вихря. Все зависимости построены для типичных значений гидродинамических параметров при распространении УВ в аргоне. В частности начальное давление перед фронтом УВ $p_0 = 0.1$ атм, значение безразмерной частоты падающего возмущения $\tilde{\omega} = 2.1$, число Маха $M = 28$, потенциал ионизации $J = 1.82 \cdot 10^5$ К. Подробности расчета приведены в [6].

Из рис. 4 видно, что для тепловых и вихревых возмущений максимум коэффициентов прохождения находится в области, где длина волны тепловой (вихревой) моды порядка длины релаксационной зоны. Кроме того, коэффициент прохождения D_{heat} , так же как и коэффициент отражения K_1 , больше единицы. Это значит, что УВ отдает энергии больше, чем получает, т. е. УВ ослабляется при прохождении через область с тепловыми возмущениями.

Заключение

Методом анализа гидродинамических мод рассчитаны коэффициенты отражения и прохождения при взаимодействии сильных УВ с акустическими,

вихревыми и тепловыми возмущениями для двух релаксационных процессов за фронтом УВ, соответствующих ионизации и установлению равновесной плотности излучения.

При произвольном соотношении длины волны возмущений и ширины релаксационной зоны показано, что существует область волновых чисел при косом падении гидродинамических возмущений на УВ, для которых коэффициенты отражения и прохождения имеют максимум. Установлено, что при взаимодействии УВ с вихревыми, тепловыми и звуковыми возмущениями может происходить усиление возмущений при резонансном взаимодействии, что приводит к ослаблению УВ.

Работа выполнена при поддержке научной программы «Университеты России» (грант 01.03.076) и РФФИ (грант 03-01-00436).

Литература

1. Блохинцев Д.И. // ДАН СССР. 1945. **47**, № 1. С. 22.
2. Конторович В.М. // Акуст. журн. 1959. **5**, № 3. С. 314.
3. Дьяков С.П. // ЖЭТФ. 1951. **27**. С. 288.
4. Осипов А.И., Уваров А.В. // ПМТФ. 1986. № 3. С. 90.
5. Мукин В.А., Осипов А.И., Рязин А.П., Уваров А.В. // Журн. хим. физ. 1993. **12**, № 3. С. 380.
6. Гридчина М.Е., Осипов А.И., Уваров А.В. // Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 2. С. 40.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.

Поступила в редакцию
28.04.04