

к деталям формы сопла. В отсутствие паров воды при температуре торможения 2500 К оптимальное давление определяется соотношением $p_0 h_* \approx 1 \text{ атм} \cdot \text{см}$.

3. Релаксационные процессы существенно влияют на газодинамику, поэтому в расчетах следует учитывать передачу энергии от колебательных к поступательным степеням свободы.

Поступила в редакцию
9/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1975, 7.
2. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. ПМТФ, 1975, 4.
3. Б. В. Егоров, В. Н. Комаров. ПМТФ, 1975, 2.
4. В. А. Левин, Ю. В. Тунник. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, 11.
5. М. Я. Иванов, Н. И. Смагин.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды, № 6. Новосибирск, 1978.
6. А. И. Ананькин, В. М. Хайлов, Ю. М. Шихман. ТВТ, 1976, 5.
7. А. С. Бирюков, Р. И. Сериков и др. Квантовая электроника, 1977, 4.
8. В. И. Пинчуков.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды, № 1. Новосибирск, 1976.
9. В. И. Пинчуков.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды, № 7. Новосибирск, 1977.
10. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ОБМЕНА НАТРИЯ С КОЛЕБАТЕЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНЫМ АЗОТОМ

А. В. Еремин, И. М. Набоко
(Москва)

В ряде исследований последних лет теоретически предсказан и экспериментально подтвержден нерезонансный характер электронно-колебательного обмена атомов щелочных металлов с молекулами двухатомных газов.

Нерезонансный механизм передачи энергии приводит к существенному отличию уровня электронного возбуждения примеси щелочного металла в колебательно-неравновесном газе от уровней колебательной и поступательной энергии системы. Для определения реального уровня возбуждения щелочного металла необходимо надежное знание распределения вероятностей энергообмена с передачей различного количества колебательных квантов.

В предшествующих работах [1, 2] авторы экспериментально исследовали возбуждение натрия в процессе колебательной релаксации азота за ударными волнами. В этих условиях (когда колебательная температура T_v ниже поступательной T_t) уровень возбуждения натрия может быть описан с привлечением квантово-механической теории Фишера — Смита [3]. Результаты работ [1, 2] позволили также определить эмпирические значения вероятностей энергообмена с передачей малого количества колебательных квантов.

В настоящей работе измерялась температура возбуждения естественной примеси натрия в колебательно-неравновесных, ударно-нагретых струях азота, когда $T_v \sim \Theta \gg T_t$ (Θ — характеристическая температура; для азота $\Theta = 3395 \text{ К}$). Режимы течения выбирались такими, чтобы «за-

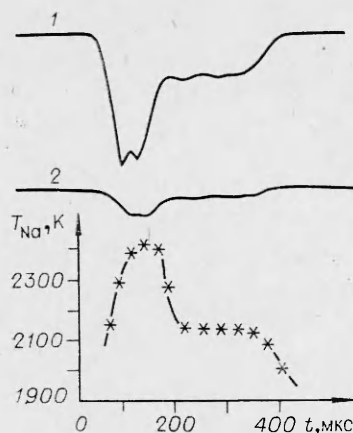


Рис. 1. Экспериментальная осциллограмма и рассчитанный по ней ход температуры возбуждения T_{Na} .
1 — эмиссионный канал; 2 — абсорбционный канал, $X = x/r_* = 20$.

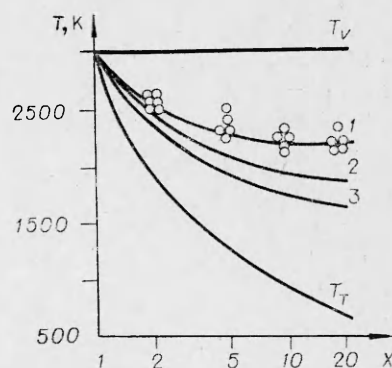


Рис. 2. Сопоставление температуры электронного возбуждения натрия T_{Na} с T_v и T_T в двумерной струе азота.
1—3 — расчеты T_{Na} по уравнению (3) с распределениями A_i из работ [3, 5, 6] соответственно.

мораживание» колебательной релаксации происходило в звуковом сечении и сверхзвуковой поток имел постоянную колебательную температуру. При этом параметры торможения (равновесные параметры за отраженной ударной волной) составляли: температура $T_s = 3520 \pm 70$ К, концентрация $N_s = (1,60 \pm 0,04) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, время колебательной релаксации азота $\tau_s = 4 \pm 1$ мкс. Истечение происходило в двумерное пространство, ограниченное стенками на расстоянии 45 мм, через щель в торце ударной трубы полушириной $r_* = 1,05$ мм. Дозвуковое течение предполагалось полностью равновесным, при этом критические параметры потока составляли:

$T_* = 3000 \pm 60$ К, $N_* = (1,00 \pm 0,03) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $\tau_* = (16 \pm 2)$ мкс критическая скорость звука $u_* = (1,09 \pm 0,02) \cdot 10^5$ см/с. В этих условиях газодинамическое время $i_* = \tau_*/u_*$, характеризующее скорость поступательной температуры, составляло ≈ 1 мкс, т. е. $t_* \ll \tau_*$, и течение газа в струе являлось полностью колебательно-замороженным с $T_v = \text{const} = T_*$. При этом присевые параметры потока описывались квазиодномерными уравнениями для изэнтропического течения от цилиндрического источника

$$\frac{7}{2} \frac{R}{\mu} T_T + \frac{u^2}{2} = \frac{7}{2} \frac{R}{\mu} T_* + \frac{u_*^2}{2},$$

$$\rho u x = \rho_* u_* r_*,$$

$$T_T \rho^{1-\gamma} = T_* \rho_*^{1-\gamma},$$
(1)

где $\gamma = 1,4$. Контрольный расчет подобной системы уравнений совместно с кинетическими уравнениями, описывающими колебательную релаксацию, показал, что искажение максвелловского распределения по уровням из-за ангармонизма азота для нижних 10 уровней пренебрежимо мало, а общее падение колебательной температуры в струе не превышает 7°.

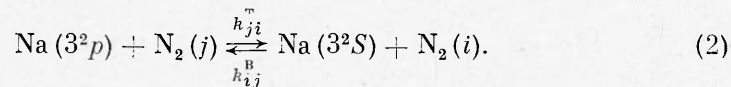
Описанная схема расчета определила значения колебательной и поступательной температуры азота вдоль оси струи, необходимые для анализа энергообмена с атомами натрия.

Измерения температуры возбуждения натрия проводились двухлучевым методом обращения спектральных линий. Ход температуры (рис. 1), хорошо воспроизводящийся во всех опытах, через ~ 20 —50 мкс после

прохождения нестационарной структуры потока ($\sim 150-200$ мкс от начала истечения) выходил на стационарный уровень, заканчивающийся через $350-400$ мкс после начала истечения спадом, обусловленным возмущением состояния газа у торца трубы [4]. Таким образом, определены установившиеся значения температуры возбуждения натрия T_{Na} на расстояниях $X = x/r_* = 2,5; 10$ и 20 от среза щели. Точность измерения T_{Na} составляла $\leq 5\%$.

На рис. 2 экспериментальные значения установившейся температуры возбуждения натрия T_{Na} сопоставлены с ходом колебательной T_v и поступательной T_T температуры азота вдоль оси струи, рассчитанным по уравнениям (1). Хорошо видно, что так же, как в процессе колебательной релаксации за ударными волнами, T_{Na} имеет некое промежуточное значение между колебательной и поступательной температурами азота.

Анализ механизма энергообмена, как и ранее [1], проводился на основании общей схемы взаимодействия Na с N_2 :



Здесь k_{ji}^T и k_{ij}^B — константы скоростей элементарных процессов тушения и возбуждения натрия с передачей $|i-j|$ -колебательных квантов.

Поскольку в условиях проведенных экспериментов частота энергообменных столкновений $z = N\sigma_z v \geq 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ($\sigma_z \approx 40 \text{ \AA}^2$ [3]), а скорость изменения T_T ($T_v = \text{const}$) $\leq 10^9$ град/с, т. е. за время нескольких столкновений температура меняется примерно на 1° , или $\leq 0,1\%$, применимо квазистационарное рассмотрение для концентраций основного и возбужденного состояний натрия. В схеме (2) учитывались столкновения с молекулами азота, имевшими начальное возбуждение $j = 0, 1$ и 2 кванта. При этом, считая, что $\sum k_{j0}^T \approx \sum k_{j1}^T \approx \sum k_{j2}^T \approx k^T$ [3], и используя прин-

ципы детального равновесия $k_{ij}^B = k_{ji}^T e^{\frac{\epsilon_{Na} - ik\theta}{kT_T}}$ получим уравнение, аналогичное [1]:

$$e^{\frac{\epsilon_{Na}}{kT_{Na}}} = \sum_i A_i \exp\left(-\frac{\epsilon_{Na} - ik\theta}{kT_T} - \frac{i\theta}{T_v}\right), \quad (3)$$

где $\epsilon_{Na} = 2,1 \text{ эВ} \approx 7,5 k\theta$;

$$A_i = \frac{k_{0i}^T + k_{1i}^T e^{-\frac{\theta}{T_T}} + k_{2i}^T e^{-\frac{2\theta}{T_T}}}{k^T \left(1 + e^{-\frac{\theta}{T_v}} + e^{-\frac{2\theta}{T_v}}\right)} \quad (4)$$

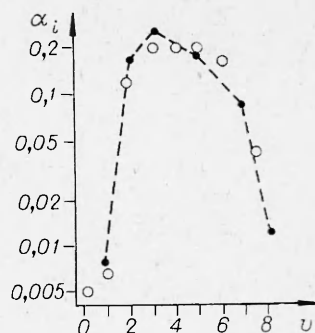
— эффективные вероятности энергообмена с передачей i колебательных квантов $\left(\sum_i A_i = \frac{1 + e^{-\theta/T_T} + e^{-2\theta/T_T}}{1 + e^{-\theta/T_v} + e^{-2\theta/T_v}}\right)$.

В рамках настоящего рассмотрения сверхрезонансная передача $ik\theta > \epsilon_{Na}$ не рассматривалась и пределом суммирования в уравнении (3) являлось удобное для практики $i_{\max} = \epsilon_{Na}/k\theta$, определяющее вероятность чисто резонансного электронно-колебательного обмена, под которым понималась эффективная сумма вероятностей передачи 7 и 8 квантов в пренебрежении дефектом энергии $|\epsilon_{Na} - 7k\theta|$ и $|\epsilon_{Na} - 8k\theta|$.

Из рис. 2 видно, что так же, как при колебательной релаксации за ударными волнами, экспериментальные данные указывают на несколько меньшую нерезонансность в передаче энергии, чем это предсказывалось в работах [5, 6] (см. рис. 2, 2, 3) и лучше всего описываются кривой 1,

Рис. 3. Эмпирическое распределение вероятностей тушения натрия азотом в основном колебательном состоянии ($\Sigma \alpha_i = 1$).

Кривая — распределение Фишера — Смита [3].



выходящей на асимптотическое значение, определяемое вероятностью резонансной передачи A_p в распределении A_i из работы [3] ($A_p = 0,1$).

Экспериментальные данные настоящей и работ [1, 2] позволили провести оценки эмпирического распределения A_i , которое при T_v и $T_T < \Theta$, как видно из (4), мало отличается от

$d_i = k_{0i}/k^T$ — распределения вероятностей тушения натрия азотом в основном колебательном состоянии. Так, для наиболее неравновесных условий $T_v \gg T_T$ и $T_T \gg T_v$ оценен вклад $V-E$ - и $T-E$ -обмена: $\alpha_p \leq \exp(\epsilon_{Na}/kT_v - \epsilon_{Na}/kT_{Na}) \approx 0,04$, $\alpha_0 \leq \exp(\epsilon_{Na}/kT_T - \epsilon_{Na}/kT_{Na}) \approx 0,005$. Дальнейшие оценки, проведенные на различных стадиях неравновесных процессов, определили: $\alpha_1 \approx 0,007$, $\alpha_2 = 0,14$, $\alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 \approx 0,21$ и $\alpha_6 \approx 0,17$ ($\Sigma \alpha_i = 1$). На рис. 3 полученное распределение сопоставлено с рассчитанным в работе Фишера — Смита [3]. Видно, что распределения хорошо совпадают как по форме, так и по ширине.

Приведенный график распределения вероятностей передачи различного количества колебательных квантов при электроинно-колебательном обмене натрия с азотом полностью определяет механизм нерезонансной передачи энергии. Экспериментальные значения парциальных вероятностей тушения, полученные при широком изменении неравновесных условий, обеспечивают надежность результатов и пригодность найденного механизма для описания уровня возбуждения натрия в любых неравновесных условиях $T_v \leq T_T$.

Поступила в редакцию
10/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Еремин, А. А. Куликовский, И. М. Набоко. Chem. Phys. Let., 1977, 45, 2.
2. А. В. Еремин, А. А. Куликовский, И. М. Набоко. Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черноголовка, 1977.
3. E. R. Fisher, G. K. Smith. Chem. Phys. Let., 1972, 13, 5, 448.
4. А. В. Еремин, В. А. Кочнев и др. ТВТ, 1976, 4, 915.
5. E. A. Andreev. Chem. Phys. Let., 1973, 23, 4, 576.
6. A. Bierre, E. E. Nikitin. Chem. Phys. Let., 1967, 1, 179.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ С НЕУСТОЙЧИВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

А. И. Дидюков, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева
(Москва)

Использование неустойчивых резонаторов в газодинамических лазерах позволяет получить излучение высокой направленности при больших объемах однородной активной среды. Наиболее распространенным типом