

О ДВИЖЕНИИ ФРОНТА ГОРЕНИЯ НЕФТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. О. Богопольский, Я. А. Шарифов
(Баку)

Горение нефти в пористой среде рассматривается в связи с проблемой интенсификации разработки нефтяных месторождений [1, 2]. Приводятся результаты экспериментального исследования скорости движения плоского фронта горения нефти в зависимости от скорости фильтрации окислителя, давления, плотности нефти и степени насыщенности порового пространства водой.

1. Исследования выполнены на установке, схема которой приводится на рис. 1, где: 1 — хроматограф ХТ-8; 2 — газовый счетчик ГСБ-400; 3 — сепараторы; 4 — холодильник; 5, 12 — образцовые манометры; 6 — датчики давления; 7 — датчики температуры (12 термопар, \varnothing 3 мм); 8 — граница нефти; 9 — труба (длина $L=230$ см, внутренняя площадь 30 см², толщина стенки 2 мм) с наружной тепловой изоляцией; 10 — электронагреватель для зажигания; 11 — карман центральной подвижной термопары; 13 — линии подачи окислителя; 14 — расходомер.

Труба 9 заполнялась предварительно подготовленной и равномерно уплотненной нефтеводопесочной смесью (промытый кварцевый песок диаметром фракций $0,01 \div 0,1$ мм). Пористость среды и нефтенасыщенность порового объема сохранились постоянными ($m = \sigma_n = 0,30$). Затем труба помещалась в цилиндрический защитный кожух диаметром 220 мм, заполненный воздухом под давлением, и соединялась с системами 6, 7. Зажигание осуществлялось при помощи наружного электронагревателя при непрерывной подаче воздуха.

Стационарные составляющие давления p_* на фронте горения, расхода окислителя v и продуктов горения v_n поддерживались постоянными, при этом по мере изменения координаты фронта $l(t)$ производилось необходимое изменение давления на входе p_1 и выходе p_2 из трубы в соответствии с соотношениями

$$v \sim (p_1(t) - p_*)/l; \quad v_n \sim (p_* - p_2(t))/(L - l).$$

Величина скорости движения фронта определялась по скорости движения температурного максимума при помощи подвижной термопары 11, которая использовалась также для построения температурного профиля в окрестности фронта. Период циклов измерялся секундомером.

Составляющие \bar{f}^0 и δf величин скорости, температуры фронта и других в колебательном режиме определялись следующим образом:

$$\bar{f}_k^0 = \left(\sum_{i=1}^n (f_i^0)^2 \right)^{0,5} \cdot n^{-1}, \quad k=1, 2, \dots, 25 \text{ — номер опыта, } n \text{ — число циклов в}$$

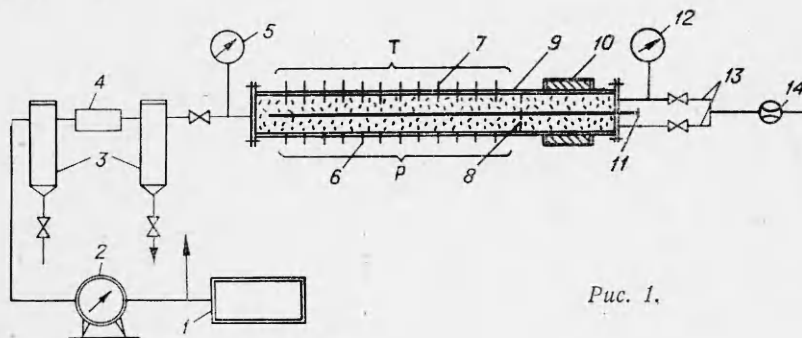


Рис. 1.

Номер п/п	Параметры	Единица измерения	Номер									
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	x_v	—	-1	1	-1	-1	1	1	-1	1	-1	1
2	x_p	—	-1	-1	-1	1	1	-1	1	1	-1	-1
3	x_ρ	—	-1	1	1	-1	-1	-1	1	1	-1	-1
4	x_σ	—	-1	-1	1	1	-1	1	-1	1	1	-1
5	u^0	см/мин	—	0,5	0,2	1,2	2,0	1,2	0,7	1,6	0,3	1,6
6	T_2'	°C/см	—	32	42	20	20	36	38	30	35	27
7	T_1'	°C/см	—	27	38	19	17	33	34	23	32	22
8	T_*	°C	—	760	525	440	635	490	685	640	420	600
9	ε	мкал (м ³ ·час)	—	109	50	36	89	76	58	92	40	87
10	$Q \cdot 10^{-2}$	мкал кг	—	432	496	60	88	126	166	115	268	108
11	q_*	мкал м ³	—	363	413	50	74	106	139	96	224	90
12	A_u	см/мин	—	0,7	1,4	0,4	0,3	0,2	1,3	0,6	0,2	0,3
13	τ_u	мин	—	25	28	18	19	20	28	19	15	20
14	A_T	°C	—	60	65	35	40	20	90	40	30	25
15	τ_T	мин	—	27	30	17	19	20	30	20	15	20
16	A_p	ат	—	2,5	2,5	2,5	2,0	1,0	5,5	3,0	1,0	1,0
17	τ_p	мин	—	1,0	1,0	1,0	1,0	0,6	2,0	1,6	0,6	0,6

k -м опыте, $f_i^0 = \tau_i^{-1} \sum_{j=1}^v f_i(t) \Delta t$, τ — период i -го цикла в k -м опыте, v — количество измерений f за время цикла, Δt — интервал времени между соседними измерениями; $\delta f_k = n^{-1} \left(\sum_{i=1}^n (\delta f_i)^2 \right)^{0,5}$.

Результаты, полученные после повышения температуры на выходе из пласта более чем на 15÷20% от температуры фронта горения и на входном участке длиной примерно 10 см, отбрасывались из-за концевых эффектов. Информация о результатах исследования приводится в таблице.

Строки 1—4 содержат заданные нормированные значения варьируемых факторов на пяти уровнях каждый и образуют ортогональную матрицу плана эксперимента из 25 опытов [3]: $x_r = 1,41(r-r_0)/(r_+ - r_-)$; $r = v, p, \rho, \sigma$; $r_0 = (r_+ + r_-)/2$; $r_+ > r_-$ — границы области определения r , заданные как v (12; 36) л/мин — расход окислителя, p (5; 50) атм — давление на фронте, ρ (0,86; 0,98) г/см³ — плотность нефти, σ (0; 2) — отношение начальных водо- к нефтенасыщенности пористой среды.

В 6—7 строках матрицы приводятся значения модулей градиента температурного фронта горения соответственно в направлении топлива (T_2') и противоположном (T_1'); в 5—8 — стационарная скорость и температура фронта. В 10-й строке дается оценка тепловыделения на 1 кг исходной нефти $Q = \varepsilon/u\rho$, в 11-й — на 1 м³ пористой среды $q_* = Q\rho$. 12—17 строки содержат величины амплитуды цикла (A_m) и периодов (τ_m). В строке 9 дается оценка теплового потока, генерируемого тонким фронтом

$$\varepsilon = quk_* = -\lambda_2 T_2' + \lambda_1 T_1' - u(c_2 - c_1)T_* + w(c_{02} - c_{01})T_* \quad (1)$$

опыта

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
-1	-1	1	-1	1	1	-1,41	1,41	0	0	0	0	0	0	0
1	-1	1	-1	-1	1	0	0	1,41	1,41	0	0	0	0	0
-1	1	1	1	1	-1	0	0	0	0	1,41	1,41	0	0	0
-1	-1	-1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	1,41	1,41	0
-	0,1	1,0	0,7	0,8	3,0	3,0	1,9	0,8	1,6	1,3	0,6	0,5	1,4	1,2
-	41	32	37	34	22	39	24	39	26	27	36	33	39	31
-	35	28	31	30	20	34	20	36	22	24	35	29	33	30
-	580	765	590	640	610	510	600	510	615	430	810	640	495	570
-	52	110	51	95	86	39	95	64	68	51	92	74	62	67
-	-	219	147	236	57	260	100	160	86	78	306	295	88	111
-	-	183	122	197	48	217	83	133	71	66	255	246	74	93
-	1,5	0,7	1,2	0,5	0,2	1,8	0,3	0,5	0,2	0,3	0,9	0,7	0,4	0,5
-	33	21	26	22	18	35	21	23	19	15	35	25	18	22
-	85	60	65	55	25	80	50	50	60	40	90	75	30	55
-	33	20	25	22	18	35	20	22	20	15	35	25	20	22
-	3,0	5,0	5,0	2,5	2,0	4,0	3,0	1,5	4,0	2,0	4,5	4,0	3,0	3,5
-	1,6	2,0	2,0	1,0	1,0	1,6	1,6	0,6	2,0	1,0	2,0	1,6	1,0	1,6

Химические реакции горения, нефти в пористой среде при использовании воздуха в качестве окислителя интенсивно протекают в малой области, имеющей порядок сантиметра, и хорошо согласуются с газофазной схемой [4]. Такая оценка основана на сопоставлении распределений температуры по длине модели с характерным узлокализированным максимумом, концентрации кислорода в зонах до и после этого максимума и состава твердого коксоподобного топлива, образующегося из нефти непосредственно перед фронтом.

При снижении температуры фронта до $200 \div 250^\circ\text{C}$, например в результате добавок к воздуху воды [5], либо при высоком содержании в породе катализирующих глинисто-железистых минералов, начинают доминировать жидкофазные реакции. В этом случае ширина зоны интенсивных химических реакций тепловыделения существенно увеличивается.

Условие (1) для потока на поверхности (фронт) слабого разрыва температуры (T) и концентрации продуктов горения (z), топлива (k), окислителя (γ) и сильного разрыва коэффициентов теплопроводности (λ), теплоемкости пористой насыщенной среды (c), теплоемкости фильтрующегося газа (c_0) получено исключением из уравнений тепло- и массопереноса

$$cT_i = \lambda T_{yy} + (uc - \omega c_0) T_y - \alpha T + qf; \quad z_i = bz_{yy} - \omega z_y + f \quad (2)$$

членов с источником и применения операции $\lim_{a \rightarrow 0} \int_{-a}^{+a}$ по координате y .

Здесь q — количество тепла на единицу массы продуктов горения, f — интенсивность источника продуктов горения, b — коэффициент диффузии, k_0, γ_0 — массовые концентрации сгоревшего топлива и окислителя.

В подвижной системе относительная скорость фильтрации окислителя через фронт ω направлена по оси y , скорость движения топлива u — противоположно; в области $y \geq 0$ $z = z_* = \text{const}$, $\gamma = 0$, в области $y \leq 0$ $k \equiv 0$, $(z_y^0)_{-0} = \omega(z_* - \gamma_*)/b$ и условия на бесконечности $k_{(\infty)} = k_*$, $\gamma(-\infty) = \gamma_*$, $z(-\infty) = T(\pm\infty) = 0$.

Значения c_{02} , c_{01} , c_2 , c_1 и другие соответственно взяты справа и слева от поверхности разрыва; при вычислении величины ϵ принималось $(c_{02} - c_{01}) = 0,2$ ккал/(м³·град), $\lambda_1 \approx \lambda_2 = 2$ ккал/(м·час·град), $(c_2 - c_1) = 50$ ккал/(м³·град) [6, 7].

2. Оценка величины l^0 . Статистический анализ таблицы методами [8] позволяет построить уравнения регрессии для u^0 , $(T_2^0)^0$, Q^0 , ϵ^0 от x_r с учетом уровня значимости

$$u^0 = 1,17 + 0,60x_v + 0,42x_p - 0,26x_\rho + 0,24x_\sigma - 0,03x_v^2 - 0,03x_p^2 - 0,09x_\rho^2 - 0,08x_\sigma^2 + 0,10x_vx_p - 0,29x_vx_\rho + 0,13x_vx_\sigma - 0,10x_\rhox_\sigma \text{ [см/мин]}, \quad R = 0,83, \quad \eta = 0,92; \quad (3)$$

$$(T_2^0)^0 = 37,6 + 3,7x_p + 7,7x_\rho - 2,5x_v^2 - 2,0x_p^2 - 2,5x_\rho^2 + 1,7x_vx_p - 7,8x_vx_\rho \text{ [}^\circ\text{C/см]}, \quad R(T_2^0) = 0,81, \quad \eta(T_2^0) = 0,89; \quad (4)$$

$$Q^0 = 0,855 - 0,524x_p + 0,830x_\rho + 0,116x_\sigma - 0,289x_p^2 + 0,578x_\rho^2 + 0,315x_\sigma^2 - 0,169x_vx_p - 0,507x_vx_\rho - 0,107x_vx_\sigma \text{ [мкал/кГ]}, \quad R(Q) = 0,85, \quad \eta(Q) = 0,88; \quad (5)$$

$$\epsilon^0 = 0,780 + 0,029x_v + 0,016x_\rho - 0,002x_v^2 - 0,002x_\rho^2 - 0,003x_\sigma^2 - 0,009x_vx_\rho + 0,002x_vx_\sigma - 0,007x_\rhox_\sigma \text{ [мкал/(м}^2\text{·час)]}, \quad R(\epsilon) = 0,84, \quad \eta(\epsilon) = 0,88, \quad (6)$$

где $R(f) = (1 + \Sigma(f - f_*)^2 / \Sigma(f - f_0)^2)^{-0,5}$, $\eta(f) = \Psi_f^{-1}(\Sigma(f - f_*)^2 / (N - 1))^{0,5}$ — коэффициент множественной корреляции и корреляционное отношение, характеризующие меру адекватности уравнений регрессии экспериментальным данным; f — экспериментальное значение u , T_2 , Q и т. д. в k -м опыте; f_* — значение f по уравнению регрессии для x_r соответствующих k -му опыту; Ψ_f^2 — дисперсия выборки f_k ; N — число опытов.

На рис. 2, 1, 2 дается графическая иллюстрация уравнений (3) и (4) соответственно. Анализ позволяет установить высокую корреляционную связь между функциями u^0 , $(T_2^0)^0$, Q^0 , ϵ^0 и др. Рассмотрим подробнее одну из основных в газофазной теории горения [1, 9, 10] зависимость $u(T_2^0, p)$. Линейное уравнение регрессии имеет вид

$$u = u_0 + aT_2^0 + bp, \quad (7)$$

$$R = 0,83, \quad \eta = 0,92, \quad u_0 = 2,35 \text{ см/мин},$$

$$a_1 = \left(\frac{\partial u}{\partial T_2^0} \right)_p = -0,062 \text{ см}^2 / (\text{мин} \cdot \text{град}), \quad a_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \approx 0,023 \text{ см} / (\text{мин} \cdot \text{ат})$$

и представлено на рис. 3 при различных давлениях. Сравнивая кривые $u^0(x_p)$, $T_2^0(x_p)$ на рис. 2, легко заметить, что $(\partial u / \partial T_2^0) = -F(T_2^0)$ увеличивается с ростом T_2^0 , однако, как показывают статистические методы, переход к нелинейному уравнению регрессии не улучшает характеристику модели и потому не приводится.

Из (7) при $u = 0$ имеем оценку предельного градиента температуры фронта от давления $T_*^0 = a^{-1}(u_0 + bp)$, причем величина $u_0(\omega, \sigma, \dots)$ кон-

кретизирует условия (в том числе геометрические) протекания процесса.

Для оценки параметров процесса в реальных условиях построим систему безразличных комплексов из девяти переменных $u(\omega, T_2', T_*, \alpha, c_0, c, \lambda, q_*)$, определяющих теплоперенос в соответствии с уравнением (2), причем будем считать размерность величины q_* (р, р, σ) ккал/м³ пласта; в этом случае q_* , приведенное в таблице, учитывает z_* , k_* , γ_* , q .

В качестве c , c_0 , λ будем брать средние значения из диапазона $[c_2, c_1]$ и т. д. (Последнее упрощение делается в связи с тем, что в эксперименте влияние симплексов c_2/c_1 , c_{02}/c_{01} , λ_2/λ_1 не изучалось, и потому нет необходимости строить полную систему для (2).)

$$\frac{u}{\omega} = d \prod_{i=1}^4 \pi_i^{s_i}; \quad \pi_1 = \frac{\omega c_0}{V \alpha \lambda}, \quad \pi_2 = \frac{c_0}{c}, \quad \pi_3 = \frac{T_2'}{T_*} \sqrt{\frac{\lambda}{\alpha}}, \quad \pi_4 = \frac{\omega q_*}{T_* \sqrt{\alpha \lambda}}. \quad (8)$$

Определение s_i , d выполнено методом наименьших квадратов: $s_1 = 0,56$; $s_3 = 0,06$; $s_4 = -0,82$; $d_0 = d \cdot \pi_2^{s_2} = 0,450$; при этом коэффициент удельных теплопотерь α оценивается по стационарному распределению температуры в области $y \geq 0$

$$T_2'/T_* = -\frac{uc - \omega c_0}{2\lambda} + \sqrt{\left(\frac{uc - \omega c_0}{2\lambda}\right)^2 + \frac{\alpha}{\lambda}}.$$

В целом соотношение (8) оказывается адекватным экспериментальным данным с $R(u/\omega) = 0,965$, $\eta(u/\omega) = 0,982$ и подтверждает определенную достаточность выбора размерных параметров в функциональной зависимости. Критериальное уравнение (8) может быть использовано для оценки скорости движения фронта горения в реальном пласте. Заметим, что в эту систему не входят геометрические размеры пласта и кинетические параметры реакции, их влияние косвенно учитывается величинами α и q_* .

Полученные результаты удовлетворительно описывают процесс горения в малых трубках тока фильтрационного течения с плоским фронтом и соответствующей кинетикой; характерный диаметр этих трубок d_i определяет величину $\alpha_i = k\lambda_0/d_i^2$ (λ_0 — теплопроводность пласта, k — коэффициент).

Если принять $s_2 = 1$, то из (8) следует зависимость скорости u от теплоемкости окислителя $uc \sim (\omega c_0)^{1,56}$; таким образом, увеличение скорости движения фронта, обнаруженное при малых добавках к воздуху определенного количества воды [5], согласуется с полученным результа-

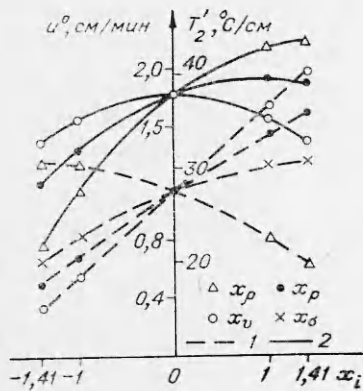


Рис. 2.

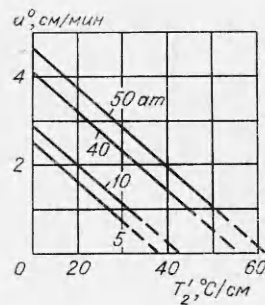


Рис. 3.

том и может быть описано той же схемой (8) с поправкой на новые значения c_0 и q .

3. Оценка величины δf . Характер цикла температуры, давления и скорости движения фронта различен; для давления цикл близок к виду $\sin \omega t$, а колебания скорости фронта и температуры могут быть существенно пульсирующими. Например, для малых v и больших ρ колебания имеют характер кратковременного интенсивного роста температуры и скорости фронта, который сменяется относительно длительным периодом почти полной неподвижности фронта. Наличие таких пульсаций приводит к появлению амплитуд цикла скорости, больших ее среднего значения ($\delta u > u^0$), т. е. к увеличению вклада высокочастотных гармоник.

Уравнения регрессии для амплитуд колебаний (A_m):

$$A_p = 3,96 + 0,83x_p + 1,28x_\rho - 0,49x_p^2 - 0,37x_\rho^2 + 0,39x_p x_\rho, R=0,89, \eta=0,91;$$

$$A_T = 73,2 - 4,8x_v + 2,3x_\rho - 4,9x_\sigma - 3,1x_v^2 - 3,1x_\rho^2 - 9,5x_\sigma^2 - 9,6x_v x_\rho - \\ - 4,6x_v x_\sigma - 8,2x_\rho x_\sigma, R = 0,86, \eta = 0,89;$$

$$A_u = 0,35 - 0,25x_v + 0,43x_\rho + 0,32x_v^2 + 0,09x_\rho^2 - 0,23x_v x_\rho, R = 0,88, \\ \eta = 0,90.$$

Уравнения регрессии для периодов колебаний (τ_m):

$$\tau_p = 1,37 + 0,11x_v + 0,19x_\rho - 0,07x_v^2 - 0,12x_\rho^2 - 0,18x_v x_\rho, R = 0,74, \\ \eta = 0,80;$$

$$\tau_T = 23,1 - 0,2x_v + 8,9x_\rho + 0,8x_v^2 - 1,1x_\rho^2 - 5,1x_v x_\rho, R = 0,83, \eta = 0,85;$$

$$\tau_u = 23,4 - 0,2x_v + 8,9x_\rho + 0,9x_v^2 - 1,0x_\rho^2 - 5,1x_v x_\rho, R = 0,82, \eta = 0,86.$$

Линейная идентификация амплитуд и периодов колебаний температуры и скорости фронта по параметрам цикла давления имеет вид:

$$A_u = 0,1 + 0,2A_p, R=0,85, \eta=0,88;$$

$$A_T = 18,4 + 11,9A_p, R=0,82, \eta=0,83;$$

$$\tau_u = 15,8 + 5,5\tau_p, R=0,82, \eta=0,84;$$

$$\tau_T = 16 + 5,4\tau_p, R=0,82, \eta=0,83.$$

Рассмотрим подробнее вопрос о механизме колебательного режима горения. Колебания давления на фронте имеют место по всей длине трубы, причем их интенсивность по мере удаления от входа не снижалась; амплитуда колебаний температуры и скорости фронта горения на выходе несколько возрастает. Кроме того, было замечено, что наибольшие амплитуды имеют место вблизи фронта.

Особый интерес вызывает различие в частотах колебаний температуры, градиента температуры, скорости фронта и давления, а также вопрос о влиянии эффектов, не характерных для собственно зоны горения на колебания давления. Действительно, перед фронтом находится область неизотермической фильтрации жидкости и газа, в которой (особенно в период ее формирования) могут быть колебания насыщенности порового пространства фазами и давления. Возможно также влияние обратной связи между питающей системой и фронтом, значение которой по мере удаления от входа ослабевает.

Вместе с тем возникновение двух указанных типов волн различной частоты можно объяснить некоторой спецификой процесса горения нефти в пористой среде. Скелет среды выступает здесь в качестве теплоемкого аккумулятора, гасящего малые высокочастотные колебания темпе-

ратуры, и определяет характер температурного поля; в то же время теплоемкость скелета никак не влияет на фильтрацию, которая определяется геометрией пустот.

Заметим, что ширина фронта на 2—3 порядка превышает поровый размер, и малые колебания внутри пор, вероятно, не влияют на устойчивость фронта в целом. Каждая пора аналогична маленькому проточному реактору. В этом же качестве можно рассматривать и область фронта определенной ширины. Механизм термокинетических колебаний в таких реакторах известен [11]. Кроме того, легко показать, что поле давления при фильтрации газа через такую область с распределенным источником (продукты реакции) соответствует уравнению

$$p_t = \kappa \nabla^2 p^2 + g \Phi(p); \quad \kappa, g > 0,$$

решение которого после линеаризации дает периодические колебания с возможным резонансом [12].

Колебания давления этой частоты, вероятно, и были обнаружены в опытах. Соответствующие им высокочастотные колебания температуры и скорости фронта гасятся скелетом среды и потому не были зарегистрированы, однако влияние этих колебаний накапливается и передается в область перед фронтом. В результате подготавливается критическая ситуация для резонансного перехода к быстрому увеличению скорости, температуры и градиента температуры фронта [10].

Механизм, управляющий развитием этого большого резонансного колебания, связан с характером распределения температуры в зоне топлива: быстрое увеличение температуры и скорости фронта приводит со временем к увеличению градиента температуры, т. е. к горению в неподготовленном топливе, в результате чего скорость движения фронта начинает уменьшаться.

Все приведенные выше соображения о механизме колебаний нуждаются в специальном исследовании.

Запишем критериальное уравнение для системы безразмерных параметров, построенной на переменных A_m (или τ_m), u , ω , T_2 , T_* , α , c_0 , c , λ , q_* :

$$\frac{A_m}{\tau_m} = \xi \prod_{i=1}^5 \pi_i^{a_{mi}}, \quad \tau_m \omega \sqrt{\lambda/\alpha} = \zeta \prod_{i=1}^5 \pi_i^{b_{mi}}, \quad (9)$$

$$\pi_1 = \frac{\omega c_0}{\sqrt{\alpha \lambda}}, \quad \pi_2 = \frac{c_0}{c}, \quad \pi_3 = \frac{T_2'}{T_*} \sqrt{\alpha/\lambda}, \quad \pi_4 = \frac{\omega q_*}{T_* \sqrt{\alpha \lambda}}, \quad \pi_5 = \frac{u}{\omega}.$$

Коэффициенты a_{mi} , b_{mi} , ξ_0 , ζ_0 определены аналогично (8) — в частности, для скорости движения фронта ($m=u$): $\xi_0=0,010$; $a_{u1}=-0,72$; $a_{u3}=0,02$; $a_{u4}=0,70$; $a_{u5}=0,15$; $\xi_0=3,250 \cdot 10^3$; $b_{u1}=-0,12$; $b_{u3}=0$; $b_{u4}=-0,51$; $b_{u5}=0,33$.

Соотношения (9) показывают, что колебания скорости и температуры фронта затухают при увеличении ωc_0 и уменьшении q_* ; если взять $a_{u3} \approx a_{u5} \approx 0$, $a_{u1} = -a_{u4}$, то $A_u/u \sim 0,01 (q_*/c_0 T_*)^{0,7}$, что согласуется с большей устойчивостью процесса при переходе на добавки к воздуху воды.

Оценки по (9) показывают, что даже при существенном увеличении теплоемкости окислителя путем добавок воды колебательный режим горения сохраняется. К аналогичному выводу приводят результаты экспериментов по «влажному» внутривластовому горению.

Из приведенных критериальных соотношений (8), (9) следует, что уменьшение потерь тепла α улучшает устойчивость процесса. В пластах большой мощности величина α существенно ниже, чем в применяемой трубной модели, кроме того, для центральных трубок тока она непрерывно уменьшается по мере расширения периметра фронта.

Пересчет параметров процесса для реального пласта показывает, что частота колебаний здесь уменьшается примерно в $10^2 \div 10^3$ раз. В связи с этим обнаружить колебания при осуществлении реального внутрипластового горения удастся только в начальные моменты создания фронта по колебаниям на кривой $\frac{v}{\rho_1} (t)$. По мере удаления фронта от иницирующей скважины эти колебания заглушаются «шумами». Исследования, направленные на выделение такого сигнала среди многочисленных возмущений, связанных с работой эксплуатационных скважин, системы подачи окислителя и т. д., не проводились.

Поступила в редакцию
14/III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Дж. Рэми. Труды Международного нефт. конгресса. ДС-9, М., 1972.
2. W. L. Martin, J. D. Alexander, J. N. Dew. J. of Petr. Techn., 1958, 2, 11.
3. Ю. П. Адлер, Х. Г. Гуревич, А. Г. Шварц. — В сб.: Планирование эксперимента. М., «Химия», 1970.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12.
5. А. А. Боксерман. Извлечения нефти из пласта методом «влажного» горения. НТС по ДН ВНИИ, вып. 42. М., «Недра», 1971.
6. М. П. Вукалович, И. И. Новиков. Техническая термодинамика. М. — Л., Госэнергоиздат, 1952.
7. Э. Б. Чекалюк. Термодинамика нефтяного пласта. М., «Недра», 1967.
8. Д. Химмельблау. Анализ процессов статистическими методами. М., «Мир», 1973.
9. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3.
10. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1967, 1.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
12. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966.

УДК 622.221:536.46:541.427.6

ОБ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ПОРОШКООБРАЗНЫХ СМЕСЕВЫХ ВВ КАТАЛИЗАТОРАМИ

В. В. Севриков, А. П. Глазкова, Г. А. Цопа, В. Р. Аносов

(Москва)

Известно, что порошкообразные смеси ВВ находят применение в патронах беспламенного взрывания типа БВ-48-«гидрокс» для разрушения угольного массива в шахтах, опасных по газу и пыли [1—3], и в автоматических системах пожаротушения как средство доставки пламягасителя в зону горения [4, 5]. Для указанных целей наиболее приемлемы низкотемпературные составы на основе нитрата аммония. Их применение описано в литературе [6], однако закономерности горения до настоящего времени совершенно не изучены. Горение зарядов в патронах типа «гидрокс» имеет ряд особенностей. Процесс протекает в условиях возрастающего давления, а образующиеся газообразные продукты должны иметь равновесный состав и как можно более низкую минимальную температуру. Образование промежуточных продуктов горения (СО, NO и др.) при использовании подобных зарядов в шахтах недопустимо, поскольку они ядовиты и к тому же могут сенсibili-