

8. Анисичкин В.Ф. Явление резонансной твердофазной коалесценции малых частиц алмаза в продуктах взрыва // Химическая физика. — 1993. — 12, № 5. — С. 605—608.
9. Ершов А.П., Куперштох А.Л. Экзотермическая коагуляция малых кластеров во фронте детонационной волны // Письма в ЖТФ. — 1993. — 19, вып. 3. — С. 76—80.
10. Лин Э.Э. Агрегация кристаллических кластеров во фронте ударных волн в конденсированных веществах // Химическая физика. — 1993. — 12, № 3. — С. 299—301.
11. Мальков И.Ю., Филатов Л.И., Титов В.М., Литвинов Б.В., Чувилин А.Л., Тесленко Т.С. Образование алмаза из жидкой фазы углерода // ФГВ. — 1993. — 29, № 4.
12. Титов В.М., Анисичкин В.Ф. Разработка технологии получения ультрадисперсного алмаза динамическим методом // Отчет института гидродинамики. Деп. ВНИИЦ № 02.90.0 015341, 1989.
13. Долгушин Д.С., Анисичкин В.Ф. Расчет температуры за фронтом ударной волны в конденсированных средах методами теории термодинамического подобия // ФГВ. — 1992. — 28, № 6. — С. 80—84.
14. Анисичкин В.Ф. Разработка физических основ технологии компактирования ультрадисперсного алмаза // Отчет института гидродинамики. Деп. ВНИИЦ № 02.9.20 0 04495, 1991.
15. Кондриков Б.Н., Сумин А.И. Уравнение состояния газов при высоком давлении // ФГВ. — 1987. — 23, № 1. — С. 114—122.

г. Бийск,
НТС НПО «Алтай»

Поступила в редакцию
5/VII 1993,
после доработки — 21/VI 1994

УДК 536.46

Ю.А. Гостинцев, Ю.В. Гамера

ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСЛОВ АЗОТА ЗА ФРОНТОМ УВ ПРИ ВЗРЫВАХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИСКРОВЫХ РАЗРЯДАХ В АТМОСФЕРЕ

На основе кинетической схемы Я.Б. Зельдовича, описывающей окисление азота в нагретом воздухе, построена обобщенная аналитическая теория генерации и закалки термических NO_x . Найдены количественные закономерности для определения наработки окислов азота в интенсивных ударных волнах различной симметрии, оценен выход термических NO_x в сферических УВ от мощных воздушных взрывов. С использованием моделирования охлаждения воздуха за УВ, вызванной линейным искровым разрядом, законами мгновенного цилиндрического взрыва, впервые построена картина образования NO_x при естественном грозовом разряде в атмосфере.

Окись и двуокись азота (общий термин — окислы азота NO_x) играют чрезвычайную роль в химии атмосферы. В тропосфере они являются одним из основных компонентов, инициирующих образование фотохимического смога. В стратосфере наряду с соединениями хлора и водорода NO_x выступают в роли регулятора содержания O_3 в озоновом слое Земли. Как правило, быстрые реакции окиси и двуокиси с другими малыми примесями приводят к установлению квазиравновесия между NO и NO_2 в воздухе, что делает несущественным в какой первоначальной форме окислы попадают в атмосферу, а значит, в контексте данной статьи, понятия NO , NO_2 и NO_x эквивалентны.

Горение и взрыв — важные источники генерации окислов азота. В зависимости от механизма образования NO_x подразделяют на термические, топливные и «быстрые». Ниже на базе кинетической схемы Я.Б. Зельдовича построена обобщенная аналитическая теория генерации и закалки термических NO_x в остывающем воздухе. Найдены количественные закономерности для определения наработки окислов азота в интенсивных ударных волнах (УВ) различной симметрии, оценен выход термических NO_x в сферических УВ от мощных воздушных взрывов. С использованием моделирования УВ, вызванной линейным искровым разрядом, законом мгновен-

© Ю.А. Гостинцев, Ю.В. Гамера, 1995.

ного цилиндрического взрыва построена картина образования NO_x при естественном грозном разряде в атмосфере.

Кинетические превращения NO в неизотермических условиях

Основные кинетические закономерности наработки термической окиси азота из воздуха сформулированы в [1], где сделан вывод о ценном характере реакции образования NO, и в приближении метода квазистационарных концентраций по атомам кислорода и азота получено кинетическое уравнение процесса. В остывающем или нагреваемом воздухе данное уравнение может быть записано в виде

$$\frac{d\xi}{d\varphi} = \frac{\tau_g}{\tau_c} \left\langle 1 - \left(\frac{\xi}{\varphi} \right)^2 \right\rangle. \quad (1)$$

Здесь $\xi = \varphi \frac{c}{(c)}$; $(c) = K_1 \langle c_1 c_2 \rangle^{0.5} \varphi$; $\varphi = \exp\left(-\frac{\Theta}{T}\right)$; $\tau_g = \left\langle \frac{d \ln \varphi}{dt} \right\rangle^{-1}$; $\tau_c = \left\langle k_2 \varphi^n \left(\frac{c}{\mu} \right)^{2-n} \right\rangle^{-1}$; ρ , T , μ — плотность, температура и молекулярная масса воздуха; t — время; c , c_1 , c_2 — мольные доли NO, N_2 , O_2 ; (c) — равновесное значение c ; τ_g и τ_c — характерные времена изменения температуры и химической реакции (знак τ_g определяет направленность теплового процесса: $\tau_g > 0$ — нагревание, $\tau_g < 0$ — остывание); k_1 , k_2 , Θ , n — аррениусовские параметры.

Если изменение плотности и температуры воздуха во времени таково, что выполняется условие

$$\frac{d \ln |\rho^{0.5} \tau_g|}{d \ln \varphi} = \frac{1}{\alpha} - n = \text{const}. \quad (2)$$

(α — параметр), то в переменных

$$\varphi_1 = |\alpha n \tau_g / \tau_c|^{1/n}, \quad \xi_1 = \exp(\text{sign}(\alpha \tau_g) \int \varphi_1^{n-1} \frac{\xi}{\varphi} d\varphi_1),$$

пригодных при $|\alpha| < \infty$, или

$$\varphi_1 = \varphi, \quad \xi_1 = \exp\left(-D_1 \int \frac{\xi}{\varphi^2} d\varphi\right), \quad D_1 = \frac{\tau_g}{\tau_c} = \text{const},$$

пригодных для предельного случая $|\alpha| = \infty$, уравнение (1) формально сводится к линейному дифференциальному уравнению единого вида с зависящими от α и n коэффициентами q_1 , q_2 , q_3

$$\varphi_1^2 \frac{d^2 \xi_1}{d\varphi_1^2} + q_1 \varphi_1 \frac{d\xi_1}{d\varphi_1} + (q_2 \varphi_1^{2n} + q_3) \xi_1 = 0. \quad (3)$$

При $|\alpha| < \infty$ $q_1 = 1 + n(\alpha - 1)$, $q_2 = -1$, $q_3 = 0$. Если $|\alpha| = \infty$, то $q_1 = 1$, $q_2 = 0$, $q_3 = D_1^2$. Решение (3) имеет вид

$$\xi_1 = \varphi_1 Z_\alpha(z), \quad z = |\alpha| \frac{\tau_g}{\tau_c} \text{ при } |\alpha| < \infty,$$

$$\xi_1 = D_2' \langle \varphi_1^{D_1} + D_2 \varphi_1^{-D_1} \rangle \text{ при } |\alpha| = \infty.$$

Здесь $Z_{\alpha'}(z)$ — модифицированная цилиндрическая функция порядка $\alpha' = 0,5(1 - \alpha)$; D_2, D_2' — константы интегрирования. После обратного перехода от ξ к ξ получим

$$\begin{aligned} \xi &= \text{sign}(\alpha \tau_g) \varphi_0 \left\langle \frac{z}{z_0} \right\rangle^{\alpha} \frac{Z_{\alpha-1}(z)}{Z_{\alpha}(z)} \quad \text{при } |\alpha| < \infty, \\ \xi &= \varphi \text{th}(0,5 \ln D_2 - D_1 \ln \varphi) \quad \text{при } |\alpha| = \infty. \end{aligned} \quad (4)$$

В (4), а также в дальнейшем индекс нуль при переменных обозначает начальные значения. В частном случае $\alpha = 1/n = 0,2$ решение (4) совпадает с полученным в [1, 2].

В остывающем воздухе $\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi \rightarrow 0$, и концентрацию закаливаемой окиси $c_f = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\xi}{\varphi}(c)$ (индекс f соответствует значению параметра при закалке) можно записать в виде $c_f = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\xi}{\varphi}(c)$.

Анализ показывает, что в случае $1/\alpha < 1$ имеет место $c_f = 0$. Физический смысл этого результата состоит в том, что в условиях, когда время химического превращения гораздо меньше характерного времени изменения газодинамических параметров, концентрация NO на всем протяжении процесса остывания остается близкой к равновесной. При этом закалки окиси азота не происходит.

Если $1/\alpha > 1$, то

$$\begin{aligned} c &= - (c_0) \left\langle \frac{z}{z_0} \right\rangle^{\alpha} \frac{DI_{\alpha-1}(z) + I_{1-\alpha}(z)}{DI_{\alpha}(z) + I_{-\alpha}(z)}, \\ c_f &= - D(c_0) (0,5z_0)^{-\alpha} \frac{\Gamma(1-\alpha')}{\Gamma(\alpha')}, \\ D &= - \frac{I_{-\alpha}(z_0)\xi_0 + I_{1-\alpha}(z_0)\varphi_0}{I_{\alpha}(z_0)\xi_0 + I_{\alpha-1}(z_0)\varphi_0} \end{aligned} \quad (5)$$

($I_{\alpha}(z)$ — модифицированная функция Бесселя, $\Gamma(\alpha')$ — гамма-функция).

При высокой начальной подвижности реакции z_0 ($z_0 \gg 1$), когда до начала процесса закалки вне зависимости от начальной концентрации успевает установиться химическое равновесие в нагретом воздухе, величина $D = -1$.

В частном случае $c_0 = 0$, $D = -\frac{I_{1-\alpha}(z_0)}{I_{\alpha-1}(z_0)}$, и асимптотическая зависимость для выхода NO при низкой начальной подвижности имеет простой вид $c_f = (c_0) \frac{z_0}{1+\alpha}$.

Кинетика образования NO за фронтом интенсивной воздушной волны

Согласно представлениям, развитым в [3, 4], охлаждение лагранжевой частицы воздуха за фронтом ударной волны, генерируемой в воздухе мгновенным взрывом, хорошо аппроксимируется законами

$$\frac{T}{T_0} + 1 + d \ln \left(\frac{t}{t_0} \right), \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{t_0}{t} \right)^{2b}. \quad (6)$$

Здесь

$$\rho_0 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_a, \quad T_0 = \frac{8(\gamma - 1)\mu}{R(\nu + 2)^2(\gamma + 1)^2} \left\langle \frac{\beta E}{\rho_a} \right\rangle^{\frac{2}{2+\nu}} t_0^{-\frac{2\nu}{2+\nu}} = \frac{8(\gamma - 1)\mu\beta E}{R(\nu + 2)^2(\gamma + 1)^2 \rho_a} r^{-\nu}$$

— плотность и температура во фронте ударной волны в момент времени t_0 на расстоянии r от центра симметрии; r — координата лагранжевой частицы; ρ_a — плотность невозмущенного воздуха; R — универсальная газовая постоянная; γ — показатель адиабаты; E — плотность энергии взрыва, $\frac{Дж}{м^3}$; ν — индекс симметрии течения ($\nu = 1, 2, 3$ — плоская, цилиндрическая и сферическая); $a = 2b(\gamma - 1)$, b, β — зависящие только от γ коэффициенты.

Используя (6), получим выражение

$$\alpha = \left\langle n + \frac{1 - \dot{v}}{a \ln \varphi_0} \right\rangle^{-1}; \quad (7)$$

$$z = z^* \alpha \left\langle n - \frac{1}{\alpha} \right\rangle^{\frac{\nu-2}{2\nu}} \varphi^\alpha,$$

$$z^* = k_2 \langle c_1 \rangle^{0.5} \langle \beta E \mu (\gamma - 1) \rangle^{\frac{1}{\nu}} \exp \left(\frac{b-1}{a} \right) \left\langle \frac{\rho_a a}{1-b} \right\rangle^{\frac{\nu-2}{2\nu}} \times \quad (8)$$

$$\times \left\langle \frac{8}{(\nu+2)^2 R \Theta} \right\rangle^{\frac{2+\nu}{2\nu}} / \langle a(\gamma+1) \rangle^{\frac{4+\nu}{2\nu}}.$$

Функция распределения закаленной окиси азота c_f по лагранжевой координате легко восстанавливается из (5), (7), (8) с учетом условия отсутствия NO непосредственно на фронте УВ ($c_0 = \xi_0 = 0$)

$$c_f = k_1 \langle c_1 c_2 \rangle^{0.5} \left\langle 0,5 z^* \alpha \left(n - \frac{1}{\alpha} \right)^{\frac{\nu-2}{2\nu}} \right\rangle^{-\alpha} \frac{\Gamma(1-\alpha') I_{1-\alpha'}(z_0)}{\Gamma(\alpha') I_{\alpha'-1}(z_0)}, \quad (9)$$

$$r = \left\langle -\frac{8(\gamma-1)\mu\beta E \ln \varphi_0}{R \rho_a \Theta (\nu+2)^2 (\gamma+1)^2} \right\rangle^{\frac{1}{\nu}}, \quad \alpha' = 0,5(1-\alpha).$$

Асимптотики c_f для больших и малых начальных подвижностей реакции имеют вид

$$c_f = k_1 \langle c_1 c_2 \rangle^{0.5} \left\langle 0,5 z^* \alpha \left(n - \frac{1}{\alpha} \right)^{\frac{\nu-2}{2\nu}} \right\rangle^{-\alpha} \frac{\Gamma(0,5(1+\alpha))}{\Gamma(\alpha, 0,5(1-\alpha))}, \quad z_0 \gg 1, \quad (10)$$

$$c_f = k_1 \langle c_1 c_2 \rangle^{0.5} \varphi_0^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} \left(n - \frac{1}{\alpha} \right)^{\frac{\nu-2}{2\nu}} \frac{\alpha z^*}{1+\alpha}, \quad z_0 \ll 1.$$

Интересно отметить, что, как видно из (7), при $b < 1$ существует критическая температура $\hat{T}_0 = \frac{a(n-1)}{1-b} \Theta$, определяемая из условия $\alpha = 1$, такая, что при $T_0 > \hat{T}_0$ $c_f = 0$. Следовательно, в этом случае распределение c_f имеет максимум c_f^* (при $T_0 \rightarrow 0$ $c_f \rightarrow 0$).

Приблизительное значение параметра α^* , при котором достигается максимум c_f^* , может быть найдено из полученного путем сращения асимптотик (10) трансцендентного уравнения

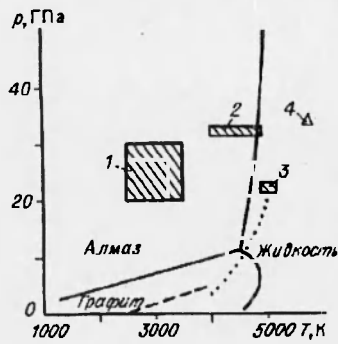


Рис. 1. Характерное распределение концентрации закаливаемой окиси азота по параметру $\alpha = \left(n - \frac{8(\gamma - 1)(1 - b)\mu\beta E}{R\rho_a\Theta(\nu + 2)^2(\gamma + 1)2\nu} \right)^{-1}$ для $b < 1$.

$$\left\langle n - \frac{1}{\alpha^*} \right\rangle^{\frac{\nu - 2}{2\nu}} \exp \left(\frac{1 - b}{(1 - \alpha^* n)a} \right) = \left\langle \frac{2}{z - \alpha^*} \right\rangle \times \left\langle \frac{0,5(\alpha^* + 1)\Gamma(0,5(\alpha^* + 1))}{\Gamma(0,5(1 - \alpha^*))} \right\rangle_{\alpha^*}^{\frac{1}{1}}. \quad (11)$$

При этом

$$c_f = k_1 \langle c_1 c_2 \rangle^{0,5} \varphi_0^* \left\langle \frac{\Gamma(0,5(1 + \alpha^*))}{\Gamma(0,5(1 - \alpha^*))} \right\rangle (0,5(1 + \alpha^*))^{-\alpha^*} \frac{1}{1 + \alpha^*}. \quad (12)$$

Заметим, что, продлевая асимптотики (10) до их пересечения (рис. 1), получаем значение \hat{c}_f^* , несколько завышенное по сравнению с c_f^* . Однако численные расчеты показали, что отличие \hat{c}_f^* от c_f^* невелико.

Как видно из (11), при $z^* \gg 1$ в (12) можно считать $\varphi_0^* \sim z^{*\frac{1}{n}}$, $\alpha^* \sim \frac{1}{n}$. Тогда для одинаковых параметров γ и b отношения максимального выхода окислов азота при симметрии течения ν к максимальному выходу для сферического случая $c_{f_3}^*$ описывается формулой

$$\frac{(c_f^*)_{\nu}}{c_{f_3}^*} = \left[\frac{8\mu(1 - b)(\gamma - 1)}{R\Theta\rho_a} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \right]^{\frac{1}{3} - \frac{1}{\nu}} (\nu + 2)^{\frac{\nu + 2}{\nu}} \frac{\langle \beta_3 E_2 \rangle^{1/3}}{\langle \beta_{\nu} E_{\nu} \rangle^{1/\nu}}. \quad (13)$$

Общий выход окислов азота M определяется интегрированием приведенного на рис. 1 характерного распределения c_f ($b < 1$) по лагранжевой координате r . С учетом (9) — (12)

$$M = \frac{8(\gamma - 1)\beta E c^* A}{R\Theta(\gamma + 1)^2} \left[-\ln \varphi_0^* - \frac{(1 - b)}{an} \left\langle \frac{\varphi_0^{*(n-1)}}{(n-1)} \right\rangle + \ln \left(\exp \left(-\frac{1}{(n-1)} \right) \varphi_0^* \text{Ei} \left(\frac{b-1}{an} \right) \right) + \frac{1}{n+1} \right]. \quad (14)$$

Здесь $\text{Ei}(x)$ — интегральная экспоненциальная функция; $A = F(\nu)$: при $\nu = 1 - 3$ $A = \frac{1}{9}$, $\frac{\pi}{16}$ и $\frac{4\pi}{75}$ соответственно.

Генерация NO_x в сферической УВ при мощных воздушных взрывах

При мощном (например, ядерном) воздушном взрыве в атмосфере образуется сильная сферическая УВ. Разогрев и быстрое охлаждение частиц

воздуха в ней приводит по описанному ранее механизму к генерации и закалке окиси азота. Для оценки ее количества можно в первом приближении моделировать такую УВ ударной волной от мгновенного точечного взрыва по (14). (Отметим, что для сферической симметрии при $\gamma = 1,4$ $b = 0,7$.)

Тогда зависимость максимальной концентрации окиси c_j^* и суммарного M выхода NO от энергии взрыва W (выраженной в мегатоннах тротилового эквивалента $1 \text{ Мт} = 4,18 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$) и высоты взрыва от уровня моря (учтенной через параметр $h = \left(\frac{\rho_a}{\rho_{a^*}}\right)^{0,5}$, $\rho_{a^*} = 1,17 \text{ кг/м}^3$) примут вид

$$c_j^* = 1,9 \cdot 10^{-2} (Wh)^{-\frac{1}{15}},$$

$$M = 2,12 \cdot 10^{32} W^{\frac{14}{15}} h^{-\frac{1}{15}} (1 + 0,015 \ln (Wh)) \text{ молекул NO}_x. \quad (15)$$

Стандартный точечный взрыв мощностью в 1 Мт на высоте 2 км дает:

$$c_{js}^* = 1,9 \cdot 10^{-2}, M_s = 2,12 \cdot 10^{32} \text{ молекул NO}_x = 1,05 \cdot 10^7 \text{ кг NO}. \quad (16)$$

Для сравнения укажем аналогичные (15) формулы, полученные в [5] для $\gamma = 1,3$:

$$c_j^* = 1,65 \cdot 10^{-2} (Wh)^{-\frac{1}{15}},$$

$$M = 1,76 \cdot 10^{32} W^{\frac{14}{15}} h^{-\frac{1}{15}} (1 + 0,014 \ln (Wh)) \text{ молекул NO}_x. \quad (17)$$

Следует отметить, что (14)—(17) получены в приближении классической схемы кинетики химических превращений Я.Б. Зельдовича, учитывающей 3 обратимые реакции с пятью компонентами. Проведенные в [5—7] вычисления с учетом 25 реакций, протекающих в нагретом сферической УВ точечного взрыва воздухе, дали с точностью до 3 % тот же результат, что и (17). Таким образом, с точки зрения химической кинетики и механизма наработки термической окиси азота формулы (15)—(17) репрезентативны. Однако при использовании (14)—(17) для оценки общего выхода термической окиси азота в УВ реальных (химических или ядерных) воздушных взрывов следует иметь в виду, что величина W в формулах по физическому смыслу есть не полная энергия взрыва, а лишь ее часть, ушедшая в УВ. Для ядерного взрыва она, например, составляет $\sim 0,5W$. Этот факт приведет к уменьшению реальных величин c_j^* и M по сравнению с (15)—(17). Детальное численное исследование наработки NO при воздушных ядерных взрывах с учетом потерь теплового излучения из огненного шара продуктов взрыва и его всплытия в стратифицированной атмосфере проведено в [7].

Генерация NO в цилиндрической УВ при линейном искровом газовом пробое

Типичным примером линейного искрового газового пробоя, генерирующего мощную цилиндрическую УВ, является молния. Сложность полного моделирования физических процессов, протекающих в молнии, весьма затрудняет прямое решение задачи об окислении азота воздуха в ней. В таком случае целесообразно воспользоваться законом энергетического подобия УВ для линейного искрового пробоя и мгновенного цилиндрического линейного взрыва [8]. Последний, как показало сопоставление точных [4] и аппроксимирующих (7) соотношений, описывающих поведение газа за остывающей цилиндрической УВ, характеризуется достаточно простой зависимостью $b(\gamma) : b = \frac{\gamma + 2}{(\gamma + 1)^2}$. При этом, как следует из (8), на

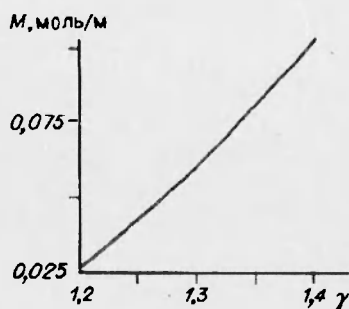


Рис. 2. Зависимость общего выхода окислов азота на погонный метр от γ для грозового разряда с $E = 0,5$ МДж/м.

подвижность реакции образования и расходования окиси азота, а значит и на концентрацию закаливаемых NO, начальная плотность воздуха ρ_a не влияет.

Давление в стволе грозового разряда имеет порядок нескольких сот атмосфер, а диаметр канала ствола - 20 см. Это соответствует погонной энергии мгновенного цилиндрического взрыва $\bar{E} - 0,5$ МДж/м (при давлении 200 атм).

Закономерности наработки NO в молниях могут быть определены из (8) — (12), (14), если использовать приведенные выше значения b, E . Так, для $\gamma = 1,4$ $M = 0,1$ моль/м, а максимальная концентрация закаливаемых окислов азота $c_f^* = 6,86 \cdot 10^{-2}$ наблюдается на расстоянии 12 см от оси симметрии. Средняя по объему канала пробоя концентрация NO составляет $5 \cdot 10^{-2}$, что близко к экспериментально обнаруженной в условиях электродугового подогревателя величине $4 \cdot 10^{-2}$ [9]. При уменьшении показателя адиабаты γ до 1,2 максимальное значение c_f^* падает всего на 6,4 %. Таким образом, возможная «запыленность» воздуха, снижающая величину γ [4], существенного влияния на c_f^* не оказывает. Иная картина наблюдается для зависимости общего выхода \bar{M} от γ . С уменьшением γ величина \bar{M} быстро падает. Так, при $\gamma = 1,2$ $\bar{M} = 0,027$ моль/м (рис. 2). Для погонной энергии E искрового разряда, отличной от E , c_f^* и M моделируются законами

$$c_f^* = \bar{c}_f^* \left\langle \frac{\bar{E}}{E} \right\rangle^{0,1}, \quad M = \bar{M} \left\langle \frac{E}{\bar{E}} \right\rangle^{0,9} \left\langle 1 + 0,03 \ln \left(\frac{E}{\bar{E}} \right) \right\rangle. \quad (18)$$

При средней длине молнии 5 км ($\gamma = 1,4$, $\bar{E} = 0,5$ МДж/м) выход окислов азота составит 0,5 кмоль. На земном шаре ежесекундно вспыхивает порядка 100 молний [10], что дает глобальную производительность данного природного источника окислов - 50 Мт NO в год. (Каждый час за счет грозовых разрядов в тропосферу поступает примерно такое же количество NO_x, как и при мегатонном ядерном взрыве.)

Итак, предложенная простая аналитическая модель кинетики NO в неизотермических условиях позволила описать образование окислов азота за фронтом ударной волны от сильных мгновенных взрывов различной симметрии и количественно оценить общий выход термических NO_x при воздушных взрывах и искровых газовых разрядах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Садовников П.Я., Франк-Каменецкий Д.А. Окисление азота при горении. — М.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. Клячко Б.С. // Докл. АН СССР. — 1977. — Т. 236, № 3. — С. 661.
3. Райзер Ю.П. // ЖФХ. — 1959. — Т. 33, № 3. — С. 700.
4. Седов Л.И. Методы подобия к размерности в механике. — М.: Наука, 1981.
5. Гостинцев Ю.А., Гамера Ю.В., Шурка А.А. Образование окислов азота при воздушных ядерных взрывах. — Препринт, Черногоровка, ОИХФ АН СССР, 1990.
6. Гостинцев Ю.А., Гамера Ю.В., Солодовник А.Ф., Шурка А.А. // Докл. АН СССР. — 1990. — Т. 311, № 5. — С. 1035.
7. Гостинцев Ю.А., Гамера Ю.В. // Хим. физика. — 1994. — Т. 13, № 2. — С. 114.
8. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степанов В.К. Письма в ЖЭТФ. — 1967. — Т. 5, вып. 5. — С. 150.
9. Orth R.C., Billing F.S., Grenlevsky P. In: Progress in Aeron and Astronautics, 1972, v. 34.
10. Бримблкумб П. Состав и химия атмосферы. — М.: Мир, 1988.

117977, г. Москва,
ИХФ им. Н.Н. Семенова РАН

Поступила в редакцию
24/III 1994