

УДК 533.6.011

## ЭФФЕКТ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕШНОСТИ В БИМОДАЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

М.М. Кузнецов, Ю.Д. Кулешова, Л.В. Смотров

*Московский государственный областной университет (МГОУ)  
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Рассмотрено развитие аналитического метода исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями. Метод основан на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул, применённой к определению скоростей барьерных химических процессов.

Ключевые слова: кинетика, уравнение, неравновесный, химическая реакция, ударная волна, распределение, молекулярный.

В последние годы заметно возрос интерес к физике поступательно неравновесных процессов в сильных ударных волнах. Это обусловлено разработкой многочисленных проектов новых перспективных технологий, таких как неравновесный термоядерный синтез или неравновесный пиролиз сажеобразующих наноматериалов. Основным методом теоретического исследования таких процессов является метод статистического моделирования Монте-Карло, который, однако, не всегда успешно справляется с расчетом высокопороговых химических реакций [8]. Свободным от этих трудностей является аналитический метод исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями [1,7], основанный на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул.

Сопоставление результатов расчетов функций распределения пар высокоэнергетических («забарьерных») молекул методом Монте-Карло в ударной волне с расчетами по аналитической бимодальной модели показало их хорошее совпадение [9]. В данной работе, более детально по сравнению с известными результатами, анализируются все основные факторы, определяющие ускорение кинетических процессов в ударных волнах. К ним относятся:

— эффективное снижение порога химических реакций внутри фронта ударной волны вследствие «пучкового» характера бимодальной функции распределения Тамма-Мотт-Смита;

— снижение скорости равновесных химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие сильного разбавления «релеевского» газа преобладающим легким носителем;

— снижение скорости равновесных высокопороговых химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие энергетических затрат на диссоциацию (снижение равновесной статистической температуры по сравнению с кинетической внутри фронта ударной волны);

— ускорение скоростей высокопороговых химических реакций вследствие анизотропии поля кинетических температур внутри ударной волны.

В работе получено аналитическое представление функции распределения пар молекул в химически неравновесной релаксирующей смеси газов, учитывающее все упомянутые факторы.

В стационарной ударной волне функция распределения пар молекул сорта «0» и сорта «1», т.е. величина 1 параметрически зависит в каждой точке внутри волны  $x$  от модуля разности собственных скоростей молекул  $g$  (модуля их относительной скорости).

Для определения функции  $G_{01}(g, x)$  необходимо выполнить пять интегрирований из шести в пространстве шести скоростей рассматриваемой пары молекул.

В модели ударной волны Тамма-Мотт-Смита функция  $G_{01}(g, x)$  является функционалом от произведения двух максвеллианов с некоторым числом макропараметров, соответствующих сорту каждого компонента смеси газов. Этими макропараметрами являются плотность, среднемассовая скорость и анизотропные температуры  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  соответственно вдоль и перпендикулярно цилиндрической оси симметрии одномерной ударной волны.

К настоящему времени аналитическое представление функции  $G_{01}(g, x)$  известно лишь для однокомпонентного газа с изотропной температурой  $T = T_{\parallel} = T_{\perp}$  [9].

Для рассматриваемого, более общего, случая неравновесной смеси газов с анизотропией поля температур аналитическое представление функции  $G_{01}(g, x)$  может быть получено после ряда простых, но громоздких преобразований, в следующем виде:

$$G_{01}(g, x) = A(x) \cdot g \cdot \{Z_+ \cdot e^{-Z_+^2} \Phi_+ \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g-u)^2] + Z_- \cdot e^{-Z_-^2} \Phi_- \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g+u)^2]\} \quad (1)$$

здесь  $A(x) = 2\pi^{-1/2} \cdot (n_0 n_1) (H_{01}^{\parallel})^{1/2} \cdot (\Delta H)^{-1/2} \cdot H_{01}^{\perp}$ ,

$$H_{01}^{\parallel} = h_0^{\parallel} h_1^{\parallel} (h_0^{\parallel} + h_1^{\parallel})^{-1}, \quad H_{01}^{\perp} = h_0^{\perp} h_1^{\perp} (h_0^{\perp} + h_1^{\perp})^{-1},$$

$$h_0^{\parallel} = m_0 (2kT_0^{\parallel})^{-1}, \quad h_1^{\parallel} = m_1 (2kT_1^{\parallel})^{-1},$$

$$h_0^{\perp} = m_0 (2kT_0^{\perp})^{-1}, \quad h_1^{\perp} = m_1 (2kT_1^{\perp})^{-1},$$

$n_0, n_1, m_0, m_1$  – соответственно концентрации и массы молекул сортов «0» и «1»,

$$h = m(2kT)^{-1} [4],$$

$$\Delta H = H_{01}^{\perp} - H_{01}^{\parallel} = \{(h_1^{\perp})^{-1} + (h_0^{\perp})^{-1}\} - \{(h_1^{\parallel})^{-1} + (h_0^{\parallel})^{-1}\},$$

$$Z_+ \sqrt{\Delta H} = g \Delta H + H_{01}^{\parallel} u, \quad Z_- \sqrt{\Delta H} = g \Delta H - H_{01}^{\parallel} u,$$

$u$  – макроскопическая скорость скольжения компонентов «0» и «1» относительно друг друга,

$$u = u_0 - u_1,$$

$$\Phi_+ = \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_+^2\right), \quad \Phi_- = \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_-^2\right), \quad \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z^2\right) - \text{вырожденная гипергеометрическая функция [10],}$$

зависимость параметра  $A$  от координаты  $x$  обусловлена соответствующими зависимостями функций от  $x$ , содержащихся в правой части равенства для величины  $A$ .

Формула (1) для функции распределения по относительным собственным скоростям молекул  $G_{01}(g, x)$  точно переходит при  $\Delta H \rightarrow 0$  и  $m_0 = m_1$  в соответствующую ей «перекрестную» моду в однокомпонентном газе ( $m_0 = m_1$ ) с анизотропным полем скоростей  $T_0^\perp = T_0^\parallel = T_0$  и  $T_1^\perp = T_1^\parallel = T_1$ , полученную ранее в работе [9].

Формула (1) сохраняет структуру «перекрестной» моды  $G_{01}$  из работы [9], в которой индекс «0» соответствует «холодному» сверхзвуковому, а индекс «1» – «горячему» дозвуковому крылу бимодальной Тамм-Мотт-Смитовской функции распределения по собственным скоростям молекул в гиперзвуковой ударной волне.

Принципиальное отличие формулы (1) от функции  $G_{01}$  из работы [9] заключается в появлении коэффициентов  $H_{01}^\parallel$  и  $H_{01}^\perp$ , обусловленных анизотропией поля температур в ударной волне и различием масс компонентов смеси. Поскольку эти коэффициенты входят в показатели экспоненты формулы (1), то следует ожидать заметного влияния анизотропии поля температур на величину концентрации энергетически активных молекул с величиной относительной скорости  $g - u$ .

Именно этим обстоятельством объясняются результаты экспериментов по обнаружению максимумов («пиков») поступательно неравновесного свечения внутри вязкого фронта сильной ударной волны в среде электронно-возбужденных азота, кислорода и аргона [3,5], а также в смеси аргона с гелием [6].

Теория работ [3,5,6] связана с оценочным введением «продольной» температуры  $T^\parallel$ , которая более чем в три раза может превышать равновесную температуру газа  $T_S$  за фронтом ударной волны.

В заключение отметим, что наряду с подробно освещенным выше, четвертым фактором, инициирующим повышение скоростей барьерных химических процессов в ударной волне, первые три фактора также представлены в структуре формулы (1), в ее первой экспоненте.

Так, например, действие фактора, эффективно снижающего пороговую энергию химической реакции, определяется величиной  $(g - u)^2$ , а действие второго и третьего – величиной  $H_{01}^\parallel$ .

В качестве примера приведём асимптотическое выражение, справедливое внутри ударной волны, для скорости неупругих соударений  $Z$  молекул из твердых сфер с энергией относительно поступательного движения, превышающей значение некоторой энергии активации  $E_c$ .

$$Z = \pi d^2 (n_0 n_1) (H_{01}^\perp / H_{01}^\parallel) (\Delta H)^{-1/2} w^2 \{ \zeta_+ \exp(-\zeta_+^2) \Phi(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \zeta_+^2) \cdot \operatorname{erfc}[(w-u)(H_{01}^\parallel)^{1/2}] + \zeta_- \exp(-\zeta_-^2) \Phi(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \zeta_-^2) \cdot \operatorname{erfc}[(w+u)(H_{01}^\parallel)^{1/2}] \} \quad (2)$$

Здесь  $d, u, m, \mu$  – диаметр, средняя скорость потока, масса молекулы и приведенная молекулярная масса,  $K$  – постоянная Больцмана,  $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$ ,  $\operatorname{erf}(x)$  – интеграл вероятности [10],  $w^2 = 2E_c \mu^{-1}$ , причем  $(w^2 H_{01}^\parallel) \gg 1$ , кроме того  $\zeta_+$  и  $\zeta_-$  равны соответственно  $Z_+$  и  $Z_-$  при  $g=w$ .

Формула (2) может быть применена к оценке величины отношения поступательно-неравновесной скорости электронного возбуждения молекул сероуглерода в ударной волне к поступательно равновесной (аррениувской) скорости. Как и в работе [2] рассматривалась смесь молекул сероуглерода с молекулами аргона ( $0,01\text{CS}_2 + 0,99\text{Ar}$ ). На рис. 1 сплошной линией показано результаты расчетов по формуле (2) (кривая 1), а маркером 2 результаты экспериментов из работы [2].

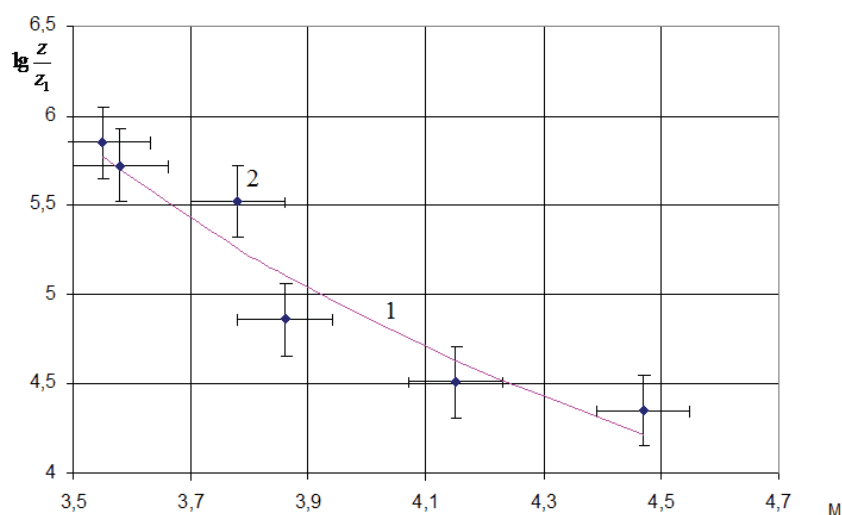


Рис 1. Зависимость величины относительной поступательно-неравновесной константы скорости электронного возбуждения молекул сероуглерода в смеси с аргоном от числа Маха в ударной волне.

В заключение рассмотрим вопрос о необходимых и достаточных условиях реализации эффекта «перехлеста», установленного ранее численно в работе [9], и его максимальной относительной величине в бимодальной ударной волне.

Воспользуемся аппроксимацией Тамма-Мотт-Смита для одночастичной функции распределения  $F(b,c)$  и функции распределения пар молекул  $G(g,b)$ , следуя работе [9].

$$F(b,c) = \{(1-b)n_0F_0(c) + bn_1F_1(c)\} [(1-b)n_0 + bn_1]^{-1}$$

Здесь  $F_0, F_1$  - «холодное» и «горячее» распределения перед и за волной;

$$F_i(c) = \left( \frac{m}{2\pi kT_i} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m(c-u_i)^2}{2kT_i} \right]$$

$m$  – масса молекулы;  $u_i, T_i, n_i$  – скорости, температуры и концентрации газового потока перед ( $i=0$ ) и за ( $i=1$ ) волной,  $k$  - постоянная Больцмана,  $(c-u_i)$  - собственная скорость молекулы, коэффициент  $b$  задавался параметрически в интервале  $0 \leq b \leq 1$  при прохождении газа через фронт ударной волны [9].

Величина относительной функции распределения  $G(g,b)$  пар молекул имеет вид:

$$\tilde{G} = [(1-b)^2 \varepsilon_0^2 \tilde{G}_0 + b^2 + 2b(1-b)\varepsilon_0 \tilde{G}_{01}] \cdot [\varepsilon_0 + (1-\varepsilon_0)b]^{-2}, \quad (3)$$

где  $\tilde{G} = \frac{G}{G_1}$ ,  $\tilde{G}_0 = \frac{G_0}{G_1}$ ,  $\tilde{G}_1 = 1$ ,  $\tilde{G}_{01} = \frac{G_{01}}{G_1}$ ,  $G_0, G_1, G_{01}$  - соответственно «холодная» (перед волной), «горячая» (за волной) и «перекрестная» моды распределений.

Распределения  $G_0$  и  $G_1$  являются максвелловскими функциями по относительным скоростям  $g$ :

$$G_i(g) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{kT_i} \right)^{3/2} g^2 \exp \left[ -\frac{mg^2}{4kT_i} \right].$$

Перекрестная мода имеет вид [9]:

$$G_{01}(g) = \left[ \frac{m}{2\pi k(T_0 + T_1)} \right]^{3/2} \frac{g}{u} \left\{ \exp \left[ -\frac{m(g-u)^2}{2k(T_0 + T_1)} \right] - \exp \left[ -\frac{m(g+u)^2}{(T_0 + T_1)} \right] \right\}. \quad (4)$$

Макроскопические параметры, входящие в соотношения (1) - (4), связаны законами сохранения потоков массы, импульса и энергии в сечениях  $i = 0$  (перед волной) и  $i = 1$  (за волной):

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + m_0(1 - \varepsilon^2), \quad \frac{n_0}{n_1} = \frac{u_1}{u_0} = \varepsilon_0 = \varepsilon(1 + m_0^{-1}), \quad u = u_0 - u_1 = u_0(1 - \varepsilon_0).$$

Здесь  $m_0 = \varepsilon(1 - \varepsilon)^{-1} M_0^2$ ,  $\varepsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$ ,  $\gamma$  - отношение удельных теплоемкостей при

постоянном давлении  $c_p$  и объеме  $c_v$ ,  $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = (1 + \varepsilon)(1 - \varepsilon)^{-1}$ ,  $M_0$  - число Маха перед

волной,  $M_0 = \frac{u_0}{a_0}$ ,  $a_0$  - скорость звука перед волной,  $a_0 = \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}}$ .

Выражение (3) позволяет сформулировать следующие теоремы о «перехлесте» сверхскоростной поступательной неравновесности в бимодальной ударной волне.

**Теорема 1** (необходимость и достаточность). Для сверхскоростного превышения («перехлеста»,  $\tilde{G} - 1$ ) величины поступательно неравновесной функции распределения пар молекул внутри фронта ударной волны над соответствующей равновесной величиной за волной необходимо, чтобы величина перекрестной моды удовлетворяла соотношению:

$$2\tilde{G}_{01} > 1 + \tilde{G}_0,$$

и достаточно, чтобы величина этой моды была больше единицы ( $\tilde{G}_{01} > 1$ ).

**Теорема 2** (о максимуме относительного «перехлеста»).

Величина относительного «перехлеста» ( $\tilde{G} - 1$ ) в бимодальном однокомпонентном газе при выполнении достаточного условия из теоремы 1:

$\tilde{G}_{01} > 1$  достигает своего максимального значения

$$(\tilde{G} - 1)_{\max} = (\tilde{G} - 1)|_{\chi_b/2} = (2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0) \left( \frac{\chi_b}{2} \right)^2. \quad (5)$$

**Доказательство теорем 1- 2.** перейдем к переменной  $\chi = \frac{(1-b)\varepsilon_0}{\varepsilon_0 + (1-\varepsilon_0)b}$ , причем  $0 \leq \chi \leq 1$  при  $0 \leq b \leq 1$

Тогда на основании соотношения (3) для функции  $\tilde{G}$  можно записать:

$$(\tilde{G}-1) + \chi(1-\tilde{G}_0) = (\chi - \chi^2)(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0),$$

или

$$(\tilde{G}-1) = \chi(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0)(\chi_b - \chi), \quad (6)$$

где  $\chi_b = 2(\tilde{G}_{01} - 1)(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0)^{-1}$ ,  $\tilde{G}_0 < 1$

В итоге при  $(\tilde{G}-1) > 0$  из соотношения (5) следует выполнение необходимого неравенства  $(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0) > 0$ , поскольку функция  $\tilde{G}_0$  всегда меньше 1.

И, наоборот, неравенство  $(\tilde{G}-1) > 0$  следует из соотношения (6) при выполнении достаточного условия теоремы 1. Максимальное значение величины  $(\tilde{G}-1)_{\max}$  достигается при  $\chi = \frac{\chi_b}{2}$  т.к. при этом значении величины  $\chi$  на основании соотношений (5) и (6) будет:

$$\left. \frac{d\tilde{G}}{d\chi} \right|_{\chi_b/2} = 0, \quad \left. \frac{d^2\tilde{G}}{d\chi^2} \right|_{\chi_b/2} = -2(2\tilde{G}_{01} - 1 - \tilde{G}_0) < 0$$

Для представления о том, как выполняется неравенство  $(\tilde{G}-1) > 0$ , рассмотрим асимптотический гиперзвуковой предельный переход в параметрах функции распределения пар молекул (3):

$$M_0 \gg 1, \quad (M_0 \rightarrow \infty),$$

$$m_0 \equiv \frac{\gamma-1}{2} M_0^2 = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} M_0^2 \gg 1, \quad (m_0 \rightarrow \infty).$$

Физически этот предельный переход соответствует случаю бесконечно сильной гиперзвуковой ударной волны, когда  $M_0 \rightarrow \infty$ ,  $\frac{T_0}{T_1} \rightarrow 0$ .

В результате для выражений, входящих в формулы (2-4) получим:

$$\frac{n_0}{n_1} = \frac{u_1}{u_0} \rightarrow \varepsilon, \quad u \rightarrow u_0(1-\varepsilon), \quad \tilde{G}_0 \rightarrow m_0^{3/2} \exp\left(-\frac{\gamma M_0^2}{4} \bar{g}^{-2}\right), \quad \bar{g} = g/u_0,$$

$$\tilde{G}_{01} \rightarrow \sqrt{2\varepsilon}(1-\varepsilon)\bar{g}^{-1} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-2\bar{g}}{\varepsilon(1-\varepsilon)}\right] \right\} \exp\left[\frac{2-(\bar{g}-2)^2}{4\varepsilon(1-\varepsilon)}\right].$$

Применение асимптотического гиперзвукового предельного перехода позволяет получить простое аналитическое выражение для величины высокоскоростного «перехлеста» функции пар молекул:

$$\tilde{G}_{*,\max} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{\frac{1}{2\varepsilon}},$$

где  $\varepsilon = \frac{\rho_0}{\rho_1}$ ,  $\varepsilon^{-1}$  - степень сжатия в волне.

Значения этой функции приведены в работе [7]

Таким образом, в данной работе показано, что в бимодальной ударной волне в однокомпонентном многоатомном газе эффект поступательной неравновесности (сверхскоростной «перехлест») ограничен сверху величиной  $\tilde{G} = \tilde{G}_{\max}$ .

Теоремы 1-2 допускают обобщение на случай бинарной смеси газов, с различными, в общем случае, концентрациями  $n_\gamma$  и массами  $m_\gamma$  молекул ( $\gamma = \alpha, \beta$ ). Для этого бимодальное распределение  $F(b, c)$ , записанное для каждого сорта молекул  $\gamma$ , следует представить в следующем виде

$$F^{(\gamma)} = n\chi\eta_0 F_0^{(\gamma)} + n(1-\chi)\eta_1 F_1^{(\gamma)}. \quad (7)$$

Здесь:

$$n = \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} + \sum_{(\gamma)} n_1^{(\gamma)} \quad \chi = \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} / n \quad \eta_0^{(\gamma)} = n^{(\gamma)} / \sum_{(\gamma)} n_0^{(\gamma)} \quad \eta_1^{(\gamma)} = n^{(\gamma)} / \sum_{(\gamma)} n_1^{(\gamma)}.$$

Функция распределения пар молекул  $G^{(\alpha,\beta)}$ , вычисленная аналогично функции (3) на основе соотношения (7), может быть записана как и в однокомпонентном (простом) газе, в форме полинома второй степени по параметру  $\chi$ :

$$G^{(\alpha,\beta)} = \chi^2 Q_0^{(\alpha,\beta)} + 2\chi(1-\chi) \left[ (Q_{01}^{(\alpha,\beta)} + Q_{10}^{(\alpha,\beta)}) \right] + (1-\chi)^2 Q_1^{(\alpha,\beta)}. \quad (8)$$

$$Q_0^{(\alpha,\beta)} = n^2 \eta_0^{(\alpha)} \eta_0^{(\beta)} G_0^{(\alpha,\beta)}; \quad Q_1^{(\alpha,\beta)} = n^2 \eta_1^{(\alpha)} \eta_1^{(\beta)} G_1^{(\alpha,\beta)};$$

$$Q_{01}^{(\alpha,\beta)} = (n^2/2) \eta_0^{(\alpha)} \eta_1^{(\beta)} G_{01}^{(\alpha,\beta)}; \quad Q_{10}^{(\alpha,\beta)} = (n^2/2) \eta_1^{(\alpha)} \eta_0^{(\beta)} G_{10}^{(\alpha,\beta)}.$$

Функции  $G_0^{(\alpha,\beta)}$ ,  $G_1^{(\alpha,\beta)}$ ,  $G_{01}^{(\alpha,\beta)}$ ,  $G_{10}^{(\alpha,\beta)}$  совпадают в простом газе с функциями  $G_0$ ,  $G_1$ ,  $G_{01}$ ,  $G_{10}$  при  $\alpha = \beta$ .

Выражение (8) позволяет исследовать на экстремум (максимум) функцию пар молекул (8) отнесенную к поступательно равновесному значению этой функции за ударной волной:

$$\tilde{G}^{(\alpha,\beta)} = G^{(\alpha,\beta)} / G_1^{(\alpha,\beta)}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Великодный В.Ю., Битюрин В.А.* Кластерный термоядерный синтез. (Критический обзор публикаций) // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 61-67.
2. *Генич А.П., Куликов С.В., Соловьёва М.Е., Черешнев С.Л.* Влияние поступательной неравновесности в ударной волне на скорость элементарных молекулярных процессов. Фундаментальные проблемы физики ударных волн. Черноголовка Тезисы докладов, т.1., часть 2, 1987 г. с 240-242
3. *Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П.* Экспериментальные неравновесности температуры во фронте плоской ударной волны // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 334-336.
4. *Коган М.Н.* Динамика разреженного газа. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1967 г.
5. *Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В.* Поступательная неравновесность во фронте ударной волны // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 1998. – № 5. – С. 46-51.
6. *Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В.* Поступательная неравновесность во фронте ударной волны в смеси аргона и гелия // Препринт № 59-2000, МГУ. – 2000. – С. 1-15.
7. *Кузнецов М.М., Кулешова Ю.Д.* О реакционной способности молекул во фронте сильной ударной волны // Вестник МГОУ. – 2010. – № 3. – С. 10-14.
8. *Куликов С.В.* Нестационарное статистическое моделирование процессов в ударных трубах для газов с учетом внутренних степеней свободы молекул // Химическая физика. – 2008. – Т. 27, № 12. – С. 40-45.
9. *Куликов С.В., Терновая О.Н., Черешнев С.Л.* Специфика поступательной неравновесности во фронте ударной волны в однокомпонентном газе // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 340-342.
10. *Янке Е., Эмде Ф., Лёйц Ф.* Специальные функции. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1968 г.

**ON THE INCREASE OF THE KINETIC PROCESSES RATES  
IN TAMM-MOTT-SMITH SHOCK WAVE MODEL**

**M. Kuznetsov, Ju. Kuleshova, L. Smotrova**

*Moscow Region State University  
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The development of the possibilities of the analytical method of investigating the structure of shock wave front with the progressively nonequilibrium chemical reactions is considered. The method is based on the Tamm-Mott-Smith's bimodal approximation of the function of the molecules distribution in connection with to the analysis of the barrier chemical processes rates.

Key words: kinetic, equation, nonequilibrium, chemical reaction, shock wave, distribution, molecular.