7. **Гилев В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В.** Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое. Препринт № 34. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981.

Поступила 19/X 1983 г.

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ ИСХОДНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДИНАМИКУ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

И. А. Кириллов, Б. В. Потапкин, В. Д. Русанов, М. И. Стрелкова, А. А. Фридман

(Москва)

Колебательная релаксация неравновесного ($T_V > T$) молекулярного газа играет важную роль в физике газовых лазеров, лазерохимии [1] и плазмохимии [2]. Данная работа посвящена анализу динамики $V-T$-релаксации с учетом пространственно-неоднородных возмущений поступательной температуры.

Предположим, что в начальный момент времени распределения поступательной T и колебательной T_V температур

(1) $T(t=0, x) = T_0 + g(x), \quad T_V(t=0, x) = T_{V0} + h(x)$

слабо флуктуируют в пространстве ($|g(x)| \ll T_0$, $|h(x)| \ll T_{V0}$) и скорость $V-T$-релаксации зависит от пространственной координаты. Если плотность колебательно-возбужденных молекул относительно велика и их гетерогенной дезактивацией можно пренебречь (т. е. выполняется неравенство $\tau_{VT} \ll L^2/\chi_V$, τ_{VT} — время $V-T$- релаксации, χ_V — коэффициент колебательной температуропроводности, L — характерный размер системы), то в случае резкой температурной зависимости времени $V-T$-релаксации $\tau_{VT} = \tau_{VT}^0 \exp\left(\frac{B}{T^{1/3}}\right)$ [1] теплопроводность и конвективный теплоперенос не смогут восстанавливать пространственную однородность распределения газовой температуры. В этих условиях релаксация к равновесию будет носить неоднородный характер.

Указанный эффект можно описать следующей системой уравнений:

$$nc_V \frac{\partial T}{\partial t} = n\frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{\tau_{VT}} + \lambda_T^T \nabla^2 T; \tag{2}$$

$$nc_V^V \frac{\partial T_V}{\partial t} = -n\frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{\tau_{VT}} + \lambda_V^V \nabla^2 T_V, \tag{3}$$

где n — плотность газа; T и T_V — его поступательная и колебательная температуры; $\varepsilon_V(T_V) = \varepsilon[\exp(\varepsilon/kT_V) - 1]^{-1}$ — средняя колебательная энергия на молекулу; ε — квант колебательной энергии; λ_T^T, λ_V^V — коэффициенты поступательной и колебательной теплопроводности [3]. Отметим, что в случае сильного отличия колебательной функции распределения от больцмановской необходимо учитывать влияние колебательно-поступательной проводимости λ_V^T [4].

При записи уравнений (1), (2) предполагалось, что конвективным переносом тепла можно пренебречь по сравнению с теплопроводностью. Это справедливо, если выполняется неравенство $\frac{1}{T}\frac{d\delta T}{dt} \ll \chi_T/a^2$, которое соответствует малым числам Пекле $\mathrm{Pe} = va/\chi_T$, где $\chi_T = \lambda_T^T/nc_V$ — коэффициент поступательной температуропроводности, v — масштаб среднемассовой скорости, a — характерный размер неоднородности температуры, $d\delta T/dt$ — ее скорость изменения во времени.

Чтобы проследить за эволюцией малых возмущений $T_1(x, t)$, $T_{V1}(x, t)$ поступательной и колебательной температур на временах, когда основной фон (T_0, T_{V0}) еще можно считать неизменным, линеаризуем систему (1), (2):

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \omega_{TT} T_1 + \omega_{TV} T_{V1} + \chi_T \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}; \tag{4}$$

$$\frac{\partial T_{V1}}{\partial t} = \omega_{VT} T_1 + \omega_{VV} T_{V1} + \chi_V \frac{\partial^2 T_{V1}}{\partial x^2}, \tag{5}$$

где $\hat{\tau}_{VT} = \dfrac{\partial \ln \tau_{VT}}{\partial \ln T}$; $\omega_{TT} = \tau_{VT}^{-1}\left[-\hat{\tau}_{VT}\dfrac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{c_V T} - \dfrac{c_V^V(T_0)}{c_V}\right]$;

$$\omega_{VV} = -\tau_{VT}^{-1},\ \omega_{TV} = \tau_{VT}^{-1}\frac{c_V^V(T_V)}{c_V};\ \omega_{VT} = -\omega_{TT}\frac{c_V}{c_V^V(T_V)}.$$

Из (4), (5) следует, что скорость изменения амплитуды возмущений вида $e^{\lambda t}\cos kx$ определяется выражением

$$\lambda_{\pm} = \frac{(-\chi_T k^2 + \omega_{TT} - \chi_V k^2 + \omega_{VV})}{2} \pm \\ \pm \sqrt{\frac{(-\chi_T k^2 + \omega_{TT} + \chi_V k^2 - \omega_{VV})^2}{4} + \omega_{TV}\omega_{VT}}. \tag{6}$$

Для релаксации сильновозбужденного газа ($\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T) \gg c_V T$), идущей с нижних колебательных уровней ($\hat{\tau}_{VT} < 0$, $\chi_T > \chi_V$ [4]), получаем из (6) $\omega_{TT} > 0$, $\omega_{VV} < 0$, $\omega_{VT}\,\omega_{TV} < 0$. Зависимость $\mathrm{Re}\,\lambda$ от k^2 для этих условий представлена на фиг. 1, откуда видно, что на начальном этапе релаксации мелкомасштабные возмущения затухают вследствие теплопроводности, а «длинноволновые» флуктуации растут. В системе можно выделить характерный пространственный масштаб

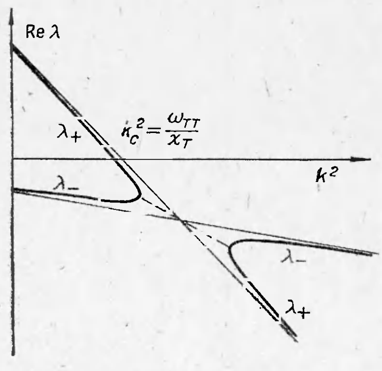
$$l_c = 2\pi\sqrt{\frac{\chi_T}{\omega_{TT}}} = 2\pi\sqrt{\chi_T \tau_{VT}\frac{c_V T}{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}\frac{1}{|\hat{\tau}_{VT}|}}, \tag{7}$$

который соответствует средней длине теплопроводности.

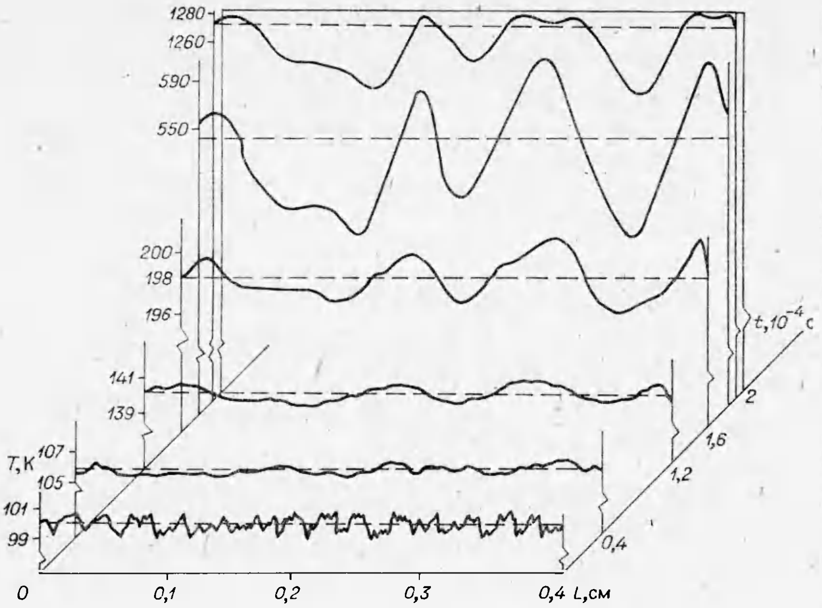
Для изучения характера V—T-релаксации на временах, когда поступательная температура начинает взрывообразно расти, была численно решена смешанная краевая задача (2), (3) с начальными (1) и граничными условиями

$$\left.\frac{dT}{dx}\right|_{x=0,L} = \left.\frac{dT_V}{dx}\right|_{x=0,L} = 0. \tag{8}$$

Начальное возмущение $g(x)$ задавалось в виде «белого шума» с $\langle \delta T^2 \rangle = 0{,}8\cdot 10^{-4}$ град^2. В расчете, результаты которого представлены на фиг. 2, учитывались 4 колебательные степени свободы молекулы CO_2 и ее диссоциация за счет запасенной колебательной энергии [2]. Были использованы следующие значения параметров: $n = 3\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, $T_0 = 100$ К, $T_{V0} = 3500$ К, $\varepsilon_1 = 2396$ см$^{-1}$, $\varepsilon_2 = 1351$ см$^{-1}$, $\varepsilon_3 = 672$ см$^{-1}$, $\chi_T = 3\chi_V = 1{,}4$ см^2/с, $B = 72$ град$^{1/3}$, $c_V = \frac{5}{2}k$, $\tau_{VT}^0 = 10^{-3}$с. При использовании коэффициента температуропроводности $\chi_T(T)$, зависящего от поступательной температуры, характер решения качественно не менялся.



Фиг. 1



Фиг. 2

Следует отметить существенно неоднородный характер релаксации, в ходе которой можно условно выделить три стадии. Вначале происходит интенсивное затухание мелкомасштабных возмущений, затем формируется ярко выраженное пространственно-неоднородное распределение температуры, которое сглаживается по мере приближения к термодинамическому равновесию. Это качественное описание наглядно иллюстрирует фиг. 3, где изображена временная зависимость среднеквадратичного отклонения решения задачи (1)—(3), (8) от пространственно-однородного решения уравнений (2), (3).

Наличие в релаксирующей системе градиентов температуры приводит к изменению среднего времени релаксации. Действительно, запишем $T = \langle T\rangle + \delta T(x)$, где $\langle T\rangle$ — усредненное по пространству значение температуры, $\delta T(x) \ll \langle T\rangle$ — отклонение от среднего фона. Разложим скорость релаксации в ряд по степени неоднородности:

$$Q_{VT}(T(x)) = \frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_V(T)}{\tau_{VT}(T)} = Q_{VT}(\langle T\rangle) + \frac{\partial Q_{VT}}{\partial T}\delta T + \frac{\partial^2 Q_{VT}}{\partial T^2}\frac{1}{2}(\delta T)^2 + \dots$$

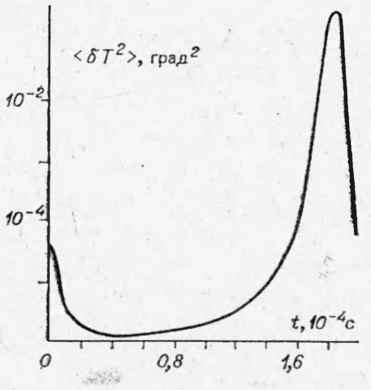
и усредним это выражение по пространству:

$$\langle Q_{VT}\rangle = Q_{VT}(\langle T\rangle) + \frac{\partial Q_{VT}}{\partial T}\langle\delta T\rangle + \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2}\langle\delta T^2\rangle + \dots$$

Считая спектр флуктуации гауссовым ($\langle\delta T\rangle = 0$), получаем, что если $\partial^2 Q_{VT}/\partial T^2 > 0$, то при неоднородном распределении температуры средний темп релаксации выше, чем при однородном:

$$\langle\tau_{VT}\rangle = \tau_{VT}(\langle T\rangle)\left[1 + \frac{\partial^2 Q_{VT}}{\partial T^2}\frac{1}{2}\langle\delta T^2\rangle\right].$$

Если же $Q_{VT}(T)$ — вогнутая функция поступательной температуры ($\partial^2 Q_{VT}/\partial T^2 < 0$), то пространственно-неоднородная релаксация в среднем идет медленнее однородной. Первый случай реализуется на начальном этапе релаксации, когда увеличение температуры приводит к убыстрению $V - T$-обмена, второй — вблизи термодинамического равновесия, где повышение поступательной темпе-



Фиг. 3

ратуры газа ведет к снижению интенсивности релаксации из-за истощения колебательного резервуара.

Заметим, что пространственно-неоднородный режим колебательной релаксации может быть связан с распадом разряда повышенного давления на отдельные нити, вытянутые вдоль потока газа. Если за расстояние между нитями принять характерную длину (7), то для указанных выше значений параметров получим величину $\sim 0{,}1$ см, которая согласуется с визуальными наблюдениями на СВЧ-плазмотроне в сверхзвуковом потоке газа [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гордиец Б. Ф., Осипов А. Н., Шелепин А. А.** Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
2. **Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолин Г. В.** Физика химически активной плазмы с неравновесным колебательным возбуждением молекул.— УФН, 1981, т. 134, вып. 2.
3. **Андерсен Г.** Вывод уравнений гидродинамики из кинетического уравнения Больцмана.— В кн.: Кинетические процессы в газах и плазме. М.: Атомиздат, 1972.
4. **Добкин С. В., Сон Э. Е.** Теплопроводность колебательно-возбужденного молекулярного газа. ВИНИТИ, 1981, № 2006.
5. **Azizov R. I. et al.** Carbon dioxide dissociation in non-equilibrium plasma.— In: Proc. 5th Int. Symp. Plasma Chemistry. Vol. 2, 1981.

Поступила 10/VIII 1983 г.