

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин. Тр. III Всесоюзного совещания по теории горения. Изд. АН СССР, т. 1, 1960.
2. Л. А. Вулис, Ш. Л. Ершин, Л. П. Ярин. ФГВ, 1966, 1.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
4. Сб. «Теория и практика горения газа», Вып. 1. Л., Гостоптехиздат, 1958; вып. 2, 3, «Недра», 1964; 1967.
5. Б. С. Шетинков. Физика горения газа. М., «Наука», 1965.
6. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965.
7. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
8. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
9. А. С. Гиневский. Сб. «Промышленная аэродинамика», № 27, 1966.
10. Л. П. Ярин. ФГВ, 1969, 5, 2.
11. Л. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
12. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М., Госэнергоиздат, 1954.
13. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. ФГВ, 1969, 5, 2.
14. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. З. Захарин. Сб. аннотаций III Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. М., 1968.
15. С. И. Ченг, А. А. Ковитц. Сб. «Вопросы зажигания и стабилизации пламени». ИЛ, 1963.
16. Л. П. Ярин, М. Б. Хожателев. Теплофизика высоких температур, 1967, 6.
17. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. Инж. физич. журнал, 1966, 11, 5.
18. Ш. А. Ершин, Р. П. Рыбалова, Л. П. Ярин. Вестн. АН КазССР, 1966, 9.
19. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. Сб. «Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах». Металлургиздат, 1951.
20. L. G. G. G. J. Fl. Mech., 1965, 23, 1.
21. S. Sami. J. Fl. Mech., 1967, 27; 29.
22. К. Е. Джаугаштин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 3.
23. Г. Н. Абрамович, О. В. Яковлевский и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
24. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко, В. А. Хитриков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
25. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1.
26. М. А. Глишков, И. Л. Вертлиб, В. А. Арутюнов. Изв. вузов, Черная металлургия, 1967, 7, 9.

УДК 536.46

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ АЭРОДИНАМИКИ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Л. П. Ярин

(Ленинград)

При напряженном горении, характерном для современных топочных устройств, определяющую роль, как правило, играет аэродинамика процесса. Этим обусловлен тот интерес, который проявляется на протяжении ряда лет к изучению аэродинамики горения в целом и газовых пламен в частности. В настоящее время выполнен ряд работ (теоретических и экспериментальных), посвященных исследованию развития простейших видов факела [1—3]. Менее развиты методики расчета горения в более сложных типах струйных течений. В связи с многообразием

последних очевидна необходимость построения единой схемы расчета различных (с аэродинамической точки зрения) видов газовых пламен.

Ниже на основе сочетания методов теории струй [1, 2] и основных представлений о горении неперемешанных газов [4, 5] содержится попытка построения такого расчета применительно к диффузионному горению неперемешанных газов (см. рисунок).

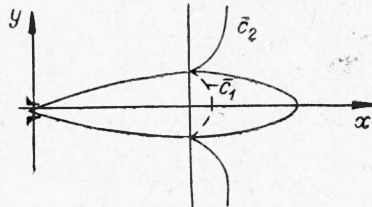


Схема диффузионного факела.

1. Задачей аэродинамического расчета факела является определение местоположения зоны горения — фронта пламени, распределения скорости, температуры и концентрации реагентов во всем поле течения струи и зависимости их от основных параметров процесса.

Система уравнений, описывающая рассматриваемые течения (в рамках теории пограничного слоя) имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k \tau), \\ \rho u \frac{\partial i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial i}{\partial y} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k q) + \vartheta_i \omega_i(c, T), \\ \rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k g) - \omega_i(c, T), \\ \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{y^k} \frac{\partial (\rho v y^k)}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где τ , q , g — соответственно напряжение трения, поток тепла и вещества; $\omega_i(c, T)$ — скорость реакции; ϑ_i — тепловой эффект реакции; $k=0,1$ для плоского и осесимметричного течения.

Интегрирование этой системы нелинейных дифференциальных уравнений, содержащих источники тепла и вещества, не представляется возможным. Наряду с этим, используя близкое к реальным условиям горения факела предположение о бесконечно большой скорости реакции и локализации ее на поверхности фронта пламени, можно получить решение задач о диффузионном горении для ряда практически важных случаев [2]. В такой постановке проводится интегрирование уравнений энергии и диффузии (без источников) в областях, расположенных по обе стороны фронта пламени. Местоположение последнего определяется из условий смешения реагентов в стехиометрической продукции. Расчет «замыкается» путем сращивания полученных решений на фронте пламени.

Описанная схема решения эффективна лишь тогда, когда на границе смешивающихся потоков сохраняются постоянными значения скорости, температуры и концентрации, как это имеет место, например, при смешении двух полубесконечных потоков горючего и окислителя. Если в поле течения имеется замкнутый фронт пламени, отыскание автомодельного решения тепловой и диффузионной задач не представляется возможным. Даже в случае использования приближенных методов, позволяющих описать неавтомодельные течения, расчет факела сопряжен со значительными трудностями при отличии от единицы значений чисел Pr и Le [2]. В связи с этим в ряде случаев целесообразен несколько иной подход к решению задач о диффузионном горении. Речь идет о методе, использованном еще Бурке и Шуманом и позднее развитом в

общем виде Я. Б. Зельдовичем [4]. Как показано в работах [4, 5], путем введения некоторой линейной комбинации концентраций реагирующих компонент можно получить одно дифференциальное уравнение диффузии, не содержащее источников. Если известно распределение скорости, то отыскание профилей концентраций и температуры может быть проведено на основе решения задачи о распространении газовой струи. При этом местоположение фронта пламени определяется из условия, что концентрации реагирующих веществ равны нулю. Как будет показано ниже, такой метод позволяет получить решение широкого класса задач о диффузионном горении в струйных течениях.

2. Рассмотрим вначале схему расчета аэродинамики горения в струйных течениях, допускающих автомодельное решение. Так как методы расчета струй сжимаемого газа (плоских и осесимметричных, ламинарных и турбулентных) отличаются друг от друга и обсуждение достоинств той или иной схемы представляет самостоятельный вопрос, ограничимся анализом для случая $\rho = \text{const}$.

Введем в рассмотрение приведенную концентрацию

$$\tilde{c} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2, \quad \tilde{\Delta c} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2 + 1, \quad \bar{c}_1 = \frac{c_1}{c_2} \Omega; \quad \bar{c}_2 = \frac{c_2}{c_{2\infty}},$$

где c_1 и c_2 — соответственно концентрации горючего и окислителя; Ω — стехиометрическое число. Тогда будем иметь уравнение диффузии для $\tilde{\Delta c}$ без источников.

Граничные условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений, определяются типом рассматриваемого течения. Например:

$$u \rightarrow 0, \quad \tilde{\Delta c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\Delta c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0$$

для затопленного газового факела и

$$u \rightarrow 0, \quad \tilde{\Delta c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty, \quad (3)$$

$$u = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\Delta c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0$$

для факела, распространяющегося вдоль твердой поверхности.

При решении автомодельных задач необходимо использовать интегральные условия, дающие возможность получить нетривиальные решения. Интегрируя уравнения системы (1), получим¹

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \rho u^2 y^k dy &= \text{const}, \\ \int_0^{\infty} \rho u \tilde{\Delta c} y^k dy &= \text{const}, \\ \int_0^{\infty} \rho u \Delta c_i y^k dy &= - \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w_i(c, T) y^k dy \right] d\varepsilon + c_{i,0}, \end{aligned} \quad (4)$$

¹ Для факела, распространяющегося вдоль твердой поверхности, первое интегральное условие имеет вид: $\int_0^{\infty} \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy = \text{const}$.

$$\int_0^{\infty} \rho u \Delta i y^k dy = \vartheta_i \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w_i(c, T) y^k dy \right] dx + Q_0,$$

где $c_{i,0}$ и Q_0 значения $\int_0^{\infty} \rho u \Delta c_i y^k dy$ и $\int_0^{\infty} \rho u \Delta i y^k dy$ при $x=0$.

Первые два из этих условий необходимы для определения констант автомодельности, вторые для определения длины факела. Анализ зависимости длин факелов различных типов от основных параметров будет опубликован позднее.

Решение динамической и диффузионной задачи может быть записано в виде:

$$\frac{u}{u_m} = F'(\varphi), \quad u_m = Ax^\alpha, \quad \frac{\Delta c}{\Delta c_m} = \pi(\varphi); \quad \Delta c_m = \Gamma x^\gamma (\varphi = ux^\beta B), \quad (5)$$

где α, β, γ — константы автомодельности; A, B и Γ — постоянные, определяемые интегральными характеристиками струи, а также коэффициентом турбулентной структуры при турбулентном течении. Значение этих постоянных и вид функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$ для ряда задач содержится в [6].

Используя решение для приведенной концентрации, определим распределение горючего и окислителя в поперечных сечениях факела (см. рисунок). Так как $c_2=0$ в области горючего, то

$$\frac{\bar{c}_1 + 1}{c_{1m} + 1} = \pi(\varphi).$$

При $x = l_\phi$, $\bar{c}_{1m} = 0$. Отсюда следует, что $\Gamma l_\phi = 1$. Поскольку в любой точке фронта пламени $c_1=0$, то, учитывая последнее равенство, получим единое для всех автомодельных течений уравнение поверхности горения

$$\bar{x}_\phi^\gamma \pi(\varphi_\phi) = 1, \quad (6)$$

где $\bar{x}_\phi = \frac{x_\phi}{l_\phi}$.

Распределение концентрации горючего во внутренней области факела имеет вид

$$\frac{\bar{c}_1}{c_{1m}} = \frac{\pi(\varphi) - \pi(\varphi_\phi)}{1 - \pi(\varphi_\phi)}. \quad (7)$$

При $Le=1$ профили температуры и концентрации подобны, поэтому можно записать

$$\frac{T - T_\phi}{T_m - T_\phi} = \frac{\pi(\varphi) - \pi(\varphi_\phi)}{1 - \pi(\varphi_\phi)}. \quad (8)$$

Аналогичным путем определим распределение концентрации и температуры во внешней области факела

$$\bar{c}_2 = 1 - \frac{\pi(\varphi)}{\pi(\varphi_\phi)}, \quad \frac{T - T_\infty}{T_\phi - T_\infty} = \frac{\pi(\varphi)}{\pi(\varphi_\phi)}. \quad (9)$$

Таким образом, расчет автомодельного факела будет полностью завершен, если известна длина факела. Используя для определения ее интегральное условие (5), получим

$$l_{\Phi} = \left[\frac{\vartheta_1 c_{1,0}}{\frac{A}{B^{k+1}} \rho (i_{\Phi} - i_{\infty}) \int_0^{\infty} F'(\varphi) \pi(\varphi) \varphi^k d\varphi} \right]^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}} \quad (10)$$

Следует подчеркнуть, что приведенные выше соотношения имеют универсальный характер и справедливы для различных струйных движений. Влияние граничных условий, отражающих физические особенности данного типа течения, проявляются на виде функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$, определяемых методами теории струй. Например, для затопленного плоского и осесимметричного ламинарного факела эти функции будут иметь вид:

$$F'(\varphi) = 1 - \text{th}^2 \varphi; \quad \pi(\varphi) = (1 - \text{th}^2 \varphi)^{Sc};$$

$$F'(\varphi) = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{8} \varphi^2\right)^2}; \quad \pi(\varphi) = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{8} \varphi^2\right)^{2Sc}}.$$

Таким же путем могут быть получены решения на основе интегральных методов расчета струйных течений [7]. Используя эти методы, можно, в частности, получить решение задачи о горении газового факела при наличии продольного градиента давления.

3. Наибольший интерес представляет анализ аэродинамики горения турбулентного факела, истекающего из сопла конечного размера. Для решения этой задачи необходимо привлекать приближенные методы расчета, позволяющие получить картину непрерывной деформации поля течения. Из методов расчета турбулентных струй, дающих возможность построить расчет факела конечного размера, наиболее простым и эффективным является метод эквивалентной задачи теории теплопроводности [6]. Этот метод предполагает возможность описания (и это подтверждается обширным экспериментом) поля течения газовых струй линейными уравнениями типа нестационарной теплопроводности, записанными для величин ρu^2 , $\rho u \Delta i$, $\rho u \Delta c$, входящих в условия сохранения.

При решении будем исходить из уравнения движения и уравнения диффузии, записанного для приведенной концентрации в виде:

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial \xi_u} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^k \frac{\partial \rho u^2}{\partial y} \right], \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho u \Delta c}{\partial \xi_c} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^k \frac{\partial \rho u \Delta c}{\partial y} \right], \quad (12)$$

где $\xi_i = \xi_i(x)$ — определяемая на основе сопоставления теоретического расчета с экспериментом.

Систему уравнений (11), (12) необходимо интегрировать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\rho u^2} = 1, \quad \overline{\rho u \Delta c} = 1 \quad \text{при} \quad 0 < \bar{y} < 1 \\ \overline{\rho u^2} = 0, \quad \overline{\rho u \Delta c} = 0 \quad \text{при} \quad \bar{y} > 1 \end{aligned} \right\} \text{при} \quad \bar{\xi} = 0,$$

$$\left. \begin{aligned} \overline{\rho u^2} \rightarrow 0, \quad \overline{\rho u \Delta c} = 0 \quad \text{при} \quad \bar{y} \rightarrow \infty \\ \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{y}} = 0, \quad \frac{\partial \overline{\rho u \Delta c}}{\partial \bar{y}} = 0 \quad \text{при} \quad \bar{y} = 0 \end{aligned} \right\} \text{при} \quad \bar{\xi} > 0,$$

где

$$\overline{\rho u^2} = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}; \quad \overline{\rho u \Delta c} = \frac{\rho u \Delta c}{\rho_0 u_0 \Delta c_0}; \quad \bar{y} = \frac{y}{r_0}; \quad \bar{\xi}_i = \frac{\xi_i}{r_0^2};$$

r_0 — радиус сопла.

Решение уравнений (11), (12) имеет вид:

$$\overline{\rho u^2} = L(\bar{\xi}_u, \bar{y}), \quad \overline{\rho u \Delta c} = L(\bar{\xi}_c, \bar{y}), \quad (13)$$

где $L(\bar{\xi}_i, \bar{y}) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\bar{y} + 1}{2 \sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{y} - 1}{2 \sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) \right]$ — для плоско-го и

$$L(\bar{\xi}_i, \bar{y}) = \frac{1}{2\pi \bar{\xi}_i} \int_0^1 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp \left(- \frac{\bar{y}^2 + \bar{r}^2 - 2\bar{y}\bar{r} \sin \alpha}{4 \bar{\xi}_i} \right) \bar{r} d\bar{r} d\alpha$$

для осесимметричного диффузионного факела¹.

Используя (13), получим следующие выражения для определения профилей концентраций реагентов:

$$\frac{\bar{c}_1}{\bar{c}_{1,0}} = \frac{\sqrt{\frac{\rho\Phi}{\rho}} Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}) - 1}{\frac{1}{\sqrt{\omega}} Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - 1},$$

$$\bar{c}_2 = 1 - \sqrt{\frac{\rho\Phi}{\rho}} Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}),$$

где

$$Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}) = \frac{L^{0,5}(\bar{\xi}_\Phi, u, y_\Phi)}{L^{0,5}(\bar{\xi}_u, \bar{y})} \cdot \frac{L(\bar{\xi}_c, \bar{y})}{L(\bar{\xi}_\Phi, c, \bar{y}_\Phi)};$$

$$Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) = \frac{L^{0,5}(\bar{\xi}_\Phi, u, \bar{y}_\Phi)}{L(\bar{\xi}_\Phi, c, \bar{y}_\Phi)}.$$

Распределение температуры (при допущении о равенстве турбулентного переноса тепла и вещества) имеет вид:

$$\frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{\sqrt{\frac{\rho\Phi}{\rho}} Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}) - 1}{\frac{1}{\sqrt{\omega}} Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - 1},$$

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}) \sqrt{\frac{\rho\Phi}{\rho}}.$$

Из последних соотношений можно определить распределение плотности в поперечном сечении факела:

$$\sqrt{\frac{\rho\Phi}{\rho}} = \frac{0,5}{\sqrt{\omega}} \left\{ - \frac{(\omega - 1) Z(\bar{\xi}, \bar{y})}{Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - \sqrt{\omega}} + \right.$$

¹ Значения $L(\bar{\xi}, \bar{y})$ для осесимметричного течения могут быть вычислены с помощью p -функций [8].

$$+ \sqrt{\left[\frac{(\omega - 1) Z_1(\bar{\xi}, \bar{y})}{Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - \sqrt{\omega}} \right]^2 \left[4 + \frac{\omega Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - \sqrt{\omega}}{Z_2(\bar{\xi}, \bar{y}) - \sqrt{\omega}} \right] \Bigg\}$$

для внутренней области факела, и

$$\sqrt{\frac{\rho_{\Phi}}{\rho}} = \frac{0,5}{\omega_1} \left\{ -(\omega_1 - 1) Z_1(\bar{\xi}, \bar{y}) + \sqrt{[\omega_1 - 1] Z_2(\bar{\xi}, \bar{y})^2 + 4\omega_1} \right\}$$

для внешней области факела $\left(\omega = \frac{T_{\Phi}}{T_0}, \quad \omega_1 = \frac{T_{\Phi}}{T_{\infty}} \right)$.

Уравнение, связывающее координаты фронта пламени, имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{c_{1,0} + 1} = \frac{L(\bar{\xi}_{\Phi}, c, \bar{y}_{\Phi})}{L^{0,5}(\bar{\xi}_{\Phi}, c, \bar{y}_{\Phi})} \quad (14)$$

Полагая в (14) $\bar{y}_{\Phi} = 0$, получим следующие выражения для определения длины осесимметричного и плоского факела конечного размера:

$$\frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{c_{1,0} + 1} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{1}{4\bar{\xi}_l}\right)}{\sqrt{1 - \exp\left(-\frac{1}{4\bar{\xi}_l}\sigma\right)}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{1}{c_{1,0} + 1} = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\bar{\xi}_l}}\right)}{\left[\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\sqrt{\bar{\xi}_l}}\right)\right]^{0,5}}$$

Здесь $\sigma = \frac{\bar{\xi}_c}{\bar{\xi}_u}$.

Аналогичным путем может быть выполнен расчет факела конечного размера, распространяющегося в спутном однородном потоке. В этом случае уравнение (11) записывается для избыточного импульса $\rho u \Delta u$. Таким образом, рассмотренная выше схема дает возможность расчета аэродинамики диффузионного горения в неавтомодельных струйных течениях. Это особенно существенно при исследовании теплового режима факела — анализе критических условий воспламенения и потухания, а также условий устойчивого горения [9].

Поступила в редакцию
10/VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
2. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
3. Г. Ф. Кнорре, И. И. Палеев и др. Теория топочных процессов. «Энергия», 1966.
4. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10.
5. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. Госэнергоиздат, 1954.

6. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория вязкой жидкости. «Наука», 1965.
7. А. С. Гиневский. Сб. «Промышленная аэродинамика», № 15, Оборонгиз, 1959.
8. J. A. Monters. J. Chem. Phys., 1955, 23, 10.
9. Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Сб. «Прикладная теплофизика». Изд. АН КазССР, 1964.

УДК 536.463

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

А. Н. Иванов

(Москва)

Я. Б. Зельдович и Д. А. Франк-Каменецкий [1] установили для случая равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности подобие концентрационного и температурного профиля в стационарной волне горения, распространяющейся в газовой системе

$$\frac{N}{N_0} = \frac{T_k - T}{T_k - T_0}. \quad (1)$$

Эта связь позволяет вместо двух уравнений теплопроводности и диффузии рассматривать одно уравнение

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) - \rho u c_p \frac{dT}{dx} + q \Phi = 0, \quad (2)$$

представив кинетическое уравнение химического превращения в виде

$$\Phi = k_0 c_0^\nu \left(\frac{T_0}{T} \right)^\nu \left(\frac{T_k - T}{T_k - T_0} \right)^\nu \exp \left(- \frac{E}{RT} \right). \quad (3)$$

Перейдя к переменным $T - \frac{dT}{dx}$ и обозначив $\frac{dT}{dx} = y$, преобразуем уравнение (2)

$$\lambda y \frac{dy}{dT} - \rho u c_p y + q k_0 c_0^\nu \left(\frac{T_0}{T} \right)^\nu \left(\frac{T_k - T}{T_k - T_0} \right)^\nu \exp \left(- \frac{E}{RT} \right) = 0. \quad (4)$$

Если ввести безразмерные параметры

$$\bar{T} = \frac{T}{T_k}, \quad A = \frac{E}{RT_k}, \quad M = \frac{q k_0 c_0^\nu \lambda}{c_p^2 \rho^2 u^2 T_k}, \quad \bar{y} = \frac{\lambda y}{\rho u c_p T_k},$$

то

$$\frac{d\bar{y}}{d\bar{T}} - 1 + \frac{M}{\bar{y}} f(\bar{T}) = 0, \quad (5)$$

где

$$f(\bar{T}) = \left(\frac{\bar{T}_0}{1 - \bar{T}_0} \right)^\nu \left(\frac{1 - \bar{T}}{\bar{T}} \right)^\nu \exp \left(- \frac{A}{\bar{T}} \right).$$

Для определения массовой скорости горения, которая вошла в безразмерный параметр M , введем граничные условия: