

В. ПРЕСС

## ДВИЖЕНИЕ ГОРЯЩИХ ЧАСТИЦ И ДИНАМИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ЛЕТУЧИХ В ОТКРЫТОМ ФАКЕЛЕ ПЫЛЕВИДНОГО СЛАНЦА

При исследовании процесса горения запыленного твердого топлива в движущейся газовой среде необходимо знать закономерности движения горящих частиц топлива и изменения их температуры. Абсолютная скорость движения частицы определяет время ее пребывания в процессе горения, а относительная скорость движения — интенсивность тепло- и массообмена.

В настоящей статье рассматриваются вопросы движения и горения частиц пылевидного сланца в открытом факеле. Из [1] известно, что в этом случае происходит преимущественно выделение и горение летучих, а горением коксового остатка можно практически пренебречь (в пределах видимой части факела).

### 1. Уравнения движения и изменения температуры частиц

Движение твердых частиц с изменяющейся массой в вертикальном газовом потоке, направленном вверх, описывается уравнением

$$m_{\text{ч}} \cdot (dw_{\text{ч}}/d\tau) + w_{\text{ч}} \cdot (dm_{\text{ч}}/d\tau) = -mg - \xi \cdot \Omega \cdot \gamma_{\text{г}} (w_{\text{ч}} - w_{\text{г}})^2/2g. \quad (1)$$

В случае применения уравнения (1) для движения горящих частиц на оси осесимметричного факела в области  $Re_{\text{ч}} \leq 50$  для  $\xi$  действительно выражение [2]

$$\xi = 52/Re_{\text{ч}}. \quad (2)$$

Здесь  $Re_{\text{ч}}$  определяется по температуре в окружающей частицу пограничном слое. Предполагая, что частицы имеют приблизительно сферическую форму, и используя формулу (2) в условиях, когда внешние размеры их не изменяются, преобразуем уравнение (1) к следующему виду:

$$dw_{\text{ч}}/d\tau + [\gamma_{\text{ч}}^{-1} \cdot (d\gamma_{\text{ч}}/d\tau) + 39\nu \cdot \gamma_{\text{г}} \cdot \Delta^{-2} \cdot \gamma_{\text{ч}}^{-1}] w_{\text{ч}} - 39\nu \cdot \gamma_{\text{г}} \cdot \Delta^{-2} \cdot \gamma_{\text{ч}}^{-1} \cdot w_{\text{г}} + g = 0. \quad (3)$$

В этом уравнении изменяются величины  $w_{\text{г}}$ ,  $\nu$ ,  $\gamma_{\text{г}}$  и  $\gamma_{\text{ч}}$ .

В настоящее время еще нет общей формулы для расчета осевой скорости в горячей струе. В неизотермической струе ( $\Theta > 1$ ) убывание осевой скорости происходит интенсивнее, чем в изотермической струе того же состава. Можно предполагать, что при наличии источника тепла

в самой струе происходит более замедленное падение осевой скорости вследствие термического расширения газов. Такой же вывод следует и из экспериментальных исследований, которые указывают на приближенное подобие полей динамических напоров в свободных изотермических и горящих струях [3, 4]. Исходя из этого, осевая скорость выразится в виде

$$\omega_r/\omega_{0r} = (\omega_r/\omega_{0r})_{\gamma = \text{const}} \cdot \sqrt{\gamma_{0r}/\gamma_r} \quad (4)$$

Так как  $\gamma_{0r} > \gamma_r$  и  $\Theta > 1$  (при подогреве аэросмеси топлива), то в первом приближении можно пренебречь влиянием изменения  $\gamma_r$  на осевую скорость. Тогда  $\omega_r$  можно выразить формулой

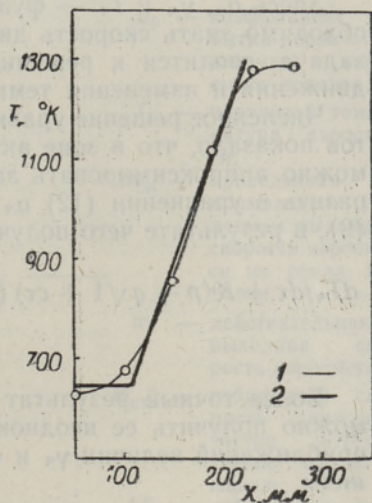
$$\omega_r = \text{const}/x \quad (5)$$

Входящие в уравнение (3)  $v$  и  $\gamma_r$  являются функциями температуры в факеле. Последняя определена экспериментально [1] и в зоне активного горения приближенно выражается линейной зависимостью от  $x$  (рис. 1):

$$T_r = l + nx \quad (6)$$

Изменение удельного веса горящих частиц, определяемое по данным изменения их массы в результате выделения летучих и разложения карбонатов минеральной части сланца, характеризуется аналогичной зависимостью от  $x$ :

Рис. 1. Кривые изменения температуры вдоль оси факела: 1 — экспериментальная; 2 — расчетная.



$$\gamma_c = r - sx \quad (7)$$

Интегрируя уравнение (5) от  $\tau_0 = 0$  до  $\tau$  и от  $x_0 = x_{0p}$  до  $x$ , получаем зависимость  $x_r = f(\tau)$  в виде

$$x_r = x_{0p} \sqrt{1 + b\tau} \quad (8)$$

Используя соотношения (6), (7) и (8), величины  $v$ ,  $\gamma_r$  и  $\gamma_c$  можно представить в виде функций

$$Y = U(P + Q \sqrt{1 + b\tau})^t \quad (9)$$

После замены  $\omega_r$ ,  $v$ ,  $\gamma_r$  и  $\gamma_c$  уравнение (3) принимает окончательный вид:

$$\begin{aligned} d\omega_c/d\tau + [A(\gamma + \delta \sqrt{1 + b\tau})^{0.7} (\beta - \alpha \sqrt{1 + b\tau})^{-1} - \\ - C(\beta - \alpha \sqrt{1 + b\tau})^{-1} (1 + b\tau)^{-0.5}] \omega_c - \\ - B(\gamma + \delta \sqrt{1 + b\tau})^{0.7} \cdot (\beta - \alpha \sqrt{1 + b\tau})^{-1} (1 + b\tau)^{-0.5} + D = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

В уравнение (10) введены некоторые допущения относительно величин  $\gamma_{\text{ч}}$  и  $v$ .  $\gamma_{\text{ч}} = f(\tau)$  и ее производная определены при условии одинаковой скорости движения среды и частиц. При определении  $\xi$  по формуле (2)  $v$  принята не по температуре горящих частиц, а по температуре газов.

Пренебрегая отдачей тепла излучением внутри факела, описываем нагрев частицы в факеле следующим уравнением:

$$c_{\text{ч}} \cdot G \cdot dT_{\text{ч}} = \alpha_{\text{ч}} (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}}) \cdot F \cdot d\tau. \quad (11)$$

Для сферических частиц это уравнение можно написать в виде

$$dT_{\text{ч}}/d\tau + 6\alpha_{\text{ч}} (c_{\text{ч}} \cdot \gamma_{\text{ч}} \cdot \Delta)^{-1} (T_{\text{ч}} - T_{\text{г}}) = 0. \quad (12)$$

Здесь  $\alpha_{\text{ч}}$ ,  $\gamma_{\text{ч}}$  и  $T_{\text{г}}$  — функции времени, для определения которых необходимо знать скорость движения частицы  $w_{\text{ч}} = f(\tau)$ . Таким образом, задача сводится к решению системы дифференциальных уравнений движения и изменения температуры частиц.

Численное решение уравнения (10) для различных расчетных вариантов показало, что в зоне активного горения факела функцию  $w_{\text{ч}} = f(\tau)$  можно аппроксимировать зависимостью  $w_{\text{ч}} = f \cdot \omega_{\text{ч}}$ . Это позволяет выразить в уравнении (12)  $\alpha_{\text{ч}}$ ,  $\gamma_{\text{ч}}$  и  $T_{\text{г}}$  в виде соотношений, аналогичных (9), в результате чего получаем

$$dT_{\text{ч}}/d\tau + K(p + q\sqrt{1 + c\tau})(h - j\sqrt{1 + c\tau})^{-1} (T_{\text{ч}} - m - i\sqrt{1 + c\tau}) = 0. \quad (13)$$

Более точный результат расчета системы уравнений (10) и (13) можно получить ее неоднократным решением путем последовательных приближений величин  $\gamma_{\text{ч}}$  и  $v$  в уравнении (10) к действительным значениям.

## 2. Движение горящих частиц в факеле

На основе экспериментальных данных произведено численное интегрирование уравнения (10) на электронно-вычислительной машине «Минск-2» для 23 различных режимов опыта. опыты проводились при  $d = 27$  мм; использовалась сланцевая пыль со следующей характеристикой:  $A_{\text{исп}}^{\text{p}} = 46,7\%$ ,  $(\text{CO}_2)_k^{\text{p}} = 17,3\%$ ,  $Q_{\text{н}}^{\text{p}} = 10\,500$  кдж/кг,  $R_{75} = 43,4\%$ ,  $R_{210} = 2,0\%$ .

Так как целью настоящей работы было качественно установить влияние различных режимных параметров опытов и размеров частиц на характер изменения их скорости движения в факеле, то мы отказались от многократного решения системы уравнений (10) и (13). Режимные параметры варьировались в следующих пределах:  $a_0 = 0,25 - 0,8$ ;  $T_0 = 373 - 623^\circ\text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 1,57 - 3,60$  м/сек; частицы были выбраны размерами 50; 75 и 100 мкм и представляли собой основные весовые фракции использованной пыли. При этом исходили из предположения, что  $\gamma_{\text{ч}} = f(x)$  не зависит от диаметра частиц.

На рис. 2 приведены результаты решения трех вариантов уравнения (10) в виде кривых изменения скорости движения газов и горящих частиц вдоль оси факела в зоне активного горения пыли. На рис. 3 изображены кривые изменения  $\omega_{\text{отн}}$  в зависимости от  $\Delta$ ,  $a_0$ ,  $T_0$  и  $\omega_{\text{он}}$ . Видно, что в начале зоны активного горения наблюдается заметное различие

Обозначения

$w_{\text{ч}}$ — абсолютная скорость движения частицы;	$d$ — диаметр сопла горелки;
$w_{\text{г}}$ — скорость движения газовой среды;	$A_{\text{исп}}^{\text{р}}$ — исправленная зольность топлива;
$m_{\text{ч}}$ — масса частицы;	$(\text{CO}_2)_{\text{к}}^{\text{р}}$ — содержание карбонатной двуокиси углерода;
$\gamma_{\text{г}}$ — удельный вес газовой среды;	$Q_{\text{н}}^{\text{р}}$ — нижняя теплота сгорания;
$\xi$ — коэффициент аэродинамического сопротивления частицы;	$R_{75}, R_{210}$ — остатки пыли на ситах;
$\Omega$ — поверхность лобового сечения частицы;	$\alpha_0$ — коэффициент избытка первичного воздуха в аэросмеси топлива;
$g$ — ускорение тяжести;	$T_0$ — начальная температура аэросмеси;
$\tau$ — время;	$w_{\text{он}}$ — приведенная к нормальным условиям выходная скорость аэросмеси из сопла горелки;
$Re_{\text{ч}}$ — критерий Рейнольдса для частицы;	$w_0$ — действительная выходная скорость аэросмеси;
$\Delta$ — диаметр частицы;	$w_{\text{отн}}$ — избыточная скорость движения частиц относительно газов в факеле;
$\gamma_{\text{ч}}$ — удельный вес частицы;	$\Delta T_{\text{г}}$ — избыточная температура газов относительно температуры частиц в факеле;
$\nu$ — динамическая вязкость газовой среды;	$V_0$ — начальное содержание летучих в топливе;
$\Theta$ — отношение начальной температуры струи к температуре окружающей среды;	$V$ — количество выделившихся летучих;
$x$ — расстояние точки от полюса по оси струи;	$k$ — константа скорости выделения летучих из частиц топлива;
$l, n, r, s, U, P, Q, t$ — коэффициенты;	$\eta_{\text{с}}$ — степень выгорания топлива по остаточному содержанию углерода;
$A, B, C, D, b, \alpha, \beta, \gamma, \delta$ — коэффициенты в уравнении движения частицы;	$k_0$ — предэкспоненциальный множитель;
$c_{\text{ч}}$ — теплоемкость ококсированной частицы топлива;	$E$ — энергия активации;
$G$ — вес частицы;	$R$ — газовая постоянная.
$T_{\text{ч}}$ — температура частицы;	
$\alpha_{\text{ч}}$ — коэффициент теплопередачи от газов к частице;	
$F$ — внешняя поверхность частицы;	
$f$ — коэффициент пропорциональности;	
$K, p, q, h, j, c, m, i$ — коэффициенты в уравнении температуры частицы;	

между скоростями движения газов и горящих частиц. Это различие воз-

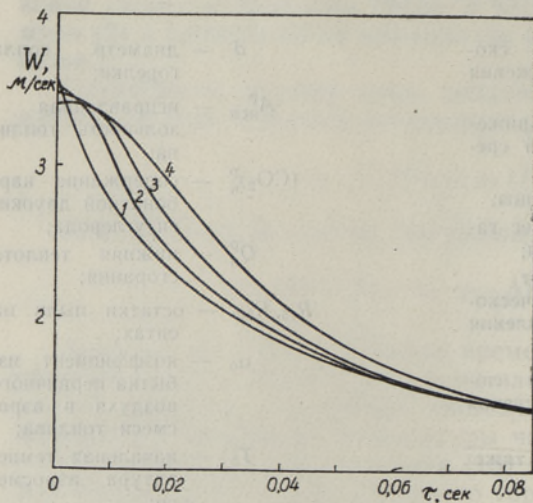


Рис. 2. Кривые изменения осевой скорости движения газов и частиц в факеле.  $\alpha_0 = 0,25$ ;  $T_0 = 373^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 2,50 \text{ м/сек}$ . 1 —  $\Delta = 0$ ; 2 —  $\Delta = 50 \text{ мкм}$ ; 3 —  $\Delta = 75 \text{ мкм}$ ; 4 —  $\Delta = 100 \text{ мкм}$ .

движения частицы от  $dm_c/dt$ . Влияние изменения  $\omega_0$  на  $\omega_{\text{отн}}$  объясняется аналогично изменению размера частицы  $\Delta$ .

Несмотря на весьма интенсивное приращение  $\omega_{\text{отн}}$  в начале зоны активного горения, его воздействие на время пребывания частицы во всей зоне незначительно вследствие относительной кратковременности этого периода движения. Это подтверждается и результатами графического

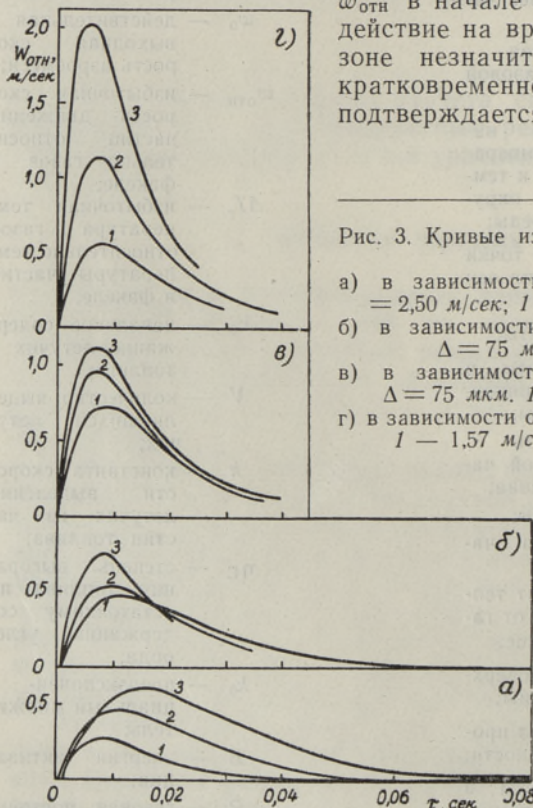


Рис. 3. Кривые изменения избыточной скорости движения частиц:

- а) в зависимости от  $\Delta$ .  $\alpha_0 = 0,25$ ;  $T_0 = 373^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 2,50 \text{ м/сек}$ ; 1 —  $50 \text{ мкм}$ ; 2 —  $75 \text{ мкм}$ ; 3 —  $100 \text{ мкм}$ ;  
 б) в зависимости от  $\alpha_0$ .  $T_0 = 373^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 2,50 \text{ м/сек}$ ;  $\Delta = 75 \text{ мкм}$ . 1 —  $0,25$ ; 2 —  $0,4$ ; 3 —  $0,6$ .  
 в) в зависимости от  $T_0$ .  $\alpha_0 = 0,45$ ;  $\omega_{\text{он}} = 2,50 \text{ м/сек}$ ;  $\Delta = 75 \text{ мкм}$ . 1 —  $473^\circ \text{K}$ ; 2 —  $553^\circ \text{K}$ ; 3 —  $623^\circ \text{K}$ .  
 г) в зависимости от  $\omega_{\text{он}}$ .  $\alpha_0 = 0,45$ ;  $T_0 = 623^\circ \text{K}$ ;  $\Delta = 75 \text{ мкм}$ . 1 —  $1,57 \text{ м/сек}$ ; 2 —  $2,50 \text{ м/сек}$ ; 3 —  $3,60 \text{ м/сек}$ .

интегрирования функций  $\omega_c = \int(\tau)$ . Анализ этих результатов показывает, что в расчетах  $\omega_c$  можно с достаточной точностью считать пропорциональной  $\omega_r$  в зоне активного горения факела. Коэффициент пропорциональности  $f$  зависит от  $\Delta$ ,  $\alpha_0$ ,  $\omega_0$  и тем самым зависимость от  $T_0$  отпадает. Величина  $f$  выражается следующей приближенной формулой:

чина  $f$  выражается следующей приближенной формулой:

$$f \approx (0,95 + 0,002 \Delta) (\alpha_0 \cdot \omega_0)^{0,03}. \quad (14)$$

Численные значения  $f$ , установленные экспериментально, находятся в интервале 1,05 — 1,20. Таким образом, в открытом факеле пылевидного сланца скорость движения основной массы частиц незначительно превышает скорость движения газов. Это объясняется невысокой выходной скоростью аэромеси из сопла горелки ( $\omega_0 < 8,2$  м/сек) и малыми размерами частиц использованной пыли. В условиях камерных топок для сжигания пылевидного сланца (т. е. при больших  $\omega_0$  и  $\Delta$ )  $\omega_{отн}$ , очевидно, имеет более существенное значение в движении двухфазной горящей смеси топлива в факеле.

### 3. Динамика выделения летучих в факеле

Процесс горения пылевидного сланца в открытом факеле сводится к прогреву частиц, выделению и горению летучих. Предварительный прогрев частиц на оси факела происходит за счет тепла, освободившегося при горении летучих в пограничном слое. Дальнейший ход процесса связан со значительным повышением температуры в результате выделения и последующего сгорания летучих. Тем самым создаются и условия для самоускоряющегося развития выделения летучих.

Динамика выделения летучих зависит от интенсивности изменения температуры частиц в факеле. Последняя определена совместным решением уравнений (10) и (13). При этом мы пренебрегаем конвективной теплопередачей от газов к частицам ( $Nu \approx 2$ ) ввиду малых значений  $\epsilon_{отн}$ , а также влиянием тепловых эффектов реакции при нагреве в минеральной части топлива. Как показали результаты расчета, температура частиц в начале зоны активного горения значительно отстает от температуры газов. На рис. 4 приведены кривые изменений избыточной темпе-

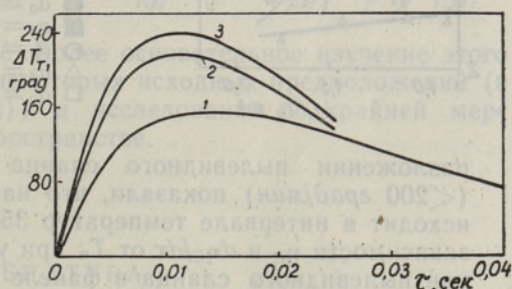


Рис. 4. Кривые изменения избыточной температуры газов.

$T_0 = 623^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{отн} = 3,60$  м/сек;  
 $\Delta = 75$  мкм.  
 1 —  $\alpha_0 = 0,33$ ; 2 —  $\alpha_0 = 0,48$ ;  
 3 —  $\alpha_0 = 0,60$ .

ратуры газов на оси факела при различных значениях  $\alpha_0$ . Интенсивность роста  $\Delta T_g$  увеличивается при высоких значениях  $\alpha_0$  вследствие более резкого повышения температуры газов.

При исследовании скорости выделения летучих из твердого топлива этот процесс обычно рассматривается как реакция разложения первого порядка однокомпонентного вещества. Экспериментальные исследования кинетики термического разложения сланца подтвердили возможность такого рассмотрения [5]. В этом случае скорость выделения летучих выразится уравнением

$$dV/d\tau = k(V_0 - V). \quad (15)$$

Вводя  $\eta_c$ , равную относительному остаточному содержанию углерода в частицах, и предполагая, что основная часть летучих выделяется до начала горения кокса, с некоторым приближением можно записать

$$\eta_c = 0,85V/V_0. \quad (16)$$

Учитывая (16),  $k$  в уравнении (15) равняется

$$k = (0,85 - \eta_c)^{-1} (d\eta_c/d\tau) \quad (17)$$

или

$$k = \omega_{\text{ч}} (0,85 - \eta_c)^{-1} (d\eta_c/dx). \quad (18)$$

В соотношении (18)  $k$  определяется из опытных данных и решением уравнения движения частицы. Зная  $T_{\text{ч}} = f(\tau)$ , можно найти зависимость  $k = f(T_{\text{ч}})$ . На рис. 5 в полулогарифмических координатах  $\ln k - 1/T_{\text{ч}}$  приведены результаты расчета  $k$  при различных режимах опыта. Как видно,  $k = f(T_{\text{ч}})$  не подчиняется закону Аррениуса  $k = k_0 \cdot \exp(-E/R T_{\text{ч}})$  в едином для режимов виде. Это, вероятно, объясняется несоответствием между кинетикой выхода летучих и темпами нагрева частиц.

Как известно, термическое разложение твердого топлива происходит по группам параллельных и последовательных реакций, имеющих различные кинетические характеристики. Кроме того, на ход этих реакций оказывают влияние как температурные, так и временные факторы. Результаты экспериментальных исследований динамики выделения летучих при термическом

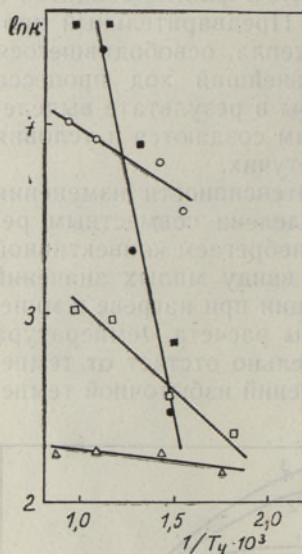


Рис. 5. Зависимость  $k$  от  $T_{\text{ч}}$  при различных режимах опытов:

- $\alpha_0 = 0,6$ ;  $T_0 = 623^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 3,60 \text{ м/сек}$
- $\alpha_0 = 0,48$ ;  $T_0 = 623^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 3,60 \text{ м/сек}$
- $\alpha_0 = 0,33$ ;  $T_0 = 623^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 3,60 \text{ м/сек}$
- △  $\alpha_0 = 0,6$ ;  $T_0 = 373^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 2,50 \text{ м/сек}$
- $\alpha_0 = 0,5$ ;  $T_0 = 373^\circ \text{K}$ ;  $\omega_{\text{он}} = 1,57 \text{ м/сек}$

разложению пылевидного сланца с невысокими темпами нагрева ( $< 200 \text{ град/мин}$ ) показали, что наиболее интенсивное выделение происходит в интервале температур  $350\text{—}475^\circ \text{C}$  [6]. На рис. 6 изображены зависимости  $\eta_c$  и  $d\eta_c/d\tau$  от  $T_{\text{ч}}$  при указанных выше режимах. При горении пылевидного сланца в факеле явно сказывается влияние весьма резкого повышения  $T_{\text{ч}}$  в зоне активного горения (порядка  $10^4 \text{ град/сек}$ ). Однозначно определенных  $\eta_c = f_1(\tau)$  и  $d\eta_c/d\tau = f_2(\tau)$  не отмечалось. С повышением  $\alpha_0$  и  $T_0$  скорость выделения летучих увеличивается, причем зона наиболее усиленного выделения перемещается в сторону высоких температур. При меньших  $T_0$  и  $\omega_{\text{он}}$  скорость выделения понижается, не приобретая сколько-нибудь заметного максимума.

Таким образом, можно заключить, что выделение летучих при горении открытого факела пылевидного сланца отличается спецификой, связанной с взаимовлияниями теплопереноса в пограничном слое турбулентного факела, кинетики термического разложения и выхода летучих из частиц в условиях высокоскоростного нагрева. Поскольку горение в факеле происходит преимущественно в виде гомогенной реакции, то представляет интерес сопоставить его с горением газового факела. Горючая смесь в факеле пылевидного сланца образуется в ходе процесса

горения с некоторым «запаздыванием», которое определяется указанными выше факторами. Если летучие выделяются из частиц в узкой зоне за короткий промежуток времени, то факел пылевидного сланца по существу приближается к газовому факелу. Как показал анализ, такая тенденция обнаруживается при повышении  $\alpha_0$ ,  $\omega_0$  и  $T_0$ .

Настоящий метод, основывающийся на экспериментальном исследовании выгорания частиц и расчете их скорости движения и температуры, ввиду наличия ряда упрощений и допущений, не подвергавшихся опытной проверке, следует рассматривать как первоначальную попытку изучения процесса выделения летучих в факеле пылевидного сланца. Приведенные здесь результаты носят поэтому сугубо качественный характер и позволяют оценить лишь влияние

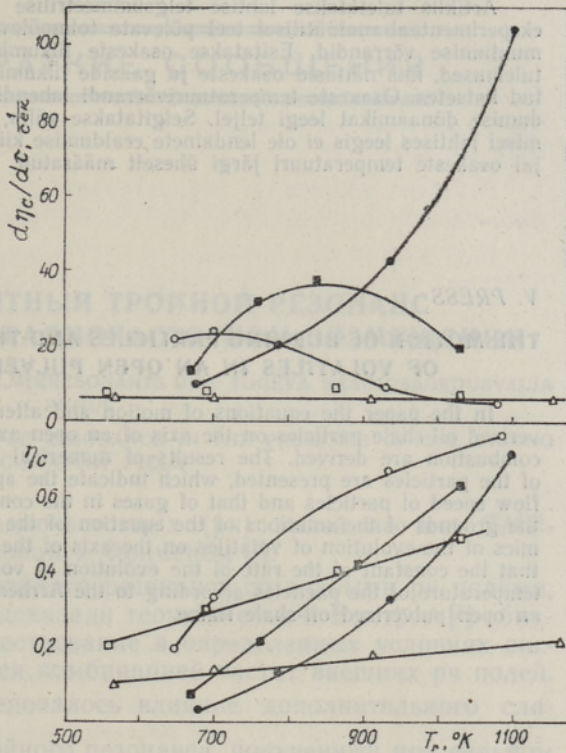


Рис. 6. Зависимость  $\eta_c$  и  $d\eta_c/d\tau$  от  $T_g$  при различных режимах опыта.

отдельных параметров на процесс. Более основательное изучение этого вопроса требует подтверждения некоторых исходных предположений (в частности, относительно  $\omega_r = f(x)$ ) и исследования по крайней мере двумерной задачи в закрытом пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пресс В., Отс А., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 17 № 4, 458 (1968).
2. Бабий В. И., Иванова И. П., Теплоэнергетика, № 9, 19 (1965).
3. Львов Д. П., Бюлл. науч.-техн. информации ВНИИМТ, № 2, 43 (1957).
4. Чукин В. В., Мерзляков Ю. В., Сборник научных трудов ВНИИМТ, вып. 5, 60, 1960.
5. Митюрев А. К., Химия и технология горючих сланцев и продуктов их переработки, вып. 6, 245, Гостоптехиздат, 1958.
6. Агроскин А. А., Мирингоф Н. С., Подземная газификация углей, № 4, 9 (1958).

Институт термодинамики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
6/V 1968



## V. PRESS

**PÖLEVATE OSAKESTE LIIKUMINE JA LENDAINETE ERALDUMISE DÜNAAMIKA  
TOLMPÖLEVKIVI PÖLEMISEL LAHTISES LEEGIS**

Artiklis tuletatakse lahtise telgsümmeetrilise leegi teljel aktiivse põlemise tsoonis eksperimentaal-analüütilisel teel põlevate tolmöpölevkiviosakeste liikumise ja temperatuuri muutumise võrrandid. Esitatakse osakeste liikumise võrrandi numbrilise integreerimise tulemused, mis näitavad osakeste ja gaaside liikumise kiiruste ligikaudset võrdelisust teatud katsetes. Osakeste temperatuurivõrrandi lahendamise põhjal vaadeldakse lendainete eraldumise dünaamikat leegi teljel. Selgitatakse välja, et tolmöpölevkiviosakeste kiirkuumutamisel lahtises leegis ei ole lendainete eraldumise kiiruse konstant Arrheniuse seaduse põhjal osakeste temperatuuri järgi üheselt määratud.

## V. PRESS

**THE MOTION OF BURNING PARTICLES AND THE DYNAMICS OF THE EVOLUTION  
OF VOLATILES IN AN OPEN PULVERIZED OIL-SHALE FLAME**

In the paper the equations of motion and alternation of temperature of burning pulverized oil-shale particles on the axis of an open axisymmetric flame in the zone of active combustion are derived. The results of numerical integration of the equation of motion of the particles are presented, which indicate the approximate proportionality between the flow speed of particles and that of gases in the conditions of the effected experiments. On the grounds of the solutions of the equation of the temperature of the particles, the dynamics of the evolution of volatiles on the axis of the flame are considered. It is established that the constant of the rate of the evolution of volatiles is not simply determined by the temperature of the particles according to the Arrhenius law at a high-speed heating up in an open pulverized oil-shale flame.