

Фиг. 2

буждения молекул UF_6 . На фиг. 2 приводится зависимость колебательной энергии ε нижней моды UF_6 от расстояния x до фронта ударной волны (смесь He с UF_6). При этом брались следующие значения параметров: $\xi = 8$, $P_{10}(T_1) = 0,04$.

Рассматриваемый эффект можно, по-видимому, обнаружить экспериментально, следя за концентрацией первого колебательно-возбужденного уровня. Характерная ширина зоны «релаксации» колебательной температуры $\Delta x \sim l_G \simeq 0,4$ см.

В более сильных ударных волнах эффект может привести, в частности, к существованию зоны с повышенной степенью диссоциации молекул, последняя приходит к равновесному значению за областью торможения тяжелых молекул, если только не существует примесей, активно связывающих продукты реакции.

Поступила 25 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ступоченко Е. В., Лосев С. А. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
2. Зельдович Я. Б., Генич А. П., Манелле Г. Б. Особенности поступательной релаксации во фронте ударной волны в газовых смесях. — ДАН СССР, 1979, т. 249, № 1.
3. Дьяков С. П. Ударные волны в бинарных смесях. — ЖЭТФ, 1954, т. 27, № 3 (9).
4. Никитин Е. Е. Теория элементарных атомно-молекулярных процессов в газах. М.: Химия, 1970.
5. Кубо Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1967.
6. Bauer H. J., Shields F. D., Bass H. E. Multimode vibrational relaxation in polyatomic molecules. — J. Chem. Phys., 1972, vol. 57, N 11.
7. Gravens D., Shields F. D., Bass H. E. Vibrational relaxation of UF_6 : ultrasonic measurements in mixtures with Ar and N_2 . — J. Chem. Phys., 1979, vol. 71, N 7.

УДК 533.6.011.72

К ВОПРОСУ О ПОЛУЧЕНИИ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МНОГОАТОМНЫХ ДИПОЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ ЗА ФРОНТОМ УДАРНЫХ ВОЛН

В. А. Левин, А. М. Старик

(Москва)

Возможность возникновения инверсии при нарушении термодинамического равновесия в результате резкого увеличения температуры смеси многоатомных молекул, обладающих различными временами релаксации пормальных колебаний, была впервые рассмотрена в [1]. Однако, несмотря на то что в [2] была зарегистрирована генерация за фронтом пересжатой детонационной волны в смеси $\text{F}_2\text{O} - \text{H}_2 - \text{Ar}$, практически этот метод не получил широкого распространения. Это связано, по-видимому, с тем, что проведенные в [3, 4] расчеты течения смесей $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ (H_2O) за фронтом сильных ударных волн дали очень малую величину области существования инверсии $\sim 0,2$ см [4]. И хотя значение инверсной населенности на переходах $04^0_0 \rightarrow 00^0_1$ и $20^0_0 \rightarrow 00^0_1$ в молекуле CO_2 было сравнимо с плотностью инверсно-заселенных молекул при расширении в сверхзвуковых соплах $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, ее наблюдение и генерация лазерного излучения при очень малых коэффициентах усиления ($\sim 0,005 \text{ м}^{-1}$) в столь тонких слоях весьма затруднительны.

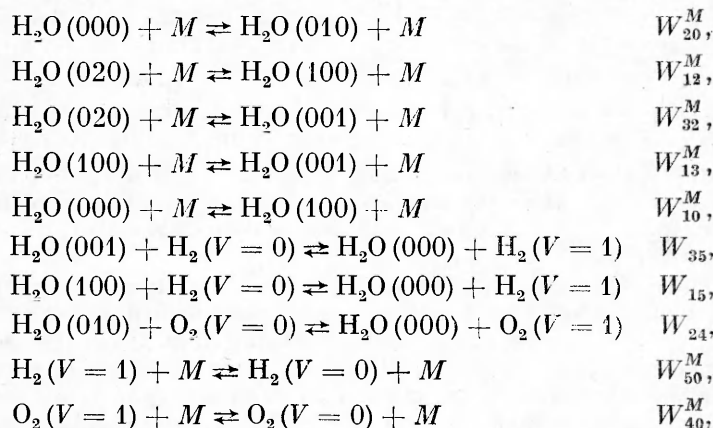
Трудности выбора активной среды для лазера, использующего метод быстрого нагрева для нарушения термодинамического равновесия, связаны с необхо-

димостью обеспечить большие скорости накачки на верхний лазерный уровень. Поскольку в начальный момент времени поступательная температура за фронтом ударной волны велика, а заселенность колебательных уровней соответствует равновесной температуре перед фронтом [5], скорость возбуждения молекул в этом случае определяется скоростью V — T -процесса для моды, обладающей наименьшим временем релаксации. Поэтому одним из требований к молекулам активной среды при получении инверсии методом быстрого нагрева смеси является большая скорость V — T -процессов. На это указывают и результаты работы [6], в которой анализировалась возможность образования инверсии за фронтом ударной волны при прохождении ее по смеси, содержащей молекулы (CO_2 , N_2O) с различными временами V — T -релаксации — τ_j .

Наименьшие значения τ_j при прочих равных условиях характерны для несимметричных дипольных молекул. Например, скорость возбуждения деформационных колебаний в V — T -процессе для молекулы H_2O в 50 раз превосходит соответствующие значения для CO_2 даже в смеси с He . Использование таких молекул позволит также иметь приемлемые коэффициенты усиления (вследствие больших коэффициентов Эйнштейна) даже при малой плотности инверсно-заселенных частиц. Впервые возможность получения инверсной заселенности при быстром нагреве газа, состоящего из дипольных молекул, в ударных волнах была рассмотрена в [7] на примере молекулы H_2O .

Цель данной работы — дальнейший анализ возможности реализации лазера на парах воды, использующего быстрый нагрев молекулярной системы, и выяснение возможных величин показателя усиления, спектрального состава излучения и значений энергии, запасаемой в единице массы газа на инверсных переходах.

Рассматривалось распространение прямых ударных волн по средам, содержащим молекулы H_2O , H_2 , O_2 . При этом за наиболее вероятные каналы релаксации колебательной энергии принимались следующие [8]:



где W_{pk} — константы скоростей элементарных процессов ($p = k = 1, 2, 3$ соответствуют симметричному, деформационному и асимметричному типам колебаний молекулы H_2O , $p = k = 4, 5$ — возбужденным состояниям молекул O_2 и H_2 , а $k = 0$ — невозбужденному состоянию любой молекулы); M — любая молекула смеси.

Проведенный в работах [7–10] анализ показал, что для описания процессов колебательного энергообмена в таких смесях можно вращательную и колебательную кинетику рассматривать отдельно и пользоваться моделью локальных температур, характеризующих квазистационарное распределение в каждом типе колебаний. Далее индексами $j = 1, 2, 3, 4, 5$ будем обозначать симметричные, деформационные и антисимметричные колебания молекулы H_2O и колебания молекул O_2 и H_2 .

Следует отметить, что при конденсации паров воды указанные предположения не справедливы. В этом случае необходимо учитывать возможность возбуждения межмолекулярных типов колебаний, образующихся при конденсации комплексов, а также тот факт, что при определенном

соотношении между временем прогревания частиц конденсата за фронтом ударной волны и временем колебательной релаксации молекул газовой фазы при абсорбции нижние колебательные уровни могут возбуждаться быстрее, чем верхние. Кинетика колебательного энергообмена в таких средах существенно сложнее, чем в однофазных потоках. В данной работе рассматривается такой диапазон давлений и температур невозмущенного потока, в котором образование конденсированных частиц не происходит. Для определения значений вероятностей элементарных процессов W_{ph} при температурах $T > 1000$ К за фронтом ударных волн были использованы результаты экспериментальных и теоретических работ [11–21]. При этом, как показал анализ данных по измерению вероятности процесса $V - T$ -релаксаций состояния 010 молекулы H_2O (измерения были проведены в широком интервале температур $T = 300 - 2600$ К [12–16]), характер зависимости $W_{20}^M(T)$ в области низких ($T < 700$ К) и высоких ($T \geq 700$ К) температур различен (при $T < 700$ К величина W_{20}^M уменьшается с увеличением T , а при $T \geq 700$ К — растет). Такое поведение зависимости $W_{20}^M(T)$ удастся объяснить в предположении доминирующего действия дальнедействующих сил притяжения при низких температурах и увеличении роли близкодействующих сил отталкивания с ростом T . Данное предположение наряду с гипотезой о ступенчатой передаче энергии $V - R - T$ при столкновении молекул, имеющих большой вращательный квант (H_2O , H_2), позволяет получить хорошее согласие теории с экспериментом [20, 21].

Аналогичное изменение характера взаимодействия с увеличением T было обнаружено и для $V - V'$ -процесса релаксации колебательной энергии с уровня 00⁰¹ в молекуле CO_2 при столкновениях с молекулами H_2O [22]. Поэтому и для вероятностей $V - V'$ -процессов $v_3 \rightarrow 2v_2$ (W_{32}^M) и $v_1 \rightarrow 2v_2$ (W_{12}^M) в молекуле H_2O , значения которых были измерены при $T = 600$ К [11], температурные зависимости при $T \geq 700$ К выбирались в отличие от [7] такими же, как и для $W_{20}^M(T)$, т. е. в предположении действия сил отталкивания при высоких T . Остальные вероятности, измерения для которых при высоких температурах отсутствуют, вычислялись так же, как в [8].

Неравновесные параметры среды в релаксационной зоне ударной волны, как и в [6, 7], определялись из численного решения полной системы уравнений газовой динамики и колебательной кинетики для модели не-теплопроводного идеального газа. Граничными условиями являлись параметры за фронтом ударной волны, вычисленные в предположении неизменности химического состава смеси и заселенностей колебательных уровней молекул при переходе через вязкий скачок уплотнения. По известным значениям относительных заселенностей, температуры и плотности в релаксационной зоне на каждом шаге интегрирования вычислялись показатель усиления среды и энергия, запасаемая в единице массы газа на инверсном переходе. При этом предполагалось, что вращательные степени свободы молекулы H_2O находятся в равновесии с поступательными, а распределение вращательной энергии по квантовым уровням можно аппроксимировать формулой для вытянутого слегка асимметричного волчка:

$$(1) \quad F(j, \tau) \approx F(j, K_a) = \frac{1}{2} (B + C) j(j + 1) + \left[A - \frac{1}{2} (B + C) \right] K_a^2,$$

где $\tau = K_a - K_c$; j , K_a и K_c — квантовые числа, определяющие полный угловой момент вращения и его проекции на ось вытянутого и сплюсченного симметричного волчка соответственно; A , B , C — вращательные постоянные (для молекулы H_2O):

$$A = 5,54 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}, B = 2,89 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}, C = 1,85 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} [23].$$

Для определенности будем рассматривать переходы R -ветви. В этом случае выражение для показателя усиления для колебательно-вращательного перехода $m(V_1'', V_2'', V_3'', j'', K_a'') \rightarrow n(V_1', V_2', V_3', j', K_a')$ можно представить в виде

$$\alpha_n^m = \gamma_1 \frac{\lambda_0^3 \rho}{8\pi\mu} N_A \sqrt{\frac{\mu_1}{2\pi RT}} \frac{2j''-1}{Z_V Z_r} H(a, y) A_n^m \delta_n^m,$$

$$\delta_n^m = Y_{[V'']} \exp\left[-\frac{F(j'', K_a'')}{kT}\right] - Y_{[V']} \exp\left[-\frac{F(j', K_a')}{kT}\right],$$

$$Z_V = \prod_{j=1}^3 (1 - Y_j)^{-1}, \quad Z_r = 2 \sqrt{\frac{\pi}{ABC} (kT)^3},$$

где N_A — число Авогадро; R — универсальная газовая постоянная; k — постоянная Больцмана; $\mu = \sum_{i=1}^M \mu_i \gamma_i$ (μ_i — молекулярный вес i -го компонента, а γ_i — его мольная доля в смеси, $i = 1, 2, 3$; 1 — H_2O , 2 — O_2 , 3 — H_2); $Y_{[V]} = \prod_{j=1}^3 \exp\left(-V_j \frac{\Theta_j}{T_j}\right)$ ($j = 1, 2, 3$); Θ_j и T_j — характеристическая и локальная колебательные температуры; ρ — плотность; T — поступательная температура газа; $H(a, y)$ — функция Фойгта, значения которой вычислялись для центра линии ($y = 0$) по формулам [22]. Параметр a , характеризующий отношение лоренцевской и доплеровской ширины спектральной линии, рассчитывался по соотношению

$$a = \frac{\rho N_A}{\mu} \frac{\lambda_0}{\pi} \sqrt{\frac{4}{\pi}} \sum_{i=1}^M \sigma_i \gamma_i \sqrt{\frac{\mu_i + \mu_1}{\mu_i}}.$$

Значения сечений ударного ускорения принимались одинаковыми для всех партнеров: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 2,36 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [20].

Длина волны излучения в центре линии данного колебательно-вращательного перехода λ_0 ввиду отсутствия спектроскопических данных определялась теоретически с использованием формулы (1):

$$\lambda_0 = \left\{ \frac{K}{hc} \left[\Theta_{[V'']} - \Theta_{[V']} + \frac{F(j'', K_a'') - F(j', K_a')}{K} \right] \right\}^{-1},$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме. Коэффициенты Эйнштейна A_n^m для исследуемых в работе переходов рассчитывались в предположении равенства квадрата модулей матричных элементов этих переходов и перехода $001(6_{33}) \rightarrow 020(5_{50})$, излучающего в дальней инфракрасной области спектра ($\lambda_0 = 28 \text{ мкм}$), коэффициент Эйнштейна для которого известен — 6 с^{-1} [24]. Энергия, запасаемая в единице массы газа на инверсном переходе, вычислялась по соотношению

$$E_n^m = \frac{R}{\mu} \Theta_{mn} \gamma_1 [\varepsilon - \varepsilon(\alpha_n^m = 0)]_s$$

где Θ_{mn} — частота перехода в центре линии, выраженная в кельвинах; ε и $\varepsilon(\alpha_n^m = 0)$ определяются формулами

$$\varepsilon = \frac{d_j Y_j}{1 - Y_j} \quad (j = 1, 3),$$

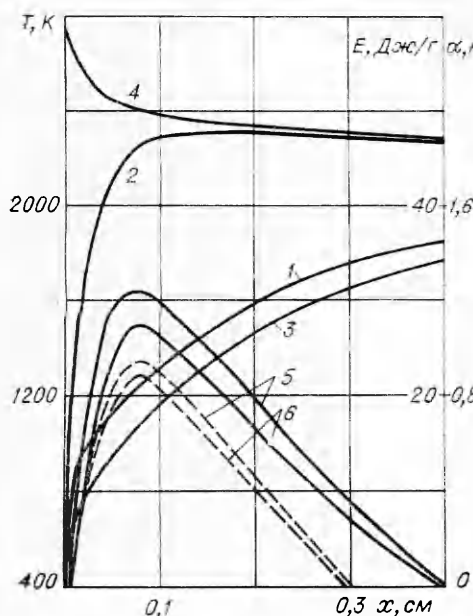
$$\varepsilon(\alpha_n^m = 0) = \frac{d_j}{(Y_2)^{-2} \exp\left[\frac{F(j', K_a') - F(j'', K_a'')}{kT}\right] - 1},$$

где d_j — кратность вырождения моды, к которой принадлежит верхний лазерный уровень (для H_2O — $d_j = 1$). Расчеты проводились для чисел Маха перед ударной волной $M_0 = 4,0$ – $6,0$ с температурой газа $T_0 = 400$ К и статическим давлением $p_0 = 10$ Па для смесей H_2O — H_2 ($\gamma_3 = 0$ – $0,05$) и H_2O — O_2 ($\gamma_2 = 0$ – $0,1$).

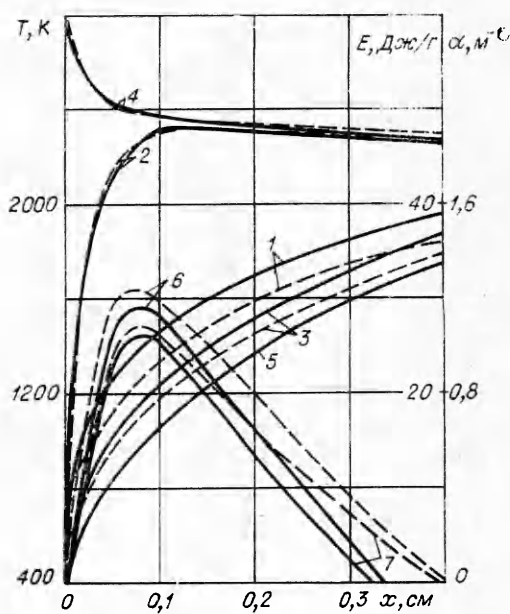
На фиг. 1 для чистого водяного пара при $M_0 = 6,0$ представлены типичные распределения колебательных T_i (кривая 1 — T_1 , 2 — T_2 и 3 — T_3) и поступательной T (кривая 4) температур, а также показателей усиления α_n^m (кривая 5) и удельной энергии E_n^m (кривая 6) для наиболее сильно излучающих переходов R -ветви $030(5_{32}) \rightarrow 001(4_{43})$ (сплошные кривые) и $030(5_{32}) \rightarrow 100(4_{43})$ (штриховые). Длины волн излучения этих переходов составляют $\sim 10,6$ и $\sim 9,6$ мкм соответственно. Видно, что уже в начале релаксационной зоны в результате существенно различных скоростей заселения уровней $0V_20$ и $V_100(00V_3)$ на указанных колебательно-вращательных переходах достигаются положительные значения показателя усиления. Максимальные значения α_n^m , а также E_n^m реализуются на расстоянии $x = 0,1$ см от фронта ударной волны, когда температура T_2 почти сравнивается с поступательной температурой ($T_2 \approx 2250$ К, а $T \approx 2400$ К), и составляют $1,25 \text{ м}^{-1}$, 27 Дж/г для перехода $030(5_{32}) \rightarrow 001(4_{43})$ и $0,9 \text{ м}^{-1}$, $22,5 \text{ Дж/г}$ для перехода $030(5_{32}) \rightarrow 100(4_{43})$. Меньшие значения E_{100}^{030} по сравнению с E_{001}^{030} , несмотря на большую величину кванта излучения для перехода $030(5_{32}) \rightarrow 100(4_{43})$, объясняются тем, что скорость заселения состояния 100 всегда больше скорости заселения уровня 001 [7]. Поэтому в дальнейшем будем интересоваться значением α_n^m и E_n^m только для перехода $030(5_{32}) \rightarrow 001(4_{43})$. Положительные значения α_n^m для этого перехода сохраняются вплоть до $x = 0,4$ см.

Отметим, что, поскольку длина волны излучения рассматриваемого перехода $\lambda_0 \approx 10,6$ мкм, т. е. совпадает с длиной волны обычного CO_2 -лазера, при ожидаемых значениях показателя усиления $\sim 1 \text{ м}^{-1}$ можно осуществить экспериментальную проверку существования инверсии на переходе $030 \rightarrow 001$ молекулы H_2O за фронтом прямой ударной волны по обычному измерению интенсивности излучения слабого сигнала. Увеличение размера зоны с положительным показателем усиления, как показали расчеты, можно достичь, уменьшая скорость ударной волны. Это иллюстрирует фиг. 2, где представлены распределения α_n^m (сплошные кривые) и E_n^m (штриховые) вдоль релаксационной зоны для различных значений $M_0 = 4,0$ – $6,0$. Хотя с уменьшением числа Маха, а следовательно, и значения поступательной температуры, к которой стремится T_2 , уменьшается и величина показателя усиления, однако даже при $M_0 = 4,0$ его значение составляет $\sim 0,3 \text{ м}^{-1}$ и при длине инверсной зоны $\sim 1,1$ см может быть зарегистрировано в эксперименте. Отличие полученной зависимости длины инверсной области от числа Маха ударной волны от рассмотренной ранее в [7] объясняется различием температурной зависимости константы скорости внутримолекулярного $V - V'$ -процесса $W_{12}^{\text{H}_2\text{O}}$ (и $W_{32}^{\text{H}_2\text{O}}$) в данной работе и в работе [7]. Рассмотрим влияние содержания молекул H_2 и O_2 в парах воды на инверсные характеристики среды.

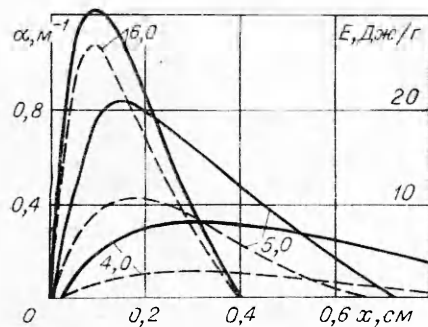
На фиг. 3 представлены распределения колебательных T_i (T_1 — кривая 1, T_2 — 2, T_3 — 3, T_4 — 5) и поступательной T (кривая 4) температур в релаксационной зоне ударной волны $M_0 = 6,0$ для смеси H_2O — H_2 ($\gamma_1 = 0,99$, $\gamma_3 = 0,01$) с $T_0 = 400$ К, $p_0 = 10$ Па. Здесь же для сравнения показаны соответствующие величины для чистого водяного пара (штриховые кривые). Видно, что даже небольшое содержание молекул H_2 ($\gamma_3 = 0,01$) в смеси ведет к резкому ускорению релаксации симметричных колебаний молекулы H_2O (температуры T_1 и T_3 растут быстрее, чем в чистом H_2O). Это объясняется тем, что при добавлении молекулярного водо-



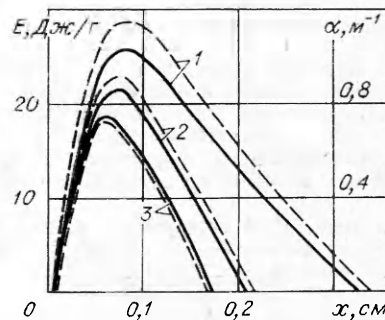
Ф и г. 1



Ф и г. 3



Ф и г. 2



Ф и г. 4

рода к парам воды возрастает скорость $V-V'$ -обмена между деформационными и симметричными модами молекулы H_2O [11], а также увеличивается скорость $V-T$ -релаксации состояния 100 [19]. При этом, хотя молекулярный водород и является возможным «стоком» колебательной энергии из асимметричной моды по каналу $H_2(V=0) + H_2O(001) \rightarrow H_2(V=1) + H_2O(000)$, в силу очень быстрого перерезонансного $V-V'$ -обмена $\nu_1 \rightleftharpoons \nu_3$ доминирующим является процесс ускорения релаксации асимметричных колебаний. Рассмотренные особенности колебательного энергообмена в смесях $H_2O - H_2$ приводят к уменьшению величины показателя усиления α_n^m и удельной энергии излучения E_n^m по сравнению с соответствующими значениями для чистого водяного пара. На фиг. 3 показаны их распределения по длине релаксационной зоны для исследуемого перехода — $030(5_{32}) \rightarrow 001(4_{43})$ (кривые 6 и 7 соответственно). Дальнейшее увеличение содержания H_2 в смеси приводит к еще большему ухудшению инверсных характеристик среды и к сокращению зоны усиления. Это иллюстрирует фиг. 4, где представлены распределения $\alpha_n^m(x)$ (штриховые линии) и $E_n^m(x)$ (сплошные линии) за фронтом ударной волны ($M_0 = 6,0$) для

смесей $\text{H}_2\text{O} - \text{H}_2$ с различным содержанием молекулярного водорода: $\gamma_3 = 0,01$ — кривая 1, $\gamma_3 = 0,05$ — кривая 2 и $\gamma_3 = 0,1$ — кривая 3 при прежних начальных параметрах. Так, если при $\gamma_3 = 0,01$ длина зоны усиления составляет $\sim 0,32$ см, то при $\gamma_3 = 0,1$ ее величина сокращается до $\sim 0,17$ см, а максимальный показатель усиления при этом уменьшается в 1,5 раза.

Добавление молекулярного кислорода к парам воды не приводит к столь заметному, как в случае с H_2 , изменению скорости релаксации системы и сокращению зоны усиления. Некоторое уменьшение значений показателя усиления и удельной энергии излучения объясняется в этом случае уменьшением числа инверсных частиц в единице объема (уменьшается γ_1).

Таким образом, проведенный расчетный анализ показал, что газодинамический лазер на парах воды, использующий принцип быстрого увеличения поступательной температуры в ударных волнах, может служить мощным источником когерентного излучения ближней инфракрасной области спектра. При этом величина показателя усиления и величина удельной энергии излучения могут достигать соответственно $1,5 \text{ м}^{-1}$ и 30 Дж/г .

Поступила 18 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Ораевский А. Н. Получение отрицательных температур методом нагрева и охлаждения системы. — ЖЭТФ, 1963, т. 44, № 5.
2. Gross R. W. E., Ciedt R. R., Jacobs T. A. Stimulated emission behind overdriven detonation waves in $\text{F}_2\text{O} - \text{H}_2$ mixtures. — J. Chem. Phys., 1969, vol. 51, p. 1250.
3. Anderson J. D., Madden M. T. Population inversion behind normal shock waves. — AIAA J., 1971, vol. 9, p. 1630.
4. Кузнецов В. М. О некоторых свойствах сильно неравновесных течений с инверсией населенностей в ударных волнах. — ПМТФ, 1975, № 2.
5. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
6. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М. Инверсия населенностей колебательных уровней N_2O за фронтом ударной волны. — Квант. электроника, 1978, т. 5, № 6.
7. Левин В. А., Старик А. М. Колебательный энергообмен в смесях $\text{H}_2\text{O} - \text{H}_2$ в ударных волнах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.
8. Левин В. А., Старик А. М. Колебательный энергообмен в смесях $\text{H}_2\text{O} - \text{H}_2 - \text{O}_2$ в сверхзвуковых соплах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 2.
9. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах. — Труды ФИАН СССР, 1975, т. 83, с. 146.
10. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф., Шеленин Л. А. О получении инверсной заселенности на колебательных уровнях многоатомных молекул. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 1456.
11. Sarjeant W. S., Kucеровsky Z., Brannen E. Excitation processes and relaxation rates in the pulsed water-vapor laser. — Appl. Optics, 1972, vol. 11, N 4.
12. Roesler H., Shahm K. F. Vibrational and rotational relaxation in water vapor. — J. Acoust. Soc. Amer., 1965, vol. 37, p. 386.
13. Kung R. T. V., Center K. E. High temperature vibrational relaxation of H_2O by H_2O , He, H_2 , N_2 . — J. Chem. Phys., 1975, vol. 62, p. 2187.
14. Bass H. E., Olson J. R. Vibrational relaxation in H_2O vapor in the temperature range 373—946 K. — J. Acoust. Soc. Amer., 1974, vol. 56, p. 1455.
15. Shields F. D., Bass H. E. Vibrational relaxation and sound absorption in $\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ mixtures. — J. Acoust. Soc. Amer., 1974, vol. 56, p. 856.
16. Finzi J., Hovis F. E. et al. Vibrational relaxation of water vapor. — J. Chem. Phys., 1977, vol. 67, p. 4053.
17. Audibert H. M., Joffries C., Ducuing J. Vibrational relaxation of H_2 in the range 500—40 K. — Chem. Phys. Lett., 1974, vol. 25, p. 158.
18. Kiefer J. H., Lutz R. W. Vibrational relaxation of hydrogen. — J. Chem. Phys., 1966, vol. 64, p. 668.
19. Blauer J. A., Nickerson G. R. A survey of vibrational rate data for processes important to $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ infrared plume radiation. AIAA-paper, 1974, N 74—536.
20. Shin H. K. Vibrational relaxation of water at high temperatures. — J. Phys. Chem., 1977, vol. 81, p. 1122.
21. Shin H. K. Vibrational relaxation of water molecular near room temperature. — J. Chem. Phys., 1978, vol. 69, p. 1240.
22. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.

23. Герцберг Г. Вращательные и колебательные спектры многоатомных молекул. М.: ИЛ, 1949.
24. Benedict W. S., Pollac M. A., Tomplinson W. J. The water vapor laser. — IEEE J. Quant. Electron., 1969, QE-5, p. 108.

УДК 533.521

О ТЕПЛОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Г. М. Махвиладзе, И. К. Селезнева

(Москва)

Явление непрерывного оптического разряда (НОР) заключается в стационарном поддержании разряда сфокусированным лучом лазера непрерывного действия допробойной мощности. Экспериментальные исследования НОРа, последовавшие после его получения [1], показывают, что при некоторых условиях режим стационарного «горения» разряда не осуществляется: происходит или срыв «горения» или периодические колебания передней кромки плазмы с частотой порядка 10—15 Гц, которые, по-видимому, сопровождаются распространением следующих друг за другом фронтов поглощения от точки поджигания навстречу лучу. Такие явления, которые можно трактовать как проявление неустойчивости соответствующих стационарных режимов разряда, будь то статический разряд или волна разряда, распространяющаяся с постоянной скоростью, наблюдаются вблизи верхнего предела существования НОРа по давлению [2].

В связи с этим и рядом других явлений представляет интерес исследование устойчивости различных стационарных режимов оптического разряда. Вообще вопрос об устойчивости того или иного режима разряда возникает сразу после того, как построено соответствующее стационарное решение. При построении этих решений весьма плодотворной оказалась идея об аналогии волны горения — фронта пламени — и волны разряда [3], стационарного горения на поверхности сферического газового объема и НОРа в сфокусированном луче [4], что позволило использовать хорошо развитые методы теории горения в физике разрядов. Следует ожидать, что такими же плодотворными окажутся методы исследования устойчивости пламен и при решении проблемы устойчивости разрядов различных типов *. В частности, применяемые в данной работе методы восходят к работе [5] по исследованию диффузионно-тепловой устойчивости фронтов химического превращения.

На ряд качественных эффектов, которые должны влиять на устойчивость разряда, указано в монографии [3]. В работе [4] дано доказательство одномерной устойчивости стационарного оптического разряда сферической формы. Попытка анализа устойчивости НОРа к одномерным возмущениям предпринята также в работах [6, 7], однако результаты этого исследования, в частности вывод о существовании предела устойчивого НОРа при достаточно высокой температуре окружающей среды, представляются сомнительными вследствие непоследовательного применения метода малых возмущений.

* Эти методы позволили получить эффективное решение задачи об устойчивости высокочастотных разрядов в условиях сильного скин-эффекта (Мышенков В. И. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 5, с. 1794).