

Рис. 2. Зависимость отношения электрических потенциалов пламени в различных точках от содержания соли (NaCl) в растворе, подаваемого в горелку.

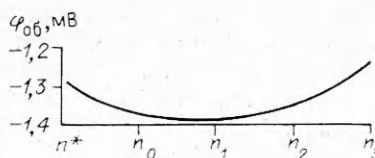


Рис. 3. Зависимость электрического потенциала образца от засоленности пламени.

чтобы скомпенсировать заряд, приобретенный образцом. Механизм воздействия электрического поля в этом случае нельзя, видимо, объяснить воздействием ионного ветра, так как при наложении поля на электрод положительные ионы должны двигаться к отрицательному электроду, вызывая при этом увеличение отрицательного потенциала образца, однако этого не происходит.

Объяснить влияние электрического поля на зарядку металлического образца через тепловую теорию воздействия тоже не представляется реальным, поскольку электрическое поле характеризуется слабой напряженностью [1]. Скорее всего, изменение электрического потенциала образца можно объяснить прямым воздействием электрического поля на процесс горения, т. е. под действием поля электроны приобретают достаточную энергию движения, в результате которого увеличивается число соударений с нейтральными частицами, образуя при этом новые активные центры в виде атомов, радикалов, ионов или возбужденных частиц, полярные молекулы ориентируются согласно направлениям силовых линий электрического поля, в результате чего увеличивается скорость химических реакций (скорость горения). Увеличение количества положительно заряженных частиц в пламени способствует быстрой рекомбинации этих частиц на отрицательно заряженной поверхности металлического образца, в результате чего заряд последнего уменьшается.

Полученные результаты могут представлять большой практический интерес, в частности, для управления процессом окисления (зарядки) металлических и углеродсодержащих материалов, работающих в агрессивной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Е. М., Дьячков Б. Г. Ионизация в пламени и электрическое поле.— М.: Металлургия, 1968.
2. Фялков Б. С. Специфическая электризация при медленном окислении и горении углерода, угля и коксов // Горение органического топлива: Материалы V Всесоюз. конф.— Новосибирск, 1985.

г. Караганда

Поступила в редакцию 9/1 1990

УДК 536.46

И. И. Богданов

ЦИКЛИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ДВИЖУЩЕГОСЯ ВНУТРИПЛАСТОВОГО ОЧАГА ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

Численно исследована термогидродинамика теплового очага, поддерживающегося за счет окислительных экзотермических реакций в пласте. Представленные результаты содержат критерии оценки и пределы циклического режима; обобщены закономерности распространения очага реакций при порционной подаче воздуха и воды.

Циклический режим возникает как разновидность эволюции очага внутрипластового горения (ВГ) или окисления топлива при подаче воздуха и воды в пласт большими порциями [1]. Характерная особенность такого режима — наличие периодов активизации горения за счет поступления окислителя в зону с высокой температурой и периодов тепловой релаксации за счет теплообмена с окружающими пласт породами или внедрения в высокотемпературную зону воды — при исчезающем или отсутствующем тепловыделении в реакции. При определенных условиях тепловой релаксации интенсивность тепловыделения в очаг ВГ может упасть ниже некоторой критической и в дальнейшем процесс невозможен без повторного инициирования. С другой стороны, сокращение величин порций переводит процесс к известным режимам ВГ с непрерывной подачей флюидов [2].

В связи с вынужденными изменениями условий распространения очага ВГ при подаче порциями встает вопрос о его устойчивости. Более или менее детальные исследования устойчивости очага ВГ сдерживаются обилием факторов, существенно влияющих на горение. До настоящего времени рассматривалась устойчивость стационарного плоского фронта горения по отношению к одномерным [3, 4] и двумерным возмущениям [5] для ВГ и близкого по физическим условиям фильтрационного горения металлов [6]. При этом частоты автоколебаний фронта [3], определяемые условиями материального и теплового баланса и кинетикой окисления, существенно отличаются от характерных частот возмущения, задаваемых порционной подачей.

Области тепловой устойчивости очага ВГ по отношению к перерывам в подаче окислителя и по отношению к циклу подачи, включающему смежные периоды нагнетания воздуха и воды, при условии полного использования окислителя в очаге реакции, рассматривались детально в [1]. Там же описана динамика состояния очага при периодическом изменении состава флюидов, движущихся за зоной реакции. Представляют известный интерес вопросы, связанные с определением и пределами существования циклического режима и его разновидностей по таким параметрам, как водовоздушное отношение (среднее по циклу или процессу), полнота использования топлива в реакции и др.

1. Математическая модель описывает эволюцию одномерного очага ВГ в тонком однородном горизонтальном пласте или в его участке, что определяется через масштаб задачи L . Уравнения материального баланса записываются для трех фаз ($i = 1, 2, 3$ — нефтяная, водная, газовая) и двух компонентов газовой фазы ($j = 1, 2$ — водяной пар, кислород) в крупномасштабном приближении [6], т. е. в пренебрежении диффузионным и капиллярным переносом [1]. При этом жидкие фазы считаются несжимаемыми, газовая — смесью идеальных газов, нефтяная — однородной и неиспаряющейся [7]:

$$m \frac{\partial (\rho_i S_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i u_i)}{\partial x} = g_i, \quad m \frac{\partial (f_j \rho_g S_g)}{\partial t} + \frac{\partial (f_j \rho_g u_g)}{\partial x} = g_j, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (c_0 T)}{\partial t} + \frac{\partial (UT)}{\partial x} - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = Q_R - Q_L,$$

$$\rho_3 = \mu \frac{p}{RT}, \quad S_1 + S_2 + S_3 = 1.$$

Здесь ρ_i , S_i , u_i — плотности, насыщенности, потоки фаз (последние подчиняются закону Дарси $u_i = -k_0 \phi_i / \eta_i \cdot \Delta p$); $\phi_i(S_i)$, $\eta_i(T)$ — относительные фазовые проницаемости и вязкости; k_0 , p , m — абсолютная проницаемость, давление (общее для всех фаз) и пористость; f_i — массовые доли компонентов в газовой фазе; $c_0 = (1 - m) \rho_0 c_0 + m \{c_1 \rho_1 S_1 + c_2 \rho_2 S_2 + \rho_3 S_3 [f_1 c_3^1 + (1 - f_1) c_3^0]\}$ — теплоемкость пласта; c_n — теплоемкость породы ($n = 0$) и фаз ($n = i$); c_3^0 , c_3^1 — теплоемкость сухого газа и водяного пара; ρ_0 — плотность породы пласта; $U = \rho_1 c_1 u_1 + \rho_2 c_2 u_2 +$

+ $\rho_3 u_3 [c_3^1 f_1 + c_3^0 (1 - f_1)]$; λ, μ, R — теплопроводность породы, молекулярная масса газа, универсальная газовая постоянная; $g_1 = -R_0$; $g_2 = -V_s$; $g_3 = R_0 + V_s$; $q_1 = aR_0 + V_s$; $q_2 = -bR_0$; $R_0 = (\rho_1 S_1)^{n_1} (f_2 \rho_3 S_3)^{n_2} \times \times z e^{-E/RT}$; $V_s = \varepsilon (p_* - p_1)$; R_0, V_s — массовые скорости горения и испарения (конденсации воды); $n_{1,2}, z, E$ — порядки реакции по топливу и окислителю, предэкспонент и энергия активации; a, b — стехиометрические коэффициенты для воды и кислорода (по топливу) в реакции горения; $p_*(T), p_1(f_1)$ — давление насыщенного пара и парциальное давление водяного пара в газовой смеси; $Q_R = \chi_0 R_0$; $Q_L = \chi_s V_s + \alpha (T - T_0)$; $\chi_{0,s}$ — тепловые эффекты горения и фазового превращения воды; T_0 — пластовая температура; α — коэффициент теплопотерь.

Система (1) учитывает минимально необходимую для термогидродинамической модели процесса ВГ часть из целого набора факторов, включающую и тепловые процессы, и характеристики вытеснения. Эту модель в известном смысле можно рассматривать как оптимальную для изучения общих закономерностей ВГ в пласте, ограниченном нагнетательной и эксплуатационной границами. Даже в такой формулировке модель ВГ содержит в себе достаточное количество констант и материальных функций ($z, E, n, \varphi, \eta_i, \chi_0$ и др.), определение которых в каждом конкретном случае требует проведения значительного объема экспериментальных работ высокого уровня.

В качестве граничных условий задаются кусочно-постоянные во времени потоки фаз [1]:

$$G_3 = \begin{cases} G_{j3}, & t_j \leq t < t_{j3}, \\ 0, & t_{j3} \leq t \leq t_{j+1}, \end{cases} \quad Y_j = \int_{t_j}^{t_{j+1}} G_3 dt, \quad (2)$$

$$G_2 = \begin{cases} G_{j2}, & t_{j3} \leq t < t_{j+1}, \\ 0, & t_j \leq t < t_{j3}, \end{cases} \quad X_j = \int_{t_j}^{t_{j+1}} G_2 dt,$$

где j — номер цикла (цикл подачи: по времени $t_j \leq t < t_{j+1}$, по объему $X_j + Y_j$); Y_j, X_j — объемы порций воздуха и воды; $G_{2,3}$ — темпы нагнетания; t_j, t_{j3} — время начала и окончания закачки воздуха j -го цикла. Период нагнетания порции воздуха $t_{jx} = t_{j3} - t_j$.

При рассмотрении динамики развитого очага ВГ в качестве начального условия задавались определенным образом сформированные тепловые и связанные с ним возмущения насыщенностей и компонентного состава газа. Такие возмущения возникают в результате иницирования очага ВГ и его выхода из зоны пласта, непосредственно примыкающей к нагнетательной границе. Максимум температурного возмущения при $t = t_1$ находился по отношению к границе нагнетания на расстоянии, составляющем несколько процентов от L (рис. 1).

Система (1) преобразовывалась к виду, удобному для расчета, и обезразмеривалась. В качестве масштабов для соответствующих размерных переменных и констант брались величины $k_0, \rho_1, c_1, T_0, \eta_* = \eta_3(T_0), L, u_0 = Lm/t_0$. Здесь

$$t_0 = mL^2 \eta_* / 2k_0 \bar{p}_0 \quad (3)$$

— масштаб времени; $\bar{p}_0 = p^0 - p_0$.

Основная часть представленных результатов получена методом численного эксперимента с использованием конечно-разностных соотношений для уравнений (1). Идейная основа численной модели достаточно подробно изложена в [8] и проиллюстрирована серией методических и модельных расчетов.

2. Пусть $Y_j = \text{const} = Y$. Условие устойчивости (приблизительное) очага ВГ к циклу, полученное в [1], предписывает увеличение порций X_j согласно соотношению

$$X_{j+1} = X_j + WS_{\text{в}}, \quad (4)$$

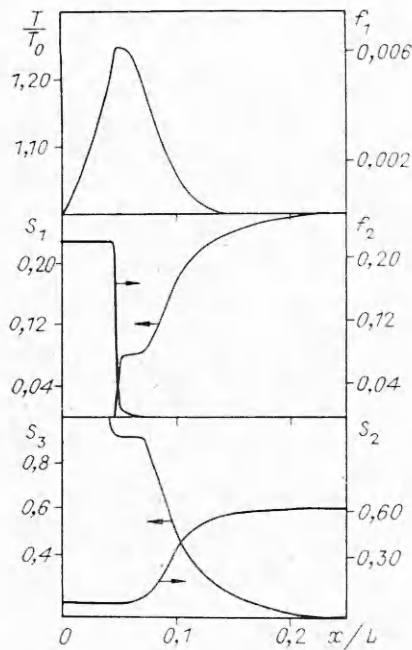


Рис. 1. Начальные возмущения температуры, фазового и компонентного состава при $t = t_1$.

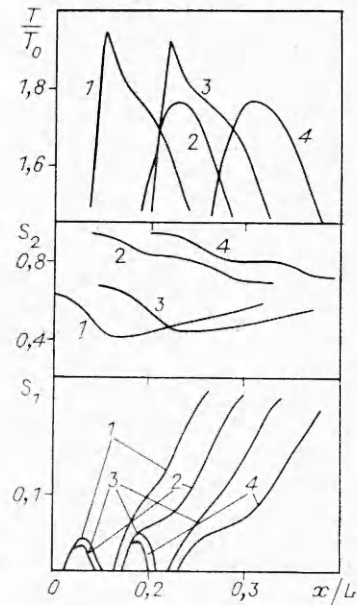


Рис. 2. Циклический режим с недогоранием топлива ($t/t_0 = 0,63 \cdot 10^3$ (1), $0,82 \cdot 10^3$ (2), $0,90 \cdot 10^3$ (3), $1,11 \cdot 10^3$ (4); $t_0 = 1,6 \cdot 10^5$ с; $T_0 = 320$ К).

$W = mY/A_r \rho_0$; A_r — характерное, необходимое количество воздуха, рассчитываемое на единицу объема пласта. Устойчивым считается очаг, в котором температура восстанавливается после цикла подачи. S_w есть задаваемая средняя водонасыщенность за очагом после нагнетания порции воды. Величина S_w , таким образом, определяет режим подачи и эволюцию очага, причем не обязательно $S_w \leq 1$.

Действительно, в соответствии с (4) $S_w = 1$ означает, что предполагаемая порция воды равна объему пор в пласте за очагом горения. Если $S_w > 1$, то это означает формально, что в период нагнетания порции воды происходит и ее активное внедрение через разогретую область вниз по течению. В [1] показано, что смена условий в зоне «устойчивого» очага запаздывает ровно на полцикла относительно смены граничных условий. Поэтому условие $S_w > 1$ приводит к постепенной релаксации очага реакции с уменьшением первоначального разогрева $T_c(x_c(t_1), t_1) = T_1$ асимптотически до T_0 ($T_c(x, t)$, $x_c(t)$ — температура и удаленность (координата) очага горения). Результаты некоторых расчетов представлены на рис. 2—4.

Очевидно, очаг ВГ может быть устойчив к циклу подачи в некотором диапазоне задаваемых значений S_w . Однако для каждого S_w из этого диапазона (при фиксированных пластовых условиях) существует только одна величина T_c , обуславливающая устойчивость очага: $T_c = T(S_w)$. Поскольку температура в очаге ВГ внутри цикла меняется, для определенности будем говорить, например, о T_c после подачи порции воды. Зависимости $S_w(\bar{T}) = \bar{S}(T_1)$ для разных α нанесены на рис. 3 штриховыми линиями. Если $T_1 < T(S_w)$, от цикла к циклу T_c будет увеличиваться, при $T_1 > \bar{T}$ тепловая волна будет постепенно релаксировать до уровня устойчивости T .

Таким образом, если заданное S_w таково, что $T_c(x_c, t_1) = T_1 \neq \bar{T}(S_w)$, температура в очаге изменяется от цикла к циклу вдоль линии $S_w = \text{const}$ в направлении к штриховой линии $\bar{S}(T_1)$ на рис. 3.

3. При увеличении S_w порции воды $X_j \approx (j-1)S_w$ могут стать настолько большими, что активизация горения (в результате поступления

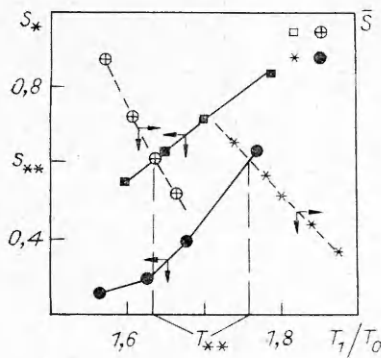


Рис. 3. Линии устойчивости теплового очага к циклу подачи и появления недогорания топлива в период тепловой релаксации (1 — $\alpha = 0$, 2 — $\alpha = 2,8 \cdot 10^{-2}$; $T_0 = 300$ К).

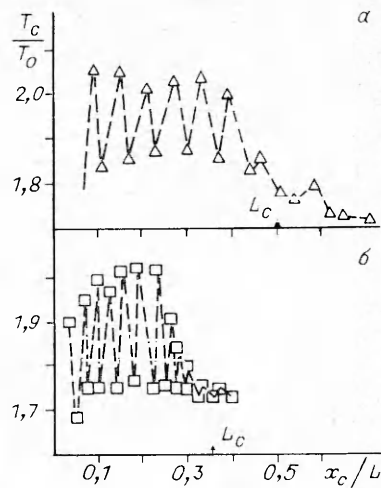


Рис. 4. Изменение температуры в очаге по мере его удаления от границы нагнетания (циклический режим). $Y = 8,9 \cdot 10^{-2}$ (а) и $7,4 \cdot 10^{-2}$ (б), $T_1 = 1,68 T_0$, $S_w = 0,37$, $\alpha = 2,8 \cdot 10^{-2}$, $T_0 = 300$ К.

окислителя последующей порции воздуха) будет протекать существенно дальше по потоку. В промежутке (если он достаточно велик) останется неиспользованное топливо. Порционная подача в таком режиме приводит к образованию полос непрогоревшего топлива, чередующихся с областями свободной от топлива породы там, где проходила активизация горения (см. рис. 2). Выход на режим с недогоранием определяется при прочих равных условиях текущей T_c . При $T_1 = T_*$ (α) недогорание происходит с самого начала, если $S_w \geq S_w(T_*) = S_*(T_1)$. Линии появления остатков недогоревшего топлива $S_*(T_1)$ изображены на рис. 3 сплошными линиями. Пересечение линий $S_*(T_1)$ и $\bar{S}(T_1)$ определяет некоторую характерную температуру $T_{**}(\alpha)$.

Если $T_1 < T_{**}(\alpha)$, то $\bar{S}(T_1) > S_*(T_1)$, «устойчивый» очаг распространяется с недогоранием топлива. Более того, при $S_{**} < S_w < \bar{S}$ ($S_{**} = S_w(T_{**})$) температура очага возрастает от цикла к циклу, но недогорание сохранится, поскольку $T_1 < \bar{T}(S_w) < T_{**}$. При $\bar{S} < S_w < S_{**}$ топливо недогорает в пределах нескольких начальных циклов, поскольку $\bar{T}(S_w) > T_{**}$. Наоборот, при $T_1 > T_{**}(\alpha)$ в «устойчивом» очаге обеспечивается полное использование топлива ($\bar{S}(T_1) < S_{**} < S_*(T_1)$); недогорание возникает, но не сразу, если $\bar{S}_{**} < S_w < S_*$, и сопровождается процессом с самого начала при $S_w > S_*$.

Фиксированная в течение всего процесса массовая порция воздуха определяет характерную величину удаленности очага ВГ от границы нагнетания флюидов:

$$L_e = Y/\Phi_g, \quad (5)$$

$$\Phi_g = m \int_0^{x_c} \rho_3 S_3 dx/x_c \approx m \rho_3 [1 - \bar{S}_2(x_c)],$$

где $\bar{S}_2 = \int_0^{x_c} S_2 dx/x_c$ — средняя водонасыщенность за зоной реакции, пропорциональная S_w . Величина L_e хорошо просматривается на зависимостях $T_c(x_c)$ для разных Y (см. рис. 4).

Циклический режим с условием устойчивости (4) возникает при $x_c(t) < L_e$, т. е. пока воздух нагнетаемой порции j достигает очага реакции в пределах времени $t_j < t \leq t_{j_s}$. Если $x_c > L_e$, возникает режим вынужденных колебаний параметров очага, частота которых при определенных обстоятельствах может совпасть с частотой автоколебаний зоны

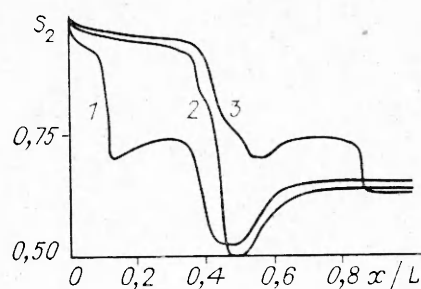


Рис. 5. Динамика заполнения порового объема за очагом водой при $t_{js} < t < t_{j+1}$, $tt_0^{-1} = 242,1(1)$, $249,4(2)$, $256,1(3)$, $\alpha = 2,8 \times 10^{-2}$ и $t_0 = 1,6 \cdot 10^5$ с.

реакции, обусловленных термокинетическими и конвективными условиями [3—5]. Очаг будет устойчив к циклу подачи при $x_c > L_c$, если в (4) положить $W = 0$, что соответствует постоянному водовоздушному отношению при непрерывной подаче флюидов. Рис. 4 иллюстрирует переход от термогидродинамически устойчивого циклического режима к «колебательному» с увеличивающимся во времени водовоздушным отношением.

Отметим одну особенность в распределении насыщенностей фаз за очагом при $x_c < L_c$. После нагнетания порции воздуха $\bar{S}_{2*} \approx 0,7 \div 0,75^1$. Последующее нагнетание воды приводит к практически поршневому вытеснению воздуха из приграничной области вначале и плавному изменению насыщенности при $S_2 \approx 0,95$ (см. рис. 5). Во избежание такого режима, когда очаг обгоняет передний фронт нагнетаемых порций воды, при определении X_i по (4) необходимо задавать $\bar{S}_{2*} \geq i - \bar{S}_{2*}$. Величина $\bar{S}_{2*} \approx 0,25$ — естественный нижний предел устойчивости циклического режима. На это указывает и характер кривых устойчивости на рис. 3 при малых S . Обе кривые обрываются снизу при некоторых значениях S , ниже которых обнаружить устойчивый режим по результатам численных расчетов не удалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов И. П. Закономерности распространения очага внутрипластового горения при порционной подаче воды и воздуха в пласт // ФГВ.— 1988.— 24, № 4.— С. 64.
2. Внутрипластовое горение с заводнением при разработке нефтяных месторождений.— М.: Недра, 1974.
3. Богопольский А. О., Шарифов Я. А. О движении фронта горения нефти в пористой среде // ФГВ.— 1976.— 12, № 1.— С. 9.
4. Федотов С. П., Михайлова П. А. // ИФЖ.— 1988.— 50, № 5.— С. 767.
5. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. Устойчивость стационарных волн фильтрационного горения // ФГВ.— 1981.— 17, № 6.— С. 37.
6. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных средах.— М.: Недра, 1984.
7. Gottfried V. S. // SPE J.— 1965.— 5, N 3.— P. 196.
8. Богданов И. П., Чудов Л. А. Динамика многофазных сред.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1983.

г. Москва

Поступила в редакцию 3/X 1989

УДК 534.222

Н. А. Королева, С. П. Федотов

АВТОКОЛЕБАНИЯ ОГРАНИЧЕННОГО ОБЪЕМА РЕАГИРУЮЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Рассмотрена задача о поведении слабонелинейных акустических возмущений в ограниченном объеме горячей газовзвеси. Получены уравнения для определения значений установившихся амплитуд колебаний. Подробно обсужден вопрос о влия-

¹ Величина \bar{S}_{2*} зависит от фазовых проницаемостей $\varphi_{2,3}$. В данном случае использовались φ_i , предложенные в [7].