

**О ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ ИЗОТОПИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ,  
СЕЛЕКТИВНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

*А. А. Дружинин, Г. А. Птицын, В. К. Потапов,  
С. В. Худяков*

*(Москва)*

В последнее время интенсивно исследовались методы лазерного разделения изотопов, основанные на различных физико-химических свойствах возбужденных и невозбужденных молекул [1]. В частности, кажется привлекательным использование влияния селективного возбуждения на процесс конденсации. Пока отсутствуют достаточно надежные экспериментальные данные, позволяющие говорить о селективности процесса конденсации молекул из газовой фазы. Теоретические выводы о селективности процесса [2] основаны на предположении, что энергия возбуждения переходит в основном в кинетическую энергию конденсирующейся молекулы, приводя к ее быстрому испарению.

Предпринятое в данной работе исследование основано на допущениях, исключающих заметный селективный эффект при конденсации молекул из газа на поверхность конденсированной фазы макроскопических размеров. Будем считать, что длина  $l$  свободного пробега мигрирующего колебательного возбуждения  $E_\gamma$ , определяемая главным образом корреляционным радиусом флуктуаций плотности в жидкости или неидеальном кристалле, велика по сравнению со средним межмолекулярным расстоянием  $l_0$ . В процессе  $V-T$ -релаксации возбуждения необходимую для испарения энергию  $B$  наберут в лучшем случае  $(E_\gamma + B)/B$  из  $N_0 \sim (l/l_0)^{3/2}$  молекул, до которых может дойти возбуждение. Так как вероятность того, что в эту группу попадает сконденсировавшаяся молекула, имеет порядок  $E_\gamma/BN_0$ , средние вероятности  $w$  испарения молекул невозбуждаемого 1 и возбуждаемого 2 компонентов относятся как

$$(1.1) \quad \frac{w_2}{w_1} = \mu_2 \left( 1 + \frac{E_\gamma + B}{BN_0} \right),$$

где  $\mu_2$  — исходная концентрация возбуждаемого компонента. Здесь и ниже считаем для простоты один из компонентов полностью возбужденным, а второй — полностью не возбужденным. Приведенные соображения относятся, по-видимому, и к случаю электронного возбуждения одного из компонентов, с той лишь разницей, что  $l$  может стать существенно большей, особенно в кристаллической фазе\*.

Таким образом, в рамках наших предположений возбуждение молекул одним из компонентов не приводит к заметным селективным эффектам. Заметим, однако, что ситуация совершенно меняется, если рассматривается процесс конденсации возбужденной молекулы на небольшой кластер жидкой фазы, содержащий  $N \ll N_0$  молекул.

Для конечного кластера в (1.1) надо, очевидно, заменить  $N_0 \rightarrow N$ , и вероятность испарения возбуждаемого компонента увеличится. С дру-

\* Возможно, что полученные результаты применимы и к островкам конденсата на поверхности.

гой стороны, если  $N \sim N' = E_\gamma/B$  (что возможно при использовании электронного возбуждения, когда  $E_\gamma \gg B$ ), релаксация энергии возбуждения приводит к испарению всего кластера. Иными словами, образующиеся в процессе гомогенной конденсации кластеры с размерами  $N \leq N'$  практически не содержат молекул возбуждаемого компонента. Разумеется, по мере роста зародышей селективность будет постепенно теряться.

2. Переходя к последовательному теоретическому анализу процесса гомогенной конденсации с участием возбужденных частиц, запишем интегральное уравнение кинетического баланса [3]

$$(2.1) \quad \dot{F}(N, E) = \sum_{i=1,2} \int d\varepsilon \{ \beta_i(N - e_i, \varepsilon) F(N - e_i, E - B - \varepsilon) - \alpha_i(N, E, \varepsilon) F(N, E) - \beta_i(N, \varepsilon) F(N, E) + \alpha_i(N + e_i, E + B + \varepsilon, \varepsilon) F(N + e_i, E + B + \varepsilon) \}$$

для функции распределения зародышей  $F(N, E)$ , где  $N = \{N_1, N_2\}$  — числа молекул изотопических компонентов в зародыше;  $E$  — энергия зародыша;  $\beta_i(N, \varepsilon)$  и  $\alpha_i(N, E, \varepsilon)$  — потоки молекул  $i$ -го компонента с энергией  $\varepsilon$  на зародыш и из зародыша соответственно;  $e_i$  — единичный вектор в  $i$ -м направлении. Выражение для коэффициентов конденсации имеет вид

$$\beta_i(N, \varepsilon) = \mu_i \beta(N) \rho_i(\varepsilon) \quad (i = 1, 2),$$

где  $\mu_i$  — объемные концентрации компонентов в газовой фазе;  $\beta(N)$  — полный поток частиц на зародыш, пропорциональный площади его поверхности  $\sigma$ ;  $\rho_i$  — энергетические распределения компонентов в потоках. Как и выше, полагая без ограничения общности, что первый компонент не возбужден, а второй полностью возбужден, получаем

$$\rho_2(\varepsilon + E_\gamma) = \rho_1(\varepsilon) = \rho(\varepsilon).$$

Используя основное предположение о дезактивации молекулы в процессе конденсации, найдем коэффициент испарения  $\alpha_i$  из условия детального баланса при неизотермической конденсации. В пренебрежении термодинамической разницей изотопов получаем

$$\alpha_i(N, E, \varepsilon) = \frac{N_i}{N} \beta(N - 1) \rho(\varepsilon) \frac{\Phi_i(N - 1, E - B - \varepsilon)}{\Phi(N, E)}$$

где  $\Phi(N, E) \sim \exp(-U/kT)$  — неизотермическая равновесная функция распределения;  $N = N_1 + N_2$ ;

$$U(N, E) = -kT \left\{ N \ln s - \frac{\alpha(T)}{kT} \sigma - \frac{(E - E_N)^2}{2\Delta_N} \right\}$$

— минимальная работа образования зародыша;  $s$  — пересыщение;  $\alpha(T)$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $E_N = T\alpha'(T)\sigma - \text{const } N$  — полная изотермическая энергия зародыша (выбираем  $\text{const} = 0$ );

$$\Delta_N = (kT)^2(c_p N - T^2\alpha''(T)\sigma)$$

( $c_p$  — удельная теплоемкость жидкости).

Будем решать (2.1) методом моментов. Вычисляя нулевой и первый центральный моменты (2.1) по концентрации возбуждаемого компонента, получаем в стационарном случае уравнения

$$(2.2) \quad 0 = \int d\varepsilon \left\{ \rho'(\varepsilon) X(N - 1, E - B - \varepsilon) - \rho(\varepsilon) \frac{\Phi'(N - 1, E - B - \varepsilon)}{\Phi'(N, E)} \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times X(N, E) - \rho'(\varepsilon) X(N, E) + \rho(\varepsilon) \frac{\Phi'(N, E)}{\Phi'(N+1, E+B+\varepsilon)} X(N+1, E+B+\varepsilon) \Big\}, \\ 0 = & \int d\varepsilon \left\{ \rho'(\varepsilon) Y(N-1, E-B-\varepsilon) - \rho(\varepsilon) \frac{\Phi'(N-1, E-B-\varepsilon)}{\Phi'(N, E)} \times \right. \\ & \times Y(N, E) - \rho'(\varepsilon) Y(N, E) + \rho(\varepsilon) \frac{\Phi'(N, E)}{\Phi'(N+1, E+B+\varepsilon)} Y(N+1, E+ \\ & + B+\varepsilon) - \frac{1}{N} \rho'(\varepsilon) Y(N-1, E-B-\varepsilon) + \\ & \left. + \frac{\mu_1 \mu_2}{N} (\rho_2(\varepsilon) - \rho(\varepsilon)) X(N-1, E-B-\varepsilon) \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} X(N, E) &= \beta(N) \sum_{\substack{N_2 \\ N_1+N_2=\text{const}}} F(N, E); \\ Y(N, E) &= \beta(N) \sum_{\substack{N_2 \\ N_1+N_2=\text{const}}} \left( \frac{N_2}{N} - \mu_2 \right) F(N, E); \\ \Phi'(N, E) &= \beta(N) \Phi(N, E); \quad \rho'(\varepsilon) = \mu_1 \rho(\varepsilon) + \mu_2 \rho_2(\varepsilon). \end{aligned}$$

При не слишком больших пересыщениях ( $\ln s \leq 1$ ) можно перейти к непрерывному по  $N$  распределению. Тогда из (2.2) с точностью до членов второго порядка находим

$$(2.3a) \quad - \sum_j \nabla_j A_j X + \sum_{jk} D_{jk} \nabla_j \nabla_k X = 0;$$

$$(2.3b) \quad - \sum_j \nabla_j A_j Y + \sum_{jk} D_{jk} \nabla_j \nabla_k Y - \frac{1}{N} Y - \frac{\mu_1 \delta}{N} \nabla_2 X = \\ = \frac{1}{N} \psi(\nabla_j Y, \nabla_j \nabla_k Y, \nabla_1 \nabla_2 X, \nabla_2^2 X),$$

где

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \nabla &= (\nabla_1, \nabla_2) = \left( \frac{\partial}{\partial N}, \frac{\partial}{\partial E} \right); \\ \mathbf{D} &\equiv \begin{pmatrix} 1 & D \\ D & D^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & B_0 + \delta/2 \\ B_0 + \delta/2 & B_0^{(2)} + \Delta/2 \end{pmatrix}; \\ \mathbf{A} &= \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nabla_1 \ln \Phi' + B_0 \nabla_2 \ln \Phi' \\ B_0 \nabla_1 \ln \Phi' + B_0^{(2)} \nabla_2 \ln \Phi' + \delta \end{pmatrix}; \\ B_0 &= \int (B + \varepsilon) \rho d\varepsilon; \quad B_0^{(2)} = \int (B + \varepsilon)^2 \rho d\varepsilon = B_0^2 + \overline{\Delta \varepsilon^2}; \\ \delta &= \mu_2 \int (B + \varepsilon) (\rho_2 - \rho) d\varepsilon = \mu_2 E \gamma; \quad \Delta = \mu_2 \int (B + \varepsilon)^2 (\rho_2 - \rho) d\varepsilon. \end{aligned}$$

Будем с самого начала интересоваться только асимптотикой решения при  $N \rightarrow \infty$ . Тогда выражение для  $\mathbf{A}$  из (2.4) упростится

$$(2.5) \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \ln s - \frac{B_0 E}{Nd} \\ B_0 \ln s - \frac{B_0^{(2)} E}{Nd} + \delta \end{pmatrix},$$

где  $d \simeq (kT)^2 c_p$ . При выводе (2.5) также считаем  $E/N \ll B_0$  (слабые перегревы). Теперь вычислим нулевой и первый моменты от (2.3a) по энергии

$$(2.6a) \quad -\frac{d}{dN} \left( \ln s - \bar{E} \frac{B_0}{Nd} \right) f + \frac{d^2 f}{dN^2} = 0;$$

$$(2.6b) \quad -\frac{d}{dN} \left( \bar{E} \ln s - \bar{E}^2 \frac{B_0}{Nd} \right) f + \left( B_0 \ln s - \bar{E} \frac{B_0^{(2)}}{Nd} + \delta \right) f + \\ + \frac{d^2}{dN^2} \bar{E} f - 2D \frac{d}{dN} f = 0,$$

где

$$f = \int X(N, E) dE; \quad \bar{E}^n = \frac{1}{f} \int X(N, E) E^n dE.$$

Из (2.6a) получаем

$$(\ln s - \bar{E} B_0 / Nd) f - \frac{df}{dN} = I,$$

где  $I$  — полный поток. Отсюда при обычных граничных условиях ограниченности  $f$  на бесконечности находим выражения для  $f$  и  $I$  через функцию  $\bar{E}(N)$

$$(2.7) \quad f = I \varphi \int_N^\infty \frac{dN}{\varphi}, \quad I = f(1) \left( \int_1^\infty \frac{dN}{\varphi} \right)^{-1}, \\ \varphi(N) = \exp \left\{ \int_1^N \left( \ln s - \bar{E}(N) \frac{B_0}{Nd} \right) dN \right\},$$

отличающиеся от полученных в теории изотермической конденсации [4] эффективным снижением пересыщения за счет разогрева

$$(2.8) \quad \ln s \rightarrow \ln s - \bar{E} B_0 / Nd \equiv \ln s'.$$

При  $N \rightarrow \infty$   $\bar{E}^2 \approx \bar{E}^2$ . Подставляя (2.6a) в (2.6b), получаем уравнение для определения  $\bar{E}(N)$

$$(2.9) \quad -\left( \ln s - \bar{E} \frac{B_0}{Nd} \right) f \frac{d\bar{E}}{dN} + \left( B_0 \ln s + \delta - \bar{E} \frac{B_0^{(2)}}{Nd} \right) f + \\ + 2 \frac{d\bar{E}}{dN} \frac{df}{dN} + f \frac{d^2 \bar{E}}{dN^2} - 2D \frac{df}{dN} = 0.$$

Не пытаясь получить общее решение системы (2.7), (2.9), заметим, что ей удовлетворяет физически естественное решение

$$(2.10) \quad \bar{E} = \kappa N, \quad \kappa = \text{const}, \\ f = I / \ln s' = \text{const}.$$

При этом  $\kappa$  определяется из квадратного уравнения

$$(2.11) \quad -\left( \ln s - \kappa \frac{B_0}{d} \right) \kappa + \left( B_0 \ln s + \delta - \kappa \frac{B_0^{(2)}}{d} \right) = 0,$$

в котором следует выбрать меньший корень

$$(2.12) \quad \kappa = \frac{d \ln s + B_0^{(2)}}{2B_0} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4B_0 d (B_0 \ln s + \delta)}{(d \ln s + B_0^{(2)})^2}} \right),$$

так как очевидно, что  $\kappa$  должно обращаться в нуль при неограниченном увеличении теплопереноса  $\bar{\Delta} \epsilon^2 \rightarrow \infty$  (изотермический предел). Из условия

$\ln s' > 0$ , используя (2.8), (2.11), находим ограничение на максимальную интенсивность лазерного воздействия

$$(2.13) \quad \delta = \mu_2 E_\gamma < \ln s \frac{\Delta \varepsilon^2}{B_0} = \delta_{кр},$$

при несоблюдении которого конденсация прекращается из-за перегрева системы.

Приступим теперь к решению уравнения (2.36). В асимптотическом пределе  $N \rightarrow \infty$  можно отбросить правую часть. Вычисляя, как и в (2.3а), нулевой и первый моменты по энергии, с учетом (2.5) получаем

$$(2.14а) \quad -\frac{d}{dN} \left( \bar{y} \ln s - \overline{yE} \frac{B_0}{Nd} \right) f + \frac{d^2}{dN^2} \bar{y} f - \frac{1}{N} \bar{y} f = 0;$$

$$(2.14б) \quad -\frac{d}{dN} \left( \overline{yE} \ln s - \overline{yE^2} \frac{B_0}{Nd} \right) f + \left( \overline{yB_0} \ln s + \bar{y}\delta - \overline{yE} \frac{B_0^{(2)}}{Nd} \right) f + \\ + \frac{d^2}{dN^2} \overline{yE} f - 2D \frac{d}{dN} \bar{y} f - \frac{1}{N} \overline{yE} f = -\frac{\mu_1 \delta}{N} f,$$

где  $\bar{y} = \frac{1}{f} \int Y(N, E) dE$ ;  $\overline{yE^n} = \frac{1}{f} \int Y(N, E) E^n dE$ .

Для замыкания системы уравнений (2.14) пренебрежем центральным моментом третьего порядка распределения  $Y(N, E)$ , приближенно полагая

$$\overline{yE^2} \approx 2\overline{yE}(\overline{yE} - \bar{y} \cdot \bar{E}) + \bar{y} \cdot \bar{E}^2.$$

Тогда, считая, как и ранее, что  $\bar{E}^2 \approx \bar{E}^2$ , и используя (2.6б), (2.10), (2.11), после несложных вычислений приводим систему (2.14) к виду

$$\frac{d^2 \bar{y}}{dN^2} = z' \frac{d\bar{y}}{dN} - \frac{\bar{y}}{N} - \frac{B_0}{d} \frac{d}{dN} \left( \frac{z}{N} \right), \\ \frac{d^2 z}{dN^2} - \ln s' \frac{dz}{dN} - \left( 1 + \frac{B_0^{(2)} - B_0 \kappa}{d} \right) \frac{z}{N} = 2(B_0 - \kappa) \frac{d\bar{y}}{dN} - \frac{\mu_1 \delta}{N},$$

где  $z = \overline{yE} - \bar{y} \cdot \bar{E}$ . Решение этой системы при  $N \rightarrow \infty$  имеет асимптотический вид

$$(2.15) \quad \bar{y} = -\frac{A}{N} + O\left(\frac{1}{N^\alpha}\right), \quad \alpha = \min\left\{2, \frac{1}{\ln s'}\right\},$$

$$A = \frac{B_0 \mu_1 \delta}{(d + B_0^{(2)} - B_0 \kappa)(1 - \ln s')}.$$

Отрицательный знак  $\bar{y}$  соответствует обеднению кластеров по возбуждаемому компоненту. Подставляя (2.11) в (2.15), получаем для коэффициента  $A$

$$(2.16) \quad A = \frac{B_0 \mu_1 \delta}{B_0 (B_0 + \delta) + (d + \Delta \varepsilon^2)(1 - \ln s)} \approx \frac{\mu_1 \delta}{B_0} = \mu_1 \mu_2 \frac{E_\gamma}{B_0},$$

поскольку в отсутствие газа-носителя  $d \approx \Delta \varepsilon^2 \approx (kT)^2$ ,  $B_0^2 \approx (10-100) \times (kT)^2$  и  $\delta < \delta_{кр} < B_0$ . Предельное обеднение кластеров по возбуждаемому компоненту наступает, как это видно из (2.16), при

$$N \leq N' = \mu_1 \frac{E_\gamma}{B_0},$$

что находится в полном согласии с оценочным результатом, приведенным в начале работы. Это совпадение позволяет надеяться, что полученные асимптотические результаты справедливы по порядку величины и в области конечных размеров  $N \geq N'$ .

В общем случае неполного возбуждения обоих изотопических компонентов средняя концентрация  $c(N)$  преимущественно возбуждаемого компонента определяется выражением

$$c(N) = c_0 + \frac{\theta - c_0}{\mu_1} \bar{y}(N),$$

где  $c_0$  — концентрация этого компонента в газовой фазе;  $\theta$  — доля возбужденных частиц этого компонента от общего числа возбужденных частиц, характеризующая селективность возбуждения;  $\mu_2, \mu_1$  — по-прежнему суммарные концентрации соответственно возбужденных и невозбужденных частиц обоих сортов в газовой фазе. Коэффициент разделения  $\eta = c/c_0$  равен

$$(2.17) \quad 1 > \eta(N) \approx 1 - \frac{(\theta - c_0) \delta}{c_0 B_0} \frac{1}{N} = 1 - \frac{\mu_2 E_\gamma \theta - c_0}{c_0 B_0} \frac{1}{N}.$$

Видно, что неполное возбуждение существенно уменьшает разделение так как даже в области максимального обеднения по возбуждению  $N \ll N'$  имеем

$$1 > \eta > 1 - \frac{\mu_2}{c_0} (\theta - c_0).$$

Из (2.17) следует целесообразность использования электронного возбуждения, для которого  $E_\gamma$  и  $\mu_2/c_0$ , вообще говоря, примерно на порядок больше, чем для колебательного. Полагая  $\theta - c_0 \approx 1$ ,  $E_\gamma/B_0 \sim 10$ ,  $\mu_2/c_0 \sim 0,1$  и  $N \approx 20$ , получаем в этом случае  $\eta \approx 0,95$ .

Рассмотрено влияние возбуждения молекул на гомогенную конденсацию смеси изотопов в простейшем случае пространственно-однородной системы с заданным пересыщением. Наиболее удобным способом осуществления гомогенной конденсации является, по-видимому, конденсация в газовых струях. В данной работе подробно не анализируются возникающие при этом осложнения. Заметим лишь, что из результатов [5] следует существование области значений характеризующего режим процесса параметра  $p_0 d^{*0,6}$ , где  $p_0$  — исходное давление газа в струе, а  $d^*$  — диаметр сопла, в которой, с одной стороны, конденсация заканчивается образованием кластеров с  $N \sim 20-30$ , для которых из (2.17) можно ожидать заметного разделения, а с другой — доля жидкости вдали от сопла близка к максимальной. Эти результаты, по-видимому, переносятся и на наш случай с той разницей, что при наличии возбуждения окончание конденсации соответствует снятию эффективного пересыщения  $\ln s' = 0$ , т. е. наступает при конечных пересыщениях  $\ln s = \mu_2 E_\gamma B_0 / \Delta \epsilon^2 > 0$ .

Поступила 4 XII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов Н. В., Прохоров А. М. Лазерное разделение изотопов. — УФН, 1976, т. 118, вып. 4; Селективные процессы на границе раздела двух сред, индуцированные резонансным лазерным излучением. — УФН, 1977, т. 123, вып. 1.
2. Гочелашвили К. С., Карлов Н. В., Орлов А. Н., Петров Р. П., Петров Ю. Н., Прохоров А. М. Селективное гетерогенное разделение колебательно-возбужденных молекул. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, вып. 11.
3. Feder J., Russel K. C., Lothe J., Pound G. M. Homogenous nucleation and growth of droplets in vapors. — Adv. Phys., 1966, vol. 15, p. 111.

4. Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы. Кавитация.— ЖЭТФ, 1942, т. 12, вып. 11, 12.  
 5. Востриков А. А., Гайский Н. В., Куснер Ю. С., Ребров А. И., Семячкин Б. Е., Сквородко П. А. О законе подобия гомогенной конденсации в сверхзвуковых струях  $\text{CO}_2$ .— ПМТФ, 1978, № 1.

УДК 539.196 : 621.378.385

## К ТЕОРИИ КИНЕТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СМЕСИ $\text{CO}_2$ — $\text{N}_2$ С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

В. Н. Варакин, В. Я. Панченко

(Москва)

Резонансное поглощение молекулами углекислого газа излучения на межмодовом переходе (100) — (001) (или (020)—(001)) приводит к нестационарному охлаждению газа [1], связанному в основном с оттоком энергии из поступательных степеней свободы в деформационную моду  $\text{CO}_2$  за счет процесса  $V - T$ -релаксации. Исследование эффекта кинетического охлаждения углекислого газа под действием излучения представляет интерес для задач колебательной кинетики (определение времен релаксации, анализ работы молекулярных газовых лазеров) и распространения излучения через газовые среды (тепловое самовоздействие).

К настоящему времени проведено теоретическое изучение эффекта кинетического охлаждения для атмосферных условий (случай низких концентраций  $\text{CO}_2$ ) [2, 3]. Экспериментально исследовано охлаждение в смесях с парциальной концентрацией  $\text{CO}_2$   $x_{\text{CO}_2} = 10^{-3}-1$  [4-7] при температуре газа  $T_0 < 400$  К. Измеренные значения параметров кинетического охлаждения удовлетворительно согласуются с результатами численных расчетов [7, 8], проведенных на основе «термодинамической» модели [9]. В работе [10] теоретически исследовался канал релаксации состояния  $\text{CO}_2$  (001), дающий основной вклад в изменение температуры газа.

В данной работе получены аналитические выражения для параметров охлаждения смеси газов  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  в широких диапазонах парциальных концентраций  $\text{CO}_2$  и интенсивностей возбуждающего излучения; исследована температурная зависимость эффекта в интервале 200—1200 К, что позволило установить область температур, для которых существует явление кинетического охлаждения. Также обсуждается вопрос оптимального вложения энергии светового импульса для охлаждения молекулярной системы.

**1. Линеаризация уравнений, описывающих эффект кинетического охлаждения.** Изменения температуры молекулярного газа при  $\tau_m, \tau_{v,p} \ll t \ll \tau_{zv}, \tau_t$ , где  $\tau_m, \tau_{v,p}, \tau_{zv}, \tau_t$  — времена установления максвелловского распределения молекул по скоростям, вращательной релаксации, выравнивания давления в среде при ее пространственно-неоднородном нагреве или охлаждении и теплопроводности соответственно, определяются потоком энергии  $\Phi(t)$  из колебательных в поступательные степени свободы молекул, т. е. процессами колебательной релаксации поглощенной световой энергии:

$$(1.1) \quad \rho c_p^{RT} \frac{dT}{dt} = \Phi(t),$$

где  $\rho$  — плотность газа;  $c_p^{RT}$  — удельная изобарная теплоемкость поступательных и вращательных степеней свободы.

Для описания кинетических процессов в смеси  $\text{CO}_2$ — $\text{N}_2$  в данной работе использовалась «термодинамическая» модель с аппроксимацией мод гармоническими осцилляторами [8]. Быстрый  $V-V'$ -обмен между ап-