

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН В СМЕСЯХ H_2O — H_2 В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В. А. ЛЕВИН, А. М. СТАРИК

(Москва)

В последнее время проявляется заметный интерес к поиску как новых способов получения инверсной заселенности на колебательных переходах исследованных молекулярных смесей (CO_2-N_2) [1, 2], так и к использованию других многоатомных молекул — CO , N_2O , HCN , H_2O [3-6]. Наибольших значений инверсии и запасаемой потенциальной энергии данного перехода можно ожидать в молекулах, обладающих существенно различными временами релаксации нормальных колебаний [6]. Так, в [7] было показано, что определяющим фактором при получении инверсии заселенностей методом быстрого нагрева является скорость $V-T$ релаксации состояния (01^{10}) деформационных колебаний в молекулах CO_2 и N_2O , причем существенно большее ее значение для закиси азота приводит к возникновению инверсии на переходах $04^0 \rightarrow 00^1$ и $05^1 \rightarrow 00^1$, в несколько раз большей по величине, чем в смесях, содержащих CO_2 . Поэтому в связи с тем, что скорость $V-T$ процесса релаксации состояния (010) деформационной моды молекулы H_2O [8, 9] на несколько порядков превышает соответствующую скорость для N_2O [10], представляет интерес исследовать возможность использования смесей, содержащих H_2O , для получения инверсии заселенностей на колебательных переходах за фронтом сильных ударных волн. Кроме того, большая энергия диссоциации паров воды позволяет иметь высокие температуры, ($\sim 3000^\circ K$), а следовательно, и заселенности колебательных состояний в релаксационной зоне, тогда как использование смесей, содержащих N_2O при $T \geq 1700^\circ K$ практически невозможно.

Ранее исследования молекулы H_2O как источника когерентного излучения проводились лишь для электроразрядных систем [11-13] и для систем с химической накачкой [14]. Данные о коэффициентах Эйнштейна для различных колебательно-вращательных переходов [15] позволяют надеяться на получение существенно больших значений показателя усиления среды в смесях, содержащих H_2O , чем для традиционных смесей $CO-N_2-He$ и N_2O-N_2-He .

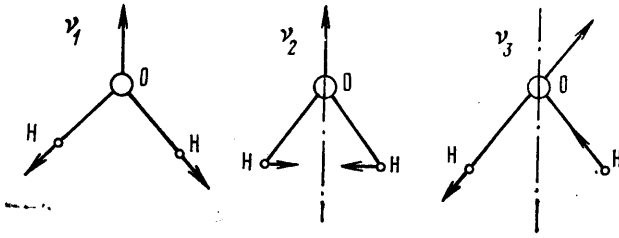
Цель данной работы — исследование возможности получения инверсии на колебательном переходе $030 \rightarrow 001$ молекулы H_2O при прохождении ударной волны.

Необходимость рассмотрения кинетики в таких смесях вызвана прежде всего тем, что вследствие близости нижних возбужденных состояний ($V=1$) этих молекул (по энергии) к колебательным уровням 100 и 001 , а кроме того, из-за большой скорости $V-T$ релаксации состояния 100 симметричной моды молекулы H_2O при столкновении с H_2 [11], наличие компонент H_2 и OH в смеси может существенно повлиять на кинетику колебательного энергообмена и, следовательно, на величину инверсии и на длину области ее существования.

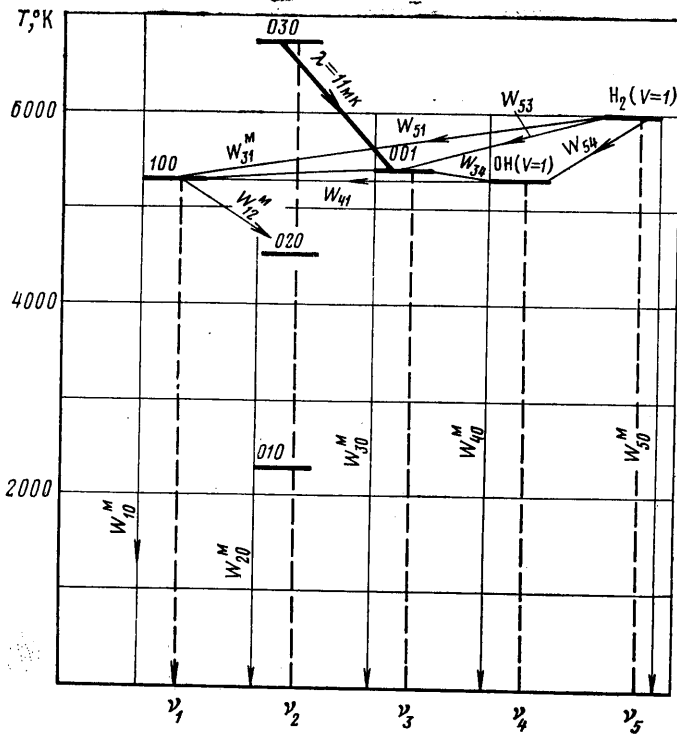
Напомним основные особенности строения молекулы воды. Молекула H_2O имеет симметрию, которая характеризуется абелевой группой C_{2v} [18], имеющей четыре элемента симметрии. Неприводимые представления этой группы одномерны и, следовательно, все колебательные состояния в молекуле H_2O невырожденные. Эта молекула нелинейна и обладает тремя основными частотами нормальных колебаний: симметричной ($\nu_1 = 3656 \text{ см}^{-1}$), деформационной ($\nu_2 = 1594 \text{ см}^{-1}$) и антисимметричной ($\nu_3 = 3755.8 \text{ см}^{-1}$) [19]. Эти колебания можно представить в виде фиг. 1.

Схема колебательных уровней молекул H_2O и молекул H_2 и OH представлена на фиг. 2.

Механизм возбуждения верхних колебательных состояний в электрическом разряде и последующая релаксация энергии в H_2O рассматривались в [15, 20, 21], при этом полагалось, что в силу близости (по энергии) состоя-



Фиг. 1

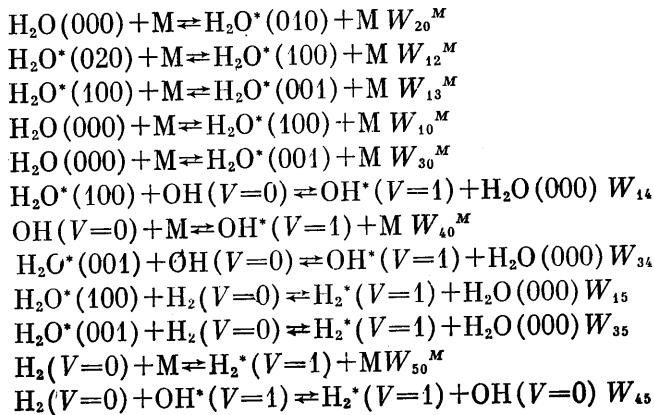


Фиг. 2

ний 001 и 100 ($\Delta E = 150^\circ \text{K}$) между модами ν_3 и ν_1 происходит почти резонансный обмен колебательными квантами и они характеризуются единой колебательной температурой ($T_1 = T_3$). Однако можно предположить, что при быстром нагреве колебательного канонического ансамбля такое условие выполняться не будет, поскольку вероятность процесса $V-T$ релаксации уровня 100 симметричной моды $-\nu_1$ сравнима с вероятностью внутрикомпонентного $V-V'$ обмена между состояниями 001 и 100 антисимметричной и симметричной мод соответственно [22]. Поэтому, хотя измеренная экспериментально в [21] вероятность $V-V'$ процессов ($100 \rightarrow 020$) определялась из условия полного резонанса между модами ν_1 и ν_3 , будем приписы-

вать эту вероятность процессу (100→020), считая колебательные температуры T_1 и T_2 различными.

При анализе кинетики колебательного энергообмена в смесях $\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{OH}$, проведенном на основании теоретических и экспериментальных работ [15, 20-22], были выделены следующие наиболее вероятные каналы обмена колебательными квантами:



Здесь W_{pk} — вероятности элементарных процессов, причем $k=P=1, 2, 3$ — соответствуют симметричной, деформационной и антисимметричной модам молекулы H_2O , $k=P=4, 5$ — возбужденным состояниям молекул OH и H_2 , а $k=0$ — невозбужденному состоянию любой молекулы. Анализ, проведенный на основе данных о вероятностях внутримодовых и межмодовых переходов [22], показал возможность использования предположения [6] о наличии локального больцмановского распределения внутри каждой моды рассматриваемых молекул. Тогда, используя обобщенное релаксационное уравнение, описывающее колебательный энергообмен в смеси многоатомных молекул, моделируемых гармоническими осцилляторами [23], систему кинетических уравнений для смеси $\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{OH}$ можно записать в виде

$$(1) \quad \frac{dY_1}{dX} = \frac{(1-Y_1)^2 \rho R}{\mu KU} \left\{ \frac{Y_5 - Y_1 \exp(-750/T)}{(1-Y_5)(1-Y_1)} W_{15} \gamma_{\text{H}_2} + \right. \\ \left. + \frac{Y_4 - Y_1 \exp(-50/T)}{(1-Y_4)(1-Y_1)} W_{14} \gamma_{\text{OH}} + \frac{Y_3 - Y_1 \exp(-150/T)}{(1-Y_3)(1-Y_1)} \times \right. \\ \left. \times \sum_{i=1}^M W_{13}^i \gamma_i - \frac{Y_1 - Y_2^2 \exp(-650/T)}{(1-Y_1)(1-Y_2)^2} \sum_{i=1}^M W_{12}^i \gamma_i - \right. \\ \left. - \frac{Y_1 - Y_{10}}{(1-Y_1)} \sum_{i=1}^M W_{10}^i \gamma_i \right\}$$

$$(2) \quad \frac{dY_2}{dX} = \frac{(1-Y_2)^2 \rho R}{\mu KU} \left\{ 2 \frac{Y_1 - Y_2^2 \exp(-650/T)}{(1-Y_1)(1-Y_2)^2} \sum_{i=1}^M W_{12}^i \gamma_i - \right. \\ \left. - \frac{Y_2 - Y_{20}}{(1-Y_2)} \sum_{i=1}^M W_{20}^i \gamma_i \right\}$$

$$(3) \quad \frac{dY_3}{dX} = \frac{(1-Y_3)^2 \rho R}{\mu K U} \left\{ - \frac{Y_3 - Y_1 \exp(-150/T)}{(1-Y_3)(1-Y_1)} \sum_{i=1}^M W_{13}^i \gamma_i + \right. \\ \left. + \frac{Y_5 - Y_3 \exp(-600/T)}{(1-Y_5)(1-Y_3)} W_{35} \gamma_{H_2} - \frac{Y_3 - Y_4 \exp(-100/T)}{(1-Y_3)(1-Y_4)} W_{34} \gamma_{OH} - \right. \\ \left. - \frac{Y_3 - Y_{30}}{(1-Y_3)} \sum_{i=1}^M W_{30}^i \gamma_i \right\}$$

$$(4) \quad \frac{dY_4}{dX} = \frac{(1-Y_4)^2 \rho R}{\mu K U} \left\{ \frac{Y_5 - Y_4 \exp(-700/T)}{(1-Y_5)(1-Y_4)} W_{45} \gamma_{H_2} - \right. \\ \left. - \frac{Y_4 - Y_1 \exp(-50/T)}{(1-Y_4)(1-Y_1)} W_{41} \gamma_{H_2O} + \frac{Y_3 - Y_4 \exp(-100/T)}{(1-Y_3)(1-Y_4)} \times \right. \\ \left. \times W_{34} \gamma_{H_2O} - \frac{Y_4 - Y_{40}}{1-Y_4} \sum_{i=1}^M W_{40}^i \gamma_i \right\}$$

$$(5) \quad \frac{dY_5}{dX} = \frac{(1-Y_5)^2 \rho R}{\mu K U} \left\{ - \frac{Y_5 - Y_3 \exp(-600/T)}{(1-Y_5)(1-Y_3)} W_{35} \gamma_{H_2O} - \right. \\ \left. - \frac{Y_5 - Y_1 \exp(-750/T)}{(1-Y_5)(1-Y_1)} W_{15} \gamma_{H_2O} - \right. \\ \left. - \frac{Y_5 - Y_4 \exp(-700/T)}{(1-Y_4)(1-Y_5)} W_{45} \gamma_{H_2O} - \frac{Y_5 - Y_{50}}{1-Y_5} \sum_{i=1}^M W_{50}^i \gamma_i \right\}$$

Здесь R — универсальная газовая постоянная; μ — молекулярный вес смеси; ρ , T , U — плотность, температура и скорость газа соответственно; γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси; $Y_j = \exp(-\theta_j/T_j)$, где $\theta_j = h\nu_j/K$, а h — постоянная Планка, ν_j — нормальная частота j -го типа колебаний; T_j — колебательная температура j -го колебания; $Y_{j0} = \exp(-\theta_j/T)$.

К сожалению, температурные зависимости вероятностей элементарных процессов W_{ph} экспериментально изучены в недостаточной степени и имеются данные [21, 24, 25] лишь для отдельных каналов энергообмена. В работах [26, 27, 28] было проведено теоретическое исследование этих зависимостей. При этом удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [8, 9, 25] дала теория, развитая в [28] и учитывающая эффективную передачу энергии из колебательных во вращательные степени свободы молекул H_2O и H_2 , имеющих большой вращательный квант, а затем в поступательные степени свободы. Поэтому в качестве опорной была выбрана экспериментальная зависимость вероятности $V-T$ процесса релаксации состояния (010) деформационной моды молекулы воды — $W_{20}^{H_2O} = f(T)$ [8], удовлетворительно описываемая теорией [28]. Температурная зависимость константы $W_{12}^{H_2O}$ была выбрана в соответствии с экспериментальными данными [21] и результатами теоретических работ [26, 27]. Остальные зависимости вероятностей элементарных процессов от температуры выбирались согласно рекомендациям работ [18, 27] и нормировались к $W_{20}^{H_2O}(T)$. Аналитические выражения для используемых констант скоростей реакций приведены ниже.

$$W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} = \exp(16.37T^{-1/2} - 26.515 + 7455T^{-2/3} + 154.2T^{-1})$$

$$W_{10}^{\text{H}_2\text{O}} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(58.6 - 541T^{-1/2} + 2084T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{20}^{\text{H}_2} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(35.2 - 14T^{-1/2}) g(T)$$

$$W_{10}^{\text{H}_2} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(47.2 - 229T^{-1/2} + 821T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{30}^{\text{H}_2\text{O}} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(55.1 - 522T^{-1/2} + 1999T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{30}^{\text{H}_2} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(46.5 - 279T^{-1/2} + 1059T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{12}^{\text{H}_2\text{O}} = 1.6 \cdot 10^{-2} W_{20}^{\text{H}_2\text{O}}, \quad W_{12}^{\text{H}_2} = 0.6 W_{12}^{\text{H}_2\text{O}}$$

$$W_{13}^{\text{H}_2\text{O}} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(36.9 - 88.7T^{-1/2} + 250T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{50}^{\text{H}_2} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(40.4 - 227T^{-1/2} + 529T^{-2/3}) g(T)$$

$$W_{13}^{\text{H}_2} = 0.6 W_{13}^{\text{H}_2\text{O}}, \quad W_{50}^{\text{H}_2\text{O}} = 0.23 W_{50}^{\text{H}_2}$$

$$W_{35} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(35.6 - 67T^{-1/2} + 62.1T^{2/3}) g(T)$$

$$W_{15} = W_{20}^{\text{H}_2\text{O}} \exp(39.1 - 138T^{-1/2} + 390T^{-2/3}) g(T)$$

$$g(T) = \exp(-52.8 + 363 T^{-1/2} - 1462 T^{-2/3})$$

Неравновесные параметры среды в релаксационной зоне ударной волны определялись из решения системы уравнений газовой динамики и колебательной кинетики, которую в системе координат, связанной со скачком уплотнения, можно записать в виде

$$(6) \quad \frac{d}{dX}(\rho U) = 0, \quad \rho U \frac{dU}{dX} = - \frac{dP}{dX}$$

$$(7) \quad \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^l \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=1}^n \gamma_i \right) \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dX} + \sum_{i=1}^M \frac{dl_v^i}{dX} + U \frac{dU}{dX} = 0$$

$$(8) \quad U \frac{dY_{ij}}{dX} = F(Y_{ij} - Y_{ij}^0), \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}$$

$$(9) \quad l_v^i = \gamma_i \sum_{j=1}^n \frac{\theta_{ij} R}{\mu} \frac{r_{ij} Y_{ij}}{1 - Y_{ij}}$$

Здесь l_v^i — колебательная энергия единицы массы i -го компонента, n — число типов колебаний данного компонента, а r_{ij} — кратность вырождения j -го колебания; l — число компонент из линейных жестких молекул; M — число остальных молекулярных компонент; P — статическое давление. Конкретный вид уравнений (9), описывающих колебательный энергообмен в смесях H_2O — H_2 — OH , в гармоническом приближении был рассмотрен выше (1)–(5).

Граничными условиями для данной системы являются параметры за фронтом скачка уплотнения, которые рассчитывались по известным со-

отношениям Гюнио — Рэнкина в предположении неизменности электронного состояния компонент и состава смеси, а также «замороженности» колебательных состояний частиц при переходе через поверхность разрыва. Показатель ударной адиабаты Гюнио в этом случае определяется теплоемкостями поступательного и вращательного движения молекул смеси.

Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений (6) — (10) проводилось, как и в [7], с использованием неявной разностной схемы второго порядка аппроксимации.

Расчеты были проведены для чисел Маха $M_n = 4.0 \div 7.0$ с начальной температурой газа $T_n = 400^\circ \text{K}$ в диапазоне статистических давлений $P_n = 2.5 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ ата}$.

Рассмотрим некоторые особенности процессов колебательного энергообмена в H_2O , приводящих к возникновению инверсии заселенностей на переходе 030 → 001 при быстром нагреве в ударных волнах. На фиг. 3 представлены распределения колебательных — T_i (T_1-1 , T_2-2 , T_3-3) и газовой — $T(4)$ температур, плотности газа $\rho(5)$ и инверсии $DN(6)$ в релаксационной зоне ударной волны ($M_n = 6.0$) при начальном давлении $P_n = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ ата}$ для чистого H_2O .

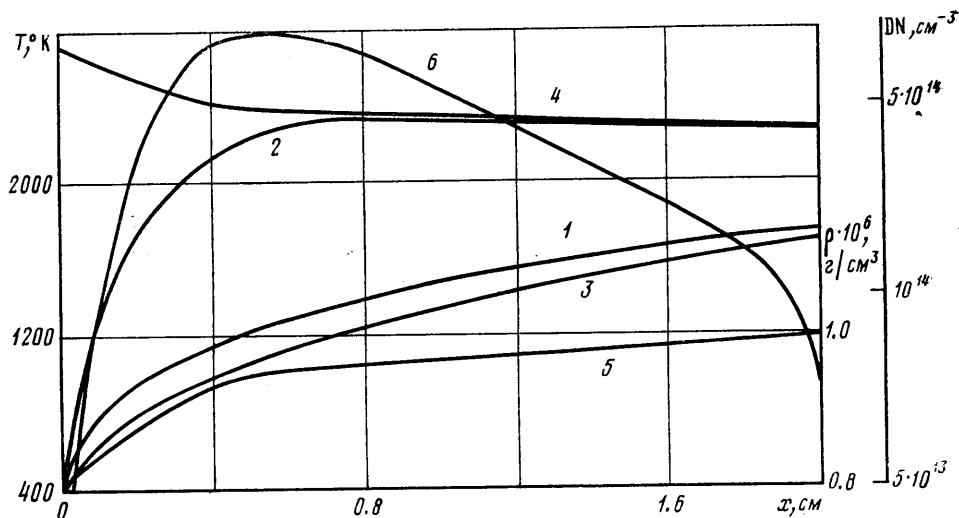
Видно, что в начальной области релаксационной зоны происходит резкое увеличение температуры деформационной моды молекулы $\text{H}_2\text{O}-T_2$ вследствие большой скорости $W_{20}^{\text{H}_2\text{O}}$ процесса $V-T$ релаксации состояния 010. Нагрев же, а следовательно, и увеличение заселенности колебательных уровней симметричной (ν_1) моды происходит значительно медленнее, поскольку вероятности столкновительных процессов $V-T$ релаксации состояния $100 - W_{10}^{\text{H}_2\text{O}}$ и внутрикомпонентного $V-V'$ обмена между деформационными и симметричными колебаниями $W_{12}^{\text{H}_2\text{O}}$ существенно меньше $W_{20}^{\text{H}_2\text{O}}$. Рост температуры антисимметричной моды (ν_3) — T_3 определяется в основном процессом быстрого, но конечного почти резонансного обмена колебательными квантами между модами ν_1 и ν_3 , так как скорость $V-T$ релаксационного процесса для состояния 001 мала. Поэтому заселение колебательных уровней этой моды происходит несколько медленнее, чем состояний (V_100) моды ν_1 .

В результате существенно разных по величине скоростей заселения уровней 030 и 001 между этими состояниями возникает инверсия, величина которой возрастает до тех пор, пока между деформационными колебаниями и поступательным движением молекулы H_2O не установится почти полное термодинамическое равновесие ($T = T_2$). Максимальное значение инверсии DN при этом составляет $\sim 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее падение DN вызвано увеличением температуры T_3 , а следовательно, и заселенности уровня 001 антисимметричной моды молекулы H_2O , которое обусловлено совместным действием процесса $V-T$ релаксации состояния 100 и процессов внутрикомпонентного $V-V'$ обмена между модами $\nu_2 \rightarrow \nu_1$ и $\nu_1 \rightarrow \nu_3$. Отметим, что в данном случае на величину инверсии заметно влияет изменение плотности газа в релаксационной зоне ($\sim 25\%$). Из фиг. 3 видно, что в результате необратимого процесса нагрева деформационной моды в начальной области ($0 \leq x \leq 0.45 \text{ см}$) резко возрастает число частиц в единице объема, что приводит к дополнительному увеличению значений DN .

Рассмотренная особенность объясняет и существование области слабого изменения инверсии ($0.45 < x < 1.8 \text{ см}$). Вследствие некоторого роста плотности инверсных частиц в единице объема в указанной области падение величины DN по длине релаксационной зоны замедляется, несмотря на практически постоянную скорость релаксации симметричных и антисимметричных колебаний. Начиная с $x = 0.7 \text{ см}$, более слабое изменение ρ уже не может компенсировать увеличение заселенности состояния 001 и вели-

чина инверсии резко падает, сохраняя положительные значения до $x = 2$ см. Размер инверсной области ($l \sim 2$ см) при указанных условиях превышает длину зоны существования инверсии на колебательных переходах $04^{\circ}0 \rightarrow 00^{\circ}1$ и $05^{\circ}10 \rightarrow 00^{\circ}1$ для сред, содержащих CO_2 и N_2O .

Кроме того, для этих смесей было показано, что с уменьшением интенсивности ударной волны размер инверсной области для перехода $04^{\circ}0 \rightarrow 00^{\circ}1$ увеличивается вследствие снижения давления и температуры в релаксационной зоне, а следовательно, и вследствие менее интенсивного нагрева колебательных степеней свободы молекулярных компонент [7]. Однако для



Фиг. 3

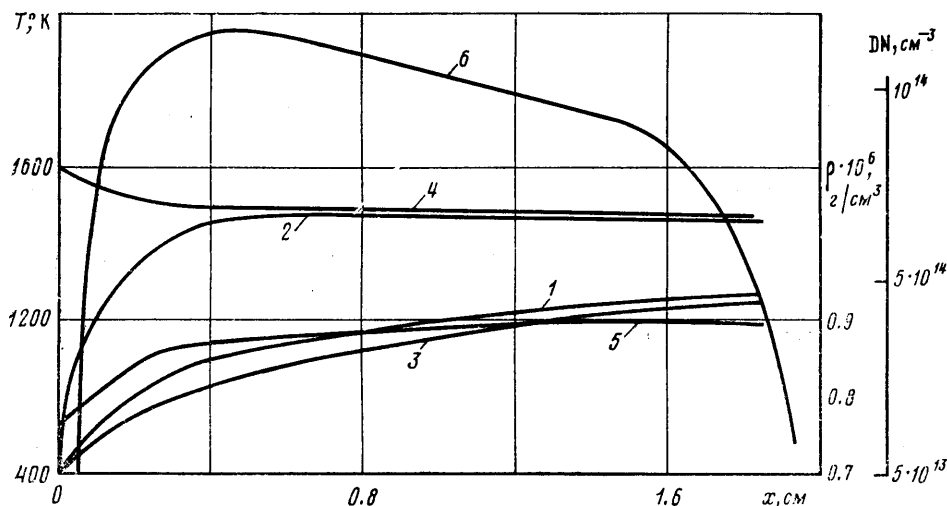
паров воды особенности колебательного энергообмена и слабое изменение вероятностей элементарных процессов с ростом температуры [8, 18, 26] приводят к иной зависимости длины инверсной области от скорости ударной волны. На фиг. 4 представлены распределения неравновесных параметров в релаксационной зоне при начальном давлении газа $P_n = 0.00025$ атм и $M_n = 5.0$. Вследствие уменьшения интенсивности ударной волны по сравнению с предыдущим случаем ($M_n = 6.0$) поступательная температура за фронтом скачка уплотнения падает, а следовательно, снижается и предельное значение равновесной температуры ($T = 1780^{\circ}$ К), к которому стремится T_2 . А это в свою очередь приводит к уменьшению заселенностей колебательных состояний ($0V_2O$) деформационной моды и, как результат, к падению в $\sim 2,5$ раза инверсии на переходе $030 \rightarrow 001$ ($DN = 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³).

Поскольку плотность газа за фронтом таких сильных ударных волн ($M_n = 4.0$) с увеличением их интенсивности практически не меняется [29], то в этом случае характер изменения инверсной заселенности и длины зоны ее существования будет определяться температурными зависимостями вероятностей столкновительных переходов. Поэтому с уменьшением скорости ударной волны, а следовательно, и значения равновесной температуры вследствие слабой зависимости скоростей элементарных процессов W_{pk} от температуры время, в течение которого молекулярная система (H_2O) придет в состояние полного термодинамического равновесия, будет уменьшаться. Более того, процессы формирования инверсии и ее исчезновения будут протекать также быстрее, и расстояние от фронта «вязкого» скачка уплотнения до места максимального значения DN , а также длина инверсной области должны уменьшаться.

Проведенный расчетный анализ подтвердил это предположение. Так, из сравнения распределений неравновесных параметров для разных интенсивностей ударной волны, представленных на фиг. 3 и 4, видно, что область максимального значения инверсии с уменьшением M_n смещается к фронту на величину $\Delta l = 0.05$ см, также уменьшается и размер зоны существования инверсии.

На фиг. 5 представлена зависимость длины инверсной области ΔX_N (1) и инверсии DN (2) от числа Маха ударной волны.

С уменьшением давления и плотности газа уменьшается и скорость релаксационных процессов, а следовательно, увеличивается длина инверсной



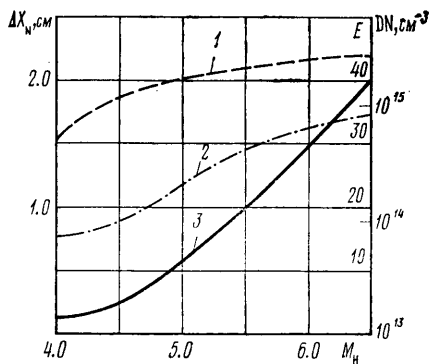
Фиг. 4

области. Так, при начальном давлении $P_n = 2.5 \cdot 10^{-4}$ ата эта величина составляет 2.3 см, тогда как при $P_n = 7.5 \cdot 10^{-4}$ ата всего ~ 0.65 см. Нелинейный характер зависимости размера области существования инверсии на переходе 030 \rightarrow 001 (ΔX_N) от начального давления иллюстрирует фиг. 6 (1). Здесь же представлена зависимость максимальных значений DN (2) от начального давления для различных интенсивностей ударной волны (M_n). Значение инверсной заселенности, например, при $P_n = 0.0025$ ата и $M_n = 7.0$, достигает величины $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$.

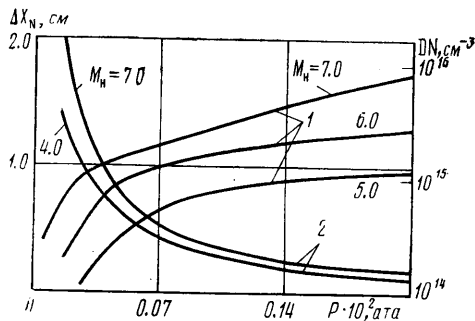
Заметим, что энергия ($-E$, Дж/г), запасенная в единице массы газа, падает с уменьшением интенсивности ударной волны (кривая 3 на фиг. 5) и не зависит от начального давления при заданном числе Маха. Такая зависимость удельной запасенной энергии от M_n и P_n является вообще характерной для метода быстрого нагрева.

Как указывалось выше, наличие молекул H_2 в парах воды может существенно изменить колебательный энергообмен и величину инверсии в молекулярной системе.

Расчет течения в релаксационной зоне ударной волны ($M_n = 5.0$), проведенный для бинарной смеси $H_2O - H_2 = 0.8 : 0.2$ с начальным давлением $P_n = 0.25 \cdot 10^{-3}$ ата и температурой $T_n = 400^\circ$ К, показал, что наличие молекулярного водорода резко увеличивает скорость процесса $V - T$ релаксации состояния 100 симметричной моды молекулы H_2O . При этом вследствие быстрого энергообмена между модами ν_1 и ν_2 происходит интенсивное заселение колебательных уровней антисимметричной моды, а следовательно,



Фиг. 5



Фиг. 6

и резкое уменьшение (\sim в 10 раз) размера инверсной области и величины максимальной инверсии (\sim в 2 раза).

Таким образом, проведенный расчетный анализ показал возможность получения инверсии заселенностей на колебательном переходе 030 \rightarrow 001 молекулы H_2O методом быстрого нагрева системы в ударных волнах. При этом величина инверсии в несколько раз превышает соответствующие значения для смесей N_2O и CO_2 .

Поступила 30 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Ораевский А. Н. Получение отрицательных температур методом нагрева и охлаждения системы. ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 5.
2. Anderson J. D., Madden M. T. Population inversions behind normal shock waves. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 8.
3. Gregg D. W., Thomas S. J. Analysis of the $\text{CS}_2 - \text{O}_2$ chemical laser showing new lines and selective excitation. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, No. 9.
4. Гринь Ю. П., Поляков В. М., Тестов В. Г. Экспериментальное исследование газодинамического усиления лазерного излучения на смеси $\text{N}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{He}$. Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, вып. 4.
5. Maki A. G. Assignment of some DCN and HCN laser lines. Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 12, No. 4.
6. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф., Шелепин Л. А. О получении инверсной заселенности на колебательных уровнях многоатомных молекул. ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 4.
7. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М. Инверсия населенностей колебательных уровней N_2O за фронтом ударной волны. Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 6.
8. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ laser system. Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, No. 1.
9. Roesler H., Sahn K.-E. Vibrational and rotational relaxation in water vapor. J. Acoust. Soc. America, 1965, vol. 37, No. 2.
10. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Кулагин Ю. А., Соболев Н. Н. Влияние паров воды на показатель усиления в газодинамическом N_2O -лазере. Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 12.
11. McFarlane R. A., Fretz L. H. High-power operation of pulsed water-vapor laser and precision wavelength measurement of the strongest component. Appl. Phys. Letters, 1969, vol. 14, No. 12.
12. Johnson C. J. A pulsed brewster window water-vapor laser operating between 20 and 120 μ . IEEE J. Quant. Electron., 1968, vol. 4, No. 10.
13. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах. Тр. ФИАН, 1975, т. 83.
14. Downey G. D., Robinson D. W. Chemical pumping of the water vapor laser 1, 2. J. Chem. Phys., 1976, vol. 64, No. 7.
15. Benedict W. S., Pollack M. A., Tomlinson W. J. The water vapor laser. IEEE J. Quant. Electron., 1969, vol. 5, No. 2.
16. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.

17. Djeu N., Kan T., Wolga G. G-10-Laser parameters for the 10,8 μ N₂O molecular laser. IEEE J. Quant. Electron., 1968, vol. 4, No. 11.
18. Давыдов А. С. Квантовая механика. М., «Наука», 1973.
19. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. Изд-во иностр. лит., М., 1949.
20. Pichamuthu J. P., Hassler J. C., Coleman P. D. Excitation mechanism of the water-vapor laser. Appl. Phys. Letter, 1971, vol. 19, No. 12.
21. Sarjeant W. J., Kucerovsky Z., Brannen E. Excitation processes and relaxation rates in the pulsed water vapor laser. Appl. Optics, 1972, vol. 11, No. 4.
22. Blauer J. A., Nickerson G. R. A survey of vibrational relaxation rate data for processes important to CO₂—N₂—H₂O infrared plume radiation. AIAA paper, 1974. No. 536.
23. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф. Кинетические уравнения релаксации колебательной энергии в смеси многоатомных газов. ПМТФ, 1972, № 6.
24. Finzi J., Hovis F. E., Panfilov V. N., Hess P., Moore C. B. Vibrational relaxation of water vapor. J. Chem. Phys., 1977, vol. 67, No. 9.
25. Fujii Y., Lindsay R. B., Urushihara K. Ultrasonic absorption and relaxation times in Nitrogen, Oxygen and water vapor. J. Acoust. Soc. America, 1963, vol. 35, No. 7.
26. Shin H. K. Vibrational relaxation of water at high temperature. J. Phys. Chem., 1977, vol. 81, No. 11.
27. Herzfeld K. F. Deactivation of vibrations by collision in the presence of Fermi resonance. J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, No. 2.
28. Shin H. K. Vibration-to-rotation energy transfer in water, heavy water and ammonia, J. Phys. Chem., 1973, vol. 77, No. 3.
29. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.