

**РАСЧЕТ ВЫГОРАНИЯ
РАСПЫЛЕННОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА
В ФОРСИРОВАННЫХ ТОПОЧНЫХ УСТРОЙСТВАХ**

Р. С. Тюльпанов
(Новосибирск)

При сжигании распыленного жидкого топлива в топочных устройствах одновременно идет несколько процессов, определяющих развитие факела: испарение капель топлива в турбулентном потоке, горение капель топлива с образованием отдельных факелов вокруг испаряющихся капель, диффузионное горение паров топлива, смешивающихся с окислителем. Относительно механизма горения распыленного топлива в литературе высказываются две крайние точки зрения, одна из которых предполагает факел ансамблем горящих индивидуальных частиц; другая рассматривает процесс горения, как испарение капель топлива с последующим диффузионным горением паров.

Некоторую ясность в этом вопросе дала работа Сполдинга, который из простых физических соображений ввел критерий для оценки возможности горения вокруг капли [1]

$$S_d \cdot \rho L > \beta,$$

где S_d — скорость ламинарного пламени; ρ — плотность несгоревших газов; L — доля топлива в стехиометрической смеси; β — расход топлива при испарении капли с единицы поверхности в единицу времени.

Левая часть неравенства зависит от химических и физико-химических свойств топлива, а правая — от турбулентных характеристик потока, физических свойств среды и дисперсности топлива. При соблюдении этого неравенства происходит процесс горения отдельных капель, в случае обратного неравенства — процесс испарения. Работы [2, 3] качественно подтвердили справедливость этих оценок.

Суммируя результаты этих исследований, можно утверждать, что для малофорсированных топочных устройств (топки котельных агрегатов) при распыле топлива форсунками большой производительности, т. е. при относительно крупных размерах капель, реализуется механизм непосредственного горения капель топлива. В форсированных топочных устройствах (камерах сгорания газотурбинных двигателей) при сравнительно небольших размерах капель топлива, по-видимому, реализуется механизм испарения капель с последующим горением паров топлива с образованием общего факела. Во всяком случае соотношение между этими двумя конкурирующими процессами таково, что последний определяет тенденцию изменения характеристик пламени с изменением параметров потока и дисперсности топлива.

1. Картину поведения капель топлива в объеме камеры сгорания и соответственно формирование факела можно представить следующим образом. Капли, вылетающие из форсунки, имеют довольно значительные скорости и, попадая в среду с высокой температурой, начинают испаряться и одновременно тормозятся. В дальнейшем, уже частично испарившиеся капли, двигаясь в среде с высокой температурой, испаряются в турбулентном потоке при наличии процессов тепло- и массообмена в одном поле. Воспламенение паров топлива происходит при достижении концентрации паров определенной величины, зависящей от физико-химических характеристик топлива и физических характеристик среды, а метод организации стабильного факела осуществляется либо подводом части горячих продуктов горения к корню факела, либо сжиганием в прямотруйном потоке, где скорость его будет меньше скорости распространения пламени. Указанные соображения не новы и не являются предметом рассмотрения в данной работе. Прлагается только, что предлагаемая схема применима к устройствам, в которых стабилизация пламени осуществляется достаточно надежно и где в соответствии с принятой схемой выгорание топлива определяется в основном процессом его испарения. К таким системам относится горение распыленного мелкодисперсного топлива, где смешение, а следовательно, и диффузионное горение осуществляются с очень большими скоростями, значительно большими, по имеющимся оценкам, чем испарение капель.

Тогда для участка торможения капель задачу можно представить как одномерную, считая за ось координат траекторию движения капли. Уравнения движения и испарения отдельных капель могут быть записаны следующим образом, считая при этом каплю сферической и пользуясь осредненными значениями коэффициента теплоотдачи:

$$m \frac{dv}{d\tau} + v \frac{dm}{d\tau} = \Sigma F \quad [4]; \quad (1)$$

$$\rho_{ж} \cdot Q \frac{dr}{d\tau} = -\alpha (T_{ф} - T_{к}), \quad (2)$$

где m — масса капли; v — скорость капли относительно потока; τ — время; ΣF — сумма сил, действующих на каплю; r — радиус капли; $\rho_{ж}$ — плотность капли; Q — количество тепла, пошедшее на испарение и нагрев до температуры газа единицы массы капли; α — коэффициент теплоотдачи от газа к капле; $T_{ф}$ — температура факела; $T_{к}$ — температура капли.

При введении условий, упрощающих действительную схему процесса, и в первую очередь полагая $(T_{ф} - T_{к}) = \text{const}$, можно решить эту систему уравнений и найти значения $r=f(\tau)$ и $v=f(\tau)$ для различных начальных размеров и начальных относительных скоростей капель и параметров, характеризующих физико-химические свойства топлива и потока.

Для области чисел $Re_{к} = 20 \div 1000$ (рассчитанных по диаметру капели), наиболее интересной с точки зрения испарения капели на участке торможения, значение коэффициента сопротивления для капели может быть описано законом $\xi = \frac{29}{\sqrt{Re_{к}}}$ [5], а значение коэффициента теплоотдачи (при наличии массообмена и теплообмена в одном поле) — формулой Рэнца и Маршалла [6]

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re_{к}^{0,5} \cdot Pr^{0,33}.$$

Учитывая, что испарение происходит в среде газов, где $Pr^{0.33} \rightarrow 1$ и значения Re_k достаточно велики, с помощью несложных преобразований уравнения (1) и (2) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{dv}{v^{1.5}} = (3N - B) \frac{d\tau}{r^{1.5}}; \quad (3)$$

$$r^{0.5} dr = -N v^{0.5} \cdot d\tau, \quad (4)$$

где

$$N = 0,42 \frac{\lambda (T_{\text{ф}} - T_{\text{к}})}{[q_{\text{исп}} + c_p (T_{\text{ф}} - T_{\text{к}})] \rho_{\text{ж}} \cdot v^{0.5}} \text{ и } B = 7,7 \frac{v^{0.5} \cdot \rho}{\rho_{\text{ж}}}$$

параметры, характеризующие физико-химические свойства топлива и физические характеристики среды; здесь λ — коэффициент теплопроводности газа; $q_{\text{исп}}$ — удельная теплота испарения топлива; τ_p — средняя теплоемкость; ρ — плотность газа; v — коэффициент кинематической вязкости газа.

Исключив из этих уравнений τ , получим уравнение¹ связи между относительной скоростью движения капли v и ее радиусом r

$$\frac{dv}{v} = \frac{B}{N} \frac{dr}{r} \quad (5)$$

и решение его

$$v = v_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{B/N}, \quad (6)$$

которое справедливо с достаточной степенью точности в диапазоне чисел $Re_k > 20$ или $v = \frac{20v}{r}$. Индекс «0» относится к величинам в начальный момент испарения. Из соотношения (6) непосредственно следует, что при достижении частицей такой скорости (назовем это концом торможения) радиус капли может быть определен как

$$r_1 = r_0 \left(\frac{20v}{v_0 r_0} \right)^{N/B}. \quad (7)$$

Пользуясь соотношением (6), можно проинтегрировать уравнение (4) в диапазоне от r_0 до r_1 и определить время торможения

$$\tau = \frac{r_0^{1.5}}{\left(\frac{B}{2N} - 1,5 \right) N \cdot \sqrt{v_0} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{B/2N - 1.5}}. \quad (8)$$

Соотношения (7) и (8) могут быть использованы для определения пути капель топлива, на котором они тормозятся до значений $v = \frac{20v}{r_0}$, т. е.

¹ Приближенное решение уравнения (1) в случае испарения капель, при условии пренебрежения членом $v \frac{dm}{d\tau} = 0$, получено С. А. Белым [12].

практически таких скоростей, где совместное решение уравнений движения и испарения уже не имеет смысла.

$$l = \int_0^{\tau_1} v d\tau = \frac{\sqrt{v_0}}{N} \frac{r_0^{1,5}}{1,5 + B/2N} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{B/2N} \right]. \quad (9)$$

Формулы (7), (8) и (9) дают возможность рассчитывать радиус капли в конце участка торможения, время и путь торможения, если известны начальные размеры капли, начальная относительная скорость и физико-химические константы среды и топлива.

Границы применимости этих формул определяются границами применимости формул для тепло- и массообмена и сопротивления капель. Можно получить формулы для испарения капель в других областях чисел Re_k , используя соответствующие законы тепло- и массообмена и сопротивления, однако это не является предметом настоящего исследования. В качестве примера на рис. 1 приведены кривые r_1 , τ_1 , l в зависимости от r_0 для капель углеводородного топлива. Физические константы ($q_{н}$, c_p , $\rho_{ж}$) для углеводородных топлив, имеющих практическое значение, очень близки и могут с большой степенью точности рассматриваться независимо от состава топлива. Из анализа кривых рис. 1 видно, что уже при сравнительно низких давлениях (2 ата) при расчете испарения капель в камере сгорания на начальных стадиях необходимо рассматривать совместно уравнения движения и испарения капель. Проведенные расчеты показывают, что при повышенных давлениях (например, 20 ата), капли на 75—85% испаряются на участке торможения, составляющем в этом конкретном случае большую величину. Это показывает, насколько важно учитывать это обстоятельство в современных схемах газотурбинных установок, работающих при повышенных давлениях.

2. При достижении каплями топлива скорости, близкой к скорости потока, испарение капель происходит по законам испарения в турбулентном потоке (в переменном поле скоростей и температур). Решение задачи об испарении даже отдельных капель однородного вещества в таком поле аналитически очень сложно, тем более при расчете испарения капель реальных топлив необходимо пользоваться определенными приближениями. Имеется значительное количество работ, в которых делается попытка, исходя из теоретических предпосылок и экспериментального анализа, получить зависимость параметров, характеризующих испарение капель

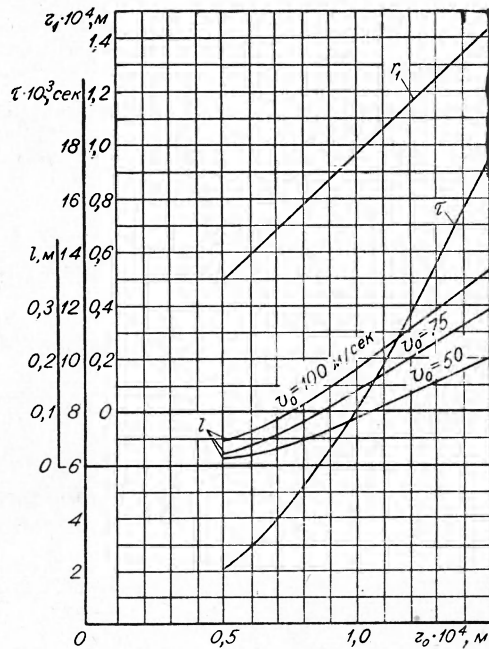


Рис. 1. Зависимость конечного радиуса капли, времени длины торможения от начального радиуса при разных начальных скоростях капель (давление 2 ата, топливо — соляр, интенсивность турбулентности $\varepsilon \approx 0,04$). $(T_{\phi} - T_k) = 1400 \text{ }^\circ\text{C}$.

топлива, от характеристик потока. Капли размерами более $50-100$ мк не увлекаются турбулентными пульсациями, имеющими место в камерах сгорания, и для них увеличение турбулентности существенно скажется на испарении [7]. В качестве первого приближения для оценки значений коэффициента теплоотдачи можно пользоваться эмпирическими соотношениями зависимости числа Nu от значений Re_k и интенсивности турбулентности ε в потоках, где число Струхаля $Sh > 1$ [7]; $Nu \sim Nu_0 \varepsilon^{0,5}$, где Nu_0 — значение числа Nu в потоке с обычной трубной турбулентностью $\varepsilon = 0,04$.

Для более точных расчетов необходимо получение характеристик тепло- и массообмена в зависимости от частотных характеристик турбулентных пульсаций, информация о которых к настоящему времени недостаточна для введения в расчетные формулы. Величина же интенсивности турбулентности может быть определена в простейших системах (поток за турбулизирующей решеткой, течение струи) известными соотношениями, а для более сложных систем (камер сгорания различных конструкций) — разумной аппроксимацией этих данных.

Уравнение, описывающее процесс испарения заторможенной капли в турбулентном потоке, может быть записано следующим образом:

$$\rho_{ж} \cdot Q \frac{dr}{d\tau} = - \left[1 + 2,0 \left(\frac{\varepsilon \cdot w \cdot r}{\nu} \right)^{0,5} \right] \cdot \frac{\lambda}{r} (T_{\Phi} - T_{к}) \quad (10)$$

и после преобразования

$$\frac{rdr}{1 + a \cdot r^{0,5}} = -bd\tau, \quad (11)$$

где

$$a = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon w}{\nu}} \quad \text{и} \quad b = \frac{\lambda (T_{\Phi} - T_{к})}{\rho_{ж} \cdot Q}.$$

Обозначая $1 + ar^{0,5} = y$, уравнение приводим к виду:

$$\frac{2(y-1)^3}{a^4 y} dy = -bd\tau. \quad (12)$$

Интегрирование этого уравнения дает время испарения капли от r_1 до искомого значения r , а решение выглядит следующим образом:

$$\tau = \frac{2}{a^4 b} \left[\frac{y^3}{3} - \frac{3}{2} y^2 + 3y - \ln y \right] \Big|_{y=1+a\sqrt{r}}^{y_1=1+a\sqrt{r_1}}. \quad (13)$$

Время полного испарения заторможенной капли (соответственно $r=0$ и $y=1+a\sqrt{r}=1$)

$$\tau_2 = \frac{\frac{y_1^3}{3} - \frac{3}{2} y_1^2 + 3y_1 - \ln y_1 - 1,83(3)}{\frac{a^4 b}{2}}, \quad (14)$$

где $y_1 = 1 + a\sqrt{r_1}$, а r_1 — начальный размер заторможенной капли топлива.

При интегрировании этого уравнения (10) предполагалось, что фракционный состав топлива и физико-химические константы топлива и среды не меняются. Ввиду того, что в реальных камерах сгорания топливом служит бензин, керосин, соляр, мазут, т. е. сложные топлива, состоящие из целого ряда компонент, возникает вопрос о возможности применения вышеуказанных формул для расчета их испарения. Прежде всего необходимо выяснить, испаряется ли топливо по фракциям или можно считать, что капля в процессе испарения не меняет своего состава. Некоторый анализ этого вопроса сделан в работе [8], где показано, что при больших значениях критерия $Bi = \frac{2\beta r}{D}$ (β — коэффициент диффузионного обмена капли в потоке, D — коэффициент диффузии) можно считать, что топливо испаряется как индивидуальное вещество и не меняет своих физико-химических констант в процессе испарения. По нашим расчетам, этот случай в большинстве своем реализуется при испарении относительно крупных капель топлива в области значений чисел $Re' > 2,0$. При очень малых размерах капель топлива или малых давлениях (значительно меньших атмосферного), при которых $Re' < 2,0$ возникает необходимость учета пофракционного испарения капель топлива. Отсюда, в частности, следует вывод, что всегда при уменьшении капель в процессе их испарения будет наблюдаться период, когда топливо будет испаряться по фракциям, что приводит к все большему «утяжелению» капель и, в конечном счете, образованию коксовых частиц. Принципиально в случае необходимости расчета испарения многофракционных топлив может быть произведен ступенчатый расчет времени испарения капель по формуле [13] с разбивкой процесса испарения на участки Δr и определением физико-химических констант для каждого участка по кривой разгонки топлива.

Характер формулы (13) показывает, что при испарении капель топлива, имеющих различные начальные размеры, не будет соблюдаться единый закон изменения коэффициента выгорания g (точнее относительного изменения объема капель в процессе испарения от безразмерного времени $\frac{\tau}{\tau_2}$), так как (13) состоит из суммы членов, в которых текущий радиус капли входит в различных степенях. Однако для всех начальных размеров капель будет соблюдаться тенденция перехода от квадратичной зависимости времени испарения τ радиуса капли к полукторной. Обе эти зависимости являются предельными случаями испарения капель при очень малых Re' , когда можно принять закон теплообмена $Nu=2$, и в случае больших Re' , когда в формуле для определения числа Nu можно пренебречь постоянным слагаемым, равным 2. Это видно из уравнения (11). Тогда в первом случае отношение текущего времени к полному времени испарения будет равно $1-X^2$, где $X = \frac{r}{r_1}$, а во втором предельном случае $\frac{\tau}{\tau_2} = 1 - X^{1,5}$. Коэффициент выгорания g может быть представлен

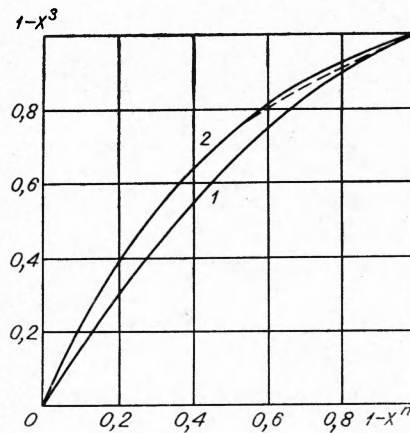
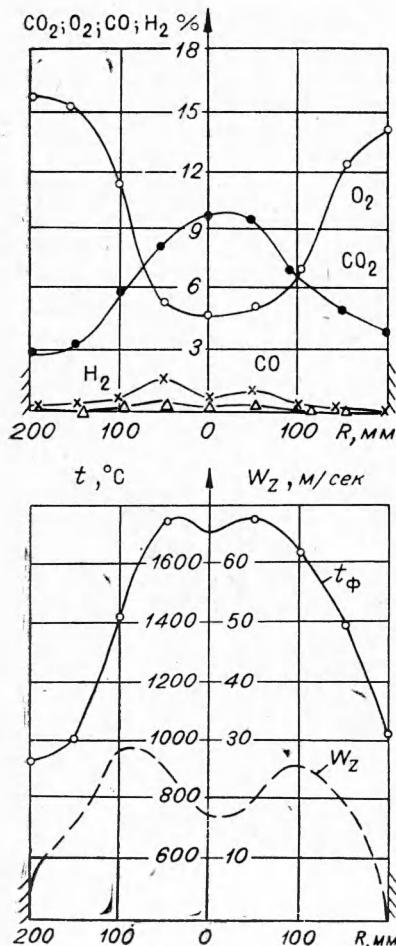


Рис. 2. Закон выгорания распыленного топлива в двух предельных случаях:
1 — $Re_k \rightarrow 0, n = 2$; 2 — $Re_k > 1000, n = 1,5$.

как $1 - X^3$ (рис. 2). Однако действительный процесс испарения капель топлива монофракционного факела подчиняется более сложному закону (8) и (13), и для разных размеров частиц будет наблюдаться свой постепенный переход в области, ограниченной этими кривыми.

В реальных камерах сгорания в топливном факеле имеется целый спектр размеров капель, который описывается нормальным законом распределения Гаусса. Уравнение (11) при этом преобразуется в интегрально-дифференциальное уравнение и может быть численно проинтегрировано. Принципиально такие расчеты можно выполнять, зная первоначальный закон распределения частиц по размерам. В настоящее время существуют формулы для описания распределения частиц, однако практическое использование их затруднительно ввиду того, что константа, входящая в закон распределения, в сильной степени зависит не только от геометрии форсунки, но и от качества выполнения ее и других, трудно поддающихся учету, факторов [8]. Однако учитывая, что практически важной характеристикой является время полного испарения (и в данном предположении выгорания), расчет можно вести по «максимальным» каплям топлива в стандартной пробе, взятой из топливного факела. Такая методика в настоящее время принята для оценки характеристик распыла, и «максимальный» диаметр капель может быть легко определен для любых опытов, в которых известны геометрические характеристики форсунки и давление топлива перед форсункой [9]. Это является условным приближением, но дает возможность обработать довольно много численные промышленные и стендовые опыты по выгоранию факела жидких топлив в камерах сгорания. Ошибка в определении времени полного выгорания топлива при таком методе расчета должна быть не выше, чем при учете закона распределения частиц по размерам, но рассчитанная кривая выгорания будет несколько отличаться от теоретической.



3. Для проверки приведенного выше расчета выгорания факела топлива были обработаны экспериментальные данные опытов по выгоранию жидкого распыленного топлива в камерах сгорания различных конструкций, проведенных при различных параметрах [9—11].

Определение выгорания факела по его длине производилось по данным замеров полей температур, газового анализа и скоростей и замеров расходов воздуха и газов в ряде сечений камер сгорания по уравнению теплового баланса (с учетом потока тепла с обратными токами в регистровых камерах сгорания). Определе-

ние выгорания факела по его длине производилось по данным замеров полей температур, газового анализа и скоростей и замеров расходов воздуха и газов в ряде сечений камер сгорания по уравнению теплового баланса (с учетом потока тепла с обратными токами в регистровых камерах сгорания). Определе-

Рис. 3. Поля температур факела, осевых скоростей и состава газа в сечении камеры сгорания с турбулизирующей решеткой.

ние времени выгорания топлива до определенной величины к данному сечению камеры производилось в соответствии со средними скоростями потока (для регистровых камер для области прямого тока) по формуле

$$\tau_x = \frac{x - l \cos \frac{\omega}{2}}{w_x} + \tau_1 = \tau_r + \tau_1, \quad (15)$$

где x — расстояние от форсунки до данного сечения по оси камеры;
 w_x — осевая скорость потока;
 ω — угол раскрытия конуса распыла форсунки.

Основные экспериментальные данные, необходимые для расчета g_x и τ_x , приведены в таблице, а характерные графики полей измеряемых величин для одного из опытов приведены на рис. 3. Значения теплоемкостей рассчитывались по данным газового анализа в сечении. Поправка на время торможения τ_1 и расстояние до торможения капли l производилась на основании расчета по формулам (8) и (9) в соответствии с экспериментальными p_T и рассчитанными значениями размера капель

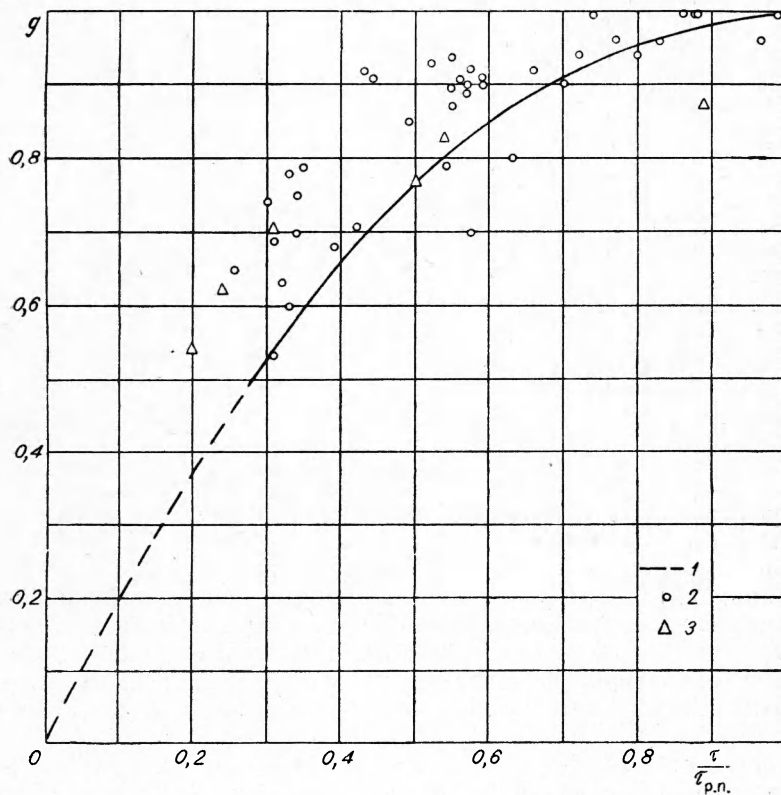


Рис. 4. Зависимость относительного выгорания топлива g от безразмер-

ного времени $\frac{\tau}{\tau_{p.t}}$:

1 — теоретическая кривая для $r_0=100 \text{ мк}$; $p=1,5-5,0 \text{ ата}$; 2 — экспериментальные точки (регистровая камера сгорания); 3 — экспериментальные точки (камера сгорания с турбулизирующей решеткой).

	Топливо	P_k , ата	T_{Φ} , °C	T_k , °C	\bar{W}_x , м/сек	P_T , ата	τ_1 , сек	l , м	$g_{\text{эксп}} = g_x$	
									$x=0,31$ м	0,55 м
Камера сгорания с регистром, через который подается весь воздух в зону горения	Соляр	1,32	1430	19	28	63	0,002	0,1	0,74	—
		1,46	1218	90	23	72	0,002	0,105	0,78	—
		2,42	1420	116	28	36	0,008	0,277	0,65	0,90
		2,39	1280	115	28,4	46	0,008	0,317	0,59	0,89
	Мазут М-20	2,36	1260	98	13,9	51	0,008	0,366	0,60	0,90
		2,21	1270	115	34,6	46	0,008	0,306	0,63	0,91
		1,64	1170	112	37,2	36	0,008	0,260	0,53	0,79
		3,66	1380	105	21,0	46	0,008	0,332	0,76	0,925
		2,43	1340	115	31,0	40	0,008	0,293	—	0,705
		1,71	1450	111	31,0	35	0,008	0,272	—	0,85
		1,91	1575	113	36,8	41	0,008	0,280	0,63	0,87
		2,19	1200	98	25,98	16	0,008	0,163	0,71	0,90
	Мазут М-40	2,19	1400	85	35,4	35	0,008	0,264	0,6	0,91
		2,06	1540	120	46,5	41	0,008	0,262	0,79	0,90
		1,86	1060	65	29,0	10	0,0175	0,271	0,74	0,92
		2,0	1610	65	42,0	40	0,008	0,270	0,70	0,94
2,07		1500	107	40,5	52	0,008	0,315	0,67	0,98	
2,02		1000	116	33,9	21	0,008	0,186	0,68	0,80	
1,91		1050	115	29,96	11	0,0175	0,270	0,69	0,90	
2,03	1560	84	43,0	42	0,008	0,268	0,75	0,94		
Камера сгорания с турбулизующей решеткой	Мазут М-20	2,41	1150	123	16,4	35	0,008	0,304	0,54	0,83
		2,17	1420	113	24,0	34	0,008	0,286	0,62	0,77
	Мазут М-40	2,04	1020	87	31,6	21	0,008	0,193	0,70	—

τ_0 и скорости вылета каплей из форсунки u_0 по данным работы [9]. Непосредственная обработка опытов в виде зависимости $g_x = f(\tau_x)$ как и следовало ожидать, показала, что ни о какой общей зависимости говорить не приходится. Это различие определяется как конструкцией камер сгорания, а следовательно, различными аэродинамическими характеристиками потока, так и режимными характеристиками (различными давлениями, температурой факела, расходами воздуха и т. д.). Аналогичная картина наблюдается и при обработке данных в виде зависимости $g_x = f(x)$.

В соответствии с формулами (8) и (14) были определены расчетные времена полного выгорания факела $\tau_{p. п.} = \tau_1 + \tau_2$ для всех опытов, приведенных в таблице. Следует отметить, что расчетные времена полного выгорания факела $\tau_{p. п.}$ являются теоретическими, так как для их вычисления не требуется проведения экспериментов, а необходим только выбор определенной конструкции камеры и режимных параметров, задаваемых при расчете газотурбинной установки. В таблице для каждого опыта приведены теоретические значения времен полного испаре-

(доли)	$\tau_{\Sigma} = \tau_1 + \tau_x$ (сек)			$\tau_{p-n} = \tau_1 + \tau_2$ (сек)	$\frac{\tau_{\Sigma}}{\tau_{p-n}}$ (при $g \approx 1$)
	$x=0,31$ м	0,55 м	0,79 м		
—	$9,5 \cdot 10^{-3}$	—	—	$56,8 \cdot 10^{-3}$	
0,965	$10,91 \cdot 10^{-3}$	$21,34 \cdot 10^{-3}$	$31,78 \cdot 10^{-3}$	$32,89 \cdot 10^{-3}$	0,97
1,00	$9,17 \cdot 10^{-3}$	$17,75 \cdot 10^{-3}$	$26,32 \cdot 10^{-3}$	$29,9 \cdot 10^{-3}$	0,88
0,965	—	$16,2 \cdot 10^{-3}$	$24,65 \cdot 10^{-3}$	$29,6 \cdot 10^{-3}$	0,83
0,97	—	$21,23 \cdot 10^{-3}$	$38,5 \cdot 10^{-3}$	$37,0 \cdot 10^{-3}$	1,04
1,0	$8,115 \cdot 10^{-3}$	$15 \cdot 10^{-3}$	$21,9 \cdot 10^{-3}$	$25,51 \cdot 10^{-3}$	0,83
—	$9,34 \cdot 10^{-3}$	$15,79 \cdot 10^{-3}$	$22,2 \cdot 10^{-3}$	$29,97 \cdot 10^{-3}$	
0,93	—	$18,4 \cdot 10^{-3}$	$29,8 \cdot 10^{-3}$	$27,68 \cdot 10^{-3}$	
0,92	$8,54 \cdot 10^{-3}$	$16,29 \cdot 10^{-3}$	$24,03 \cdot 10^{-3}$	$28,08 \cdot 10^{-3}$	
0,94	$9,22 \cdot 10^{-3}$	$16,96 \cdot 10^{-3}$	$24,7 \cdot 10^{-3}$	$34,37 \cdot 10^{-3}$	
—	$8,815 \cdot 10^{-3}$	$15,33 \cdot 10^{-3}$	$21,85 \cdot 10^{-3}$	$27,83 \cdot 10^{-3}$	
1,0	$13,6 \cdot 10^{-3}$	$22,8 \cdot 10^{-3}$	$32,13 \cdot 10^{-3}$	$32,4 \cdot 10^{-3}$	0,99
0,94	$9,29 \cdot 10^{-3}$	$16,07 \cdot 10^{-3}$	$22,85 \cdot 10^{-3}$	$28,41 \cdot 10^{-3}$	
0,91	$9,03 \cdot 10^{-3}$	$14,19 \cdot 10^{-3}$	$19,35 \cdot 10^{-3}$	$25,71 \cdot 10^{-3}$	
—	$18,84 \cdot 10^{-3}$	$27,15 \cdot 10^{-3}$	$35,39 \cdot 10^{-3}$	$62,6 \cdot 10^{-3}$	
—	$8,95 \cdot 10^{-3}$	$14,65 \cdot 10^{-3}$	$20,38 \cdot 10^{-3}$	$26,48 \cdot 10^{-3}$	
1,0	—	$13,8 \cdot 10^{-3}$	$19,72 \cdot 10^{-3}$	$26,51 \cdot 10^{-3}$	
1,0	$11,65 \cdot 10^{-3}$	$18,73 \cdot 10^{-3}$	$25,8 \cdot 10^{-3}$	$29,5 \cdot 10^{-3}$	0,75
0,92	$18,83 \cdot 10^{-3}$	$26,84 \cdot 10^{-3}$	$34,85 \cdot 10^{-3}$	$61,3 \cdot 10^{-3}$	0,87
0,96	$8,97 \cdot 10^{-3}$	$14,55 \cdot 10^{-3}$	$20,13 \cdot 10^{-3}$	$26,16 \cdot 10^{-3}$	0,76
0,87	$8,36 \cdot 10^{-3}$	$23 \cdot 10^{-3}$	$37,6 \cdot 10^{-3}$	$42,2 \cdot 10^{-3}$	
—	$9 \cdot 10^{-3}$	$19 \cdot 10^{-3}$	$29 \cdot 10^{-3}$	$38,1 \cdot 10^{-3}$	
—	$11,7 \cdot 10^{-3}$	$19,29 \cdot 10^{-3}$	$26,9 \cdot 10^{-3}$	$37,76 \cdot 10^{-3}$	

ния (выгорания) топливного факела, рассчитанного по «максимальному» размеру капель.

Непосредственное сопоставление теоретического времени выгорания с экспериментальным сделать затруднительно, так как по экспериментальным данным трудно установить, на какой длине (или соответственно при каком времени) заканчивается процесс выгорания ($g \approx 1$). Сравнение расчетного времени выгорания факела с экспериментально определенным временем для тех опытов, где уже практически g близко к 1, показывает, что отношение $\frac{\tau_{\Sigma, \text{ п.}}}{\tau_{p-n, \text{ п.}}} \approx 0,75 \div 1,05$. Для более объективного сопоставления расчетов с экспериментальными данными была построена теоретическая кривая $g = f\left(\frac{\tau}{\tau_{p-n, \text{ п.}}}\right)$ по формулам (13) и (14)

и нанесены экспериментальные точки выгорания g_x опытов, проведенных при тех же условиях (рис. 4). Построение зависимости выгорания от безразмерного времени, где в качестве масштаба служит $\tau_{p-n, \text{ п.}}$, позволило обобщить данные экспериментов, проведенных на двух принци-

пиально различных конструкциях камер сгорания в интервале давлений от 1,3 до 3,7 *ата*, скоростей потока в камере от 14 до 46 *м/сек*, в широком диапазоне коэффициентов избытка воздуха в зоне горения $\alpha = 1,2 \div 2,5$, и показало, что как закон выгорания для всех указанных режимов близок к расчетному, так и время полного выгорания соответствует расчету по предлагаемому механизму. Критерием справедливости последнего является то, что осредненная экспериментальная кривая выгорания имеет тот же верхний предел (при $\frac{\tau_{э.}}{\tau_{р. п.}} = 1, g_x \approx 1$).

Следует отметить, что наблюдается довольно значительный разброс экспериментальных точек (до 20%), а также отклонение экспериментальной кривой от расчетной при неполном выгорании факела. Первое обстоятельство вполне естественно, так как опыты проведены на практических натуральных камерах сгорания с большим количеством измерений, которые необходимы для определения g_x и τ_x . Причиной отклонения экспериментальной кривой от расчетной в целом при $g = 0,6, 0,9$ является, вероятно, то, что расчеты проводились по «максимальному» диаметру, а не учитывалось действительное распределение капель топлива. Однако предлагаемый расчет выгорания с достаточной степенью точности дает конечное время выгорания факела и может быть использован для расчета длины зоны горения в камерах сгорания.

В предлагаемом расчете выгорания факела распыленного жидкого топлива в форсированных топочных устройствах отсутствуют химические факторы (фракционный состав топлива, наличие присадок и т. д.), влияние которых весьма существенно сказывается на содержании коксовых и сажевых частиц в газах, поступающих на турбину, а следовательно, на ресурс газотурбинной установки [9]. Исследование этого вопроса является предметом специального рассмотрения. Здесь уместно отметить только, что в широком диапазоне топлив содержание коксовых частиц мало и для оценки выгорания факела с точки зрения недожога топлива мало существенно.

ВЫВОДЫ

1. В работе предложен метод расчета выгорания распыленного углеводородного топлива в форсированных топочных устройствах, для которых реализуется механизм испарения. (Соответствующее значение критерия Сполдинга $S_d \rho L < \beta$.)

2. Выгорание факела в различных конструкциях камер сгорания в диапазоне изменения давления (1,3 \div 3,7 *ата*), скоростей потока (14—46,0 *м/сек*) и коэффициентов избытка воздуха в зоне горения ($\alpha_1 = 1,2—2,5$) хорошо обобщается зависимостью $g_x = f\left(\frac{\tau_{э.}}{\tau_{р. п.}}\right)$.

3. Сопоставление опытных данных с теоретической кривой, выполненной на основании предложенного метода расчета, показало достаточное для практических расчетов совпадение времени полного выгорания.

Поступила в редакцию
19/VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Spolding*. Fuel, 1953, 32, 2, 169—185.
 2. *G. A. Ageston, H. Wise and W. A. Rosser*. Sixth, Symposium (international) on Combustion, 1956.
 3. *Ф. А. Агафонова, М. А. Гуревич, Е. Ф. Тарасова*. 3-е Всесоюзное совещание по теории горения, т. II, М., Изд-во АН СССР, 1960.
 4. *И. В. Мещерский*. Работа по механике тел переменной массы. М.—Л., ГИТТЛ, 1949.
 5. Камера сгорания газовых турбин. М., ЦИАМ, 1958.
 6. *W. E. Ranz and W. K. Marshall, Jr.*, Chem. Engng. Progr., 1952, 48, 141—146, 173—183.
 7. *И. И. Палеев, Б. Д. Кацнельсон, Р. С. Тюльпанов*. 3-е Всесоюзное совещание по теории горения, т. II, М., Изд-во АН СССР, 1960.
 8. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. Сб. М.—Л., ГЭИ, 1958.
 9. Камеры сгорания газотурбинных установок. Сб. М., ЦИНТИАМ, 1963.
 10. *Р. С. Тюльпанов*. Энергетическое машиностроение, № 4. М., ЦИНТИАМ, 1964.
 11. *Р. С. Тюльпанов*. Теплоэнергетика, № 8. М., 1964.
 12. *С. А. Белый*. 3-е Всесоюзное совещание по теории горения, т. II. М., Изд-во АН СССР, 1960.
-