

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Колесников-Свинарев, Г. П. Кузнецов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1978, 14, 5, 147.
2. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, В. И. Колесников-Свинарев и др. Физика аэродисперсных систем, 1978, 17, 78.

УДК 532.51+536.46

## ГОРЕНИЕ НЕФТИ НА ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ (крупномасштабный эксперимент)

*Ю. А. Гостинцев, Н. П. Копылов, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник,  
В. В. Лазарев, Ю. В. Шацких, М. А. Могин*  
(Москва, Балашиха)

Большие пожары приводят к заметным возмущениям окружающей атмосферы. Интенсивность таких возмущений определяется динамикой тепло- и массовыделения в очаге, метеорологической обстановкой в районе пожара (стратификацией атмосферы, полем ветра) и характером турбулентного обмена нагретых продуктов с холодным воздухом [1]. В условиях незапланированно возникающих пожаров одновременное измерение комплекса параметров названных процессов осуществить практически невозможно. Для проверки выводов теории в связи с этим решающее значение имеет организация экспериментальных пожаров с контролируруемыми условиями выгорания и состояния атмосферы.

В 1981 г. ИХФ АН СССР и ВНИИПО МВД СССР проведены крупномасштабные пожары по моделированию процессов горения нефти на водной поверхности. Открытый отстойник (ванна) нефтепродуктов с размером зеркала  $125 \times 30$  и толщиной слоя горючего  $\sim 0,15$  м поджигался с узкой наветренной стороны. Фронт горения распространялся вдоль ванны с постоянной скоростью  $u_p \sim 15$  м · мин<sup>-1</sup>. После окончания распространения устанавливался стационарный процесс нормального выгорания. Через 15 мин подожжена вторая ванна такого же размера, находящаяся параллельно первой на расстоянии 13 м. После 30 мин горения произошло слияние конвективных колонок от обоих очагов, и совместное их горение продолжалось примерно 1,5 ч. Затем вблизи центра первого бассейна наблюдалась резкая интенсификация горения с самопроизвольным погасанием, постепенно охватившим всю поверхность. Через некоторое время такое же явление имело место на втором очаге. После полного гашения попытки повторно воспламенить зеркало не удались.

В процессе опыта и после него в лабораторных условиях проводили измерения ряда параметров.

**Параметры исходного нефтепродукта и очага.** Исходный продукт — обогащенная легкими фракциями нефть со средним удельным весом при  $+20^\circ\text{C}$   $\rho_s = 0,908$  г · см<sup>-3</sup>, теплопроводностью  $\lambda_s = 0,35 \cdot 10^{-3}$  кал × (с · град · см)<sup>-1</sup>, удельной теплоемкостью  $c_s = 0,427$  кал · (г · град)<sup>-1</sup> и теплотой сгорания  $H = 11\,000$  ккал · кг<sup>-1</sup>. Выгорание нефтяного слоя на водной поверхности идет с нормальной скоростью  $u_n = 0,67$  мм · мин<sup>-1</sup> и температурой пламени  $\approx 1650$  К.

В стационарном режиме выгорания нефти для одной ванны со всей поверхности за единицу времени сгорает  $38$  кг · с<sup>-1</sup>, а мощность тепловыделения составляет  $4,2 \cdot 10^5$  ккал · с<sup>-1</sup>. Для двух ванн это число удваивается. Общее тепловыделение за время эксперимента составило  $5 \cdot 10^9$  ккал  $\approx 2 \cdot 10^{13}$  Дж.

Для сохраняющихся интегралов потоков силы плавучести и объема продуктов, определяющих автомоделльное стационарное движение в конвективной колонке [2, 3], имеем

$$\Pi_{01} = gu_{от} \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \frac{S_1}{2\pi} \approx 2650 \text{ м}^4 \cdot \text{с}^{-3}, P_{01} = u_{от} \frac{S_1}{2\pi} \approx 335 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-3}$$

(индекс 1 относится к случаю горения одной ванны,  $g = 9,81 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ,  $u_{от} = 0,56 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  — скорость оттока продуктов из зоны горения,  $\Delta\rho/\rho_a = 0,809$  — дефицит плотности продуктов при  $T_F = 1650 \text{ К}$  по отношению к атмосфере).

**Метеорологические условия.** В процессе опыта проводили измерения стратификации атмосферы по температуре, давлению и влажности с помощью привязного радиозондирования (рис. 1). Нижние слои атмосферы (~ до 225 м) были неустойчивыми, затем следовал узкий ( $\Delta \approx 50 \text{ м}$ ) инверсионный слой, переходящий в неустойчивое состояние. Величина  $S = \Gamma_{ад} + \alpha T_a/dx$  ( $\Gamma_{ад} = 0,0098^\circ\text{С} \cdot \text{м}^{-1}$  — адиабатический градиент температуры) для каждого из шести отмеченных на рис. 1 участков равна соответственно:  $-0,0107, 0,0058, -0,0009, 0,0198, 0,0034, 0,0068$ .

Средняя скорость ветра в слое 0,5—23 м составила  $1,5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ . Она измерялась чашечными анемометрами, установленными на метеомачте, удаленной от очага на 553 м. Запись скорости движения газа проводилась также в разрыве между ваннами на высотах до 1,5 м.

**Режим формирования конвективной колонки в процессе разгорания очага.** На участке формирования конвективной колонки (~ до 75 с) производилась кинорегистрация динамики подъема верхней кромки облака во времени. Экспериментальная зависимость  $h(t)$  представлена на рис. 2. После переходного периода достигается автомодельный режим подъема облака с  $h \sim t$  и расстоянием до виртуального источника  $x_b = 20 \text{ м}$ . После прохождения слоя инверсии (230—280 м), тормозящего подъем, имеет место второй участок автомодельного режима с  $h \sim t$  и  $x_b = 80 \text{ м}$ .

Формирование конвективной колонки в период распространения фронта пламени по поверхности резервуара определяется изменением интеграла плавучести во времени [2, 3]

$$\iiint g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} dx dy dz = \Pi_i t^2 = \frac{\Pi_{01}}{2L} u_p t^2, \Pi_i = 2,65 \text{ м}^4 \cdot \text{с}^{-4}$$

и соответствует закономерности подъема верхней кромки облака:

$$h = \frac{2}{\sqrt{v}} t \Pi_i^{1/4}.$$

(Принято, что, несмотря на прямоугольную форму ванны с длиной  $L$ ,

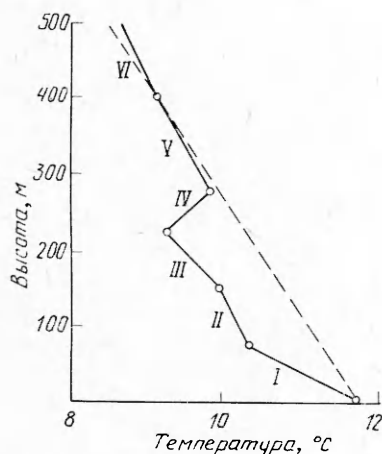


Рис. 1. Профиль температуры воздуха по высоте.  
— — — средний профиль температуры.

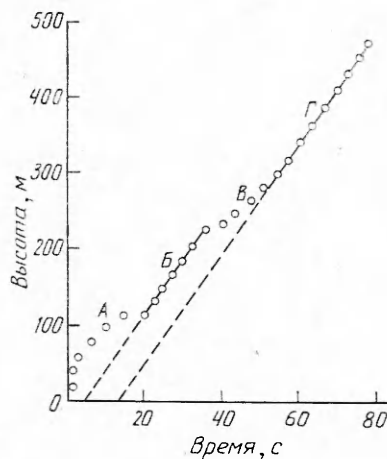


Рис. 2. Динамика подъема верхней кромки конвективной колонки.  
А — переходный период; Б, Г — автомодельные режимы движения; В — движение в слое инверсии.

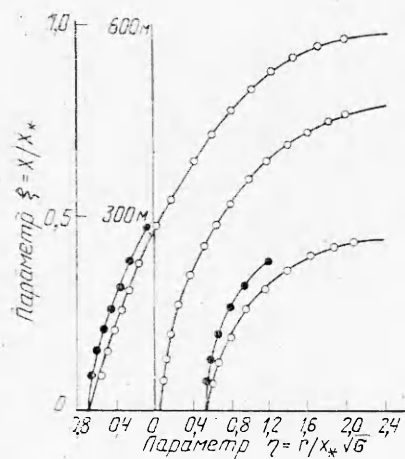


Рис. 3. Форма конвективной колонки.  
 ○ — расчетные значения; ● — экспериментальные лазерные измерения.

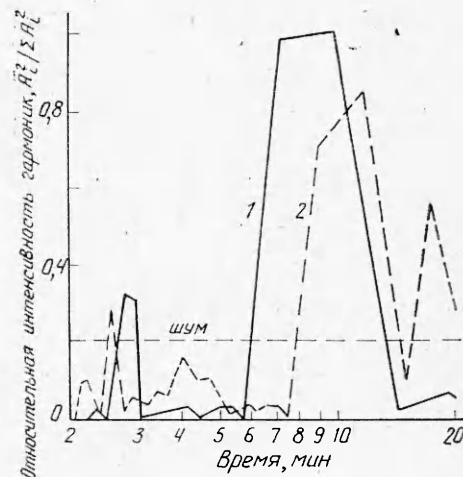


Рис. 4. Фурье-анализ экспериментальных данных по скорости воздуха.  
 1 — в разрыве между очагами горения; 2 — в невозмущенной атмосфере.

конвективную колонку можно рассматривать как осесимметричную с эффективной площадью  $S$ . Это оправдано для высот подъема облака  $h > R_{эф}$ . Отклонение от автомодельной зависимости  $h \sim t$  вначале горения ( $t < 20$  с) объясняется более сложным, чем  $\Pi_0 \sim t^2$ , законом выделения энергии, а на участке 240—300 м — влиянием инверсионного слоя.

По экспериментальной зависимости  $h(t)$  и известной величине  $\Pi$ , можно определить значения коэффициента турбулентности  $\nu$  для рассматриваемого режима течения  $\nu \approx 0,10 \div 0,13 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

**Стационарная конвективная колонка в поле ветра.** Траектории движения газовых частиц в поле ветра вблизи конвективной колонки в безразмерной форме описываются уравнением

$$\frac{d\xi}{d\bar{\varepsilon}} = \frac{\Phi_3}{\Phi_1 \pm \lambda_0 \Phi_n}, \quad \lambda_0 = \frac{V_0}{\nu x_* \sqrt{g\beta S}}, \quad x_* = \left( \frac{\Pi_{01}}{\nu^2} \right)^{1/4} (g\beta S)^{-3/8}$$

( $\xi = x/x_*$ ,  $\bar{\varepsilon} = r/(x_*\nu)$ ;  $\Phi_3(\xi, \bar{\varepsilon})$  и  $\Phi_1(\xi, \bar{\varepsilon})$  определены в [3],  $\Phi_n(\xi)$  — безразмерный профиль ветра,  $\beta = 1/285 \text{ (К)}^{-1}$  — термический коэффициент расширения).

Для определенной величины температурной стратификации (см. штриховую прямую на рис. 1, соответствующую  $S_{сп} = 0,0034$ ), логарифмического профиля ветра  $\lambda_0 \Phi_n = 0,97 \ln(508\xi - 12,5)$  и расстояния до виртуального источника  $\xi_* = 0,097$  рассчитанная форма конвективной колонки при стационарном горении одной ванны приведена на рис. 3. Там же даны экспериментальные точки, полученные по результатам лазерного зондирования передвижным локатором — лидаром «Лоза 2Б».

**Высота факела пламени.** В [3] предложена формула определения высоты факела пламени углеводородных свободноконвективных струй

$$h_F = KP_0^{3/5} \Pi_0^{-1,5},$$

где  $K$  — эмпирическая постоянная. Согласно лабораторным опытам, проведенным с исходным нефтепродуктом, величина  $K = 8,3$ . При таком значении  $K$  ожидаемые высоты факела пламени в натуральных экспериментах при горении одной  $h_{F1}$  и двух ванн  $h_{F2}$  равны соответственно 56 и 73 м. Кинорегистрация процесса горения показала, что максимальная высота пламени над очагами колебалась в пределах 60—70 м.

**Самогашение нефти, горящей на водной поверхности.** В натуральных экспериментах после длительного горения нефти наблюдалось ее самогашение с предварительным кратковременным периодом интенсифика-

ции выгорания, сопровождающегося увеличением яркости и высоты факела пламени. С помощью лабораторных опытов установлено, что это явление обусловлено постепенным увеличением удельного веса нефтепродуктов при их выгорании, смешиванием с водой, вскипанием и разрушением прогретого слоя. Остаток нефтяной подложки в таких опытах составил 0,6 см, его не удалось поджечь вторично. Высота остатка примерно равна толщине  $\delta \approx \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s u_n}$  прогретого слоя в нефти (для характеристик исходной нефти оценка дает  $\delta \approx 0,8$  см). Полученный результат следует учитывать при борьбе с нефтяными разливами в морских акваториях путем их сжигания.

**Волновые возмущения атмосферы вблизи пожара.** Явление возникновения интенсивных акустико-гравитационных колебаний в атмосфере при вулканических извержениях и мощных взрывах довольно хорошо изучено [4]. Вопрос о существовании таких колебаний при длительном выделении энергии с относительно малой мощностью до настоящего времени остается открытым. На рис. 4 представлены полученные с помощью Фурье-анализа данные обработки записей скорости газа на метеомачте (линия 2) и в разрыве между очагами (линия 1). По оси ординат отложена относительная интенсивность  $i$ -й гармоники, равная отношению квадрата амплитуды к сумме квадратов всех гармоник, а по оси абсцисс — период гармоник. Там же выделен уровень шума. Видно наличие инфразвуковых (с периодом 2,5—3 мин) и внутренних гравитационных (с периодом 7—12 мин) колебаний вблизи источника и на метеомачте. Очаг горения в эксперименте был достаточно мощным, чтобы сгенерировать вынужденные акустико-гравитационные колебания нижнего слоя атмосферы. Предположительный механизм генерации инфразвуковых колебаний с периодом порядка двух минут заключается в срыве макровихрей с кромок пожара, а более низкочастотных колебаний — в пульсациях всей конвективной колонки в целом после ее зависания на устойчиво стратифицированном участке атмосферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика больших пожаров. Ливнейный пожар. Препринт. Черноголовка, 1977.
2. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник. Докл. АН СССР, 1980, 252, 2, 311.
3. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник, В. В. Лазарев. ЖХФ, 1982, 9, 1279.
4. Э. Госсард, У. Хук. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.

УДК 614.841.413

### НЕКОТОРЫЕ ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ УСКОРЕНИЯ ПЛАМЕНИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ НА НЕСПЛОШНЫХ ПРЕПЯТСТВИЯХ В БОЛЬШИХ ОБЪЕМАХ

*И. М. Абдурагимов, В. В. Агафонов, А. Н. Баратов, В. С. Румянцев*  
(Москва)

Вопрос о возможности и условиях ускорения распространения пламени газовых смесей представляет существенный интерес как для теории горения, так и для техники пожаро- и взрывобезопасности. В работах [1, 2] показано, что основной причиной ускорения пламени газовых смесей является турбулизация горючего газа перед фронтом горения. Источниками турбулизации могут быть различного рода препятствия, расположенные перед фронтом пламени.

Изучению явления ускорения пламени на препятствиях в трубах и каналах посвящен ряд работ [1—3]. Однако вопросы ускорения пламени в больших объемах (при отсутствии трубных эффектов) исследовались мало.