

4. P. L. Lu, N. Slagg. *Astron. Acta*, 1972, 17, 4—5.
5. P. L. Lu, N. Slagg et al. *Acta Astron.*, 1974, 1, 9—10.
6. P. L. Lu, N. Slagg et al. *Acta Astron.*, 1979, 6, 7—8.
7. A. Wierzba, S. Wojcicki. *Arch. Proc. Spalania*, 1972, 3, 4.
8. А. Вежба. *ФГВ*, 1974, 10, 5.
9. A. S. Wierzba, C. W. Kauffman, J. A. Nichols. *Comb. Sci. Techn.*, 1974, 9, 5—6.
10. H. Kawada, Y. Yoshizawa, K. Kurokawa. *Acta Astron.*, 1974, 1, 5—6.
11. Б. Е. Гельфанд, В. Н. Калинин и др. *Докл. АН СССР*, 1978, 240, 3.
12. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *Докл. АН СССР*, 1979, 247, 5.
13. А. А. Муталибов, Б. Е. Гельфанд и др. *Докл. АН СССР*, 1980, 250, 5.
14. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. *ФГВ*, 1982, 18, 5.
15. T. H. Pierce, C. W. Kaufman, J. A. Nicholls. *AIAA Paper*, 1975, N 163.
16. Г. Шлихтинг. *Теория пограничного слоя*. М.: Наука, 1974.
17. O. G. Engel. *J. Res. Nat. Bur. Standards*, 1958, 60, 3.
18. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. *AIAA J.*, 1969, 7, 2.
19. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *ФГВ*, 1970, 5, 3.
20. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *ПМТФ*, 1970, 5.
21. А. А. Ranger, *Astron. Acta*, 1972, 17, 4—5.
22. А. В. Пинаев. *ФГВ*, 1978, 14, 1.
23. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. *Acta Astron.*, 1979, 6, 3—4.
24. G. D. Waldman, W. G. Reinecke. *AIAA J.*, 1972, 10, 9.
25. В. И. Манжалеи, В. А. Субботин. *ФГВ*, 1976, 12, 6.
26. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. *ФГВ*, 1977, 13, 3.
27. T. Tsuboi, H. G. Wagner. 15-th Sympos. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1974.
28. A. Grillo, M. W. Slack. *Comb. Flame*, 1976, 27, 3.
29. A. Burcat, K. Litshits, G. B. Skinner. 13-th Sympos. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1974.
30. С. М. Когарко, А. А. Борисов. *Изв. АН СССР. ОХИ*, 1960, 8.
31. A. Burcat, R. C. Farmer et al. *Comb. Flame*, 1979, 36, 3.
32. R. D. Hawthorn, A. C. Nixon. *AIAA J.*, 1966, 4, 3.
33. B. F. Myers, E. R. Bartle. *AIAA Paper*, 1968, N 633.

**О СУЩЕСТВОВАНИИ И ЕДИНСТВЕННОСТИ  
СТАЦИОНАРНОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ЗАДАЧИ  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ  
В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ**

*П. Л. Гусика*

*(Ленинград)*

1. В ряде технологических процессов используются двухфазные пузырьковые среды [1] (барботаж газа через слой жидкости) или суспензии [2] (бисерная полимеризация частиц (капель) полимеризующегося вещества в жидкости). Для таких сред характерны малые размеры частиц (пузырьков) дискретной фазы при достаточно высокой ( $\sim 10^{-1}$ ) ее объемной концентрации. Поскольку размеры частиц (пузырей) значительно меньше расстояний между ними, то их непосредственным взаимодействием друг с другом можно пренебречь по сравнению с влиянием на них непрерывной фазы. Это может привести к тому, что жидкость, играя роль теплоносителя, будет передавать тепло от разогретой части дискретной фазы, где идет интенсивная экзотермическая реакция, в область, где происходит ее разогрев в основном за счет теплообмена с непрерывной фазой. Такая особенность пузырьковых сред определяет принципиальную возможность распространения в них самоподдерживающейся экзотермической реакции, отдельные закономерности которой впервые рассмотрены в работах [3, 4].

Аналогичный процесс может осуществиться и в суспензии при экзотермической реакции в дискретной фазе [5]. С математической точки зрения процесс распространения экзотермической волны в пузырьковой среде и в суспензии при определенных условиях описывается одинаковыми по форме уравнениями.

В работах [3, 4] не обсуждается вопрос о существовании и единственности решения рассматриваемой системы уравнений, а найденное

приближенное решение задачи выбирается из двух возможных, как удовлетворяющее исходным физическим предпосылкам. Уделяя основное внимание доказательству существования и единственности решения для экзотермической волны в двухфазной среде, рассмотрим также закономерности распространения фронта полимеризации в суспензии [5].

Особенность процесса распространения полимеризационной волны в суспензии в отличие от волны горения в пузырьковой среде состоит в существенно иной кинетике реакции (рассматривается радикальная полимеризация) и ограниченности температуры полимеризующегося вещества предельной температурой полимеризации [2].

Так как определяющими для тепловых волн являются процессы теплопередачи и реакционного тепловыделения, то можно принять, что дисперсная фаза «заморожена» в жидкость, а ее объемное содержание  $\beta$ , величины удельной поверхности  $S$ , физической  $\rho_1^0$  и приведенной  $\rho_1$  плотностей постоянны. В соответствии с феноменологической теорией движения гетерогенных двухфазных сред [6] уравнения, описывающие изменение температур в дисперсной и непрерывной фазе, имеют вид

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = qW - \alpha S (T_1 - T_2), \quad (1)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \alpha S (T_1 - T_2), \quad (2)$$

где  $T$  — температура;  $c$  — удельная теплоемкость;  $q$  и  $W$  — тепловой эффект и скорость химической реакции;  $\alpha$  — коэффициент межфазного теплообмена;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности жидкости, индексы 1 и 2 относятся соответственно к дисперсной и непрерывной фазам.

Как и в работах [3, 4], примем, что в газожидкостной смеси протекает реакция, завершающаяся полным выгоранием газообразного реагента с образованием газообразного продукта, и кинетическая функция имеет вид

$$W = \rho_0 \frac{\partial \eta}{\partial t} = e (T_1 - T_{1в}) \beta K f(\eta) \exp \left( - \frac{E}{RT_1} \right), \quad (3)$$

где  $e(T_1 - T_{1в})$  — единичная функция, равная 0 при  $T_1 < T_{1в}$ , и 1 при  $T_1 \geq T_{1в}$ ;  $T_{1в}$  — температура воспламенения газа в пузырьках;  $\rho_0 = \rho_n \nu^{-1}$ ;  $\rho_n$  — начальная плотность газового реагента;  $\nu$  — стехиометрический коэффициент;  $f(\eta) = (1 - \eta)^n$ ;  $\eta = (\rho_n - \rho) \rho_n^{-1}$  — полнота выгорания;  $n$  — порядок реакции;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $K$  — предэкспонент.

В случае радикальной полимеризации выделяющееся тепло обусловлено главным образом преобразованием мономера в полимер, а энергией распада инициатора можно пренебречь [7, 8]. Поэтому для кинетической функции в уравнении (1) и скорости расходования инициатора необходимо использовать макрокинетические уравнения полимеризации [2, 5, 7, 8]

$$W = \rho_0 \frac{\partial \eta}{\partial t} = e (T_1 - T_{1в}) \beta \mu K_m M_n^n (1 - \eta)^n I^{0.5} \exp \left( - \frac{E_m}{RT_1} \right), \quad (4)$$

$$W_i = \frac{\partial I}{\partial t} = - e (T_1 - T_{1в}) K_i M_n (1 - \eta) I \exp \left( - \frac{E_i}{RT_1} \right), \quad (5)$$

где  $\rho_0 = \beta \mu M_n$ ;  $M$  и  $\mu$  — концентрация и молярная масса мономера;  $I$  — концентрация инициатора;  $\eta = (M_n - M) M_n^{-1}$  — глубина преобразования мономера; индексы  $m$  и  $i$  относятся соответственно к мономеру и инициатору, а  $n$  и  $k$  — к начальному и конечному состояниям. Как и для пузырьковой среды, в уравнениях (4) и (5) учтено, что реакция полимеризации начинается только после достижения температуры частиц некоторой характерной величины, равной  $T_{1в}$ .

2. Процесс распространения экзотермической волны в двухфазной суспензии или газожидкостной среде существенно отличается от про-

цесса в гомогенных средах тем, что передача тепла от горячих частиц (пузырьков) к холодным осуществляется через теплопроводящую жидкость. Поэтому в зоне *I* (рис. 1) температура жидкости больше температуры частиц, в результате чего они разогреваются до температуры воспламенения  $T_{1в}$ .

В зоне *II* температура дисперсной фазы резко возрастает за счет саморазогрева от выделяющейся энергии химической реакции, затем в зоне тепловой релаксации *III* происходит передача тепла через межфазную поверхность от дисперсной фазы к жидкости.

Значение параметров на границе между зонами *I* и *II* могут быть найдены из условия равенства мощности реакционного тепловыделения и мощности теплообмена

$$qW = \alpha S(T_{2в} - T_{1в}). \quad (6)$$

Если считать, что влияние реакции на изменение температуры и концентрации в зоне разогрева не существенно, то кинетическую функцию можно представить в виде

$$W = W_0 \exp(-E_1/RT_{1в}), \quad (7)$$

где  $W_0 = \beta K$  и  $E_1 = E$  — для пузырьковых сред,  $W_0 = \beta \mu K_M M_H^n I_H^{0,5}$  и  $E_1 = E_M$  — для суспензий.

Параметры на границе между зонами *II* и *III* находятся из условия завершенности химической реакции  $\eta = \eta_k$ , причем  $\eta_k = 1$  в пузырьковой среде и  $\eta_k \leq 1$  в суспензии.

Рассматривая задачу о существовании и единственности решения уравнений (1), (2) с учетом (3) или (4), (5) в форме стационарной самораспространяющейся волны, оставим в стороне вопросы об иницировании и установлении такой волны. Тогда уравнения (1)–(5) можно записать в системе координат, связанной со стационарным плоским фронтом, в виде

$$c_1 \rho_1 u \frac{dT_1}{d\xi} = qW - \alpha S(T_1 - T_2), \quad (1')$$

$$c_2 \rho_2 u \frac{dT_2}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left( \lambda \frac{dT_2}{d\xi} \right) + \alpha S(T_1 - T_2), \quad (2')$$

$$\rho_0 u \frac{d\eta}{d\xi} = W, \quad (3')$$

$$u \frac{dI}{d\xi} = W_k, \quad (4')$$

где  $\xi = x + ut$  — координата, перпендикулярная к фронту;  $u$  — скорость распространения волны.

Граничными условиями для уравнений (1')–(4') с учетом выделенных зон (см. рис. 1) следует считать:

$$T_1 = T_2 = T_n, \quad \frac{dT_1}{d\xi} = \frac{dT_2}{d\xi} = \frac{d^2 T_2}{d\xi^2} = 0 \quad \text{при } \xi \rightarrow -\infty, \quad (8)$$

$$T_1 = T_{1в}, \quad T_2 = T_{2в}, \quad \eta = 0 \quad (M = M_n, I = I_n) \quad \text{при } \xi = 0, \quad (9)$$

$$T_1 = T_{1р}, \quad T_2 = T_{2р}, \quad \eta = 1 \quad (M = 0, I = I_k) \quad \text{при } \xi = l, \quad (10)$$

$$T_1 = T_2 = T_k, \quad \frac{dT_1}{d\xi} = \frac{dT_2}{d\xi} = \frac{d^2 T_2}{d\xi^2} = 0 \quad \text{при } \xi \rightarrow +\infty. \quad (11)$$

В случае, когда концентрация инициатора недостаточна для полного превращения мономера в полимер, условия (10) изменяются: при  $\xi = l$   $\eta = \eta_k$  ( $M = M_k, I = 0$ ).

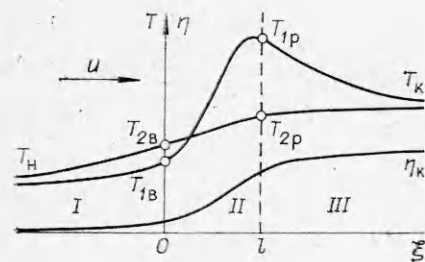


Рис. 1.

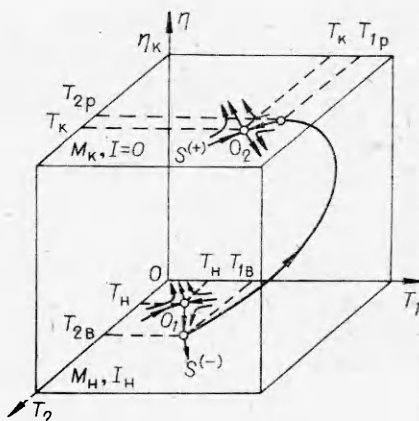


Рис. 2.

3. Интегрируя уравнения (2') с учетом (1'), (3') и граничных условий (8) и (11), получим для зоны разогрева I

$$\frac{dT_1}{d\xi} = \frac{\alpha S}{c_1 \rho_1 u} (T_1 - T_2),$$

$$\frac{dT_2}{d\xi} = \frac{c_1 \rho_1 u}{\lambda} (T_1 - T_H) + \frac{c_2 \rho_2 u}{\lambda} (T_2 - T_1),$$
(12)

а для зоны тепловой релаксации III

$$\frac{dT_1}{d\xi} = -\frac{\alpha S}{c_1 \rho_1 u} (T_1 - T_2),$$

$$\frac{dT_2}{d\xi} = \frac{c_1 \rho_1 u}{\lambda} (T_1 - T_K) - \frac{c_2 \rho_2 u}{\lambda} (T_K - T_2).$$
(13)

В фазовом пространстве  $T_1, T_2, \eta$  уравнения (1')—(3') (для суспензий (1')—(4')) имеют только две особые точки, являющиеся начальным и конечным состоянием (см. граничные условия (8) и (11)). Особая точка  $O_1$ , отвечающая начальному состоянию (8), лежит в плоскости  $\eta = 0$  (рис. 2) и является в соответствии с (12) седлом [9]. В область  $T_1 > T_H$  и  $T_2 > T_H$  из этой точки исходит единственная траектория — сепаратриса седла  $S^{(-)}$  с угловым коэффициентом направления

$$k_1 = \frac{dT_2}{dT_1} = 0,5 [1 + GU^2 + \sqrt{(1 + GU^2)^2 + 4G^2U^2}],$$
(14)

где  $U = \rho_2 c_2 u / (\alpha \lambda S)^{-0,5}$ ;  $G = \rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$ .

Особая точка  $O_2$ , отвечающая конечному состоянию (II), лежит в плоскости  $\eta = \eta_K$  и так же, как и точка  $O_1$ , является в соответствии с (13) седлом. В нее из области  $T_1 > T_K$  и  $T_2 < T_K$  входит единственная траектория — сепаратриса седла  $S^{(+)}$  с угловым коэффициентом направления

$$k_2 = \frac{dT_2}{dT_1} = 0,5 [1 + GU^2 - \sqrt{(1 + GU^2)^2 + 4G^2U^2}].$$
(15)

Из (14) и (15) следует, что при заданных значениях величин теплофизических параметров и скорости волны  $u$  для зон разогрева (I) и тепловой релаксации (III) рассматриваемая система уравнений имеет единственное решение.

Таким образом, вопрос о существовании и единственности решения системы уравнения в целом может быть решен утвердительно, если доказать, что заданным начальным и теплофизическим параметрам отвечает единственное значение величины скорости  $u$  и единственное решение уравнений для зоны реакции II, удовлетворяющее условиям на ее границах с зонами I ( $\xi = 0$ ) и III ( $\xi = l$ ).

При рассмотрении зоны реакции II учтем, что система уравнений (1')—(3') имеет только две особые точки:  $O_1$  ( $T_1 = T_2 = T_n$  и  $\eta = 0$ ) и  $O_2$  ( $T_1 = T_2 = T_k$  и  $\eta = \eta_k$ ). В справедливости этого легко убедиться, если проинтегрировать и преобразовать уравнения (2') к виду

$$\frac{dT}{d\xi} = \frac{c_2 \rho_2 u}{\lambda} [G(T_1 - T_n) + (T_2 - T_n) - GQT_n \eta] \quad (16)$$

или

$$\frac{dT_2}{d\xi} = \frac{c_2 \rho_2 u}{\lambda} [G(T_1' - T_k) - (T_k - T_2) + GQT_n(\eta_k - \eta)], \quad (17)$$

где  $Q = \rho_0 q (\rho_1 c_1 T_n)^{-1}$ . Тогда с учетом (1') и (3') получаем, что нулевые поверхности для  $T_1$ ,  $T_2$  и  $\eta$  одновременно пересекаются только в двух особых точках  $O_1$  и  $O_2$ .

Все точки фазового пространства  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $\eta$ , относящиеся к зоне реакции II, простые, т. е. через каждую точку проходит только одна траектория. Следовательно, при заданных характеристиках смеси и скорости фронта  $u$  через точку фазового пространства, соответствующую параметрам состояния на границе между зонами I и II, будет проходить единственная траектория. Ее направление зависит от характеристик и начальных параметров смеси, а также от величины скорости  $u$ . Вдоль этой траектории производные по координате  $\xi$  от температуры жидкой фазы и глубины превращения вещества положительны. Поэтому, начинаясь на границе с зоной I на плоскости  $\eta = 0$ , она заканчивается на границе с зоной III на плоскости  $\eta = \eta_k$  в секторе  $T_2 \leq T_k$  и  $T_k \leq T_1 \leq 2T_k - T_2$ . Так как множеству значений величины скорости  $u \in [0, \infty]$  при неизменности всех остальных физических величин в плоскости  $\eta = 0$  соответствует множество углов наклона траекторий  $k_1 \in [1, \infty]$ , а в плоскости  $\eta = \eta_k - k_2 \in [0, -1]$ , то из множества траекторий в области II, по крайней мере, одна будет соединять траектории в плоскостях  $\eta = 0$  и  $\eta = \eta_k$ , отвечающих одному и тому же значению величины скорости. Это утверждение основывается на том, что  $k_1$  (14) и  $k_2$  (15) являются непрерывными функциями величины  $u$ .

Таким образом, для системы (1')—(3') существует решение, определяющее распределение температур фаз и полноты выгорания в стационарной волне горения. Решение это единственное, если для заданных теплофизических и кинетических характеристик фаз и начальных параметров смеси имеется единственное значение скорости распространения волны.

4. Покажем, как определяются значения скорости волны и пределы изменения характерных параметров, при которых реализуется единственное решение для стационарной экзотермической волны. С этой целью, интегрируя (11) и (12), получим

$$T_{2в} = T_n + (T_{1в} - T_n)k_1, \quad (18)$$

$$T_{2р} = T_k - (T_{1р} - T_k)k_2, \quad (19)$$

а из (16) и (17)

$$T_k = T_n [1 + (G + 1)^{-1} G Q \eta_k]. \quad (20)$$

Из (14), (15) с учетом (18), (19) для безразмерной скорости найдем

$$U = G^{0,5} \left( \frac{T_{2в} - T_n}{T_{1в} - T_n} + \frac{T_{2р} - T_k}{T_{1р} - T_k} - 1 \right)^{0,5}. \quad (21)$$

Учтем, что протяженность зоны реакции II значительно меньше протяженностей зон подогрева I и тепловой релаксации III, и теплообмен между фазами не оказывает существенного влияния на изменение температуры дискретной фазы в этой зоне по сравнению с влиянием реакционного тепловыделения. Тогда можно принять [3—5], что  $T_{2р} \approx T_{2в}$  и после интегрирования (1') и (3') получим

$$T_{1р} \approx T_n (1 + Q \eta_k). \quad (22)$$

Теперь нахождение  $U$  сводится к решению системы уравнений (6), (7), (18)–(22), которую с учетом преобразования Франк-Каменецкого [10]

$$\exp\left(\frac{E_1}{RT_1}\right) \approx \exp\left(-\frac{E_1}{RT_H}\right) \exp\left[\frac{E_1}{RT_H^2}(T_{1B} - T_H)\right]$$

можно свести к уравнениям

$$(k_1 - 1)Se^{-1}\Theta_B = \exp \Theta_B, \quad (23)$$

$$\Theta_B = Q_{II}\Theta[1 + (GU^2 - k_1)(G + 1)^{-1}](2k_1 - 1 - GU^2)^{-1}, \quad (24)$$

где  $\Theta_B = \Theta(T_{1B} - T_H)T_H^{-1}$ ;  $\Theta = E_1(RT_H)^{-1}$ ;  $Se = qW_0E_1(\alpha SRT_H^2)^{-1}\exp(-\Theta)$ .

В пузырьковых средах  $\eta_K = 1$  и  $Se = q\beta KE(\alpha SRT_H^2)^{-1}\exp(-\Theta)$ , а в суспензиях  $\eta_K \leq 1$  и  $Se = q\mu\beta K_M E_M M_H^n I_H^{0.5}(\alpha SRT_H^2)^{-1}\exp(-\Theta)$ . Так как для суспензий с полимеризующимися частицами необходимо учитывать, что их температура  $T_1$  должна оставаться меньше предельной температуры полимеризации  $T_{np}$  [2, 5], то начальная концентрация мономера  $M_H$  (или инициатора  $I_H$ ) должна быть ограничена  $M_H \leq M_{np}$  ( $I_H \leq I_{np}$ ). Предельное значение начальной концентрации может быть найдено из условия  $T_{1max} = T_{np}$ . Не останавливаясь на подробностях вычисления  $M_{np}$  и  $I_{np}$  [5], будем считать  $I_H = I_{np}$ . Уравнения (23) и (24) в результате преобразуются к виду

$$(k_1 - 1)Se^{-1}\Theta_B = [1 - \gamma \exp(\delta\Theta_B)] \exp \Theta_B, \quad (25)$$

$$\Theta_B = [1 + G^2U^2 - (k_1 - 1)G](\varepsilon - 1)\Theta[(G + 2)k_1 - GU^2]^{-1}, \quad (26)$$

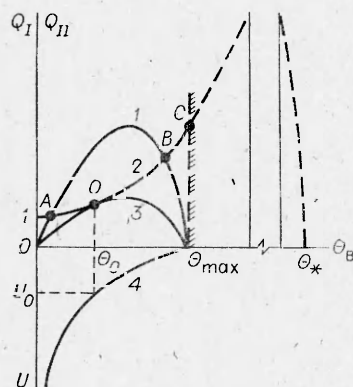
где  $\gamma = \exp[\delta(1 - \varepsilon)\Theta]$ ;  $\delta = 4\omega(1 + \varepsilon)^{-2}$ ;  $\omega = (E_T - E_M)E_H^{-1}$ ;  $\varepsilon = T_{np}T_H^{-1}$ ;  $Se = (1 - \beta)K_H M_H(\alpha S\rho_1 c_1) \exp[-(1 + \delta)\Theta]$ ;  $n = 1$ .

Для нахождения  $U$  графоаналитическим способом обозначим через  $Q_I$  и  $Q_{II}$  соответственно правую и левую часть уравнения (25) и построим графики зависимостей  $Q_I(\Theta_B)$  (рис. 3, 1) и  $Q_{II}(\Theta_B)$  (рис. 3, 2, 3). Точки пересечения этих кривых ( $Q_I = Q_{II}$ ) дают значения  $\Theta_B$ , являющиеся решением уравнения (25). Температура воспламенения  $\Theta_B$  однозначно связана со скоростью волны  $U$  (26) (см. график  $U(\Theta_B)$  на рис. 3, 4), поэтому найденным  $\Theta_B$  отвечают вполне определенные значения  $U$ .

В зависимости от величины числа Семенова  $Se$  линия  $Q_{II}(\Theta_B)$  пересекается с линией  $Q_I(\Theta_B)$  в одной (касание) или двух точках. Решению рассматриваемой задачи отвечают состояния, в которых  $dQ_I/d\Theta_B \geq dQ_{II}/d\Theta_B$  при  $Q_I = Q_{II}$ . Отклонение от такого состояния с возрастанием температуры сопровождается превышением реакционного тепловыделения  $Q_I$  над теплоприходом из жидкой фазы  $Q_{II}$ , что свидетельствует о «воспламенении смеси» в этом случае. При определенных значениях начальных параметров, теплофизических и кинетических характеристик смеси осуществляется единственное состояние, удовлетворяющее условию «воспламенения» на границе зон I и II. Такому состоянию соответствует точка пересечения кривых  $Q_{II}(\Theta_B)$  и  $Q_I(\Theta_B)$  на участке ОС.

Минимальной температуре  $\Theta_B$  отвечает состояние в точке  $O$ , определяемое условием касания линий  $Q_I$  и  $Q_{II} = Q_{кр}$  (3). В этом случае число Семенова максимально  $Se = Se_{кр}$ . При  $Se_{кр}$  режим распространения волны горения (фронтальной полимеризации) не реализуется, а происходит «самовоспламенение» смеси в объеме. Анализ такого процесса следует проводить на основе модели двухфазного реактора идеального смешения [11, 12].

Поскольку с уменьшением  $Se$  скорость волны уменьшается, а  $\Theta_B$  возрастает, то достигаемое при  $Se = 0$  максимальное значение





$\Theta_b$  в соответствии с (26) равно  $\Theta_b = \Theta_{\max} = (\varepsilon - 1)(G + 2)^{-1}\Theta$ , т. е.  $T_{1b} = (G + 2)^{-1}T_{пр}$ . Эта температура значительно меньше максимальной температуры, определяемой из условия завершенности реакции  $Q_1 = 0$ :  $\Theta_b = \Theta_* = (\varepsilon - 1)\Theta$ , т. е.  $T_{1b} = T_{пр}$ .

Для существования стационарной экзотермической волны должно выполняться условие  $\Theta_0 \leq \Theta_b \leq \Theta_{\max}$ . Однако не все стационарные состояния, для которых выполняется это условие и  $Se \leq Se_{кр}$ , будут соответствовать режимам распространения стационарной экзотермической волны, так как теплоотвод от частиц может оказаться большим, чем реакционное тепловыделение. Минимальное (предельное) число Семенова  $Se_{пр}$ , ограничивающее такие режимы, находится из условия равенства реакционного тепловыделения и теплоотвода

$$4Se\Theta^2\vartheta(Se) = \exp[\vartheta(Se)], \quad (27)$$

где  $\vartheta(Se) = (\Theta + k_1\Theta_b)^{-1}$ .

Таким образом, стационарная экзотермическая волна в двухфазной среде распространяется при значениях чисел  $Se$ , удовлетворяющих неравенству  $Se_{пр} \leq Se \leq Se_{кр}$ . Аналогично (см. [4, 5, 11]) могут быть найдены пределы изменения определяющих параметров  $G$ ,  $\Theta$ ,  $\varepsilon$  и др.

Поступила в редакцию 9/III 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Вольфович, А. И. Егоров, Д. А. Эштейн. Общая химическая технология. М.—Л.: Химия, 1952.
2. Ал. Ал. Берлин, С. А. Вольфсон, Н. С. Ениколопан. Кинетика полимеризационных процессов. М.: Химия, 1978.
3. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногловка, 1980.
4. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. Докл. АН СССР, 1981, 256, 370; ФГВ, 1981, 17, 3, 10.
5. П. Л. Гусика. Химическая физика, 1982, 1.
6. Р. И. Нигматуллин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
7. Х. С. Богдасарьян. Теория радикальной полимеризации. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
8. П. Л. Гусика, Г. В. Жижин. ПММ. 1978, 44, 4.
9. А. А. Андронов, Е. А. Леонтович и др. Качественная теория динамических систем второго порядка. М.: Наука, 1966.
10. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
11. А. Л. Генкин, П. Л. Гусика, Л. П. Ярин. ФГВ, 1981, 17, 5.
12. А. Л. Генкин, П. Л. Гусика, Л. П. Ярин.— В сб.: Проблемы технологического горения. Т. II. Химия, технология, свойства и применение продуктов горения. Черногловка, 1981.

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ II ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗРЫВАХ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ. II. ВЗРЫВЫ СМЕСЕЙ $CS_2/O_2 = 1/4$

Ю. Б. Шекк, М. И. Ревин, М. С. Дроздов, С. Г. Хидиров,  
Ю. А. Пластинин

(Черногловка)

#### Введение<sup>1</sup>

Ранее [1—3] сообщалось о наблюдении сверхравновесного квазистационарного излучения в ближней УФ области при взрывном окислении сероуглерода окислами азота и кислородом в замкнутом объеме при исходных давлениях смесей, близких к атмосферному. Наблюдаемое свечение приписано в [2—4] излучению молекул  $SO_2$ , образующихся в ре-

<sup>1</sup> Первое сообщение см. [7].