

венно снижаются: от 35—43% при атмосферном давлении до 18—21% при $p = 2,5$ МПа. Дальнейшее повышение давления практически не оказывает влияния на $c_{пр}$.

Для объяснения характера полученных зависимостей воспользуемся выражением для величины $c_{пр}$ [2]

$$c_{пр} = \frac{\varphi c_p (T_{пр} - T_c)}{Q_{эфф}} + \frac{\varphi \varepsilon \sigma (T_{пр}^4 - T_c^4)}{\rho \beta Q_{эфф}}$$

Здесь φ — стехиометрический коэффициент; c_p — теплоемкость газовой среды; $T_{пр}$ — предельная температура; T_c — температура окружающей среды; $Q_{эфф}$ — теплота сгорания полимера; ε — приведенная степень черноты пламени; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ρ — плотность газовой среды; β — коэффициент массообмена.

В приведенном выражении первое слагаемое учитывает конвективные теплопотери из зоны реакции, второе — теплопотери излучением. Характерной особенностью горения хлопчатобумажной ткани и полиметилметакрилата является наличие газозащитного пламени, лучистые теплопотери из которого невелики. Поэтому величина $c_{пр}$ для этих материалов определяется первым слагаемым и, как следует из формулы, от давления практически не должна зависеть, так как $T_{пр}$ и $Q_{эфф}$, по-видимому, являются слабой функцией давления. О слабом характере зависимости этих параметров от давления свидетельствуют данные работ [2, 5].

Горение остальных материалов протекает на поверхности при достаточно высокой температуре. В этом случае роль теплопотерь излучением существенна. При атмосферном давлении она обуславливает высокие значения $c_{пр}$ для этой группы материалов. Однако при возрастании давления конвективные тепло- и массообмен усиливаются, скорость горения возрастает, в результате чего доля лучистых теплопотерь относительно уменьшается. Это ведет к уменьшению вклада второго слагаемого в приведенном выражении, поэтому $c_{пр}$ при достаточно высоких давлениях должна снизиться до величин, определяемых первым слагаемым, и в дальнейшем оставаться практически постоянным.

Именно такой характер зависимости $c_{пр}$ от давления и получен экспериментально. При высоких давлениях $c_{пр}$ определяется отношением $\varphi/Q_{эфф}$, так как величина $T_{пр}$ для различных по химическому составу материалов примерно одинакова [2]. Для исследованных материалов это отношение различается слабо, поэтому и $c_{пр}$ при давлениях выше 2,5—3,0 МПа имеет близкие значения.

В заключение следует отметить, что при высоких давлениях огнезащитная и обычная хлопчатобумажные ткани имеют почти одинаковые значения $c_{пр}$. Это свидетельствует о недостаточной эффективности огнезащиты в этих условиях.

Поступила в редакцию
15/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Gook et al. Textile research J. 1967, 7.
2. И. А. Болодьян и др. ФГВ, 1979, 15, 4.
3. И. А. Болодьян и др. — В сб.: Вопросы горения и тушения полимерных материалов в обогащенных кислородом средах. Вып. 2, М.: ВНИИПО, 1977.
4. А. И. Гольбиндер. Лабораторные работы по теории взрывчатых веществ. М.: Росвузиздат, 1963.
5. П. А. Моисахов и др. — В сб.: Вопросы горения и тушения полимерных материалов в обогащенных кислородом средах. Вып. 3, М.: ВНИИПО, 1979.

ВЛИЯНИЕ ПАРОВ ВОДЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСЛОВ АЗОТА В ДИФФУЗИОННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПЛАМЕНИ ПРОПАНА

О. Н. Мишин, Р. С. Тюльпанов
(Ленинград)

Исследования влияния добавки водяных паров на образование окислов азота при горении углеводородных топлив весьма ограничены, а результаты их часто противоречивы. Так, в работах [1, 2] утверждается, что добавка значительного количества водяных паров в зону пламени углеводородного топлива не оказывает существенного влияния на выход окислов азота. В работах же [3, 4] показано, что

это влияние весьма существенно и приводит к уменьшению содержания окислов азота в продуктах горения. По-видимому, такое противоречие объясняется, помимо всего, различными условиями и характером сжигания газообразных углеводородных топлив.

В связи с этим поставлена более узкая задача — определить влияние водяных паров на образование окислов азота при горении пропана в условиях диффузионного турбулентного пламени. Структура и некоторые характеристики такого пламени ранее исследовались, что позволяет провести некоторый качественный анализ.

Рабочий участок установки состоял из канала прямоугольного сечения (100×80 мм) длиной 1600 мм. В верхней стенке канала имелись десять отверстий, равномерно распределенных по длине, для ввода зондов, измеряющих скорость потока, интенсивность турбулентности, температуру и концентрации газообразующих компонентов. В начальное сечение по центру рабочего участка устанавливалась щелевая горелка (размеры щели: длина — 75 мм, ширина — 1,5 мм).

Верхняя и нижняя поверхности рабочего участка имели регулярную шероховатость с поперечными ребрами $\delta/H=0, 0,05, 0,15$ (δ — высота ребер, H — полуширина канала). Воздух в рабочую часть установки подавался от вентилятора, обеспечивающего диапазон скоростей в рабочем участке до 100 м/с. В основных опытах поддерживались постоянными следующие параметры: расход воздуха, температура газа $t_g=18^\circ\text{C}$, температура воздуха $t_b=20^\circ\text{C}$ и его давление $p_b=25$ мм вод. ст., расход газа $G_g=0,4$ м³/ч и расход пара, подаваемого в зону горения, $G_p=1$ кг/ч. Пар в факел подавался через металлическую трубку (наружный диаметр $d_n=4$ мм, внутренний — $d_{вн}=1,5$ мм) в центральную плоскость капала по ходу потока на расстоянии 123 мм от среза сопла.

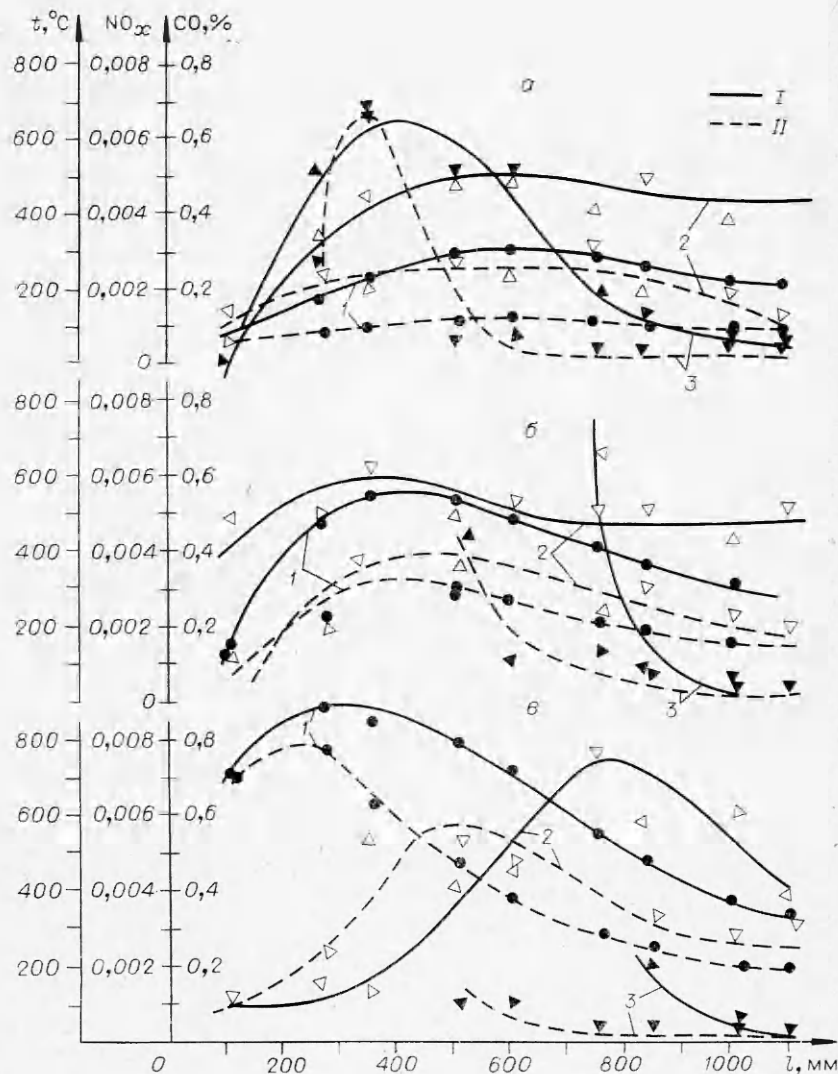
Пробы на газовый анализ отбирались через водоохлаждаемые трубки ($d_n=4$ мм, $d_{вн}=1,5$ мм). Температура измерялась платино-платинородиевыми термомпарами ($d=1,5$ мм). Концентрация отдельных компонентов (NO_x , CO , CO_2) исследовались на газоанализаторах УГ-2 и ГПХ-3.

Предварительно проведены опыты по исследованию полей температур и концентрации указанных выше компонентов по длине и сечениям факела при соотношениях газа и воздуха $G_g/G_b=0,002 \div 0,01$, при расходах газа $G_g=0,4 \div 0,7$ м³/ч и значениях относительной шероховатости $\delta/H=0 \div 0,15$. Как показали эксперименты, наблюдаются установленные ранее для таких пламен тенденции: длина пламени возрастала, а концентрация окислов азота в конце пламени увеличивалась с ростом соотношений G_g/G_b . Наблюдалось также некоторое увеличение длины пламени с ростом расхода газа при $G_g/G_b=\text{const}$. Длина пламени и концентрации окислов азота в конце пламени несколько увеличились с ростом величины δ/H , характеризующей средний уровень турбулентности в канале. В соответствии с [5] значения интенсивности турбулентности ε в осевой плоскости канала при этом менялись от 0,04 до 0,09. Результаты измерений для одного из режимов представлены на рисунке (I) в виде зависимостей температур и концентрации NO_x и CO от расстояния ввода газа для центральной плоскости факела, ориентированной по ширине плоской горелки (в), и для плоскостей, отдаленных от нее на 10 (б) и 20 мм (а). Как видно из графиков, наблюдается возрастание концентрации окислов азота после того, как процесс горения закончился. Эти данные представляют несомненный интерес, так как существует мнение, что максимум образования окислов азота соответствует зоне максимального интенсивного горения, которое данными опытами не подтверждается. Процесс образования окислов азота идет со значительным запозданием по сравнению с процессом собственного горения пропана. Это хорошо видно из результатов измерений в центральной плоскости факела, где идет интенсивный процесс горения.

В периферийных областях изменение концентраций определяется уже не только горением, но и в значительной степени турбулентной диффузией, что затушевывает эффект запаздывания выхода окислов азота.

На рисунке (II) приведены графики аналогичных замеров, но при вводе пара в зону горения. Из сопоставления кривых I и II видно, что подача пара оказывает существенное влияние как на процесс горения, так и на кинетику образования окислов азота и окиси углерода. Во-первых, пар понижает максимум температур в ядре факела, во-вторых, снижение температуры приводит к почти двукратному уменьшению концентрации окислов азота на выходе из рабочего участка. Причем падение максимума температуры незначительно по сравнению с концентрацией окислов азота. Кроме того, ввод пара в зону горения приводит к сокращению участка, соответствующего процессу горения. В соответствии с этим происходит уменьшение концентрации образующейся окиси углерода в конце рабочего участка примерно в 2—3 раза. Следует отметить, что наличие пара приводит к сокращению длины факела и более полному выгоранию топлива.

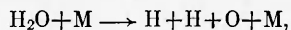
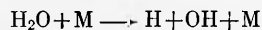
Горение углеводородных топлив, в том числе и пропана, в воздухе — сложный многостадийный процесс, который идет по механизму вырожденного разветвления. В настоящее время не существует четкой кинетической схемы высокотемпературного окисления пропана. Однако качественный характер протекания таких реакций разработан достаточно подробно [6]. Из анализа, проведенного в [6], следует,



Распределение параметров по оси факела без ввода (I) и с вводом пара (II).

1 — температура; 2 — окислы азота; 3 — окись углерода.

что в значительной степени скорость суммарной реакции окисления углеводородов определяется концентрацией атомарного водорода. Введение дополнительного количества воды в зону пламени приводит в результате реакций диссоциации к образованию дополнительного количества атомов H и O:



где M — любая крупная молекула.

В зависимости от структуры пламени процессы молекулярной и турбулентной диффузии приводят к различному выводу этих атомов из зон горения. Для пламен с $\epsilon > 0,05$, имеющих явно выраженную раздробленную структуру, анализ проведен в работе [7]. Из этого анализа вытекает, что дополнительное введение воды в зону горения будет компенсировать в основном недостающий компонент H. В силу этого относительная и абсолютная скорость реакции горения топлива будет увеличиваться, а реакции синтеза окислов азота — уменьшаться, что и подтверждается данной работой.

Поступила в редакцию
8/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Сигал. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. Л.: Недра, 1977.
2. Н. Г. Залогин, Л. И. Кронп. Энергетика и охрана окружающей среды. М.: Энергия, 1979.
3. H. Meboldt. Fernwärme Int., 1974, 1, 3.
4. N. R. Dibelins, M. V. Hilt. Pap. of the ASME, 1971, 58.
5. Р. С. Тюльпанов. ИФЖ, 1964, 7, 6.
6. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. М., 1958.
7. О. Н. Мишин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1977, 13, 3.

РАСЧЕТ ОТРАЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В. Ф. Анисичкин
(Новосибирск)

Двукратное прохождение ударной волны (УВ) по конденсированной среде приближенно рассчитывалось, например, в [1, 2]. Ниже на основе предложенной в [3] модели ударного сжатия сплошной среды рассматривается метод расчета многократного прохождения УВ по плотному веществу. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [3] предложен метод нахождения тепловой составляющей давления за ударным фронтом в первоначально холодном веществе. Обобщим его на случай произвольного первоначального состояния вещества. Представим уравнение состояния вещества в виде суммы:

$$p(\rho, T) = p_x(\rho) + p_T(\rho, T),$$

где $p_x(\rho)$ и $p_T(\rho, T)$ — «холодная» и тепловая составляющие полного давления соответственно.

Тепловая составляющая давления p_T всего объема вещества, в том числе и при ударном сжатии, равна тепловому давлению любой его части, в том числе и объема, занимаемого одной молекулой, если иметь в виду среднее во времени или по ансамблю частиц значение. С другой стороны, молекулы вещества могут состоять из очень большого числа атомов, тем не менее, если пренебречь межмолекулярным взаимодействием, будем иметь идеальный многоатомный газ. При ударном сжатии такого газа поршнем, имеющим скорость u , каждая молекула, неподвижная первоначально, но с размороженными внутренними степенями свободы, т. е. нагретая, останавливается на поршне, оказывая на него такое же удельное тепловое давление, как и весь объем. (Еще раз отметим, что величина теплового давления не зависит от величины рассматриваемого объема.) При этом прирост теплового давления $\Delta p_T = \rho_0 u^2$. Каждая молекула в миниатюре подобна всему телу, если межатомные силы в ней такие же, как в реальном теле. Поэтому можно считать ударно-сжимаемое тело состоящим из одной молекулы, тем более, что число атомов в молекуле ничем не ограничено. Тогда прирост тепловой составляющей давления, возникающей при ударном сжатии, будет по-прежнему равен $\rho_0 u^2$, а полное тепловое давление

$$p_T = \rho_0 u^2 + p_{0T}. \quad (1)$$

«Холодная» составляющая давления находится с помощью (1) и уравнений сохранения $\Delta p = \rho_0 D u + p_0$, $\rho/\rho_0 = D/D - u$

$$p_x = \rho_0 (D - u) u + p_{0x} \quad (2)$$

или

$$p_x = \frac{\rho_0^2 D u}{\rho} + p_{0x}. \quad (3)$$

Пусть начальное давление вещества создано предыдущей УВ. Рассмотрим процесс двукратного сжатия в координатах давление — плотность. Точка 1 на рис. 1 соответствует состоянию за фронтом первой УВ, точка 2* — состояние за фронтом вторичной или отраженной УВ, 2 — состояние за фронтом однократной УВ, но при той же конечной плотности ρ_2 , что и за отраженной УВ. Должно выполняться условие равенства «холодных» давлений в точках 2 и 2* с одинаковой плотностью ρ_2 , которое следует из (2)

$$p_x(\rho_2) = \rho_1 (D_2^* - u_2^*) u_2^* + p_x(\rho_1). \quad (4)$$