

w świetle 50 cm, wyłożenie szamotowe posiada grubość 8 cm, a oddalenie wewnętrznego płaszcza m od zewnętrznego m_1 wynosi również 8 cm, to cała zewnętrzna średnica paleniska wraz z płaszczem blaszanym wynosi 85 cm, a gdy długość paleniska wynosi 2 m, to powierzchnia otaczającego płaszcza będzie = 5,3 m².

Przypuśćmy, że w przestrzeni h panuje temp. 150° C., a zewnętrzna warstwa izolacyjna z gliny posiada grubość 1 cm, to według doświadczenia strata na ciepłe przy 10 godzinach pracy i temp. otaczającej 20° C. wynosi 5,3.130.10.5 = 34450 ciepłostek. A że 8000 ciepłostek = 1 kg węgla, przeto 34450 : 8000 = 4,3 kg węgla, który tracimy w postaci ciepła wypromieniowanego w czasie 10 godzin. Strata ta będzie jeszcze mniejsza, gdy izolację urządzimy jaknajlepszą.

Na podstawie tych cyfr łatwo osądzić, iż takie palenisko nie jest wcale gorsze od umieszczonego w rurze ogniowej.

Jak już wspomniałem, do najważniejszych warunków dobrego palenia się, należy równomierne zasilanie paleniska paliwem. Warunek ten spoczywa w rękach palacza i zależy całkowicie od jego inteligencji. Zastosowanie palenisk gazowych, lub dzisiaj rozpowszechniających się naftowych, ułatwia spełnienie tego warunku i usuwa na drugi plan zależność procesu palenia się od palacza.

Do opalania gazowego używamy palenisk generatorowych. Palenisko generatorowe składa się z generatora i przestrzeni, w której następuje spalanie gazów wytworzonych w generatorze. Generator tworzy zazwyczaj palenisko zamknięte, urządzone w ten sposób, że na ruszcie znajduje się stała warstwa węgla o wysokości 0,5—1 m. Tuż nad rusztem spala się węgiel na kwas węglowy, w wyższych warstwach przeważnie na tlenek węgla, z powodu braku powietrza, a przytem następuje redukcja kwasu węglowego przechodzącego przez warstwę rozżarzoną na tlenek węgla. Tlenek węgla zmieszany z węglowodorami, utworzonymi przez suchą destylację świeżo dorzuconego węgla, idzie do paleniska.

Skład chemiczny ilościowy gazu będzie zależał od utrzymania jednakowej warstwy węgla na ruszcie.

Rys. 4 przedstawia najprostsz typ generatora, nadającego się do wszelkiego rodzaju materiału opałowego. Za pomocą takiego generatora, albo kilku złączonych, można opalać całą baterię kotłową, albo za pomocą zasowy wyłączać pojedyncze kotły.

Gaz z generatora idzie przez kanał g do głównego kanału H , stąd przez otwarty wentyl p i przewód h przechodzi do paleniska. Powietrze wtórne doprowadzane przez rurę S ogrzewa się ciepłem wypromieniowanym z paleniska i ciepło to w ten sposób wraca do paleniska.

Co do palenisk gazowych, należy uwzględnić, że zasilanie generatora materiałem opalowym jest rzeczą pierwszorzędną wagi, a to ze względu na ilościowy skład gazów, które powinny zawierać jak najwięcej tlenu węgla CO. Nie mniej ważnym jest mieszanie się gazów z powietrzem, a przytem należy uważać, aby mieszanina ta nie ztykała się z zimnymi ścianami, dopóki nie nastąpi całkowite spalanie się,

gdyż inaczej wytwarzać się będzie dym i sadze. Jeżeli generator dostarcza zawsze gazu o jednakowym składzie chemicznym i w jednakowej ilości, co łatwo uzyskać przez dobrą budowę generatora, i jeśli dopływ powietrza wtórnego dobrze jest uregulowany, to spalanie będzie najlepsze.

Bardzo pożądanym warunkiem przy paleniskach gazowych jest podgrzewanie powietrza wtórnego, a to się da łatwo osiągnąć, gdyż przy każdym niemal palenisku wypromieniowane ciepło może być wyzyskane do ogrzewania powietrza.

Za wielką użytecznością i praktycznością palenisk gazowych przemawiają następujące urządzenia:

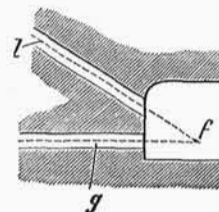
Gdy mamy do czynienia z wielkim paleniskiem, przy którym trzeba ogrzewać znaczną przestrzeń, wtedy lepiej jest podzielić strumień gazu na małe rozgałęzienia, t. j. na strumienie o mniejszym przekroju, w ten sposób, aby gaz dochodził do paleniska przez kilka kanałów wąskich, równoległych (rys. 5). W ten sam sposób i powietrze wtórne winno być doprowadzane, to znaczy, że do każdego kanału gazowego g winien należeć kanał powietrzny l .

Czy powietrze doprowadzamy do gazu od góry, czy też od dołu, nie jest rzeczą obojętną. Jeżeli powietrze doprowadzamy z głównego kanału L (rys. 6) przez kanał pionowy boczny l z dołu, to spalanie się nie będzie tak energiczne jak w razie, gdybyśmy doprowadzali od góry (rys. 7), a to dlatego, że powietrze ma większy c. wł. niż gaz, a więc jeśli powietrze dochodzi od góry, to następuje szybsze i dokładniejsze wymieszanie się z gazem.

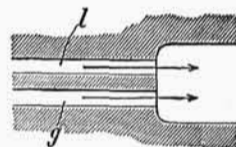
Jeżeli gaz i powietrze doprowadzane są w sposób wskazany na rys. 7, to następuje spalanie bezpośrednio przy zetknięciu się gazu z powietrzem. Takie doprowadzenie jest bardzo korzystne, gdy chodzi o ogrzanie małej przestrzeni. Gdy chodzi o dłuższy płomień, wtedy z wielką korzyścią możemy zastosować sposób doprowadzenia, uwidoczniiony na rys. 8, t. j. pod kątem ostrym. Doprowadzenie powietrza i gazów kanałami równoległymi, jak przedstawia rys. 9, daje możliwość uzyskania płomienia bardzo długiego. Ten ostatni sposób ma jeszcze tę dobrą stronę, że możemy uzyskać płomień utleniający lub odtleniający. Doprowadzając powietrze dolnym kanałem a gaz górnym, otrzymamy płomień utleniający, a w przeciwnym wypadku odtleniający.

O paleniskach gazowych można powiedzieć wogólności, że przedstawiają one największe korzyści pod każdym względem. Łatwość regulowania palenia się, niezależność od palacza i możliwość stosowania każdego rodzaju materiałów opałowych, przemawiają szczególnie za budową palenisk gazowych.

Jan Lombardo, chemik-techn.



Rys. 8.



Rys. 9.

Z TEORII WODOTRYSKÓW.

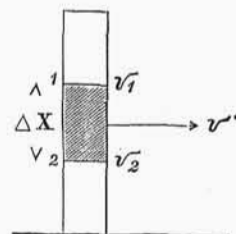
Napisał H. Czopowski, inż.

(Ciąg dalszy; p. № 42 r. b., str. 513).

Równania (9), (10) i (11) zdają się rozwiązywać postawione zadanie i wyczerpywać dany temat, pozostaje tylko określenie współczynnika λ , który na drodze doświadczałnej da się łatwo określić.

Nim jednakże przystąpię do tego określenia, chciałbym wyjaśnić i zanalizować jeszcze uczynione obserwacje. Zauważyliśmy przy obserwowaniu wytrysku, iż cząstki wody odpryskują od głównego strumienia wody i samodzielnym ruchem opisując pewną krzywą, spadają na dół. Ruch tych cząstek posiada pewne składowe szybkości pionowe oraz poziome; pierwszą można w przybliżeniu przyjąć równą szybkości cząstek wody zewnętrznego pierścienia, drugą zaś postaram się bliżej określić. W tym celu obserwuję dwa prze-

kroje wytryskującego strumienia, jeden będzie biegł z szybkością v_1 , drugi będzie doganiał pierwszy z szybkością v_2 , wzajemne zaś zbliżenia przekrojów będą następowały z szybkością $(v_2 - v_1)$, cząstki więc wody, zawarte pomiędzy przekrojami 1 i 2 (rys. 3), ulegają pewnemu hydrostatycznemu ciśnieniu, jako rezultat tego ciśnienia występują wyżej wspomniane siły poziome, które nadają cząstkom wody pewną składową szybkość, działającą w kierunku poziomym. Zauważywszy, iż różnica ilości wody przepływającej przez oby-



Rys. 3.

dwa przekroje strumienia, musi być równą ilości wody odpryskującej od powierzchni strumienia, możemy zestawić równanie:

$$\frac{\pi d^2}{4} \cdot (v_2 - v_1) = \pi \cdot d \cdot \Delta x \cdot v' \dots (14),$$

gdzie v' oznacza składową poziomą szybkość, Δx —odległość obserwowanych przekrojów. Przyjmując, iż te przekroje nie skończenie blisko wzajemnie siebie leżą, otrzymamy:

$$\frac{\pi d^2}{4} \cdot dv_x = \pi \cdot d \cdot dx \cdot v'_x,$$

skąd
$$v'_x = \frac{d}{4} \cdot \frac{dv_x}{dx} \dots (15).$$

Dla $x = h$, t. j. dla wierzchołka wytrysku otrzymamy $v'_x = \frac{dv_x}{dx} = \infty^1$, t. j. składowa pozioma oddzielających się cząstek wody od wierzchołka wytrysku powinna się równać nieskończoności. Niezgodność tego rezultatu z obserwacją nasuwa nam przypuszczenie, iż u wierzchołka wytrysku występują nowe siły dotychczas nieuwzględnione w niniejszym rachunku. W tym celu uprzytomnijmy sobie, iż szybkość cząstek podnoszącej się wody u wierzchołka strumienia zmniejsza się do zera, jest więc punkt, w którym te cząstki pozostają w zawieszeniu, w stanie tym występują siły wewnętrzne płynu, które nie mając żadnych przeszkód ze strony zewnętrznych sił działających na dane masy wody, dążą do nadania biegnącym masom wody formy kulistej i w rzeczywistości możemy obserwować, iż zwięzły strumień wody u wylotu zamienia się u wierzchołka wytrysku na masy wody o formie kulistej, które się wznoszą ku górze aż do wygaśnięcia nabytej szybkości.

Obliczenie więc v_x , wyżej przytoczone, może się tyczyć do niższych części wytrysku, do wyższych zaś należałoby stosować obliczenia stosowane w ballistycie. Wyprowadzony zatem wzór (9) i pochodne (10) i (11) posiadają następujące błędy zasadnicze: 1) iż wprowadzono do rachunku średnią szybkość cząstek w przekrojach strumienia, nie uwzględniając szybkości zewnętrznej pierścienia; 2) iż nie wprowadzono w rachunek przyspieszenia, jakiemu podlega zewnętrzny pierścień strumienia przy wyjściu z otworu wylotu. Dla praktyki te dwa błędy dadzą się wyrównać, pierwszy przez wprowadzenie średniej wartości dla λ bezpośrednio z doświadczeń, drugi zaś błąd da się wyrównać przez wprowadzenie zmiennej wielkości dla λ , t. j. iż zamiast przyjąć do rachunku większą szybkość od przyjętej średniej szybkości v_x , przyjmujemy większą wartość dla λ . Jakieśmy już wyżej zaznaczyli, wspomniane naprężenie szybkości zewnętrznego pierścienia jest w przybliżeniu proporcjonalne do $\frac{v_0 - v_x}{d}$, a podług przybliżonego wzoru (6)

$$\frac{v_0 - v_x}{d} = K \cdot \sqrt{\frac{I}{d}};$$

wynagradzając więc sobie owe powiększenie szybkości, przez powiększenie wartości dla λ , przyjdziemy do wniosku, że wartość dla λ powinna się powiększać z powiększeniem się ciśnienia przy wylocie, zmniejszać się z powiększeniem średnicy wylotu i wogóle powiększać się tam, gdzie jest spodziewana duża różnica $\frac{v_0 - v_x}{d_m}$, w którym to wzorze d_m oznacza najbliższą odległość zewnętrznej warstwy strumienia od środka przekroju wylotu; λ więc dla otworów w cienkich ściankach będzie większe niż dla otworów zwykłych walcowych, jak również będzie większe dla otworów kształtu wielokąta, niż dla koła i t. p. Trzecim i ostatnim błędem wzoru (9), jaki wypływa z wyżej wyprowadzonych wniosków i zauważonych obserwacji, iż cząstki wody u wierzchołka strumienia unoszą się w formie kulistej, a nie zwięzłej walcowej, lecz prawa i wzory ruchu pocisków są tak

¹⁾ $\frac{dv}{dx}$ otrzymamy, różniczkując równanie (9a), a mianowicie: $v_x \frac{dv_x}{g} = -\frac{\lambda}{d} e^{-\frac{\lambda}{d}x} \left(\frac{v_0^2}{2g} + \frac{d}{\lambda} \right) \cdot dx$; ponieważ dla $x=h$ $v_x=0$, przeto z ostatniego równania dla $x=h$; $\frac{dv_x}{dx} = \infty$.

przybliżone do wyżej przytoczonego wzoru (9), iż pozostawiam ten ostatni wzór dla praktyki zupełnie wystarczającym.

Na tem zakończęm teoretyczną stronę danej kwestyi i, przyjmując wzory te jako zasadnicze rozwiązanie postawionego zadania, przystępuję do oznaczenia wartości dla λ . Do oznaczenia wartości λ korzystam z doświadczeń uczynionych przez d-ra OTTO LUEGER'A (Die Wasserversorgung der Städte) i WEISBACH'A (Klimpert, Hydrodynamik I); z doświadczeń tych wypadła średnio $\lambda = 0,0004 = 4 \cdot 10^{-4}$.

Tablica poniżej podana wykazuje rezultaty powyższych doświadczeń w zestawieniu z rezultatami, otrzymanymi z wyżej przytoczonego wzoru (10).

Wzór	H	d=0,010 m	d=0,014 m	d=0,030 m
Lueger'a	5,0	h = 4,49	h = 4,65	h = 4,87
Weisbach'a		4,68	4,80	—
Wzór mój		4,56	4,68	4,84
Lueger'a	10,0	8,14	8,69	9,49
Weisbach'a		8,81	9,28	—
Wzór mój		8,41	8,79	9,38
Lueger'a	15,0	11,18	12,26	13,89
Weisbach'a		12,06	13,26	—
Wzór mój		11,75	12,48	13,67
Lueger'a	20,0	13,73	15,38	18,05
Weisbach'a		14,32	16,67	—
Wzór mój		14,70	15,82	17,72
Lueger'a	30,0	17,82	20,74	25,82
Weisbach'a		—	—	—
Wzór mój		19,71	21,66	25,23
Lueger'a	40,0	20,92	25,04	32,90
Weisbach'a		—	—	—
Wzór mój		23,89	26,68	31,96
Lueger'a	50,0	23,38	28,66	39,42
Weisbach'a		—	—	—
Wzór mój		27,46	31,05	38,80
Lueger'a	100,0	30,50	40,16	64,93
Weisbach'a		—	—	—
Wzór mój		40,23	47,25	63,55

Zestawienie powyższe wykazuje najpierw pewną różnicę pomiędzy rezultatami doświadczeń d-ra LUEGER'A i WEISBACH'A, cyfry więc tym można dać tylko przybliżoną wartość; rezultaty jednakże otrzymane z wzoru przezemnie wyprowadzonego nie wychodzą z granic tego przybliżenia. Przy obliczeniach więc dla praktycznych celów należy dawać pewien zapas ciśnienia. Większą różnicę pomiędzy rezultatami otrzymanymi z wzoru d-ra LUEGER'A i z wzoru (10) daje się zauważyć przy $d = 0,01$ i $H > 20,0$ m. Ponieważ dr. LUEGER nie daje granic, dla jakich wzór jego jest zgodny z rzeczywistością, nie należałoby twierdzić, iż wartości dla h w danym wypadku, obliczone z mojego wzoru, są zbyt wielkie, gdyż może wzór d-ra LUEGER'A dla tych granic nie jest odpowiedni, mając jednakże na uwadze wyżej streszczoną teorię, iż wartość dla λ należy powiększyć przy powiększaniu ciśnienia i zmniejszaniu średnicy wylotu, w danym więc wypadku należy powiększyć λ i wtedy w rzeczywistości otrzymamy wartości dla h mniejsze od wyżej wliczonych. Z powiększeniem wartości dla $d = 0,014$, λ może być przyjęte jak wyżej $\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$, przy wysokościach jednakże $H > 50$, λ należałoby w danym wypadku przyjąć większe; przy $d = 0,03$ granica dla H , przy której winno się zmienić λ , jest bardzo odległa. Pomimo tych różnic pomiędzy wzorem rozumowym, przezemnie wyprowadzonym i wzorami empirycznymi, uważam ten pierwszy za praktycznie wystarczający i będę stosował go do dalszych obliczeń.

Przystąpię obecnie do obliczenia szybkości strumienia w pewnym przekroju oraz do zestawienia równania krzywej, jaką opisuje strumień wodotrysku, w razie nachylenia osi wylotu względem poziomemu. (D. n.)