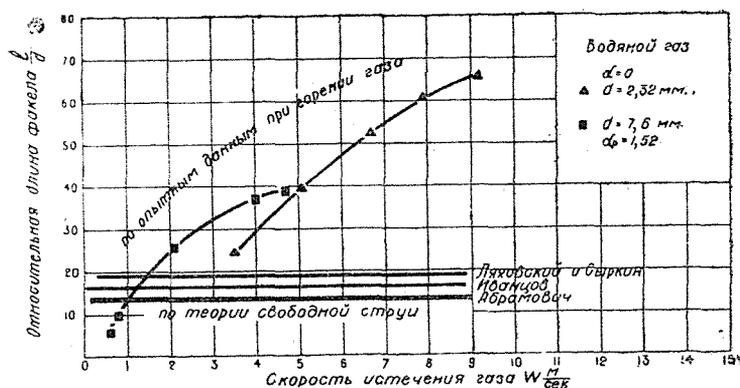


На этой же фигуре для сопоставления с опытными данными изображены прямые, параллельные оси скоростей, вычисленные по уравнениям, выте-



Фиг. 1. Зависимость относительной длины горящего факела от диаметра насадка и скорости истечения

кающим из теории свободной турбулентной „холодной“ (негорящей) струи: по уравнению Г. Н. Абрамовича [3]

$$\frac{V}{V_0} = 2,18 \left(2\alpha \frac{l}{d} + 0,29 \right), \quad (2)$$

по уравнению Г. П. Иванцова [4]

$$\frac{V}{V_0} = 0,82 \left(0,32 \frac{l}{d} + 1 \right), \quad (3)$$

по уравнению Д. Н. Ляховского и С. Н. Сыркина [5]

$$\frac{V}{V_0} = 1 + 0,207 \frac{l}{d}. \quad (4)$$

В этих уравнениях: α — коэффициент структуры струи,
 V — м³/сек объем смеси в струе на расстоянии l от насадка,
 V_0 — м³/сек первоначальный объем газа в струе.

Значительное влияние на развитие процессов горения в условиях простейшего факела оказывает первоначальное направление струи.

На фиг. 2 изображены опытные кривые, характеризующие изменение длины горящего факела водяного газа при вертикальном, горизонтальном и наклонном направлениях струи.

При одинаковых скоростях истечения вертикальный факел является наиболее длинным, наклонный факел — наиболее коротким; длина горизонтального факела мало отличается от наклонного под углом 20°. Соотношение длин вертикального и горизонтального факелов выражается приблизительно соотношением

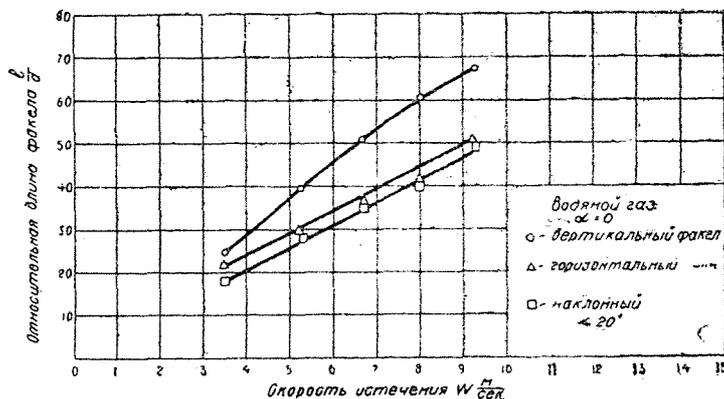
$$\left(\frac{l}{d} \right)_{\text{вертик}} = 1,31 \left(\frac{l}{d} \right)_{\text{горизонт}}. \quad (5)$$

Влияние направления струи на длину свободного горящего факела объясняется различными условиями смешения газа с воздухом.

При вертикальном направлении свободного факела без первичного воздуха условия для притока воздуха из окружающей среды к фронту

пламени являются наименее благоприятными, так как вокруг фронта пламени находится слой продуктов горения, который препятствует диффузии кислорода из воздуха, приток кислорода к фронту пламени наиболее доступен к устью горелки. Вследствие разницы в аэростатических давлениях у устья горелки, между продуктами горения и наружным воздухом, последний как бы „смывает“ с поверхности фронта пламени продукты горения по высоте факела.

При горизонтальном направлении факела в силу разницы в аэростатических давлениях воздух притекает к поверхности фронта горящего факела по всей длине его; следовательно, условия доступа воздуха являются более благоприятными, чем при вертикальном расположении, поэтому горизонтально направленный факел является более коротким, чем вертикальный. При небольшом угле наклона оси факела условия доступа



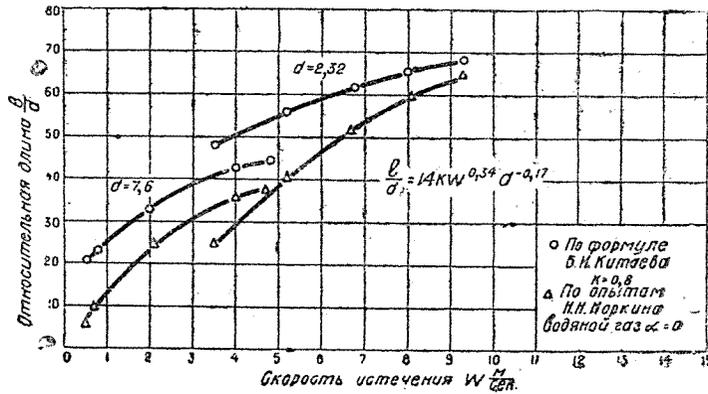
Фиг. 2. Влияние направления струи на длину горящего факела

воздуха к фронту пламени остаются более или менее сходными, как и в случае горизонтального направления, поэтому длина факела укорачивается мало, по сравнению с горизонтальным факелом. Но при увеличении угла наклона увеличивается доступная поверхность и в пределе, когда угол наклона равен 90° , т.е. когда факел направлен вертикально вниз, приток воздуха будет облегчен ко всей поверхности горящего факела, вследствие чего вертикальный вниз факел будет наиболее коротким, что и подтверждается опытом.

Некоторые обобщенные зависимости о длине простейшего факела получены Б. И. Китаевым и П. В. Левченко [6] в результате экспериментального исследования горения газа без первичного воздуха. Ими установлено: 1) что переход потока из ламинарного в турбулентный режим в условиях факельного горения не характеризуется значением $Re_{\text{крит}} = 2320$, вычисленным по параметрам негорящей струи в насадке, и, следовательно, не зависит от того или иного режима в насадке; 2) что в спокойно горящем факеле без завихрений (ламинарный режим) длина факела изменяется пропорционально скорости истечения газа; в вихревом же (турбулентном) факеле длина факела для насадков больших диаметров увеличивается с увеличением скорости истечения и почти не зависит от скорости для насадков малых диаметров. Авторами предложено обобщенное эмпирическое уравнение для расчета длины свободно горящего факела в атмосфере воздуха

$$l_{\text{ф}} = (13,5 \div 14,0)KW^{0,34}d^{0,83}, \quad (6)$$

при этом для коксовального газа значение $K=1$ и для торфяного генераторного газа $K=0,65$. На фиг. 3 изображены кривые, показывающие зависимость относительной длины горящего факела водяного газа (без первичного воздуха) по уравнению Б. И. Китаева и П. В. Левченко и по нашим экспериментальным данным [7]; при вычислении l_{ϕ} по уравнению (6) принято для водяного газа значение $K=0,8$. Из сопоставления кри-



Фиг. 3. Зависимость относительной длины горящего факела от диаметра насадка и скорости истечения газа

вых видно, что при малых скоростях истечения имеется значительное расхождение рассчитанных величин с экспериментальными для водяного газа, но по мере увеличения скорости истечения эти расхождения уменьшаются. Для факелов с первичным воздухом в горючей смеси уравнение (6) неприменимо.

Сложный диффузионно-кинетический горящий факел

Сложный диффузионно-кинетический факел образуется при сжигании горючих газовых смесей, содержащих первичный воздух в количестве, недостаточном для полного горения; в этих условиях образуются два фронта горения—на поверхности внутреннего кинетического фронта сгорает газ в количестве, эквивалентном содержанию первичного воздуха, первичный воздух весь расходуется; на поверхности внешнего диффузионного фронта сгорает остальная часть газа с диффундирующим из окружающей среды вторичным воздухом. Так горят частично подготовленные горючие смеси в отличие от горения полностью подготовленных горючих смесей, для которых $\alpha_n \geq 1$ и внешний фронт горения отсутствует, а также в отличие от горения вытекающего газа без первичного воздуха, когда отсутствует внутренний фронт горения.

При исследовании горения частично подготовленных горючих смесей возникают вопросы: а) какие факторы влияют на развитие внутреннего кинетического факела; б) как влияет кинетический факел на развитие внешнего диффузионного факела и в) какой процесс выгорания составляющих горючей смеси? Выполненные нами в этом направлении исследования дают возможность сделать некоторые обобщающие выводы.

Неоднократно делались безуспешные попытки распространить на свободно горящий газовый факел обобщенные зависимости теории свободной турбулентной струи [8] или другие, чисто гидродинамические положения [4;5]. Однако практический опыт убеждает, что эти теории не отражают процессов факельного горения и так же, как и в случае простейшего факела, не могут быть использованы для количественной оцен-

ки, так как в них отсутствуют основные кинетические величины, характеризующие процесс факельного горения.

В теории свободной турбулентной струи Г. Н. Абрамовича [8] разработаны 2 варианта уравнений для расчета длины горящего факела. По первому варианту 1948 г. относительная длина горящего факела определяется из уравнения

$$\frac{l_{\phi}}{d_0} = 0,35 \frac{K_0}{aK_{кр}} \quad (7)$$

и по второму варианту 1951 г.—из уравнения

$$\frac{l_{\phi}}{d_0} = 0,35 \frac{K_0}{aK_{кр}} \sqrt{\frac{1+K_0}{1+0,77K_{кр}}} \quad (8)$$

В этих уравнениях: K_0 — начальная концентрация горючего в смеси

$$\frac{\text{вес горючего}}{\text{вес воздуха}};$$

$K_{кр}$ — конечная концентрация горючего в смеси по стехиометрическим расчетам при $\alpha_{п} = 1$

$$\frac{\text{вес горючего}}{\text{вес воздуха}};$$

a — коэффициент структуры струи: для горелки круглого сечения $a = 0,076$.

Если взять пример, приводимый Г. Н. Абрамовичем [8] для нефтяного факела, и принять, что начальная концентрация $K_0 = \frac{1}{1,5} = 0,66$ и конечная концентрация $K_{кр} = \frac{1}{15} = 0,066$, то по уравнению (7) получится

$$\left(\frac{l_{\phi}}{d_0}\right)_I = 34,7 \text{ и по уравнению (8) } \left(\frac{l_{\phi}}{d_0}\right)_{II} = 43,6.$$

$$\text{Расхождение } \frac{(l_{\phi})_{II}}{(l_{\phi})_I} = \frac{43,6}{34,7} = 1,25.$$

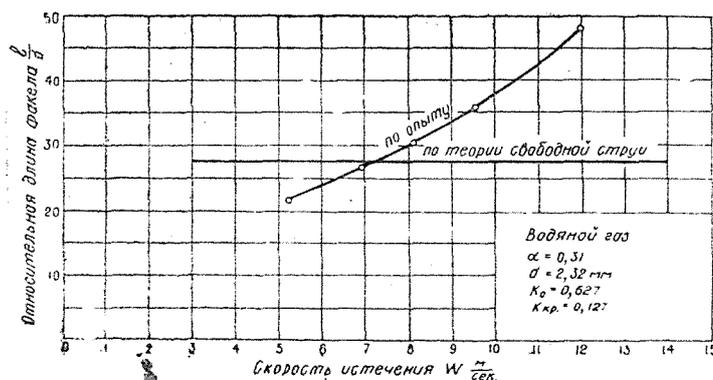
При увеличении начальной концентрации горючего в смеси, например, до $K_0 = \frac{1}{1} = 1$ расхождение увеличивается до

$$\frac{(l_{\phi})_{II}}{(l_{\phi})_I} = \frac{72,5}{52,5} = 1,37.$$

Нами исследовано горение горючих смесей водяной газ—воздух; содержание газа в горючих смесях изменялось от 15,8 до 73,2%, что соответствовало доле первичного воздуха в смеси от $\alpha_{п} = 0,14$ до $\alpha_{п} = 2,13$. Скорости истечения горючих смесей изменялись от 1,58 м/сек до 123,3 м/сек; величины Re для условий течения в насадке изменялись от $Re = 738$ до $Re = 9260$. Диаметры насадков были: 0,8—1,18—1,25—1,54—2,32—2,9—3,7—5—8 мм.

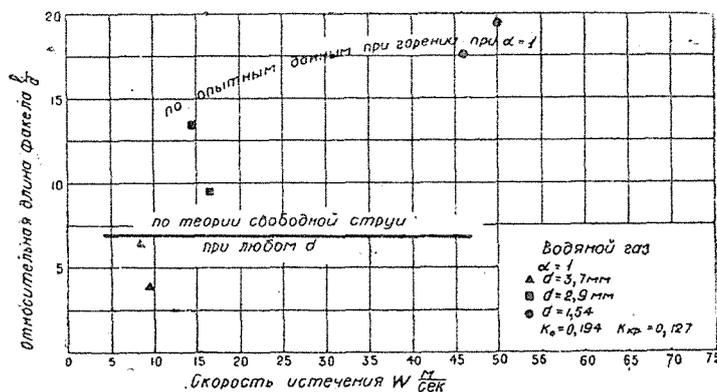
На фиг. 4 изображены: опытная кривая, показывающая влияние скорости истечения горючей смеси состава $\alpha_{п} = 0,31$ на длину горящего фа-

кела; диаметр насадка 2,32 мм, скорость изменялась в опытах от $W=5,26$ м/сек до $W=11,85$ м/сек. Относительная длина факела при этом получалась от $\frac{l_{\phi}}{d_0} = 21,7$ до $\frac{l_{\phi}}{d_0} = 49$; прямая, построенная по уравнению (8) из теории свободной турбулентной струи, не зависит от скорости истечения и равна $\frac{l_{\phi}}{d_0} = 27,4$. При построении прямой по уравнению (8) рассчитано: $K_0 = 0,627$, $K_{кр} = 0,127$. Как видно из фиг. 4, совпадение длины опытного факела с рассчитанной получилось лишь в точке пересечения кривой и прямой, которой соответствует скорость истечения $W = 7,2$ м/сек.



Фиг. 4. Зависимость относительной длины горящего факела от скорости истечения горючей смеси

На фиг. 5 нанесены опытные точки относительных длин факелов при $\alpha = 1$ для горелок диаметром 3,7 мм при $W = 8,5$ м/сек и $W = 9,6$ м/сек, диаметром 2,9 мм при $W = 14,9$ м/сек и $W = 16,2$ м/сек и диаметром 1,54 мм при $W = 48$ м/сек и $W = 51$ м/сек. Эти опытные точки показы-



Фиг. 5. Зависимость относительной длины горящего факела от диаметра насадка и скорости истечения горючей смеси

вают, что относительная длина кинетического факела зависит как от диаметра горелки, так и от скорости истечения. Прямая же, построенная по уравнению (8), изображает длину факела $\frac{l_{\phi}}{d_0} = 7,8 = \text{const}$, не зависящую ни от диаметра горелки, ни от скорости истечения. При построении прямой

по уравнению (8) рассчитано: $K_0 = 0,194$ для $\alpha_n = 1$ и $K_{кр} = 0,127$ для $\alpha_n = 1,52$.

Таким образом, опыт убеждает, что как в случае простейшего, так и в случае сложного диффузионно-кинетического горящего факела, теория свободной турбулентной струи и соприкасающиеся с нею аналогичные гидродинамические положения не могут служить мерой качественных и количественных соотношений для горящего факела.

Обобщенные зависимости сложного диффузионно-кинетического горящего факела

Длина внутреннего кинетического факела

Длина внутреннего кинетического факела для горючих смесей, содержащих воздух в количестве $\alpha_n < 1$, или общая длина факела для $\alpha_n > 1$

однозначно определяется отношением $\frac{W}{U}$, как это следует из уравнения

(1) В. А. Михельсона

$$\frac{l}{d} = 0,5 \frac{W}{U}, \quad (9)$$

так как $\left(\frac{W}{U}\right)^2 \gg 1$.

Считаем целесообразным назвать отношение $\frac{W}{U}$ критерием, определяющим химическую и гидродинамическую кинетику процесса факельного горения, и обозначать, в честь В. А. Михельсона, этот критерий

$$Mi = \frac{W}{U}. \quad (10)$$

На фиг. 6 изображена прямая, характеризующая зависимость относительной длины кинетического факела $\frac{l}{d}$ от критерия Mi , проверенная опытом для горючих смесей водяного газа с воздухом в широком диапазоне изменения состава горючих смесей и для различных диаметров горелок.

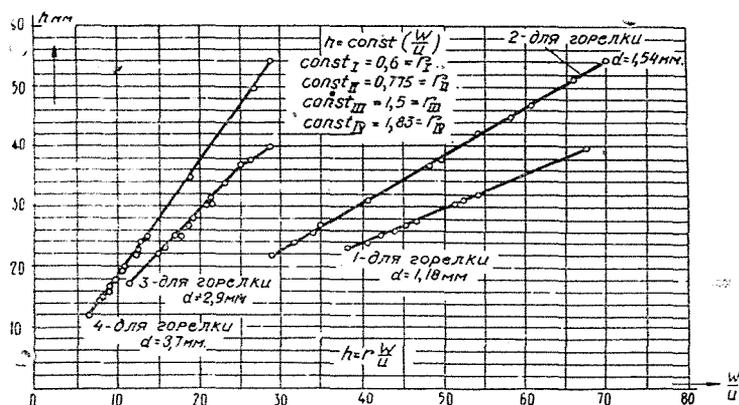
Используя метод В. А. Михельсона при обработке результатов экспериментальных исследований, устанавливаем зависимость между высотой (длиной) внутреннего кинетического факела l , скоростью истечения горючей смеси из горелки W , диаметром горелки d и кинематической вязкостью горючей смеси ν в виде уравнения

$$l = KW^{0,5}d^{0,15}\nu^{0,5}. \quad (11)$$

Здесь K —опытный коэффициент, зависящий от доли первичного воздуха в горючей смеси $K=f(\alpha_n)$.

Общая длина внешнего диффузионного факела зависит от длины внутреннего кинетического факела. При значении $\alpha_n = 0$ факел становится диффузионным, его длина l —наибольшая; при введении в смесь первичного воздуха, когда $\alpha_n > 0$, длины внешнего и внутреннего факелов сокращаются, однако сокращение внутреннего факела происходит значительно быстрее, чем внешнего; при значении $\alpha_n = 0,5$ устанавливается минимальное значение $\frac{l}{L}$. При дальнейшем увеличении α_n происходит дальней-

шее сокращение l и L , но длина внутреннего кинетического факела сокращается медленнее, чем внешнего, вследствие чего отношение $\frac{l}{L}$ увеличивается. Когда α_n приближается к единице, тогда внутренний и внешний факелы сливаются.



Фиг. 6. Зависимость относительной длины кинетического факела $\frac{l}{d}$ от критерия Mi при вертикальном направлении факела

При $\alpha_n = 0,5$ общая длина факела в 2,5 раза больше высоты внутреннего кинетического факела.

Пирометрические характеристики кинетического факела

Температура внутреннего кинетического факела в широком диапазоне значений коэффициента α_n почти однозначно определяется отношением тепловой плотности горения q ккал/м²сек к скорости распространения пламени U в виде следующего эмпирического уравнения

$$t = (1,75 \div 2,2) \frac{q}{U}. \quad (12)$$

Для горючих смесей состава α_n от 0,6 до 1,0 численный множитель является почти постоянной величиной, равной 1,8. Это означает, что с увеличением интенсивности процесса горения увеличивается пирометрический коэффициент горения $\eta_{пир}$, так как имеется следующая связь:

$$\frac{q}{U} = C_{пир.g} = V_{пир.g} \frac{t}{\eta_{пир}}. \quad (13)$$

Здесь: $C_{пир.g}$ ккал/м³ гр—теплоемкость продуктов горения,

$V_{пир.g}$ м³/м³—объем продуктов горения,

$\eta_{пир}$ — пирометрический коэффициент горения, представляющий отношение измеряемой температуры t к калориметрической $t_{кал}$.

Объемная тепловая напряженность кинетического факела достигает величины порядка $2,8 \cdot 10^{10}$ ккал/м³час; это характеризует, что кинетическое факельное горение обладает большей тепловой напряженностью, чем так называемое „беспламенное“ горение.

Порядок выгорания составляющих горючей смеси

Для решения вопроса о порядке выгорания составных частей горючей смеси применен метод расчленения факела горения на внутренний и внешний факелы с последующим химическим анализом состава межфронтальных газов. В результате установлено: а) что при горении водяного газа, содержащего H_2 , CO и CH_4 выгорание компонентов происходит не избирательно-последовательно, а одновременно, но с различной интенсивностью; б) интенсивность выгорания компонентов изменяется под влиянием количества первичного воздуха в горючей смеси—при малых значениях α_n наибольшей интенсивностью выгорания обладает H_2 ; при значениях $\alpha_n > 0,5$ интенсивность выгорания водорода понижается. При каталитическом воздействии платины на процесс горения при любом количестве первичного воздуха в горючей смеси интенсивность выгорания H_2 является наибольшей; в) свободного кислорода в межфронтальных газах не обнаружено; этим подтверждается то обстоятельство, что весь кислород исчерпывается во внутреннем кинетическом факеле.

Кинетическое значение критерия Михельсона

Критерий Mi является мерой соотношения химической и гидродинамической кинетики в факельном горении. Критерий Mi характеризует устойчивость факельного процесса—при $Mi < 1$ факельный процесс не устойчивый не стабилизируется. Критическое значение $Mi_{кр} = 1$.

При гомогенно-гетерогенном горении на раскаленной поверхности (тонкие каналы, зернистый слой, пористые тела), как показывает опыт, возможен устойчивый процесс горения при значении Mi , приближающемся к единице. Верхний предел устойчивости процесса факельного горения в опытах с водяным газом был при $Mi = 70,5$.

Относительная длина кинетического факела горючих смесей данного состава однозначно определяется критерием Mi , а при переменном составе горючих смесей является функцией этого критерия и коэффициента избытка первичного воздуха.

Критерий Mi разрешает вопрос о возможности моделирования кинетического горения различных по составу и природе газов и расширяет область применения огневых моделей.

Заключение

1. Теория свободной турбулентной струи или другие, чисто гидродинамические положения не отражают сущности процессов факельного горения газа в условиях свободной струи, так как в них отсутствуют основные кинетические величины.

2. Для характеристики факельного процесса горения газа в условиях свободной струи предложен новый критерий Михельсона, учитывающий влияние химической и гидродинамической кинетики.

3. С помощью критерия Михельсона установлен ряд обобщающих зависимостей факельного горения в опытах сжигания водяного газа.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Михельсон В. А. Собрание сочинений, т. 1, 1930.
2. Очерки по истории физики в России. Под редакцией А. К. Тимирязева, 1949
3. Абрамович Г. Н. Труды ЦАГИ, 293, 1936.
4. Иванцов Г. П. Сборник „Вопросы движения газов в печах“, 1936.
5. Ляховский Д. Н. и Сыркин С. Н. Советское котлотурбостроение, 2, 1938.
6. Китаев Б. И. Левченко П. В. Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах. Металлургиздат, 1951.
7. Норкин Н. Н. Изв. Томск. политехи. ин-та т. 68, в. 1, 1951.
8. Абрамович Г. Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, 1948. Прикладная газовая динамика, 1951.